



Développement d'une horloge atomique sur puce à atomes : optimisation de la durée de cohérence et caractérisation préliminaire.

Clément Lacroûte

► To cite this version:

Clément Lacroûte. Développement d'une horloge atomique sur puce à atomes : optimisation de la durée de cohérence et caractérisation préliminaire.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : . tel-00528925

HAL Id: tel-00528925

<https://theses.hal.science/tel-00528925>

Submitted on 22 Oct 2010

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.

LABORATOIRE DES SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE TEMPS-ESPACE

**THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
Spécialité : Physique
École doctorale de Physique de la Région Parisienne
ED 107**

**Présentée par
Clément Lacroûte**

**Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet :

**DÉVELOPPEMENT D'UNE HORLOGE ATOMIQUE SUR PUCE À
ATOMES : OPTIMISATION DE LA DURÉE DE COHÉRENCE ET
CARACTÉRISATION PRÉLIMINAIRE**

Soutenue le 29 janvier 2010 devant le jury composé de :

M.	François	BIRABEN	Président du jury
Mme.	Hélène	PERRIN	Rapporteur
M.	Ferdinand	SCHMIDT-KALER	Rapporteur
M.	Ekkehard	PEIK	Examineur
M.	Bruno	DESRUELLE	Examineur
M	Peter	ROSENBUSCH	Examineur
M.	Noël	DIMARCQ	Directeur de thèse (membre invité)
M.	Jakob	REICHEL	Membre invité

Table des matières

Remerciements	vii
Introduction	1
1 Horloge atomique sur puce : motivations et enjeux	3
1.1 Les horloges atomiques	4
1.1.1 Principe de fonctionnement	4
1.1.2 Caractérisation	5
1.1.3 Interrogation de Ramsey	6
1.2 Utilisation d'atomes piégés dans une horloge atomique	11
1.2.1 Régime de Lamb-Dicke	11
1.2.2 Pièges électriques, pièges optiques, pièges magnétiques : avantages et difficultés	12
1.2.3 Atomes de ^{87}Rb piégés magnétiquement	14
1.2.4 Effets du piège sur la spectroscopie Ramsey	16
1.3 Notre réponse : TACC	19
1.4 Performances attendues	20
1.4.1 Durée de cohérence	20
1.4.2 Stabilité	21
2 Atomes froids sur puce à atomes	29
2.1 Les puces à atomes	29
2.1.1 Les puces à travers le monde : panorama d'un outil flexible	30
2.1.2 Piégeage magnétique des atomes neutres	30
2.1.3 Principes de base des puces à atomes	32
2.1.4 Principales géométries de pièges	33
2.2 Refroidissement atomique	36
2.2.1 Pré-refroidissement	36
2.2.2 Refroidissement par évaporation forcée	38
2.3 Condensation de Bose-Einstein	40
2.3.1 La condensation de Bose-Einstein	40
2.3.2 Propriétés	42
2.3.3 Caractérisation expérimentale de la transition de phase	43
3 Dispositif expérimental sous contraintes métrologiques	45
3.1 Cycle expérimental de l'horloge	45
3.1.1 Piège magnéto-optique	45
3.1.2 Mélasse optique	46

3.1.3	Pompage optique	47
3.1.4	Piège magnétique	47
3.1.5	Evaporation	48
3.1.6	Interrogation	48
3.1.7	Détection	48
3.2	Système optique	49
3.2.1	Banc optique	49
3.2.2	Chapeau optique	54
3.3	Détection	57
3.3.1	Détection par absorption	58
3.3.2	Imagerie en temps de vol	60
3.3.3	Détection selon l'axe Y	60
3.3.4	Détection selon l'axe X	60
3.4	Structure du montage : système de vide, supports et blindages.	61
3.4.1	Vide	62
3.4.2	Supports	62
3.4.3	Blindages	62
3.5	Génération des champs magnétiques : bobines et sources de courant	65
3.5.1	Bobines	65
3.5.2	Coupure des champs magnétiques.	66
3.5.3	Sources de courant	67
3.6	La puce	69
3.6.1	Description générale	70
3.6.2	Courants D.C.	71
3.6.3	Configurations de champs magnétiques type	71
3.6.4	Signaux A.C.	72
3.6.5	Accès électrique et alimentation	74
3.7	Chaîne de synthèse micro onde	75
3.7.1	Principe de fonctionnement	75
3.7.2	Performances	75
4	Refroidissement atomique - résultats expérimentaux	79
4.1	Refroidissement magnéto-optique et mélasse optique	79
4.1.1	Pièges magnéto-optiques	79
4.1.2	Mélasse optique	81
4.1.3	Pompage optique	81
4.2	Piège magnétique	82
4.2.1	Transfert	82
4.2.2	Durée de vie de l'état $ 2, 2\rangle$	83
4.2.3	Mesure des caractéristiques d'un piège magnétique	83
4.3	Condensation de Bose-Einstein	87
4.3.1	Mise en place du refroidissement évaporatif	87
4.3.2	Difficultés expérimentales rencontrées	88
4.3.3	Obtention et caractérisation du condensat	91
4.4	Durée de vie du nuage ultra-froid : influence des collisions	92
4.4.1	Etat fondamental	93
4.4.2	Etat excité	94
4.4.3	Superposition cohérente	95

5	Spectroscopie de la transition d'horloge - résultats expérimentaux	97
5.1	Couplage du signal d'interrogation	97
5.1.1	Micro-onde : pertes à 1 photon	97
5.1.2	Caractérisation de la transition à deux photons	98
5.2	Durée de cohérence de la superposition	100
5.2.1	Mesure de la durée de cohérence par spectroscopie Ramsey	100
5.2.2	Piège très confinant	101
5.2.3	Réduction du bruit technique et installation des blindages	101
5.2.4	Piège d'interrogation optimal et cohérence exceptionnelle	102
5.3	Estimation préliminaire de la stabilité	106
5.3.1	Estimation à partir d'un spectre	106
5.3.2	Mesure préliminaire	108
5.4	Limites actuelles de la stabilité - pistes pour une amélioration	109
	Conclusion	111
	A Publications	115
	Bibliographie	121

Remerciements

J'ai effectué mon travail de thèse au SYRTE, à l'Observatoire de Paris, où j'ai pu croiser de nombreuses personnes, liées ou non au projet TACC ; citer de manière exhaustive tous les protagonistes de cette petite aventure est impossible, et je m'en excuse par avance.

Je tiens en premier lieu à remercier les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté cette charge, et notamment les deux rapporteurs, Hélène Perrin et Ferdinand Schmidt-Kaler, pour le temps qu'ils ont investi dans la lecture et re-lecture du manuscrit. Je remercie également mon président de jury, François Biraben, ainsi que les examinateurs Ekkehard Peik et Bruno Desruelle. J'en profite également pour remercier ici la Délégation Générale pour l'Armement, qui a financé cette thèse, et l'Institut FRancilien pour les Atomes Froids, qui lui a notamment fourni ses locaux.

Je remercie Noël Dimarcq, mon directeur de thèse le plus médaillé, pour ses conseils, sa disponibilité (entre deux réunions), et son énergie qui semble inépuisable et en devient communicative. La charge de directeur - du SYRTE - étant ma foi bien lourde, c'est Peter Rosenbusch qui a assuré mon encadrement au quotidien. Je le remercie de m'avoir transmis des méthodes de travail précieuses, et de m'avoir fait confiance pendant ces trois années. Le projet TACC est le fruit d'une collaboration étroite entre le SYRTE et l'équipe de Jakob Reichel au Laboratoire Kastler Brossel ; j'ai donc pu profiter à la fois de son encadrement et de ses conseils. Sa présence dans le laboratoire était toujours précieuse, et travailler avec lui a été un plaisir ainsi que l'occasion d'apprendre énormément.

L'ensemble de l'équipe temps/fréquence du SYRTE a rendu ce travail de thèse agréable, et l'a facilité, grâce au talent incomparable de chacun des membres du laboratoire. Merci à toute l'équipe administrative pour son efficacité et sa disponibilité ; aux électroniciens, et en particulier Michel Lours, toujours d'un grand secours ; aux mécaniciens, dont Jean-Pierre Aoustin, qui par son entrain et sa gentillesse justifie à lui seul de vouloir usiner le premier bout de métal qui traîne ; à Annie Gerard et son entresol, caverne d'Ali Baba du SYRTE ; aux informaticiens, Pascal Blondé en tête, David Cathelino et ses discussions sur le patator, et Manu Delor ; et un grand merci bien sûr aux chercheurs, avec qui j'ai pu discuter du bruit de phase autour de la machine à café, pour les nombreux conseils prodigués à coups de « moi, j'aurais pas fait comme ça », E. Declerc, P. Lemonde, S. Guérandel, A. Landragin, S. Merlet, S. Bize, et André Clairon, le Maître de la Phase.

Je voudrais bien sûr remercier l'équipe TACC au grand complet, en commençant par mon co-thésard, Friedemann Reinhard. Nous avons commencé à travailler dans un garage, où se côtoyaient téléviseurs hors d'usage, motocyclette, narguilé et dispositif expérimental de qualité métrologique ; et nous avons fini par monter une horloge atomique digne de ce nom. Son aide, son immense culture scientifique, son humour et ses idées uniques sur des sujets uniques ont grandement facilité le travail quotidien. Je pense pouvoir affirmer qu'il s'associe à moi pour remercier Samuel Beckett, qui a écrit nombre de nos répliques et mis en scène une partie de nos journées de travail. Je remercie également Christian Deutsch, pour sa bonne humeur, ses bonnes

idées, et sa capacité apparente à n'être jamais découragé. Et aussi pour les pic-nics parisiens et les tartes au citron ! Fernando Ramirez a rejoint l'équipe un peu plus tard, et a ramené une touche latine dans une équipe purement germano-française. Gracias para todo, and I hope we'll see each other soon, be it in Mexico or in California ! Merci également à Vincent et Wiefried, arrivés alors que je ne mettais déjà plus très souvent les pieds dans l'atelier. Amusez-vous bien avec TACC et sa progéniture !

Les nombreux étudiants du SYRTE contribuent, c'est peu dire, à y faire régner une ambiance légère et désinvolte, qui masque bien sûr le travail acharné que chacun fournit chaque jour de 8h à 23h pour réduire le bruit de phase. Merci donc aux stagiaires, thésards et post-docs ; Alexandre, Benjamin, Fred, Xavier, Julien, Rodolphe Le Targat, Sinda, Quentin ; Thomas qui a comme moi fait face aux jeunes centraliens endormis les matin de T.P., Michael le roi du badmington, Arnaud Lecallier, courage pour les derniers mètres, Jacques, ou comment être à la fois un étudiant et un ancien du labo, FX, le virtuose de la phase et de la guitare, qui écoute en cachette du Gangsta Rap en se faisant passer pour un fan de Pink Floyd, Loïc, sans qui je n'aurais pas pu m'accrocher à la vie durant ces trois ans, Philippe, tu sais qu'il n'y a pas de mots, Amandine, et j'en oublie sûrement, arrêtez, ils sont trop nombreux...

J'ai eu l'occasion de choisir, parmi eux, quelques musiciens, afin de former un groupe, Les Jazzalobs. Beaucoup de choses ont été écrites à propos de cette formation, sûrement parce que, comme les Sex Pistols à leur époque, nous avons été une sorte d'OVNI, une étoile filante dont l'existence n'a pas excédé deux ans et qui a changé à jamais la face du monde de la musique. C'est Julien Le Gouet qui a managé le groupe, dès ses prémices, après notre décision commune à Friedemann Reinhard et moi-même de former un petit *combo* de jazz/rock. Nous avons recruté un bassiste, Rodolphe Boudot, un saxophoniste, Samuel Deléglise, un tromboniste venu des U.S.A., Scott Crane, et le seul batteur disponible à l'époque sur la scène parisienne, Loïc Duchayne. En plus de la virtuosité des musiciens et de la beauté des compositions, Les Jazzalobs ont la particularité d'être le seul groupe de l'histoire du Rock'n'Roll (c'est bien de cela qu'il s'agit) à avoir eu une place de leader tournante. En effet, nous avons tous, à un moment donné, assumé cette responsabilité ô combien prisée ; tous sauf Loïc Duchayne, qui avait trop peur de ne pas savoir gérer la pression.

Je remercie enfin ceux qui n'ont pas travaillé sur le projet, mais m'ont aidé bien plus qu'ils ne le pensent à mener à bien cette thèse, mes amis et ma famille. Merci notamment à ceux qui avaient l'air sincèrement intéressés par cette drôle d'horloge, au point de venir la voir à l'Observatoire, Guillaume, Marie et Tibo, Julien, Florian... Merci à ma famille et à ma « jolie » famille, notamment d'avoir accepté que je travaille sur un autre sujet que les ouvriers de l'an Mil au lac de Paladru, mais aussi d'avoir été présente pendant la douloureuse période de la rédaction.

Enfin, je peux sans aucune hésitation affirmer que ces trois années de thèse comptent parmi les plus importantes de ma vie - mais cela n'a rien à voir avec le présent manuscrit. Merci aux deux amours de ma vie, sans qui je ne serais pas arrivé où je suis (et sans qui j'aurais du mal à aller ou je vais), Lucie et Marius.

Introduction

Le début du vingtième siècle a été une période extrêmement prolifique pour la physique fondamentale. Nombreuses sont les théories élaborées à cette époque dont les prédictions furent vérifiées expérimentalement à partir des années 1945-50, et dont nous bénéficions aujourd’hui dans notre vie quotidienne. Nous pouvons ainsi citer, pêle-mêle, le four à micro-onde, le laser, l’ordinateur ou encore les systèmes de navigation par satellites qui équipent voitures et téléphones portables.

Nombre de ces applications, des semi-conducteurs à la cryptographie quantique, reposent sur les lois de la physique quantique. C’est notamment le cas des horloges atomiques : la découverte de la quantification des niveaux d’énergie atomiques, et le lien entre fréquence et énergie dans les phénomènes d’absorption et d’émission des photons établi par Albert Einstein [1] et décrit par la loi de Planck, ont conduit au choix des atomes comme références de fréquence, préférés aux trajectoires perturbées des astres dans le ciel terrestre.

Les horloges atomiques ont ceci de particulier qu’elles sont à la fois le fruit d’une théorie qui décrit le comportement fondamental de la matière à une échelle microscopique, mais aussi une des sondes les plus exactes des lois de la physique. Elles permettent en effet, de par leur exactitude, d’étudier les prédictions théoriques de physique fondamentale, tels la relativité générale (notamment avec le projet ACES [2]), ou le principe d’équivalence et de possibles variations des constantes fondamentales [3]. Une partie de l’effort de recherche en métrologie des fréquences est donc orienté vers la conception d’horloges de plus en plus stables et de plus en plus exactes, avec dans le peloton de tête les horloges optiques, à ions ou atomes neutres piégés. La découverte et la maîtrise des techniques de refroidissement atomique par laser ont été à l’origine de progrès considérables dans ce domaine, permettant de gagner plusieurs ordres de grandeur en terme de stabilité, notamment grâce à l’apparition des fontaines atomiques [4, 5].

L’autre voie de développement pour les horloges atomiques est la réalisation de modèles industriels ou embarqués. Elle passe par la conception de modèles compacts, de volumes de l’ordre du litre, par exemple pour les systèmes de navigation, ou même miniatures, bientôt intégrés dans les serveurs de télécommunication. Si les horloges miniatures ne bénéficient pas encore des techniques de refroidissement atomique, plusieurs projets d’horloges compactes à atomes froids sont nés durant les dernières années ; citons notamment les projets HORACE et PHARAO, au SYRTE. C’est dans cet esprit que s’inscrit le dispositif présenté dans ce manuscrit.

L’horloge atomique sur puce, également désignée par l’acronyme TACC pour « Trapped Atom Clock on a Chip », tire sa compacité potentielle de l’utilisation d’atomes piégés et de la technologie des puces à atome. Le piégeage magnétique permet en effet de combiner longs temps d’observations et volume réduit. Bien que le terme « puce à atomes » soit apparu en 2000, la première proposition théorique date de 1995, et les premières publications sur leur réalisation expérimentale de 1999. Les forts gradients de champ magnétique générés par ces

micro-structures permettent de raccourcir la phase de refroidissement nécessaire à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein; le second avantage tient dans la compacité du dispositif, qui permet de plus l'intégration de composants optiques, électroniques ou mécaniques supplémentaires sans changement d'échelle. Les puces à atomes se sont donc développées dans deux directions complémentaires : l'étude de systèmes physiques nouveaux, tels les gaz dégénérés à une dimension, et l'intégration en vue d'applications industrielles, tels l'interférométrie atomique ou le calcul quantique.

TACC s'inscrit dans le cadre de ces deux démarches à la fois. Nous avons conçu un dispositif métrologique avec pour but à moyen terme l'obtention d'une stabilité de fréquence relative de 10^{-13} à une seconde, dépassant ainsi les performances des meilleures horloges commerciales actuelles. Mais l'expérience a également été développée avec l'idée d'être utilisée pour étudier la dynamique du gaz de ^{87}Rb ultra-froid, et notamment les collisions inter-atomiques, ainsi que leur influence sur la cohérence de superpositions atomiques.

Nous présentons tout d'abord les bases théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes en jeu dans l'horloge atomique sur puce. Nous décrivons ensuite le dispositif expérimental que nous avons monté avec Friedemann Reinhard, auquel j'ai consacré une partie importante de ma thèse. Nous donnons enfin les résultats obtenus avec ce dispositif, pour la durée de la cohérence ainsi que pour la stabilité préliminaire. Ma thèse est organisée de la manière suivante :

- Le chapitre 1, « **Motivations et enjeux** », présente en détails le contexte scientifique de développement du projet, le but visé en termes de stabilité, ainsi que les points pouvant présenter des difficultés éventuelles. On présente ensuite le principe de l'horloge atomique sur puce, ainsi qu'une estimation préalable des performances attendues.
- Le chapitre 2, « **Atomes froids sur puce à atomes** », présente les principes du refroidissement atomique et du piégeage magnétique à l'aide d'une micro-structure. Nous donnons également les propriétés de base d'un condensat de Bose-Einstein dans un potentiel harmonique, et notamment les signatures expérimentales de la transition de phase.
- Le chapitre 3, « **Dispositif expérimental sous contraintes métrologiques** », décrit les différentes briques élémentaires composant notre horloge. Nous donnons dans la mesure du possible les performances du dispositif en regard des contraintes imposées par l'obtention d'une stabilité compétitive. L'accent est mis sur le banc optique, auquel j'ai consacré une partie importante de mon travail.
- Le chapitre 4, « **Refroidissement atomique - résultats expérimentaux** », présente les résultats obtenus en termes de refroidissement atomique à chaque étape du cycle expérimental, du piège magnéto-optique jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein, ainsi que les mesures de taux de pertes des deux états d'horloge.
- Le chapitre 5, « **Spectroscopie de la transition d'horloge - résultats expérimentaux** », présente les résultats obtenus en termes de durée de cohérence et de stabilité de l'horloge, ainsi que des pistes d'amélioration.

Chapitre 1

Horloge atomique sur puce : motivations et enjeux

Depuis les années 1950, les horloges atomiques ont fait l'objet d'un développement constant, nourrissant un travail à la fois technologique et fondamental. La réalisation d'instruments de plus en plus stables et de plus en plus exacts, allant de paire avec la compréhension et l'évaluation des effets systématiques introduits par les techniques expérimentales utilisées, a été accompagnée de la conception d'horloges compactes et transportables, trouvant leur place dans des applications industrielles.

Les horloges atomiques sont de plus devenues des instruments allant au delà de la « simple » mesure du temps, en contribuant à des tests de physique fondamentale, accessibles grâce à l'extraordinaire résolution de leurs mesures de fréquences. L'apparition du refroidissement atomique par laser à la fin des années 1980 a notamment contribué à ces avancées, donnant un nouvel élan à la métrologie des fréquences, à la fois en permettant une meilleure compréhension des interactions inter-atomiques et des interactions lumière-matière, mais également par l'augmentation des durées d'interactions, auparavant réduites par la vitesse élevée des atomes à température ambiante.

On peut aujourd'hui classer les horloges atomiques en différentes gammes, selon leur niveau de performances, de compacité et de consommation électrique, visant à différents types d'applications. On trouve à une extrémité les horloges optiques, développées dans les laboratoires de métrologie, visant à atteindre des niveaux d'exactitude encore inégalés. Ces horloges occupent pour l'instant des salles entières dans les laboratoires, nécessitent l'utilisation de composants optiques complexes, tels les cavités optiques ou les lasers femto-seconde. Un des atomes utilisés dans de telles horloges sera probablement choisi pour redéfinir la seconde d'ici quelques années. A l'autre extrémité, on peut trouver l'horloge CSAC commercialisée par la société SYMMETRICOM, présentant une stabilité 10^5 fois moins bonne, de 5×10^{-11} à 1s, mais qui tient dans la poche et présente une consommation électrique inférieure à 100mW. Entre ces deux extrêmes, on trouve une génération d'horloges de laboratoire visant à remplacer les horloges commerciales actuellement en place dans les systèmes de positionnement par satellite, tels les projets LITE, HORACE, ou encore celui présenté dans ce manuscrit. Signalons enfin le projet PHARAO, horloge à atomes froids spatiale visant une stabilité de $1 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ et une exactitude de 10^{-16} en micro-gravité, suffisamment bonnes pour effectuer des tests de physique fondamentale dans l'espace [6].

L'utilisation d'atomes neutres piégés dans une horloge atomique est apparue avec les techniques de refroidissement par laser. Les atomes étant suffisamment froids pour être piégés optiquement ou magnétiquement, l'idée d'effectuer une spectroscopie pendant un temps arbi-

trairement long était naturelle. Ainsi, l'étude des horloges à ions piégés a débuté au début des années 1960, et les horloges optiques à atomes neutres sont généralement basées sur l'utilisation d'un piège dipolaire. L'idée d'une horloge utilisant des atomes piégés magnétiquement est également apparue avec le travail des groupes d'Eric Cornell [7] et de Jakob Reichel [8]. L'utilisation d'un piège permet non seulement des temps d'interaction longs, mais également de ramener toutes les étapes du cycle d'horloge dans un volume unique, pouvant être réduit, par rapport par exemple aux horloges à jet thermique ou aux fontaines atomiques, qui nécessitent de laisser les atomes parcourir une distance de l'ordre du mètre lors de la mesure d'horloge.

Nous présentons dans ce chapitre le principe de fonctionnement d'une horloge atomique ainsi que la façon d'évaluer ses performances, puis exposons l'intérêt de l'utilisation d'atomes piégés magnétiquement dans une horloge, ainsi que les enjeux techniques et théoriques que cela implique.

1.1 Les horloges atomiques

L'idée d'utiliser des atomes pour mesurer le temps est apparue au cours du XX^{ème} siècle, avec le développement de la mécanique quantique et des techniques de spectroscopie. C'est également pendant les années 1930 qu'on a observé, avec les premières horloges à quartz, que la rotation de la terre n'était pas régulière; celle-ci est ralentie au fil du temps, rendant la durée de la journée (si on la définit comme la durée moyenne écoulée entre deux passages du soleil à son zenith) dépendante du temps. Il en est ainsi pour les trajectoires des différents objets célestes, et la rotation de la terre autour du soleil est elle aussi perturbée, notamment par les mouvements des autres corps alentour. Les atomes au repos, eux, possèdent des niveaux d'énergie stables et universels, dans l'état actuel de nos connaissances. Ces niveaux d'énergie étant reliés à des fréquences par la loi de Planck (ci-après), les atomes constituent donc les meilleures références de fréquence que l'on connaisse à ce jour.

Cette partie présente le principe de fonctionnement d'une horloge atomique, ainsi que les outils permettant de caractériser ses performances : la stabilité, l'exactitude et la variance d'Allan. La spectroscopie Ramsey, qui constitue la mesure d'horloge à proprement parler, est ensuite décrite en détails. On étudie enfin l'effet d'une décohérence de la superposition atomique sur la mesure.

1.1.1 Principe de fonctionnement

Une horloge atomique est basée sur deux éléments essentiels :

- l'étalon de fréquence, une référence atomique correspondant à la fréquence de transition ν_0 entre deux niveaux d'énergie $|1\rangle$ et $|2\rangle$ du spectre de l'atome utilisé, liés par la loi de Planck $E_{|2\rangle} - E_{|1\rangle} = h\nu_0$, où $h = 6,626 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck.
- un oscillateur, qui délivre un signal électrique de fréquence ν_{osc} proche de ν_0 .

Une horloge atomique passive fonctionne de la manière suivante, illustrée figure 1.1 : on compare la fréquence de l'oscillateur ν_{osc} à la fréquence de référence atomique ν_0 , afin de corriger les fluctuations de ν_{osc} . Le signal utile généré par l'horloge est un signal électrique de fréquence ν_{osc} , de puissance suffisante pour être distribuée à d'autres appareils, dont on peut compter les oscillations afin de réaliser une échelle de temps.

L'asservissement de la fréquence ν_{osc} se fait *via* la mesure de la différence de fréquence $\delta = \nu_{osc} - \nu_0$, appelée interrogation. On souhaite ainsi approcher pour ν_{osc} la pureté spectrale de la fréquence de résonance atomique. Cette mesure peut cependant être entâchée d'erreurs, et

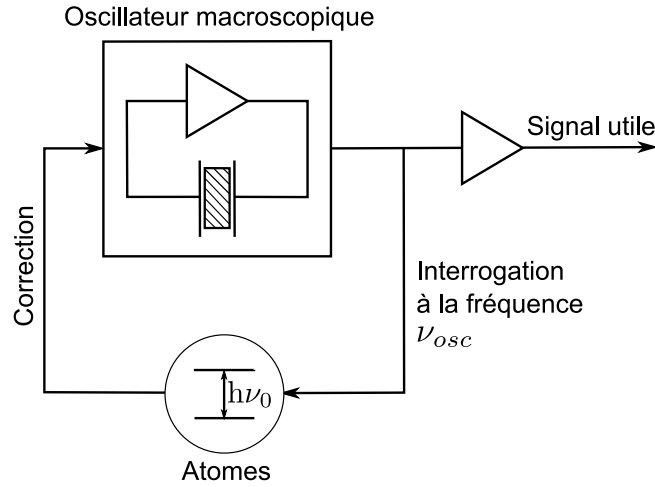


FIG. 1.1 – Principe d'une horloge atomique passive. On asservit un oscillateur macroscopique délivrant un signal de fréquence ν_{osc} à une fréquence de transition atomique ν_0 .

il est nécessaire de pouvoir quantifier les fluctuations de la fréquence ν_{osc} , ainsi que l'exactitude de la mesure de ν_0 .

La transition d'horloge peut appartenir au domaine micro-onde (9.19 et 6.83 GHz pour le Césium ou le Rubidium, et 40 GHz pour l'ion Hg^+) ou au domaine optique (de l'ordre de 100 THz). Les horloges utilisant l'atome de Césium sont appelées étalons primaires, puisque c'est le Césium qui est utilisé pour définir la seconde du système international depuis 1967. Les horloges basées sur d'autres éléments peuvent constituer des étalons secondaires.

1.1.2 Caractérisation

Deux grandeurs essentielles caractérisent la fréquence du signal délivré par une horloge atomique :

- Sa stabilité, qui caractérise les fluctuations relatives $y(t)$ de la fréquence du signal pendant une durée de mesure τ ; c'est la capacité de l'horloge à reproduire la même fréquence au cours du temps.
- Son exactitude, qui est l'incertitude de mesure sur la différence ϵ entre la fréquence de transition mesurée et la fréquence théorique.

On peut mettre la fréquence du signal délivré par l'oscillateur sous la forme :

$$\nu_{osc}(t) = \nu_0 \times (1 + \epsilon + y(t)) \quad (1.1)$$

ϵ représente donc l'écart relatif de la fréquence moyenne à ν_0 . Cet écart est dû aux effets dits systématiques introduits par le dispositif de mesure. L'exactitude est, par définition, l'incertitude sur la mesure de ϵ . $y(t)$ caractérise les fluctuations relatives de fréquence du signal. Leur évaluation permet de déterminer la stabilité de la fréquence du signal.

Stabilité et variance d'Allan

Les horloges atomiques fonctionnent de manière cyclique ; elles délivrent des mesures discrètes de $y(t)$ à chaque durée de cycle T_C . On obtient ainsi une série de valeurs de $y(t) = \delta(t)/\nu_0 - \epsilon$, qu'on découpe en intervalles de durée totale τ , appelée durée d'intégration (voir figure 1.2). On associe à $y(t)$ une valeur moyenne $\bar{y}_k$ et une variance $\sigma^2 = \left(\frac{\sigma_\delta}{\nu_0}\right)^2$ sur l'intervalle $t \in [t_k, t_k + \tau]$.

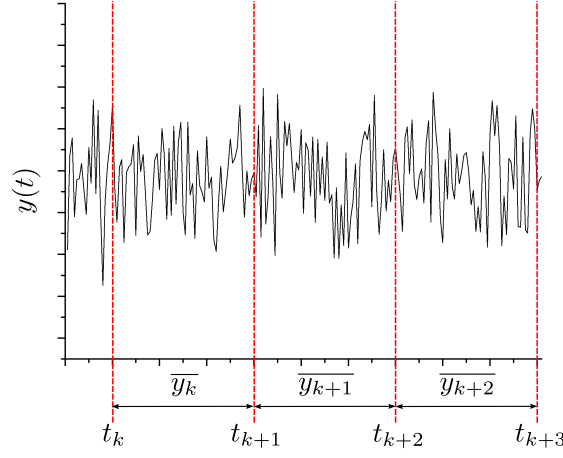


FIG. 1.2 – Calcul de la variance d'Allan (ici avec des données simulées). Les $\overline{y_k}$ sont les moyennes de $y(t)$ sur chaque intervalle $[t_k, t_{k+1}]$ de durée τ .

On obtient pendant la durée τ un nombre total de mesures $N_m = \tau/T_C$ de y . Dans le cas où ces mesures sont indépendantes, cas d'un bruit blanc de fréquences, la variance classique σ_y^2 des $\overline{y_k}$ vaut :

$$\sigma_y^2 = \frac{\sigma^2}{N_m} \Rightarrow \sigma_{\overline{y}} = \frac{\sigma_\delta}{\nu_0} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \quad (1.2)$$

On retrouve ici le comportement bien connu des horloges pour des temps d'intégration compris typiquement entre 10 et 10^5 secondes, où le bruit de fréquence affectant la mesure est en général un bruit blanc. L'écart-type décroît alors avec $\sqrt{\tau}$. Un problème apparaît cependant lorsque l'on augmente la durée d'intégration τ : des bruits de type scintillation ou marche aléatoire de fréquence apparaissent, liés notamment aux dérives des propriétés techniques des composants de l'horloge. Pour ce type de bruit, la variance classique ne converge pas, et ne permet donc pas de les évaluer quantitativement.

Un outil mathématique a été introduit, permettant d'évaluer la stabilité des horloges pour des temps plus longs, et ayant la propriété d'être une estimation sans biais de la variance vraie dans le cas d'un bruit blanc de fréquence : la variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ [9, 10]. Il s'agit de la variance usuelle des écarts successifs $\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k}$:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \right\rangle \quad (1.3)$$

1.1.3 Interrogation de Ramsey

Il existe différentes méthodes pour effectuer la spectroscopie d'une transition atomique, et les deux techniques les plus couramment utilisées sont les spectroscopies Rabi et Ramsey. La littérature concernant ces deux techniques étant très fournie et très complète, nous nous contenterons de décrire l'interrogation de Ramsey, qui est celle utilisée dans notre expérience. On pourra se reporter à la référence [9] pour plus de détails.

Principe

La méthode de Ramsey repose sur l'utilisation de deux interactions entre le signal d'interrogation et la transition atomique séparées temporellement, d'où son nom de « separated

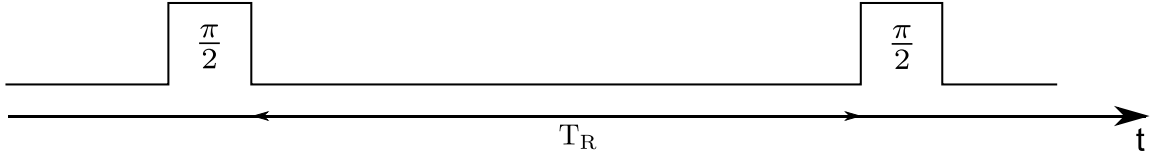


FIG. 1.3 – Principe de l’interrogation de Ramsey. Les atomes sont initialement dans l’état $|1\rangle$ (en rouge). Une première impulsion du signal d’interrogation crée une superposition cohérente des deux états d’horloge. Pendant la durée T_R , les deux états accumulent une différence de phase ϕ . Une deuxième impulsion vient transcrire cette différence de phase en différence de population, et on mesure la probabilité de transition des atomes vers l’état $|2\rangle$ (en bleu).

oscillating fields »[11]. Le signal d’interrogation oscille à la fréquence ν_{osc} , désaccordé de la transition atomique de $\delta = \nu_{osc} - \nu_0$. Il est couplé aux atomes avec une fréquence de Rabi effective $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + (2\pi\delta)^2}$, où Ω_R est la pulsation de Rabi à résonance.

On prépare un ensemble de N atomes dans l’état $|1\rangle$, et on l’excite dans une superposition cohérente équiprobable des deux états d’horloge. On utilise pour cela une impulsion que l’on appellera $\pi/2$ du signal d’interrogation, c’est à dire de puissance et durée telles que $\Omega \times t_p = \frac{\pi}{2}[2\pi]$, où t_p est la durée de l’impulsion et Ω est la fréquence de Rabi du signal d’interrogation.

On laisse alors les atomes évoluer sans interagir avec l’oscillateur local pendant une durée T_R , pendant laquelle les deux états d’horloge accumulent une différence de phase $2\pi\delta T_R$, puis on applique une nouvelle impulsion $\pi/2$ afin de convertir cette différence de phase en différence de population mesurable. L’état atomique devient alors : $|\Psi\rangle = \sin(\pi\delta T_R)|1\rangle + \cos(\pi\delta T_R)|2\rangle$ et la probabilité de transition est, pour $2\pi\delta \ll \Omega$:

$$P = |\langle 2|\Psi\rangle|^2 = \frac{N_2}{N} \approx \frac{1}{2} (1 + \cos(2\pi\delta T_R)) \quad (1.4)$$

où N est le nombre d’atomes initial, et N_2 est le nombre d’atomes dans l’état excité après la seconde impulsion $\pi/2$, grandeurs physiques mesurables expérimentalement.

Ainsi, lorsqu’on fixe la durée d’interrogation et qu’on mesure la probabilité de transition en fonction du désaccord, on obtient des franges de Ramsey de période $1/T_R$ centrées sur un désaccord nul. Si l’on tient compte de la durée finie des impulsions d’interrogation, on montre que les franges comportent une enveloppe Rabi qui vient moduler le réseau de franges [9]. La figure 1.4 illustre ceci, et la figure 1.5 présente la frange centrale, utilisée en pratique pour effectuer l’interrogation et asservir le signal d’interrogation sur la transition atomique.

On se place pour cela à mi-frange, où la mesure de probabilité est la plus sensible aux fluctuations du désaccord, c’est à dire où $dP/d\delta$ est maximum. On a en effet, pour $\delta = \pm \frac{1}{4T_R}$:

$$\left| \frac{dP}{d\delta} \right|_{max} = \pi T_R \quad (1.5)$$

Une petite variation du désaccord δ_δ donne alors lieu à une variation de la probabilité de transition de $\delta_P = \delta_\delta \times \pi T_R$. Ainsi, si l’écart type des fluctuations du désaccord est σ_δ , on aura un écart type sur la mesure de la probabilité de transition $\sigma_P = \sigma_\delta \left| \frac{dP}{d\delta} \right|_{max} = \sigma_\delta \times \pi T_R$. Avec l’équation 1.2 on obtient pour la stabilité de l’horloge :

$$\sigma_y = \frac{\sigma_P}{\pi\nu_0 T_R} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} = \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_P}{Q_{at}} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \quad (1.6)$$

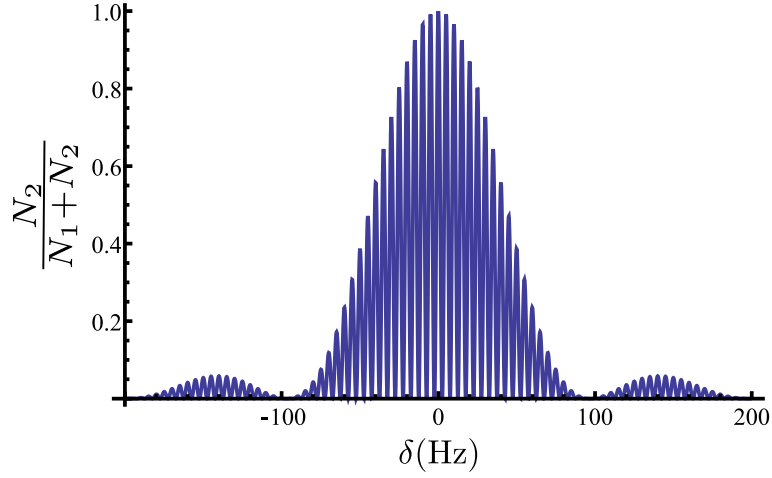


FIG. 1.4 – Franges de Ramsey (simulation). Les paramètres choisis sont : $t_p=10\text{ms}$ et $T_R=200\text{ms}$. On visualise les franges de Ramsey modulées par l’enveloppe Rabi, dont le pic central a une largeur totale $2/t_p=200\text{Hz}$.

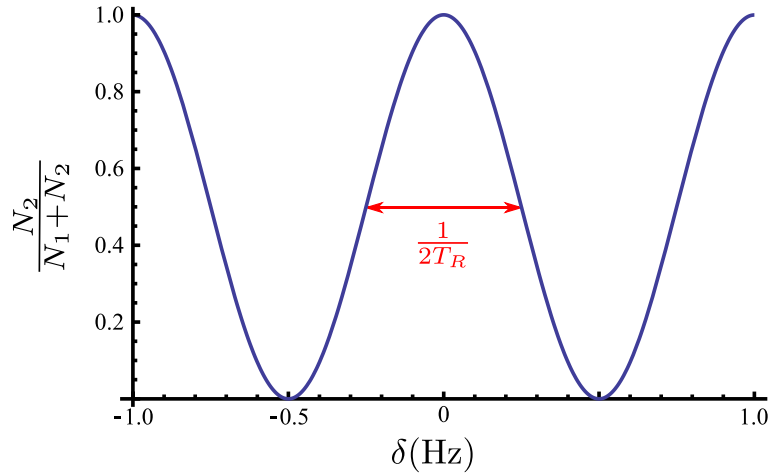


FIG. 1.5 – Zoom sur la frange centrale (simulation). Les paramètres choisis sont : $t_p=10\text{ms}$ et $T_R=1\text{s}$. La largeur à mi-hauteur est $1/2T_R$.

avec $Q_{at} = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$ le facteur de qualité de l’horloge, où $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur de la résonance atomique.

Limite théorique de la stabilité dans le cas d’une interrogation de Ramsey

La stabilité est enfin limitée par le bruit sur la probabilité de transition σ_P . Sous ce terme sont regroupées de nombreuses contributions différentes, dont on peut donner ici les principales :

- Le bruit de détection. C’est le bruit induit par une erreur sur la mesure de la probabilité, qui se traduit en une erreur sur la mesure de fréquence. Il se compose de deux termes :

Le bruit technique, lié à la qualité du système de détection.

Le bruit de projection quantique, ou bruit de grenaille atomique, lié à la nature probabiliste de la mesure effectuée, qui est de la forme $\sigma_P^{shot} = 1/(2\sqrt{N_{at}})$ avec N_{at} le nombre d’atomes détectés [12].

- Le bruit sur la fréquence de transition atomique. Ce bruit est dû aux déplacements de fréquence induits pendant l’interrogation sur les atomes, qui peuvent fluctuer au cours

du temps et donc dégrader la stabilité de l'horloge.

- Le bruit de l'oscillateur macroscopique. Ce bruit est transcrit à la fréquence d'horloge par un effet de repliement de spectre autour de la fréquence $1/T_C$, et traduit donc le bruit haute fréquence de l'oscillateur en bruit basse fréquence de l'horloge. Il s'agit de l'effet Dick [13].

Si on fait l'hypothèse (forte) que l'on peut ramener toutes les contributions techniques à un niveau négligeable, la seule contribution « incompressible » à la stabilité d'une horloge atomique est le bruit de projection quantique. La stabilité ainsi obtenue est :

$$\sigma_y = \frac{\sigma_P}{\pi\nu_0 T_R} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} = \frac{1}{2\pi\nu_0 T_R} \frac{1}{\sqrt{N_{at}}} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} = \frac{1}{\pi Q_{at}} \frac{1}{\sqrt{N_{at}}} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \quad (1.7)$$

Cette limite est de nature fondamentale, elle n'est pas liée aux différents bruits techniques présents sur un dispositif donné ; elle indique que la stabilité d'une horloge atomique bénéficie clairement à disposer d'un nombre élevé d'atomes lors de l'interrogation. Notons cependant que cette limite peut être dépassée à l'aide d'une technique venue de l'optique quantique appelée « spin-squeezing » [14], cependant très difficile à mettre en place en pratique. Elle repose sur l'utilisation d'états intriqués, domaine visant à de multiples applications, dont l'information et la métrologie quantique [15, 16, 17].

On tire de l'équation 1.7 trois renseignements importants :

- la stabilité de l'horloge est inversement proportionnelle à la durée d'interrogation T_R ; plus la durée d'interrogation est longue, plus la résonance atomique sera fine et meilleure sera la mesure du désaccord.
- la durée de cycle a intérêt à être aussi courte que possible.
- on a intérêt à travailler avec un nombre d'atomes élevé.

Ces trois contraintes peuvent parfois être contradictoires, et le jeu de paramètre optimal dépend donc bien évidemment du dispositif utilisé.

Conséquences d'une durée de cohérence finie

Le calcul présenté ci-dessus est effectué avec l'hypothèse implicite que la durée de cohérence de la superposition atomique est infinie. Ainsi, les franges de Ramsey auront un contraste de 100% quelle que soit la durée d'interrogation utilisée. En réalité, plusieurs phénomènes peuvent entraîner une perte de contraste, que nous appellerons pour simplifier décohérence, même si cette perte est causée par un processus réversible.

Ainsi, si l'on fixe le désaccord et que l'on trace la probabilité de transition en fonction de la durée d'interrogation T_R , on n'observera pas une sinusoïde parfaite comme le suggère l'équation 1.4, mais une oscillation amortie, rendant le contraste des franges en fréquence dépendant de la durée d'interrogation. Cette baisse de contraste affecte la stabilité car elle réduit la pente maximale $\left| \frac{dP}{d\delta} \right|_{max}$, comme on le verra plus loin.

Une façon courante de modéliser la décohérence est d'utiliser le formalisme de la matrice densité [18, 19]. Il permet en effet d'introduire de manière phénoménologique un terme d'évolution dû à la décohérence, et de modéliser son influence sur la forme des franges de Ramsey. On considère pour cela N atomes dans l'état initial : $|\Psi\rangle = |1\rangle$. On introduit différents taux de pertes : γ_1 et γ_2 sont les pertes atomiques des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$. On fait ici l'hypothèse d'un taux de perte constant, bien que selon leurs natures, les pertes puissent être proportionnelles à la densité atomique. Nous verrons que cette hypothèse est justifiée en pratique dans

notre cas (cf § 4.4) On introduit également $\gamma_c = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + \gamma_\phi$ pour tenir compte de la perte de cohérence ; le premier terme est lié aux pertes atomiques, et le second est introduit de manière phénoménologique pour prendre en compte un déphasage éventuel entre les différents atomes du nuage.

On considère que la durée des impulsions t_P est petite devant $1/\gamma_1, 1/\gamma_2, 1/\gamma_c$; on néglige donc les pertes atomiques et la décohérence pendant la durée d'une impulsion ; on fait de plus l'approximation $\Delta \ll \Omega$, où $\Delta = 2\pi\delta$ est le désaccord du signal d'interrogation, et Ω est sa fréquence de Rabi. En présence du signal d'interrogation, les équations de Bloch pour l'évolution de l'opérateur densité sont donc [8] :

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = \frac{i}{2} (\Omega^* \rho_{21} - \Omega \rho_{12}) \quad (1.8)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = -\frac{i}{2} (\Omega^* \rho_{21} - \Omega \rho_{12}) \quad (1.9)$$

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = \frac{i}{2} \Omega (\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (1.10)$$

Ainsi après la première impulsion $\pi/2$, le système est dans une superposition cohérente des deux états d'horloge $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle)$, et l'opérateur densité s'écrit :

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$$

En l'absence de signal d'interrogation, les équations de Bloch pour l'évolution de l'opérateur densité sont :

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = -\gamma_2 \rho_{22} \quad (1.11)$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = -\gamma_1 \rho_{11} \quad (1.12)$$

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = i\Delta \rho_{21} - \gamma_c \rho_{21} \quad (1.13)$$

On considère que la première impulsion est appliquée à l'instant $t = 0$, et que chaque impulsion a une durée t_p . En résolvant les équations d'évolution 1.11 entre t_p et $t_p + T_R$ puis les équations 1.8 pour la seconde impulsion $\pi/2$, on montre que :

$$P(T_R) = |\langle \Psi | 2 \rangle|^2 = \frac{1}{4} (e^{-\gamma_1 T_R} + e^{-\gamma_2 T_R} + 2e^{-\gamma_c T_R} \cos(2\pi\delta T_R)) \quad (1.14)$$

On peut calculer la nouvelle pente maximale obtenue lorsque l'on tient compte de la baisse de contraste. Dans le cas idéal où les pertes atomiques sont négligeables et où seule la décohérence par déphasage intervient, soit $\gamma_c = \gamma_\phi$, on obtient :

$$\left| \frac{dP}{d\delta} \right|_{max} = \frac{\pi T_R}{e}$$

pour

$$T_R = \frac{1}{\gamma_\phi}$$

La limitation imposée par la perte de la cohérence atomique apparaît ici clairement : il est inutile de prolonger l'interrogation au delà d'une durée de Ramsey $T_R = \frac{1}{\gamma_\phi}$, car la baisse de

contraste due à la décohérence devient plus importante que le gain obtenu sur la largeur de la résonance atomique.

La stabilité ultime de l'horloge limitée par le bruit de projection quantique, pour un nuage de N_{at} atomes, est alors :

$$\sigma_y = \frac{e}{\pi\nu_0\tau_c}\sigma_P\sqrt{\frac{T_C}{\tau}} = \frac{e}{2\pi\nu_0\tau_c}\frac{1}{\sqrt{N_{at}}}\sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \quad (1.15)$$

où $\tau_c = 1/\gamma_\phi$ est la durée de cohérence de la superposition atomique. On peut ainsi estimer la stabilité ultime d'une horloge idéale, limitée par le bruit de projection quantique et la durée de cohérence.

1.2 Utilisation d'atomes piégés dans une horloge atomique

On a vu que la stabilité d'une horloge atomique dépend directement de la durée d'interrogation ; ainsi, augmenter cette durée représente un gain majeur en termes de performances. Cependant, lorsque les atomes évoluent librement sur terre, on est alors limité par la gravité et par la vitesse des atomes, c'est-à-dire leur température. Ainsi, dans une horloge à jet thermique, où les atomes ont une vitesse d'environ 200 m/s, on obtient une durée d'interrogation de 2,5 ms pour une tube de 50 cm de long. Dans le cas d'une fontaine atomique, cette durée passe à 0,5 s pour une fontaine de 1 mètre de haut. Dans le cas d'horloges en cellule, c'est la collision des atomes aux parois qui limitent cette durée, en détruisant la cohérence atomique.

Une solution pour augmenter la durée d'interrogation est de piéger les atomes, avec un piège dipolaire, un piège magnétique, ou encore un piège électrique dans le cas des ions : ainsi, on peut les garder pendant des durées arbitrairement longues si le dispositif est suffisamment performant, et le couplage avec l'extérieur est extrêmement réduit. Nous allons discuter dans cette partie des avantages ainsi que des difficultés posées par l'interrogation d'atomes piégés.

1.2.1 Régime de Lamb-Dicke

Quelle que soit la technique, il existe un avantage indéniable à l'utilisation d'atomes piégés : c'est la possibilité de travailler dans le régime de Lamb-Dicke. R.H. Dicke a montré, en 1953 [20], que les photons émis ou absorbés par des atomes confinés dans un volume de dimension caractéristique a (a pouvant être la dimension physique d'une enceinte ou le libre parcours moyen des atomes) tel que $a/\lambda \ll 1$ ne présentaient pas de décalage de fréquence dû à l'effet Doppler.

Pour voir cela, commençons par considérer un atome de masse m_{at} à deux états internes $|1\rangle$ et $|2\rangle$ séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$ évoluant librement, dont l'état externe est décrit par une onde plane de vecteur d'onde $\vec{k}$. L'atome est initialement dans l'état fondamental, et son état est donc $|\vec{k}\rangle|1\rangle$. Lors de l'absorption d'un photon, il effectue une transition vers l'état $|\vec{k} + \vec{k}_r\rangle|2\rangle$, où $\hbar\vec{k}_r = \hbar\omega_{phot}/c$ est l'impulsion transmise à l'atome lors de l'absorption du photon. La conservation de l'énergie totale du système lors de l'absorption donne :

$$\omega_{phot} = \omega_0 + \frac{1}{\hbar} \left[\frac{\hbar^2 (\vec{k} + \vec{k}_r)^2}{2m_{at}} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{at}} \right] \approx \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos(\theta) \right)$$

où v est la vitesse de l'atome et θ est l'angle formé par les trajectoires respectives du photon et de l'atome. On retrouve ici l'expression classique de l'effet Doppler. Dans les horloges à

jet ou les fontaines atomiques, il apparaît sous la forme de l'effet Doppler du 1^{er} ordre, qui rend la fréquence de transition sensible aux inhomogénéités spatiales de la phase du signal d'interrogation [21]. On lui associe également un déplacement, qui n'est pas négligeable dans le bilan d'exactitude des horloges atomiques.

Dans un potentiel harmonique à 1 dimension de fréquence de piégeage ω , les énergies propres de l'état externe de l'atome sont les $E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar\omega$. Ainsi, l'état de l'atome est $|n\rangle|F\rangle$, où n désigne l'état externe et F l'état interne. L'état externe de l'atome ne peut donc changer que par valeurs finies, multiples de $\hbar\omega$. Lors de l'absorption d'un photon d'énergie de recul $E_r = \hbar^2 k_r^2 / 2m$, l'état externe de l'atome restera inchangé si $E_r / \hbar\omega \ll 1$. On appelle facteur de Lamb-Dicke le rapport $\eta = \sqrt{\frac{E_r}{\hbar\omega}}$, et le régime de Lamb-Dicke est défini par $\eta \ll 1$.

Dans ce régime, la fréquence de transition n'est pas déplacée par l'effet recul, et n'est pas élargie par effet Doppler du premier ordre. Travailler dans le régime de Lamb-Dicke permet donc d'être considérablement moins sensible aux gradients de phase du signal d'interrogation, rendant moins critique le contrôle de sa distribution de phase [19].

1.2.2 Pièges électriques, pièges optiques, pièges magnétiques : avantages et difficultés

Il existe trois techniques à ce jour pour piéger des atomes de manière non-dissipative :

- Les pièges électriques, qui permettent de piéger les ions ainsi que les atomes et molécules polarisables, et sont apparus dans les années 1950.
- Les pièges dipolaires, basés sur l'utilisation de gradients d'intensité lumineuse, apparus dans les années 1980.
- Les pièges magnétiques, qui permettent de piéger les atomes ayant un moment magnétique non nul.

Nous présentons ici un bref historique, ainsi que les mérites respectifs, de l'utilisation de ces différents types de pièges pour des horloges atomiques. On pourra se reporter à l'annexe A de la référence [22] pour un état de l'art exhaustif des horloges atomiques à l'été 2008, ou encore à la thèse de Friedemann Reinhard [19].

Horloges et ions piégés

Le piégeage d'ions est apparu dans les années 1950, et repose sur deux techniques principales, les pièges de Paul et de Penning. Le piège de Penning combine un champ électro-statique à un champ magnétique statique homogène, rendant son utilisation délicate dans le cadre d'une horloge atomique à cause des déplacements de la transition d'horloge par effet Zeeman. Le piège de Paul, lui, requiert l'utilisation d'un champ électrique quadrupolaire oscillant. Les ions sont piégés aux zéros du champ électrique, permettant ainsi de minimiser les effets systématiques.

On peut piéger dans un tel dispositif un nombre d'ions de l'ordre de 10 millions. Cependant, l'interaction répulsive entre les ions ainsi que le micro-mouvement des ions induit par le champ électrique créent des déplacements de fréquence importants, dus à l'effet Doppler du second ordre. Une horloge basée sur un tel piège peut ainsi avoir une bonne stabilité, mais son exactitude sera limitée. On remédie à cela en refroidissant les atomes par laser. Cette technique ne permet cependant pas d'utiliser un grand nombre d'ions : le maximum atteint est de 7 dans une horloge [23], et de nombreux dispositifs se limitent à un ion unique, réduisant ainsi le rapport signal à bruit.

Les horloges à ions représentent une part importante de la métrologie des fréquences. Deux types d'horloges ont été créées avec des ions piégés, des horloges micro-onde et des horloges optiques. Parmi les horloges micro-onde, retenons notamment le projet LITE du JPL, horloge compacte basée sur l'ion $^{199}\text{Hg}^+$. Cette horloge, conçue pour l'industrie spatiale, a démontré une stabilité de 2×10^{-13} à une seconde, descendant à 10^{-15} à un jour, pour un volume d'environ 1 litre. Elle n'utilise pas le refroidissement par laser.

De nombreuses horloges optiques à ions ont été développées, et certaines d'entre elles affichent les meilleures exactitudes au monde. Ainsi, les horloges à Hg^+ et Al^+ du NIST atteignent une exactitude de 2×10^{-17} et des stabilités inférieures à 3×10^{-15} à une seconde [24]. Ces horloges, développées en laboratoire, nécessitent de maîtriser de nombreuses technologies, et notamment des peignes de fréquence ainsi que des lasers asservis sur des cavités optiques ultra-stables.

Les durées de Ramsey les plus longues jamais utilisées, à notre connaissance, ont été atteintes avec des horloges à ions micro-ondes, et s'élèvent à plusieurs dizaines de secondes, pouvant même atteindre 100 secondes [23].

Horloges et pièges dipolaires

Le piégeage lumineux des atomes est apparu avec les techniques de refroidissement par laser, à la fin des années 1980. Ainsi, le premier piège dipolaire a été réalisé en 1986 [25], et les atomes piégés dans des réseaux optiques continuent de faire l'objet de nombreuses recherches depuis lors.

L'utilisation d'un tel piège dans une horloge atomique a été envisagée dans les années 1990, pour des horloges dans le domaine R.F. ou micro-onde, mais le déplacement de fréquence dû à l'effet Stark A.C., ou déplacement lumineux, était trop important pour pouvoir espérer atteindre la stabilité et l'exactitude des fontaines atomiques [26]. L'intérêt pour le piégeage optique dans la métrologie a été renouvelé avec l'arrivée des horloges optiques en 2001 grâce à H. Katori, qui a démontré l'existence d'une longueur d'onde « magique » pour laquelle le déplacement lumineux était nul pour une transition optique du ^{88}Sr [27]. Avec la maîtrise des peignes de fréquence, pour laquelle T. W. Hänsch et J. L. Hall ont reçu le prix Nobel en 2005, permettant de ramener une fréquence optique dans le domaine micro-onde [28], la réalisation expérimentale d'étalons dans le domaine optique devenait possible.

Aujourd'hui les atomes étudiés dans de telles horloges sont notamment le strontium, l'ytterbium et le mercure. Les meilleures performances ont été obtenues au JILA avec une horloge au ^{87}Sr , affichant une stabilité de 3×10^{-15} à une seconde et une exactitude de 10^{-16} [29]. Les horloges optiques à atomes neutres ont l'avantage d'utiliser un grand nombre d'atomes (typiquement 10^4), et d'atteindre ainsi des rapports signal à bruit plus importants que les horloges optiques à ions piégés. Pour ces horloges, les temps de Ramsey utilisés sont limités à quelques dizaines de millisecondes au mieux par le laser d'interrogation.

Notons que des horloges exploitant des transitions d'horloge R.F. ou micro-onde avec des pièges dipolaires ont été envisagées ou réalisées, notamment dans le groupe de Steven Chu [26] : un temps de cohérence de 4.4 secondes a été démontré pour des atomes de Sodium dans un piège dipolaire ; cependant le déplacement lumineux non nul pour la transition utilisée limite les performances de l'horloge. La recherche de longueurs d'onde magiques indique qu'une horloge micro-onde pourrait être réalisée avec des atomes de Rubidium dans un piège dipolaire combiné à un champ magnétique statique [30].

Horloges et pièges magnétiques

L'utilisation de pièges magnétiques, déjà démontrée auparavant avec des neutrons [31], est apparue pour les atomes neutres avec les techniques de refroidissement par laser. En effet, les pièges magnétiques réalisables expérimentalement ne présentant des profondeurs que de l'ordre du mK, il est nécessaire de pré-refroidir les atomes avant d'espérer les piéger. L'utilisation de pièges magnétiques a permis notamment d'obtenir les premiers condensats de Bose-Einstein [32, 33].

Intégrer cette technique à une horloge atomique peut sembler très délicat a priori ; en effet, pour pouvoir les piéger, les atomes doivent avoir un moment magnétique non nul et, dans un champ magnétique, leurs niveaux d'énergie seront déplacés par effet Zeeman. Ceci rend *a priori* la transition d'horloge d'un tel système très sensible aux fluctuations de champ magnétique, rendant difficile une bonne résolution des mesures de fréquences.

Cependant il existe pour certaines transitions, comme dans le cas des pièges dipolaires, une valeur « magique » du champ magnétique pour laquelle le déplacement Zeeman est identique (au premier ordre) pour les deux niveaux d'énergie. C'est le cas de tous les atomes ayant une structure hyperfine, et notamment du ^{87}Rb . Les travaux des groupes de E.A. Cornell [7] et J. Reichel [8] sur la transition $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$ du ^{87}Rb ont ainsi soulevé de l'intérêt pour la conception d'une horloge fonctionnant avec des atomes piégés magnétiquement.

1.2.3 Atomes de ^{87}Rb piégés magnétiquement

Trois sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du ^{87}Rb peuvent être piégés magnétiquement : les niveaux $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|2, 1\rangle$ et $|2, 2\rangle$. L'état $|2, 0\rangle$ peut également être piégé à champs forts, de l'ordre du kG, hors de propos dans le cadre de cette thèse. Nous allons montrer dans les deux prochaines sous-parties pourquoi la transition entre les états $|1\rangle = |1, -1\rangle$ et $|2\rangle = |2, 1\rangle$ peut être une bonne transition d'horloge.

Transition d'horloge à deux photons

La transition d'horloge est définie par la transition à deux photons $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$, *via* un niveau virtuel désaccordé de l'état $|2, 0\rangle$ afin d'éviter les pertes atomiques, illustrée figure 1.6

La fréquence de Rabi à résonance de la transition à deux photons est :

$$\Omega = \frac{\Omega_{R.F.}\Omega_{MO}}{2\Delta_{int}} \quad (1.16)$$

où $\Omega_{R.F.}$ et Ω_{MO} sont les fréquences de Rabi des transitions à un photon et Δ_{int} est le désaccord du niveau intermédiaire.

Effet Zeeman - Champ « magique »

Le groupe d'Eric Cornell a démontré expérimentalement [7] que le décalage Zeeman de ces deux niveaux était identique au premier ordre pour une valeur « magique » du champ magnétique, $B_m \approx 3,23\text{G}$, donnée par la formule de Breit-Rabi [34] illustrée figure 1.7. Ainsi, la transition sera insensible au premier ordre aux fluctuations de champ magnétique, avec :

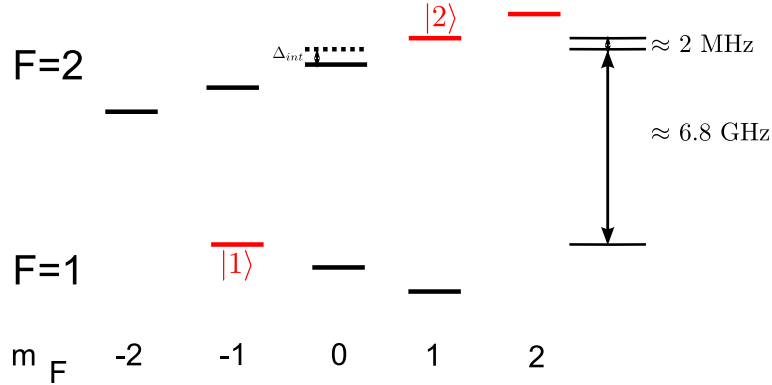


FIG. 1.6 – Transition d’horloge à deux photons. Les niveaux piégeables magnétiquement sont indiqués en rouge. La transition d’horloge est indiquée par les flèches rouges. Il s’agit d’une transition micro-onde + R.F. Les deux signaux R.F. et micro-onde sont désaccordés du niveau intermédiaire afin d’éviter les pertes atomiques.

$$\Delta\nu_{|1\rangle-|2\rangle} = \Delta\nu_{\min} + \beta(B - B_m)^2 \quad (1.17)$$

avec $\Delta\nu_{\min} = -4.5\text{kHz}$, et $\beta = 431\text{Hz/G}^2$ [7]. Ainsi, la sensibilité de la transition au champ magnétique est inférieure de 25% à celle du ^{87}Rb pour la transition $|1, 0\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$, utilisée par exemple dans les fontaines atomiques. Cependant cette transition a l’avantage de n’être qu’à un photon, et de pouvoir travailler à des champs magnétiques de l’ordre du mG, plus faciles à contrôler.

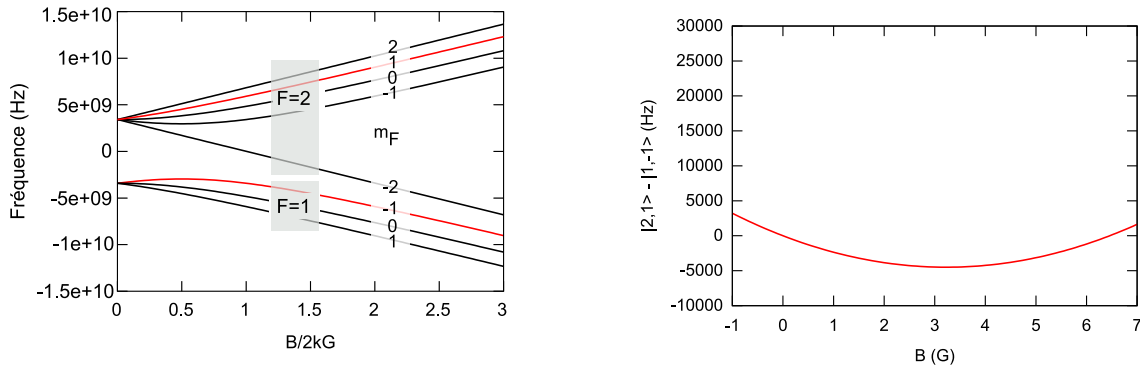


FIG. 1.7 – A gauche : Niveaux d’énergie de l’état $5^2S_{1/2}$ du ^{87}Rb en fonction du champ magnétique, calculés à l’aide de la formule de Breit-Rabi [34]. Les états d’horloge sont indiqués en rouge. On voit que les pentes initiales des deux états d’horloge sont proches, et elles sont égales pour un champ de 3,23 G. A droite : déplacement de la fréquence de transition $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ en fonction du champ magnétique. On observe un minimum pour la valeur $B_m = 3.23\text{ G}$.

Déplacement collisionnel

Les atomes étant confinés dans un volume réduit afin de travailler dans le régime de Lamb-Dicke, la densité atomique au centre du nuage va prendre des valeurs élevées, supérieures à $1 \times 10^{12}/\text{cm}^3$. Malgré les propriétés favorables du Rubidium sur le Cesium [21], les interactions entre atomes vont déplacer la fréquence d’horloge.

Différents types de collisions entrent en jeu dans le nuage : les collisions élastiques, inélastiques, les collisions à deux ou trois corps, les collisions avec les atomes du gaz résiduel... Les collisions

introduisent des pertes, et donc des fluctuations de densité qui se traduisent par des fluctuations de la fréquence de la transition atomique (voir [19]). Les collisions élastiques, par un effet de champ moyen, introduisent un déplacement de fréquence directement proportionnel à la densité atomique.

Les collisions élastiques à deux corps dans un nuage à basse température sont des collisions en onde s , et peuvent donc être caractérisées par une grandeur unique, la *longueur de diffusion* a [35], à laquelle on associe une section efficace $8\pi a^2$ pour des bosons de même état interne.

En présence de plusieurs niveaux atomiques, les longueurs de diffusion des différents états conduisent à un déplacement d'énergie dépendant de l'état interne de l'atome. Dans notre cas, les collisions possibles font intervenir soit deux atomes dans l'état $|1\rangle$, soit deux atomes dans l'état $|2\rangle$, soit un atome dans l'état $|1\rangle$ et un atome dans l'état $|2\rangle$. Ces interactions sont caractérisées par les longueurs de diffusion a_{11} , a_{22} et a_{12} . Ainsi, dans le cas de N atomes dont une moitié est dans l'état $|1\rangle$ et l'autre moitié est dans l'état $|2\rangle$, de densité totale $n = n_1 + n_2$ le déplacement de fréquence lié aux collisions, que l'on appellera déplacement collisionnel ou de champ moyen, vaut [21] :

$$\delta\nu_c = \frac{2\hbar}{m} (a_{22} - a_{11}) n \quad (1.18)$$

Or l'atome de ^{87}Rb présente l'avantage de posséder des longueurs de diffusion très proches [36], avec $a_{11} = 100,44a_0$, $a_{22} = 95,47a_0$, et $a_{12} = 98,09a_0$, où $a_0 \approx 53 \times 10^{-12}\text{m}$ est le rayon de Bohr. Ceci conduit à un décalage collisionnel faible, 50 fois plus faible que celui de l'atome de Césium pour la transition $|3,0\rangle \rightarrow |4,0\rangle$ [37]. C'est une des raisons qui a conduit à la construction d'étalons secondaires basés sur l'atome de Rb, et notamment des fontaines atomiques.

L'expression du déplacement collisionnel donnée ci-dessus est simplifiée, puisqu'elle ne prend pas en compte un éventuel déséquilibre entre les populations de l'état $|1\rangle$ et de l'état $|2\rangle$. On introduit pour cela le paramètre $f = \frac{n_1 - n_2}{n}$. Un calcul plus complet en champ moyen donne un déplacement de fréquence total, dans le cas d'un nuage thermique [19] :

$$\Delta\nu_c = \frac{2\hbar}{m} n [(a_{22} - a_{11}) + f(2a_{12} - a_{22} - a_{11})] \quad (1.19)$$

$$= \frac{2\hbar}{m} a_0 n (-4,97 - f \cdot 0,27) \text{ pour la transition considérée.} \quad (1.20)$$

1.2.4 Effets du piège sur la spectroscopie Ramsey

Les propriétés présentées dans la partie précédente sont générales : nous savons que la transition proposée n'est sensible qu'au second ordre à l'effet Zeeman, et qu'elle sera décalée d'une valeur faible mais non nulle, proportionnellement à sa densité, par le déplacement collisionnel ; il nous reste à déterminer de manière quantitative l'effet d'un piège magnétique sur notre transition d'horloge, afin de montrer que l'on peut atteindre une gamme de stabilité intéressante.

Elargissement de la fréquence de transition

Nous donnons ici les bases des calculs qui ont été menés afin de déterminer l'ordre de grandeur du temps de cohérence dans un piège magnétique pour notre transition d'horloge, que l'on peut retrouver dans les références [38] et [19].

Considérons le cas d'un piège magnétique harmonique, anisotrope, de fréquences (ν_x, ν_y, ν_z) ; le champ magnétique au fond du piège est dirigé selon l'axe x , de valeur B_0 . Les atomes sont

également soumis à la gravitation terrestre. Ainsi le potentiel dépend de la position des atomes dans le nuage, avec :

$$U(x, y, z) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + \frac{\mu_B}{2} B_0 + mgz \quad (1.21)$$

Le minimum du potentiel total est déplacé par rapport au minimum du potentiel magnétique. Ainsi, l'interaction gravitationnelle déplace le centre du nuage atomique d'une quantité

$$\Delta z = -\frac{g}{\omega_z^2}$$

selon l'axe vertical par rapport au minimum de potentiel magnétique. Le déplacement Zeeman au second ordre s'exprime alors, dans le référentiel lié au centre de la distribution atomique :

$$\Delta\nu_B = \beta \frac{m^2}{\mu_B^2} \left(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2 + 2gz + \Delta B \frac{\mu_B}{m} + \frac{g^2}{\omega_z^2} \right)^2 \quad (1.22)$$

avec $\Delta B = (B_0 - B_m)$.

De la même manière, la densité atomique varie dans le nuage ; ainsi, pour des atomes dans le régime thermique à une température T telle que $k_B T \gg \hbar\omega_x$, la densité suit une distribution de Maxwell Boltzmann, de la forme :

$$n = n_0 \exp \left(-\frac{m}{2k_B T} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right) \quad (1.23)$$

où n_0 est la densité au centre du nuage, avec dans le cas d'un nuage de N atomes à la température T :

$$n_0 = N \omega_x \omega_y \omega_z \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.24)$$

conduisant à un déplacement collisionnel

$$\Delta\nu_c = \frac{2\hbar}{m} a_0 (-4.97 - f \cdot 0.27) \times n(x, y, z)$$

Ainsi, la fréquence de transition ν dépend de la position de l'atome dans le nuage ; et de la même manière, le déplacement $\Delta\nu(x, y, z) = \Delta\nu_B(x, y, z) + \Delta\nu_c(x, y, z)$ de la fréquence d'horloge. On peut donc y associer une valeur moyenne (intégrée sur tout le nuage) et un écart type $\sigma_{\Delta\nu}$, qui correspond à un élargissement de la fréquence de transition dû aux déplacements de fréquence qui varient selon la position des atomes.

Baisse de contraste subséquente

Si l'on fait l'hypothèse d'une distribution gaussienne du déplacement de la fréquence d'horloge sur l'ensemble du nuage, d'écart-type $\sigma_{\Delta\nu}$, on montre [38] que le contraste des franges décroît comme une gaussienne avec une constante de temps $1/(\sqrt{2}\pi\sigma_{\Delta\nu})$, qui correspond à la durée de cohérence limitée par le déphasage $1/\gamma_\phi$ (cf. § 1.1.3) :

$$|\langle 2|\Psi \rangle|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + e^{-2(\pi\sigma_{\Delta\nu}t)^2/2} \cos(2\pi\delta T_R) \right) \quad (1.25)$$

On a négligé ici les taux de pertes atomique ; ils apparaîtraient également dans le terme de contraste, de manière similaire à l'équation 1.14, si l'on en tenait compte.

On peut voir ainsi avec ce modèle simple de décohérence par déphasage que la durée d'interrogation maximale sera déterminée par l'élargissement de la fréquence d'horloge. Deux conséquences importantes peuvent en être déduites : tout d'abord, ainsi que l'intuition le suggère, réduire la dépendance spatiale des déplacements de fréquence permet d'augmenter la durée de cohérence de la superposition. De plus, calculer l'étalement de fréquence $\sigma_{\Delta\nu}$ en tenant compte des paramètres d'un dispositif expérimental donné permet d'estimer la durée de cohérence par déphasage $1/\gamma_\phi$ pouvant être atteinte avec ce système, et ainsi d'en estimer les performances potentielles.

Optimisation du déplacement total

On peut voir, d'après les équations 1.18 et 1.22, que les déplacements Zeeman et champ moyen sont de signe opposés. L'idée est ainsi apparue d'utiliser un champ homogène volontairement « désaccordé » du champ magique, de $\Delta B = B_0 - B_m$ où B_0 est le champ au fond du piège, afin de compenser le déplacement collisionnel [39]. Pour estimer quantitativement cette compensation, on calcule la fréquence de transition moyenne sur le nuage,

$$\langle \Delta\nu \rangle = \frac{1}{V} \int (\Delta\nu_B + \Delta\nu_c) dV$$

où dV désigne l'intégration sur le volume V du nuage. L'étalement de la fréquence de transition est l'écart-type associé,

$$\sigma_{\Delta\nu} = \sqrt{\langle \Delta\nu^2 \rangle - \langle \Delta\nu \rangle^2}$$

On peut ainsi calculer les paramètres optimaux permettant de réduire l'étalement de fréquence $\sigma_{\Delta\nu}$ dans un piège donné, les paramètres contrôlables expérimentalement étant : la température du nuage T , le nombre d'atomes N_{at} , les fréquences de piégeage $\omega_x, \omega_y, \omega_z$, et le champ au fond du piège B_0 . Les deux derniers paramètres jouent sur la forme du déplacement Zeeman, et tous jouent sur la densité atomique, et donc le déplacement collisionnel, en dehors de B_0 .

Le calcul de $\sigma_{\Delta\nu}$ est effectué dans la thèse de Friedemann Reinhard dans le cas d'atomes statiques [19]. Peter Rosenbusch a affiné ce calcul en prenant en compte le mouvement des atomes [38], qui a pour effet d'annuler les termes impairs de $\Delta\nu$, effet appelé « moyennage par le mouvement ». Dans les deux cas, les collisions atomiques sont négligées, et les comparaisons avec les données expérimentales de [7] montrent qu'elles doivent jouer un rôle important, puisqu'on sous-estime presque systématiquement la durée de cohérence avec le calcul théorique. On trouve cependant un bon accord quantitatif sur les paramètres de piège à choisir pour optimiser la durée de cohérence.

Temps de cohérence démontrés jusqu'à TACC

A notre connaissance, cinq expériences ont été dédiées à l'étude de la transition d'horloge $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$. Deux d'entre elles sont antérieures à TACC : celles menées au JILA, à Boulder, dans le groupe d'Eric Cornell, et à l'université Ludwig-Maximilians, à Munich, dans le groupe de J. Reichel. Trois groupes travaillent actuellement sur cette transition et la dynamique d'un mélange dégénéré des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$: le groupe de B. V. Hall à l'Université de Swinburn, en Australie ; le groupe de N.J. Van Druten à l'institut Van der Walls-Zeeman à Amsterdam ; et le groupe de D.S. Hall à l'Université de Amherst. Nous ne donnons de détails que sur les trois premiers, puisque ce sont les seuls à avoir publié des mesures de durées de cohérence.

L'expérience menée à Boulder est décrite dans la thèse de H.J. Lewandowski [40]. Il s'agit d'un dispositif de condensation de Bose Einstein « macroscopique » (le terme est utilisé ici

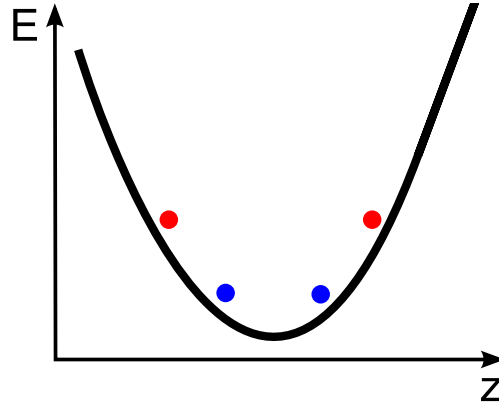


FIG. 1.8 – Illustration du « moyennage par le mouvement » : un atome oscille dans le potentiel harmonique et explore donc différentes parties du piège, conduisant ainsi à un moyennage du déplacement de fréquence total vu par l'atome pendant l'interrogation. Cependant, un atome « chaud » (en rouge) explorera une plus grande partie du piège qu'un atome « froid » (en bleu) ; les deux atomes verront donc des fréquences de transition différentes. Lorsqu'on moyenne sur tout le nuage, on obtient donc un étalement $\sigma_{\Delta\nu}$ de la fréquence de transition.

uniquement par opposition avec les puces à atomes), dont l'objet était l'étude de la cohérence et des corrélations dans un gaz de bosons ultra-froids. Elle a notamment permis l'observation et la résolution spatiale d'ondes de spins ; la spectroscopie de la transition d'horloge est également étudiée de manière importante. La meilleure durée de cohérence présentée est de 2.5 secondes, obtenue avec un nuage non dégénéré à 480 nK, et à une densité de $4 \times 10^{12}/\text{cm}^3$, soulevant l'idée de l'utilisation d'atomes piégés magnétiquement comme référence de fréquence. Les mesures effectuées avec des condensats donnent des durées de cohérence de quelques centaines de millisecondes.

L'expérience effectuée à Munich est en quelque sorte le « prototype » de TACC ; en effet TACC a été conçue après les résultats encourageant obtenus par P. Treutlein avec un dispositif de puce à atomes [8]. Pour cette étude, les atomes sont piégés magnétiquement à l'aide d'une puce à atomes. L'objet de l'étude était notamment de déterminer si la présence de la surface de la puce influençait la durée de cohérence atomique. Les inhomogénéités de courant dans les conducteurs, notamment, pouvaient être un problème potentiel. Des temps de cohérence supérieurs à une seconde ont été démontrés, jusqu'à des distances de quelques micromètres de la surface de la puce. Le meilleur temps de cohérence démontré avec ce dispositif est de $2.8\text{s} \pm 1.6\text{s}$ avec un nuage de 1.5×10^4 atomes à 600 nK, pour une densité de $3 \times 10^{12}/\text{cm}^3$. Une mesure d'horloge a été effectuée avec le dispositif, démontrant une stabilité de $1,7 \times 10^{-11}$ à 1 seconde.

L'expérience de Swinburn est également effectuée avec une puce à atomes. Le but est d'étudier l'évolution spatiale de la phase relative des deux populations dans un condensat de Bose-Einstein, de manière analogue à [39]. La baisse de contraste des franges de Ramsey est ici principalement due à l'évolution spatiale inhomogène de la phase dans le condensat, et conduit à une durée de cohérence inférieure à 300 ms, pour un condensat de $1,5 \times 10^5$ atomes, avec une densité d'environ $10^{15}/\text{cm}^3$, 100 fois plus élevée que dans les expériences précédentes.

1.3 Notre réponse : TACC

Les résultats de ces expériences, et particulièrement les temps de cohérence importants mesurés dans [7] et [8], nous ont effectivement convaincu qu'il était possible de construire un

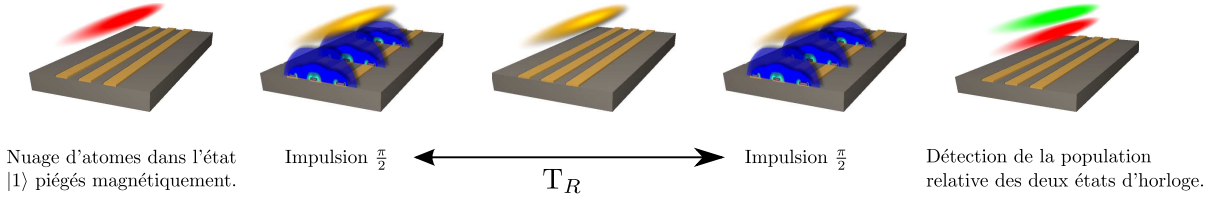


FIG. 1.9 – Schéma de principe du fonctionnement de l'horloge atomique sur puce à atomes.

dispositif métrologique basé sur l'interrogation d'atomes de ^{87}Rb piégés magnétiquement.

Le but de l'expérience décrite dans cette thèse est donc la réalisation d'une telle horloge et l'étude de ses performances. Celle-ci comporte deux spécificités : la spectroscopie à deux photons d'atomes piégés à l'aide d'une puce à atomes, et l'utilisation d'un guide d'onde coplanaire pour transmettre le signal micro-onde. La puce n'est pas placée à l'intérieur d'une enceinte volumineuse, mais ferme une petite cellule en verre de $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ [41]. L'ensemble du cycle d'horloge est donc effectué dans ce volume réduit, c'est pourquoi l'horloge est potentiellement compacte. Le schéma de principe du fonctionnement de l'horloge atomique sur puce à atomes est illustré par la figure 1.9.

L'expérience n'est pas bornée à la seule conception d'une horloge atomique compacte ; la possibilité d'atteindre le régime de condensation de Bose-Einstein permettra en effet de répondre à la question de la possibilité d'utiliser un gaz d'atomes dégénérés pour une application métrologique. De plus, la grande souplesse des puces à atomes permet l'exploration de différents régimes de collisions, pouvant être caractérisés par spectroscopie de Ramsey, à la fois pour un condensat ou un gaz d'atomes ultra-froids non-dégénérés.

1.4 Performances attendues

Les performances attendues pour le dispositif proposé ont été évaluées à partir du calcul de l'étalement de fréquence σ_{Δ_ν} décrit dans la partie 1.2.4 ; un calcul de cet étalement tenant compte du mouvement des atomes *via* le « moyennage par le mouvement » (motional averaging) est utilisé dans les références [38, 7] ; la thèse de Friedemann Reinhard présente également ce calcul, mais dans le cas d'atomes immobiles [19]. Cependant, des effets liés aux interactions de spins, à l'origine des ondes de spins observées pour ces états d'horloge [42], ne sont pas pris en compte ici.

Comme on l'a vu plus haut, l'étalement de la transition d'horloge permet de connaître la durée de Ramsey maximale pouvant être obtenue. Pour estimer les performances attendues de l'horloge, on doit alors évaluer sa stabilité en tenant compte des différents effets liés au dispositif expérimental, comme l'effet Dick, les fluctuations du nombre d'atomes, le rapport signal à bruit de la détection... Cette estimation a été effectuée par Friedemann Reinhard, et l'on résume ici les résultats obtenus.

1.4.1 Durée de cohérence

Le calcul de σ_{Δ_ν} effectué par Friedemann Reinhard a été mené pour des atomes statiques, non condensés, en présence de la gravité. La durée de cohérence optimale $\tau_c = 1/\gamma_\phi = 1/(\sqrt{2}\pi\sigma_{\Delta_\nu})$ est obtenue pour les paramètres de piège suivants :

$$(\omega_x = 2\pi 0,5 \text{ Hz}, \omega_y = \omega_z = 2\pi 450 \text{ Hz}), T = 260 \text{ nK}, n_0 = 1,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}, \Delta B = 0,03 \text{ G}$$

et conduit à une valeur $\tau_c = 1,7$ s. Cette valeur est inférieure aux 2,5 s mesurées expérimentalement [7, 8], principalement à cause du fait que les atomes sont considérés comme immobiles ; le moyennage par le mouvement semble jouer un rôle important pour la durée de cohérence atomique.

Ainsi, le calcul de [38], qui tient compte de cet effet de manière simplifiée et nécessite des calculs bien plus sophistiqués, prévoit une durée de cohérence plus importante. Pour les paramètres

$$(\omega_x = 2\pi 4,3 \text{ Hz}, \omega_y = \omega_z = 2\pi 300 \text{ Hz}), T = 500 \text{ nK}, n_0 = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}, \Delta B = 0,04 \text{ G}$$

le temps de cohérence obtenu est de 7,5 secondes. Ainsi ce calcul prévoit qu'une durée de cohérence nettement plus importante que celles mesurées dans [7] et [8] peut être obtenue, par un choix approprié des paramètres de piège.

Ces résultats placent tous deux l'horloge proposée dans une gamme intéressante, même s'il est clair que l'obtention de durées de cohérence plus importante est un avantage. La possibilité d'effectuer des interrogations de l'ordre de la seconde justifiait déjà en soi l'étude d'une telle horloge ; le fait de pouvoir déterminer la durée de cohérence obtenue en pratique en explorant une large gamme de paramètres de piégeage permet également de mieux comprendre la dynamique des atomes durant l'interrogation.

1.4.2 Stabilité

La première estimation de la stabilité potentielle de notre horloge a été effectuée en faisant l'hypothèse d'une durée de cohérence de 2,5 s, correspondant aux valeurs expérimentales publiées [7, 8]. Nous reprenons ici le calcul de [19] pour présenter la sensibilité de l'horloge aux différentes sources de bruits et la stabilité qui en découle. Nous ré-utiliserons les expressions données ici afin d'évaluer les performances attendues de notre horloge à la lumière des résultats au chapitre 5.

On cherche ici à estimer les performances ultimes de l'horloge, on fait donc cette estimation en considérant que les différents bruits techniques sont réduits à leur minimum en tenant compte des caractéristiques de notre dispositif expérimental. La stabilité de l'horloge peut être écrite comme la somme de deux termes :

$$\sigma_y = \frac{\sigma_\nu}{\nu_0} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} = \frac{1}{\nu_0} \sqrt{\sigma_\delta^2 + \left(\frac{1}{\pi T_R} \sigma_p \right)^2} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} = \sigma_{y,1} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \quad (1.26)$$

où σ_δ est un terme lié aux bruits de fréquence, $\frac{1}{\pi T_R} \sigma_p$ est le terme lié au bruit de détection (cf. équation 1.6), et $\sigma_{y,1}$ le bruit relatif de fréquence total à un coup. C'est ce terme que l'on va calculer dans cette partie, avant d'en déduire la stabilité à une seconde $\sigma_y(1s.) = \sigma_{y,1} \sqrt{T_C}$. Comme on l'a vu dans la partie 1.1.3, la conséquence d'une durée de cohérence finie est la réduction de la pente maximale à mi-frange, et la durée d'interrogation idéale T_R correspond à une chute du contraste à $1/e$. Le facteur de qualité atomique s'en voit ainsi réduit :

$$Q_{at} = \frac{2\omega_{at}}{\pi} \frac{dp}{d\Delta} \Big|_{max} = \frac{\omega_{at} T_R}{\pi e}$$

Avec $T_R = 2,5$ s, on obtient $Q_{at} = 1,3 \times 10^{10}$.

Bruit de détection

Le bruit de détection comporte deux contributions : le bruit de projection quantique, qui est intrinsèque à la méthode de détection (voir partie 1.1.3) et le bruit technique de détection.

Le bruit de projection quantique se traduit par :

$$\sigma_{P,qpn} = \frac{1}{2\sqrt{N_{at}}}$$

qui conduit à un bruit à un coup :

$$\sigma_{y,qpn} = \frac{1}{\pi Q_{at}\sqrt{N_{at}}} = 2,5 \times 10^{-13} \frac{1}{\sqrt{N_{at}/(10^4 \text{atomes})}}$$

La valeur du bruit technique peut être réduite de manière à être négligeable devant le bruit de projection quantique (voir par exemple [43]). Une estimation des performances réalisées avec un dispositif semblable au nôtre peut être trouvée dans [18] ; le bruit de détection sur le nombre d'atomes est

$$\sigma_{N_{at}} = 0,6\sqrt{N_{at}}$$

C'est la valeur retenue pour estimer la contribution du bruit technique de notre détection, qui diffère assez peu de celle de [18] et devrait donc nous permettre d'atteindre des performances au moins aussi bonnes.

On en déduit alors un bruit de détection à un coup :

$$\sigma_{y,det} = \frac{2 \times 0,6}{\pi Q_{at}\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{N_{at}}} = 2,15 \times 10^{-13} \frac{1}{\sqrt{N_{at}/(10^4 \text{atomes})}}$$

On peut voir que cette contribution n'est pas négligeable pour $N_{at} \approx 10^4$, et qu'il est donc souhaitable de réduire le bruit technique à un niveau inférieur à celui-ci, ou encore d'augmenter le nombre d'atomes.

Fluctuations du champ magnétique

On a vu précédemment que le déplacement de fréquence dû à l'effet Zeeman était de la forme

$$\Delta\nu = \nu_{min} + \beta(B - B_m)^2$$

On considère que l'on peut mettre le champ au fond du piège B_0 sous la forme $B_0 = B_m + \Delta B + \delta B$, où ΔB est un décalage volontairement introduit et δB représente les fluctuations de champ magnétique, d'écart-type σ_B . On peut alors évaluer les fluctuations de fréquence causées par les fluctuations de champ magnétique :

Pour $\Delta B = 0$, on a :

$$\sigma_{y,B} = \frac{\sqrt{2}\beta\sigma_B^2}{\nu_0} = 8,9 \times 10^{-14} (\sigma_B/mG)^2$$

Pour $\Delta B = 30\text{mG}$ on obtient :

$$\sigma_{y,B} = \frac{2\beta\Delta B\sigma_B}{\nu_0} = 3,8 \times 10^{-12} (\sigma_B/mG)$$

On peut en tirer une contrainte sur les fluctuations de champ magnétique que l'on peut tolérer pour maintenir le bruit de fréquence subséquent à un niveau inférieur au bruit de projection quantique, soit de l'ordre de 10^{-13} :

$$\begin{aligned}\Delta B = 0\text{mG} & \Rightarrow \sigma_B < 1,6\text{mG} \\ \Delta B = 30\text{mG} & \Rightarrow \sigma_B < 60\mu\text{G}\end{aligned}$$

Ceci correspond, dans le cas le plus contraignant, à des fluctuations relatives du champ magnétique de $1,9 \times 10^{-5}$. Nous verrons dans le chapitre 3 que cette contrainte peut être respectée.

Fluctuations du nombre d'atomes

Les fluctuations du nombre d'atomes conduisent à des fluctuations de la densité atomique, et donc du déplacement de champ moyen. Ce déplacement peut être corrigé a posteriori, puisque la densité peut être calculée à chaque mesure de fréquence. Cependant cette correction est limitée par les erreurs introduites par la détection et les pertes atomiques. Nous allons voir ici comment ces erreurs dégradent la stabilité de l'horloge. Rappelons que, dans le cas d'un nuage non dégénéré de ^{87}Rb , le déplacement collisionnel vaut (eq. 1.20) :

$$\delta\nu_c = \frac{2\hbar}{m} a_0 n (-4,97 - 0,27f)$$

et la densité moyenne vaut dans le cas d'une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\langle n \rangle = \frac{n_0}{\sqrt{8}} = N \left(\frac{m}{4\pi k_B T} \right)^{3/2} \bar{\omega}^3$$

Influence du bruit de détection

Avec un bruit de détection $\sigma_N = 0,6\sqrt{N}$ et pour $f = 0$ on obtient une contribution à un coup :

$$\sigma_{y,n} = \frac{4\pi\hbar}{m\omega_{at}} (a_{11} - a_{22}) \left(\frac{m}{4\pi k_B T} \right)^{3/2} \bar{\omega}^3 \sigma_N = 5,7 \times 10^{-14} \left(\frac{\bar{\omega}}{2\pi 100\text{Hz}} \right)^3 \left(\frac{T}{500\text{nK}} \right)^{-3/2} \sqrt{\frac{N_{at}}{10^4 \text{atomes}}}$$

où T est la température, $\bar{\omega}$ la moyenne géométrique des fréquences de piégeage, et N_{at} le nombre d'atomes. On utilise comme référence un nuage de 10^4 atomes à 500 nK, dans un piège de fréquence moyenne de 100 Hz, paramètres tout à fait réalistes dans le cadre de notre expérience. On peut voir que dans de telles conditions, les fluctuations de densité liées au bruit de détection sont acceptables pour atteindre une stabilité de quelques 10^{-13} à 1 s, même pour une durée de cycle de 10 secondes.

Influence des pertes atomiques symétriques

On considère que les taux de pertes atomiques sont constants pendant l'interrogation pour les deux états, bien qu'ils dépendent théoriquement de la densité atomique ; ainsi pour des populations initialement égales $N_1 = N_2$ on écrit les taux de pertes :

$$\gamma_1 = \gamma_{12} g_{12}^{(2)} \langle n \rangle / 2 \quad (1.27)$$

$$\gamma_2 = \gamma_{12} g_{12}^{(2)} \langle n \rangle / 2 + \gamma_{22} g_{22}^{(2)} \langle n \rangle / 2 \quad (1.28)$$

où $\gamma_{12} = 0,780 \times 10^{-13} \text{cm}^3/\text{s}$ et $\gamma_{22} = 1,194 \times 10^{-13} \text{cm}^3/\text{s}$ sont les taux de pertes à deux corps, dont les valeurs ont été mesurées récemment pour un condensat [44], et les fonctions de

corrélation $g_{22}^{(2)} = g_{12}^{(2)} = 2$ pour une superposition cohérente dans un nuage thermique. Ces pertes conduisent à une perte d'atomes totale pendant une interrogation :

$$N_{sym} = N(\gamma_1 + \gamma_2)T_R/2$$

où N est le nombre d'atomes initial. Ces pertes fluctuent d'une mesure à l'autre avec un écart-type de $\sqrt{N_{sym}}$; ces fluctuations ne peuvent pas être corrigées car on ne mesure que le nombre d'atomes final N_{at} . Elles se traduisent donc en bruit de densité, et conséquemment fréquence :

$$\sigma_{y,sym} = 2,3 \times 10^{-14} \frac{N_{at}}{10^4 \text{atomes}} \left(\frac{\bar{\omega}}{2\pi 100 \text{Hz}} \right)^{9/2} \left(\frac{T}{500 \text{nK}} \right)^{-9/4} \left(\frac{T_R}{2,5 \text{s}} \right)^{1/2}$$

Cette contribution est également acceptable pour atteindre une stabilité de quelques 10^{-13} à 1 s.

Influence des pertes atomiques asymétriques

Le taux de pertes de l'état $|2\rangle$ est plus élevé que celui de l'état $|1\rangle$, et conduit à la présence d'une population d'atomes incohérents dans l'état $|1\rangle$, qu'on ne peut distinguer du signal d'horloge. Leur nombre atteint une valeur moyenne

$$N_{asym} = \gamma_{22} g_{22}^{(2)} \frac{\langle n \rangle}{2} T_R \frac{N_{at}}{2}$$

d'écart-type $\sigma_{N_{asym}} = \sqrt{N_{asym}}$. Il conduit ainsi à des fluctuations coup à coup :

$$\sigma_{y,asym} = 1,5 \times 10^{-14} \frac{N_{at}}{10^4 \text{atomes}} \left(\frac{\bar{\omega}}{2\pi 100 \text{Hz}} \right)^{9/2} \left(\frac{T}{500 \text{nK}} \right)^{-9/4} \left(\frac{T_R}{2,5 \text{s}} \right)^{1/2}$$

Cette contribution est également acceptable pour atteindre une stabilité de quelques 10^{-13} à 1 s.

Fluctuations des puissances R.F. et micro-onde

Les fluctuations coup-à-coup de la puissance du signal d'interrogation dégradent la stabilité de l'horloge à cause de deux effets : elles induisent tout d'abord une fluctuation coup-à-coup de la population relative des niveaux d'horloge, f , et donc du déplacement collisionnel. De plus, elles induisent une fluctuation coup-à-coup du déplacement lumineux causé par les impulsions d'interrogation.

Les fluctuations de densité sont modélisées de la manière suivante : avec Ω_{int} la fréquence de Rabi du signal d'interrogation et t_p la durée de l'impulsion, on a pour $\Omega_{int} t_p = \frac{\pi}{2}$:

$$f = \cos(\Omega_{int}) \cong \frac{\pi}{2} - \Omega_{int} t_p$$

Ceci conduit à un écart-type

$$\sigma_f = \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{\Omega_{int}}}{\Omega_{int}}$$

Les puissances R.F. et micro-ondes contribuent de manière symétrique à Ω_{int} . On fait donc le calcul en considérant que les fluctuations de puissance du signal d'interrogation R.F.

$\sigma_{\Omega_{RF}} = 0$, et on évalue la contribution du signal micro-onde $\sigma_{\Omega_{MO}}$ en tenant compte du fait que $\frac{\sigma_{\Omega_{MO}}}{\Omega_{MO}} = \frac{\sigma_{P_{MO}}}{2P_{MO}}$. On obtient alors :

$$\sigma_{y,p} = \frac{4\pi\hbar a_0}{m\omega_{01}}(a_{22} + a_{11} - 2a_{12}) \langle n \rangle_{th} \frac{\pi}{4} \frac{\sigma_{P_{MO}}}{P_{MO}} \quad (1.29)$$

$$= 4,1 \cdot 10^{-15} \left(\frac{N_{at}}{10^4 \text{atoms}} \right) \left(\frac{T}{500 \text{nK}} \right)^{-3/2} \left(\frac{\bar{\omega}}{2\pi 100 \text{Hz}} \right)^3 \left(\frac{\sigma_{P_{MO}}/P_{MO}}{10^{-2}} \right) \quad (1.30)$$

Cette contribution est également acceptable pour atteindre une stabilité de quelques 10^{-13} à 1 s.

Les fluctuations coup-à-coup dues au déplacement lumineux sont prises en compte *via* la fonction de sensibilité g [13]. Ce déplacement ne perturbe l'horloge que pendant les deux impulsions $\pi/2$. Ainsi on peut calculer sa valeur pour une impulsion, et additionner quadratiquement les deux contributions.

Pendant une impulsion, la fonction de sensibilité de l'horloge s'écrit $g(t) = \sin(\Omega_{int}t)$. Friedemann Reinhard a montré dans sa thèse que le déplacement lumineux lié à la transition d'horloge à deux photons est dû uniquement au photon micro-onde et vaut :

$$\frac{\Omega_{MO}^2}{4\Delta} \quad (1.31)$$

où Δ est le désaccord par rapport au niveau intermédiaire. En outre, on obtient pour $\Delta = 2\pi 200 \text{kHz}$, $\Omega_{RF} = \Delta/10 = 2\pi 20 \text{kHz}$ et $\Omega_{MO} = 2\pi 20 \text{kHz}$:

$$\sigma_{y,ls} = \frac{\sqrt{2}\sigma_{\Omega_{MO}}}{\Omega_{MO}T_R\omega_{at}} = 1,4 \cdot 10^{-13} \left(\frac{\sigma_{\Omega_{MO}}/\Omega_{MO}}{10^{-2}} \right) \quad (1.32)$$

Cette contribution est significative pour des fluctuations relatives de 1% de la puissance micro-onde, pour atteindre une stabilité de 10^{-13} à 1 s. Il sera donc nécessaire de s'assurer que ces fluctuations sont au moins inférieures au %.

Effet Dick

Comme on l'a mentionné précédemment, la mesure du désaccord $\delta = \omega_{at} - \omega_{osc}$ est entachée du bruit de l'oscillateur local. Pour une horloge qui effectue des mesures discrètes avec un temps de cycle T_c , le bruit de l'oscillateur local se manifeste principalement aux harmoniques de la fréquence $f_c = 1/T_c$, par repliement de spectre. Une description complète de cet effet peut être trouvée dans la référence [13] ; on suivra ici la description effectuée dans [19].

Le bruit de l'oscillateur local affecte l'horloge uniquement pendant la durée d'interrogation T_R . On néglige les impulsions, de durée $t_p \ll T_R$. On définit la fonction de sensibilité de l'horloge $g(t)$ par :

$$g(t) = \begin{cases} 0 & 0 < t < T_c - T_R \\ 1 & T_c - T_R < t < T_c \end{cases} \quad (1.33)$$

La contribution de l'effet Dick à la stabilité de l'horloge s'exprime alors comme :

$$\sigma_y^{Dick}(\tau) = \tau^{-1/2} \times \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left| \frac{g_n}{g_0} \right|^2 S_y^{fw}(nf_c) \right]^{1/2} \quad (1.34)$$

$$g_n = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} dt g(t) e^{-i2\pi n f_c t} \quad (1.35)$$

où S_y^{fw} est la densité spectrale de bruit de fréquence de l'oscillateur local. Dans notre expérience, l'oscillateur local est un oscillateur cryogénique, dont le signal est converti à l'aide d'une chaîne de synthèse. C'est le bruit de la chaîne de synthèse qui est alors limitant, et qui est dominé par du bruit flicker de phase. On a mesuré ce bruit (voir partie 3.7) comme étant :

$$S_y^{\text{fw}}(f) = 4,5 \times 10^{-28} \text{Hz}^{-2} \times f \quad (1.36)$$

On trouve alors en faisant la somme sur les 400000 premiers termes de 1.34 :

$$\begin{aligned} \sigma_y(\tau) &= 3,1 \cdot 10^{-14} \cdot \sqrt{s} && \text{pour } T_R = 2,5\text{s}, T_c = 23\text{s} \\ \sigma_y(\tau) &= 1,5 \cdot 10^{-14} \cdot \sqrt{s} && \text{pour } T_R = 2,5\text{s}, T_c = 5\text{s} \end{aligned}$$

Cette contribution est tout à fait acceptable pour atteindre une stabilité de 10^{-13} à une seconde, et ne limitera pas les performances de l'horloge.

Bilan

Nous calculons ici la somme quadratique des différentes contributions des termes dégradant la stabilité de l'horloge, avec les paramètres utilisés dans [19], soient un piège de fréquences $2\pi(5,70,70)\text{Hz}$ avec 10^4 atomes et une température de 500nK , une durée d'interrogation de $2,5\text{s}$ et une durée de cycle de 23s . Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 5.3. Une telle horloge aurait une stabilité de fréquence relative de $2,0 \times 10^{-12}$ à une seconde.

La même horloge interrogeant 10^5 atomes avec un temps de cycle de 5 secondes, pour la même durée d'interrogation, verrait sa stabilité descendre à $6,3 \times 10^{-13}$ à une seconde (cf. tableau 5.3).

Ainsi la gamme de performance qui nous intéresse peut effectivement être obtenue avec une horloge basée sur la technologie des puces à atomes. Nous verrons plus loin quelles sont les performances actuelles de l'horloge avec les paramètres expérimentaux utilisés en réalité, et la stabilité qu'on peut espérer atteindre dans cette configuration.

Durée de cycle Nombre d'atomes	$T_c=23\text{s}$ $N_{at} = 10^4$	$T_c=5\text{s}$ $N_{at} = 10^5$
Bruit de projection quantique	$2,5 \times 10^{-13}$	$8,0 \times 10^{-14}$
Bruit de détection	$2,2 \times 10^{-13}$	$6,8 \times 10^{-14}$
Fluctuations du champ magnétique	$2,5 \times 10^{-13}$	$2,5 \times 10^{-13}$
Fluctuations du déplacement collisionnel	$1,4 \times 10^{-15}$	$4,5 \times 10^{-15}$
Fluctuations de la puissance d'interrogation	$7,0 \times 10^{-14}$	$7,0 \times 10^{-14}$
Stabilité à une seconde	$2,0 \times 10^{-12}$	$6,3 \times 10^{-13}$

TAB. 1.1 – Stabilité théorique de l'horloge pour un piège de fréquences $2\pi(5,70,70)\text{Hz}$, une température de 500 nK, et une durée d'interrogation de 2,5 s. Le calcul est effectué pour 10^4 atomes et une durée de cycle de 23s (colonne de gauche), et pour 10^5 atomes et une durée de cycle de 5 s (colonne de droite). La contribution de l'effet Dick est négligeable dans les deux cas et n'est donc pas indiquée. Les termes dominants sont le bruit de projection quantique, le bruit de détection, et les fluctuations du champ magnétique.

Chapitre 2

Atomes froids sur puce à atomes

Une particularité de l’horloge atomique présentée dans cette thèse est l’utilisation d’une puce à atomes, qui présente plusieurs avantages : en plus de la compacité du cœur du système, le degré de contrôle obtenu permet d’explorer de larges gammes de températures atomiques, allant jusqu’à la condensation de Bose-Einstein, de fréquences de piégeage, allant du Hz à quelques kHz, permettant de faire varier la densité du nuage atomique de plus de deux ordres de grandeur.

Nous présentons dans ce chapitre la manière dont fonctionnent les puces à atomes d’une manière générale, et jetons les bases du piégeage magnétique d’atomes neutres à l’aide d’une micro-structure. Nous proposons également une brève revue des différentes recherches menées à l’aide de ces puces.

Nous introduisons également deux étapes clé pour la manipulation d’atomes à l’aide d’une puce à atomes : le pré-refroidissement, qui permet de charger les atomes dans le piège magnétique, et le refroidissement par évaporation forcée, nécessaire à l’obtention de températures inférieures à la température de recul.

Nous présentons enfin les principales caractéristiques d’un condensat de Bose-Einstein dans un piège harmonique, ainsi que les signatures expérimentales de l’apparition d’un condensat de Bose-Einstein.

2.1 Les puces à atomes

Les premiers pièges magnétiques d’atomes neutres ont été réalisés dans les années 1980 suite à l’apparition des techniques de refroidissement par laser [45]. Ces pièges se sont répandus dans les dispositifs de refroidissement atomique et ont notamment permis l’obtention des premiers condensats de Bose-Einstein [32, 33]. C’est pendant les années 1990 que l’idée d’utiliser une microstructure pour piéger des atomes neutres a été formulée [46], suivie rapidement par sa mise en oeuvre [47]. Suite à l’obtention de condensats de Bose-Einstein sur une telle puce [48, 49], leur utilisation s’est répandue dans les laboratoires, comme en témoigne l’abondante littérature sur le sujet.

Nous commençons par une brève revue des différentes recherches menées à l’aide des puces à atomes. Nous donnons ensuite les principes de base du piégeage magnétique, puis exposons le fonctionnement des puces basées sur des circuits électroniques micro-structurés.

2.1.1 Les puces à travers le monde : panorama d'un outil flexible

Cette partie est destinée à donner un aperçu des différentes techniques utilisées pour piéger des atomes sur puce, ainsi que les différentes directions de recherches associées aux puces à atomes. Ces listes ne sont évidemment pas exhaustives, et l'on pourra notamment se reporter aux articles de revue pour plus de détails (voir [50, 51])

En dehors des « simples » microstructures, différentes techniques ont été utilisées pour piéger des atomes à la surface d'une puce. Différents groupes ont choisi l'utilisation d'aimants permanents [52, 53, 54], qui présentent notamment l'avantage de s'affranchir des fluctuations de courant dans les conducteurs. D'autres ont utilisé des supraconducteurs sur puces à atomes [55, 56], notamment en vue de réduire le bruit Johnson de courant dû à la résistance non nulle des conducteurs. Pour finir, des pièges combinant potentiels électro- et magnéto-statiques [57], ainsi que des potentiels dépendant du temps (TOP traps) ont été créés sur puce [58].

L'étude des propriétés des condensats de Bose-Einstein est une des utilisations principales des puces à atomes ; les potentiels très anisotropes pouvant être créés permettent notamment l'étude des propriétés des gaz 1D [59, 60, 61, 62]. La cohérence des condensats fait l'objet de nombreuses études, par exemple à l'aide d'interférences entre deux condensats piégés dans des doubles-puits générés à l'aide de potentiels radio-fréquence [60, 61], ou encore par la réalisation d'un interféromètre de Michelson à atomes sur puce [62]. La cohérence de gaz dégénérés ou non constitués d'un mélange de deux états internes fait également l'objet d'études [8, 63].

La préparation, manipulation et détection d'atomes uniques est également un champ très actif, avec pour objectif à long terme l'informatique ou le calcul quantique. Une méthode est le couplage fort de l'atome à une cavité optique [64], qui peut être intégrée à la puce [65, 66]. Toujours dans le cadre de l'information quantique, de futurs registres quantiques ont été développés, à l'aide de réseaux de pièges magnétiques sur puce [67, 68]. La réalisation d'une porte logique sera également une étape importante pour ce champ de recherche, et c'est un des objectifs de [69], qui utilise des condensats piégés dans des potentiels micro-ondes.

La proximité des atomes à la surface de la puce permet de traiter une autre question, celle du couplage cohérent des atomes à un système indépendant, pouvant être directement la surface de la puce [70, 71, 72], mais aussi un nano-résonateur [73] ou un super-courant [56]. Les fluctuations de courant dans les conducteurs ont également été étudiées [74], et une méthode permettant de les supprimer en modulant rapidement le courant a été proposée et démontrée [58].

Enfin, les atomes froids piégés à la surface de la puce peuvent être utilisés comme senseurs des champs externes, notamment des champs magnétiques [75, 76].

2.1.2 Piégeage magnétique des atomes neutres

Le piégeage magnétique des atomes repose sur l'utilisation du moment magnétique non nul de certains états atomiques. Pour des champs magnétiques faibles, les états internes de l'atome sont les états propres de l'hamiltonien d'interaction. L'énergie d'un atome de moment cinétique total $\mathbf{F}$, d'état interne $|F, m_F\rangle$ et de moment magnétique $\boldsymbol{\mu} = -\frac{\mu_B g_F}{\hbar} \mathbf{F}$, soumis à un champ magnétique statique homogène B , est alors :

$$E_{F, m_F} = \mu_B g_F m_F B \quad (2.1)$$

où g_F est le facteur de Landé et μ_B est le magnéton de Bohr. Cette formule est valable pour les énergies faibles devant l'énergie de structure hyperfine $E_{F, m_F} < E_{HFS}$. Une meilleure estimation du décalage Zeeman est donnée par la formule de Breit-Rabi, qui permet notamment de déterminer la valeur du champ magique de notre transition [34].

Dans le cas d'un champ variant spatialement et d'un atome évoluant dans ce champ, cette expression reste valable à tout instant si le moment magnétique atomique peut suivre adiabatiquement les changements de direction du champ magnétique, c'est-à-dire si la fréquence de précession de Larmor ω_L du moment magnétique de l'atome autour de la direction locale du champ magnétique vérifie la relation :

$$\frac{d\theta}{dt} \ll \omega_L = \frac{\mu_B |m_F g_F| B}{\hbar} \quad (2.2)$$

où θ désigne la direction du champ magnétique par rapport à la direction initiale du spin de l'atome. Il est alors soumis à un potentiel magnétique dépendant de l'amplitude du champ $B(\mathbf{r}) = |\mathbf{B}(\mathbf{r})|$, décrit par l'équation 2.1.

Les états vérifiant $g_F m_F > 0$ sont appelés « chercheurs de champ faible », car leur énergie est minimale quand le champ magnétique est minimum. Or les équations de Maxwell interdisent l'existence d'un maximum local de champ magnétique statique dans le vide [77] ; ce sont donc les « chercheurs de champ faible » que l'on pourra piéger expérimentalement. Dans le cas du ^{87}Rb , il s'agit des niveaux $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Le niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$ est également un chercheur de champ faible, mais sa dépendance au champ magnétique est trop faible pour qu'on puisse l'exploiter. De la même manière, l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ devient un chercheur de champ fort pour des champs supérieurs au kG.

On peut voir que, si les atomes sont piégés à l'aide d'un potentiel magnétique qui présente un minimum local nul, l'équation 2.2 ne sera pas vérifiée au voisinage de ce minimum. Le moment magnétique des atomes peut alors changer d'orientation par rapport au champ magnétique et passer dans un état anti-piégeant. On parle de transitions de Majorana, qui se traduisent par des pertes dans le nuage atomique. On peut les minimiser en choisissant un potentiel de piégeage ayant un minimum non nul, ou encore en modulant rapidement le champ magnétique de biais afin que les atomes voient un champ moyen non-nul au centre du quadrupole (on parle de « time-averaged, orbiting potential » traps, ou TOP-Traps) [78].

Pièges quadrupolaires

Le premier piège magnétique réalisé expérimentalement pour piéger des atomes neutres [45] est le piège quadrupolaire. Un potentiel magnétique quadrupolaire est de la forme :

$$\vec{B} = B'_x x \vec{e}_x + B'_y y \vec{e}_y + B'_z z \vec{e}_z \quad (2.3)$$

où $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_z$ sont les axes du quadrupole. On doit avoir $B'_x + B'_y + B'_z = 0$, ainsi que l'exige l'équation de Maxwell $\text{div}(\vec{B}) = 0$. L'amplitude du champ est nulle au centre du piège, et augmente linéairement depuis le centre dans les trois directions de l'espace :

$$B(\mathbf{r}) = \sqrt{(B'_x x)^2 + (B'_y y)^2 + (B'_z z)^2}$$

C'est un des pièges les plus simples à réaliser expérimentalement, puisqu'on peut le générer à l'aide de deux bobines en configuration « anti-Helmoltz » (deux bobines coaxiales parcourues par des courants égaux et de directions opposées).

Ce type de piège est soumis aux pertes Majorana ; cependant, il peut s'avérer utile pour des atomes chauds, qui passent peu de temps au centre du piège.

Un cas particulier joue un rôle important, comme on le verra par la suite : c'est le cas $B'_x = 0$, $B'_y = -B'_z$, qui forme un quadrupole 2D dans le plan $y - z$, et une ligne de potentiel nul selon $\vec{e}_x$.

Pièges « Ioffe-Pritchard »

Parmi les pièges à minimum non nul, le piège le plus couramment utilisé est le piège de type Ioffe-Pritchard [79]. Il s'agit de la superposition à un quadrupole 2D dans le plan $y - z$ d'un champ $\vec{B}_x = (B_0 + B''x^2/2)\vec{e}_x$. Il en résulte un champ de la forme :

$$\mathbf{B} = B_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} x^2 - (y^2 + z^2)/2 \\ -xy \\ -xz \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

qui est effectivement non nul en tout point de l'espace. On peut approcher l'amplitude du champ au voisinage du minimum, au second ordre, par :

$$B(\mathbf{r}) \approx B_0 + \frac{B''}{2}x^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right) (y^2 + z^2) \quad (2.5)$$

Il s'agit donc d'un piège harmonique au voisinage du minimum, soit pour $r \ll B_0/B'$. Pour des atomes de masse m et de moment magnétique $\mu = \mu_B g_F m_F$ les fréquences de piégeage correspondantes sont, pour $B'' < 2B'^2/B_0$:

$$\omega_x = \sqrt{\frac{\mu}{m} B''} \quad \text{et} \quad \omega_y = \omega_z = \sqrt{\frac{\mu}{m} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)} \quad (2.6)$$

2.1.3 Principes de base des puces à atomes

Champ magnétique généré par un fil

Un fil infiniment fin et de longueur infinie parcouru par un courant constant I génère à une distance r un champ magnétique d'amplitude, gradient et courbure :

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \quad (2.7)$$

$$B'(r) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi r^2} \quad (2.8)$$

$$B''(r) = \frac{\mu_0 I}{\pi r^3} \quad (2.9)$$

Les fils d'une puce ont toutefois une section non nulle, généralement rectangulaire, et dont la hauteur est plus petite que la largeur (typiquement $10 \mu\text{m}$ contre environ $100 \mu\text{m}$). Dans le cas d'un fil de section rectangulaire, de hauteur nulle et de largeur w , on montre que le champ à la surface du fil ne diverge pas et vaut [50] :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2 w} \quad (2.10)$$

$$B' = -\frac{2\mu_0 I}{\pi w^2} \quad (2.11)$$

D'une manière générale, pour un fil de taille caractéristique s , l'amplitude, le gradient et la courbure maximum de champ magnétique que l'on peut obtenir varient comme I/s , I/s^2 et I/s^3 . L'intérêt de créer un piège magnétique au voisinage de conducteurs microscopiques apparaît ici directement, puisque pour un courant donné les gradients de champ magnétique

obtenus seront plus importants lorsque r et s diminuent. Or on a tout intérêt, pour un dispositif de refroidissement évaporatif visant à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein, à pouvoir générer des potentiels très confinant, où le taux de collisions sera important, augmentant ainsi l'efficacité du refroidissement (cf. § 2.2.2) et permettant ainsi d'avoir une phase de refroidissement plus courte.

Cependant, le fort confinement obtenu dans des pièges de fréquences élevées limite le nombre d'atomes que l'on peut condenser ; en effet lorsque la densité devient trop importante, les pertes à trois corps apparaissent et introduisent un chauffage du nuage. Un compromis doit donc être trouvé entre durée de la rampe de refroidissement et nombre d'atomes final dans le condensat.

2.1.4 Principales géométries de pièges

Quadrupole 2D

Si l'on ajoute un champ homogène statique $B_{b,y}$ (qu'on appellera champ de biais) perpendiculaire à un fil infini parcouru d'un courant I , le champ s'annule à une distance :

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_{b,y}} \quad (2.12)$$

et forme ainsi une ligne de champ magnétique nul le long du fil (voir la figure 2.1). Le champ

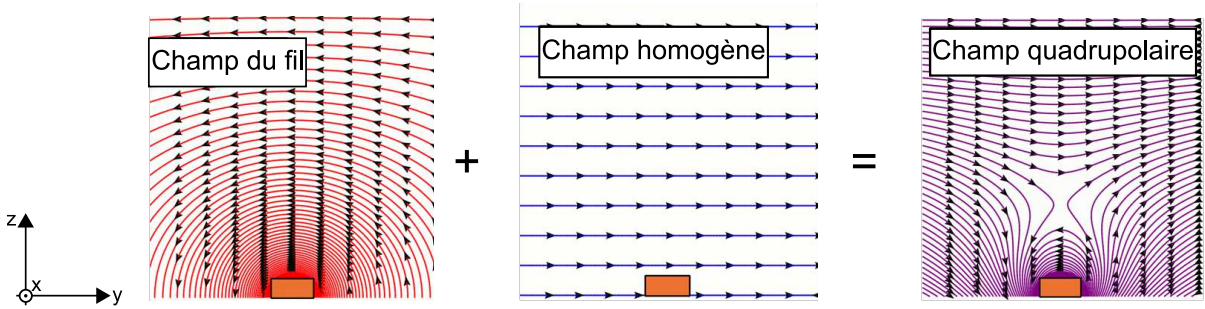


FIG. 2.1 – Génération d'un piège quadrupolaire 2D. On superpose le champ généré par un fil infini dirigé selon x à un champ homogène dirigé ici selon y . On obtient un champ quadrupolaire au-dessus du fil, centré à une hauteur z_0 .

magnétique croît linéairement autour de z_0 dans le plan perpendiculaire au fil, et le potentiel formé est un quadrupole 2D de gradient

$$B' = -\frac{\mu_0 I}{2\pi z_0^2}$$

On voit ici que, pour un courant I constant, le confinement augmente lorsque $B_{b,y}$ augmente.

Ce type de piège peut notamment servir de guide pour les atomes [80]. Pour « fermer » le piège dans la direction du fil, on utilise notamment des pièges en Z ou en H , dont les extrémités sont courbées, ou encore des croisements de conducteurs.

Piège « dimple »

Un piège Ioffe-Pritchard très simple à réaliser est obtenu à l'aide de deux fils perpendiculaires associés à deux champs de biais perpendiculaires aux fils (voir la figure 2.2). Le fil « principal », dirigé selon $\vec{e}_x$, est parcouru par un courant I_0 et est associé au champ $B_{b,y}$; le second fil, dirigé

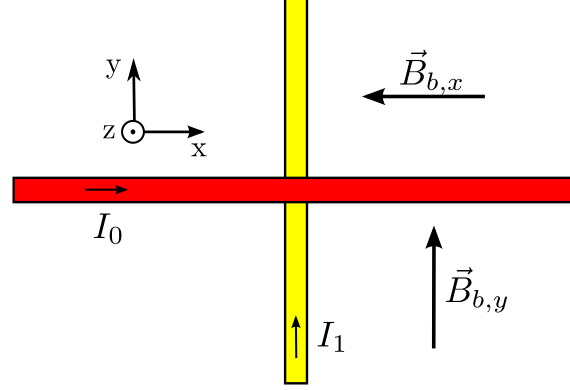


FIG. 2.2 – Piège « dimple ». Le croisement de deux fils parcourus par des courants I_0 et I_1 combinés à des champs homogènes perpendiculaires aux fils permettent de générer un piège de type Ioffe-Pritchard.

selon $\vec{e}_y$, est parcouru par un courant I_1 et est associé au champ $B_{b,x}$. Dans le cas où I_1 est faible devant I_0 , le gradient de champ créé par le couple $(I_1, B_{b,x})$ est négligeable devant celui créé par $(I_0, B_{b,y})$. Un quadrupole est formé à la distance

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_0}{B_{b,y}}$$

avec le gradient

$$B' = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi z_0^2}$$

$(I_1, B_{b,x})$ contribuent alors par la courbure

$$B'' = \frac{\mu_0 I_1}{\pi z_0^3}$$

selon l'axe x et le déplacement de la valeur du champ selon x à la valeur

$$B_0 = \left| B_{b,x} + \frac{\mu_0 I_1}{2\pi z_0} \right|$$

à former un piège de type Ioffe-Pritchard de fréquences :

$$\omega_x = \sqrt{\frac{\mu}{m} B''} \quad \text{et} \quad \omega_y = \omega_z = \sqrt{\frac{\mu}{m} \left(\frac{B'^2}{B_0} \right)} \quad (2.13)$$

Ces expressions ne sont pas valables dans le cas général ; en effet, l'addition du deuxième quadrupole a pour effet de faire tourner l'axe longitudinal du piège dans le plan (x, y) . Cependant, si le gradient généré par le fil portant le courant I_1 est négligeable devant celui généré par le fil principal, cette rotation est négligeable.

De plus, le choix des champs $B_{b,x}$ et $B_{b,y}$ permet de passer d'une géométrie de piège en forme de cigare (avec une fréquence de piégeage longitudinale faible devant les fréquences de piégeage transverses) à une géométrie dite « pancake ». Les calculs complets des conditions permettant de passer d'une géométrie à une autre peuvent être trouvées dans l'annexe B de la thèse de Philipp Treutlein [18]

La géométrie Dimple est celle que nous utilisons principalement dans le cadre de l'horloge atomique sur puce à atomes, dans une configuration de courants et champs conduisant à un piège de type « cigare ».

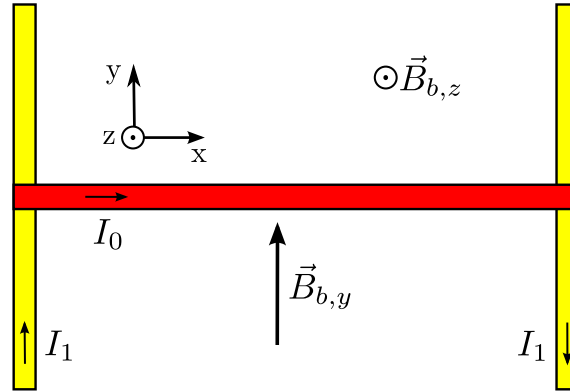


FIG. 2.3 – Piège quadrupolaire en « H ». Deux fils parallèles parcourus par des courants opposés croisent les extrémités du fil qui génère le confinement transverse. Combinés au champ $B_{b,z}$, ils génèrent un deuxième quadrupole et assurent le confinement selon l'axe x .

Piège quadrupolaire en U

Le piège quadrupolaire en U est le résultat de l'addition de deux pièges quadrupolaires : le premier est créé dans le plan x - y par un fil rectiligne et un champ de biais, ainsi que décrit précédemment, et le second est créé par deux fils parallèles parcourus de courant opposés auxquels on ajoute un champ homogène perpendiculaire au plan contenant les fils (voir figure 2.3). Il permet de « fermer le piège » dans la direction longitudinale.

Le potentiel qui en résulte est un quadrupole à trois dimensions, le centre du piège étant situé à la position $(x = 0, y > 0, z = z_0)$. L'axe longitudinal du piège est l'axe x , et les autres axes appartiennent au plan y - z et forment un angle d'environ 45° avec l'axe z . Ce piège est notamment utilisé pour générer le piège magnéto-optique à miroir.

Le piège en U peut être réalisé à l'aide d'un fil unique dont la forme est effectivement un U, ou par trois conducteurs formant un H.

Piège Ioffe-Pritchard en Z

Le piège en Z repose sur le même principe que le piège en U : un fil rectiligne assure le confinement transverse, et deux fils perpendiculaires génèrent le confinement longitudinal. Ces fils sont parcourus de courants parallèles et couplés à un champ homogène dirigé selon l'axe x (figure 2.4).

Le piège en Z peut être réalisé à l'aide d'un fil dont la forme est effectivement un Z, ou par trois conducteurs formant un H.

Comme dans le cas du dimple, le Z a également pour effet de tourner l'axe longitudinal du piège dans le plan (x, y) . De la même manière, cette rotation est négligeable dans le cas où les gradients générés par les fils perpendiculaires sont négligeables devant celui généré par le fil principal (hypothèse du confinement transverse fort)

Nous n'utilisons pas encore cette géométrie dans notre expérience ; elle pourrait cependant être utile pour générer des pièges très anisotropes, dont la fréquence de piégeage longitudinale peut descendre jusqu'à 0.5 Hz.

Profondeur des pièges magnétiques

La profondeur des pièges sur puce est donnée par la valeur du champ de biais transverse [50], qui est la valeur prise par le champ loin du fil (ceci est valable également pour le piège

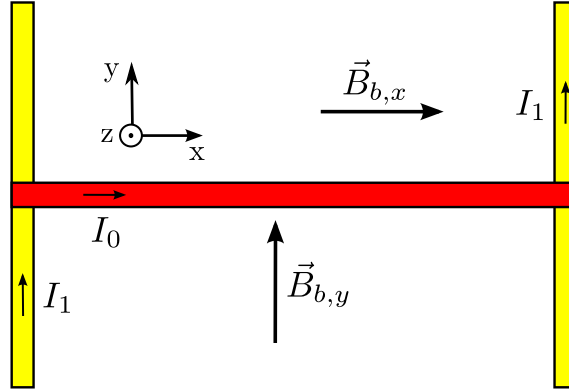


FIG. 2.4 – Piège Ioffe-Pritchard en « H ». Deux fils parallèles parcourus par des courants égaux croisent les extrémités du fil qui génère le confinement transverse. Combinés au champ $B_{b,x}$, ils assurent le confinement selon l'axe x .

Dimple). Le champ de biais $B_{0,y}$ maximal que l'on peut créer avec notre dispositif est de 60 G, qui correspond à une température de 2 mK pour des atomes dans l'état $|1\rangle$.

Pour charger efficacement un piège magnétique, sans perdre trop d'atomes, il est nécessaire que leur énergie cinétique soit inférieure à la profondeur du potentiel de piégeage. On utilise comme critère une température moyenne du nuage $5k_B T < |\mu_m B_{max}|$, [50]. Les pièges utilisés dans notre expérience ayant une profondeur de l'ordre du mK, il est donc nécessaire d'y charger des atomes d'une température inférieure à 100 μ K.

2.2 Refroidissement atomique

Le but de cette partie est de décrire de manière qualitative les techniques de refroidissement atomique utilisées sur l'expérience, et la manière dont elles peuvent être mises en place dans un dispositif de puce à atomes ; ces techniques se divisent en deux parties : le refroidissement optique et l'évaporation forcée, qui permet d'atteindre la température de condensation de Bose-Einstein.

2.2.1 Pré-refroidissement

Le refroidissement d'atomes par laser, qui a valu le prix Nobel à Claude Cohen-Tannoudji, Steven Chu et William D. Phillips en 1997 [81, 82, 83], a été démontré expérimentalement pendant les années 1980, tout d'abord par la décélération d'un jet d'atomes [84, 85]. Depuis, les techniques de refroidissement ont fait l'objet d'une littérature abondante, c'est pourquoi nous ne rentrerons pas dans les détails des mécanismes de refroidissement. Nous invitons le lecteur à se reporter aux références [86, 87] pour plus de détails.

Pièges magnéto-optiques

Les pièges magnéto-optiques, en anglais Magneto-Optical Trap (MOT), reposent sur l'utilisation de deux phénomènes. La pression de radiation d'un faisceau laser désaccordé vers le rouge sur un nuage d'atomes a l'effet d'une force de type frottement visqueux sur les atomes, qui sont donc ralentis. Lorsqu'on ajoute à l'onde lumineuse un champ magnétique inhomogène, on obtient une force de rappel pour les atomes. Ainsi, un piège magnéto-optique est constitué

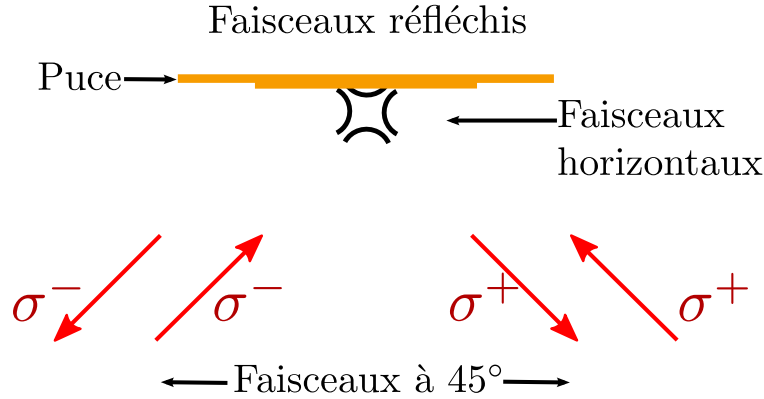


FIG. 2.5 – Piège magnéto-optique à miroir. Il est constitué de deux paires de faisceaux contrapropageant : deux faisceaux horizontaux et deux faisceaux à 45° . La réflexion sur la puce permet également d’avoir la bonne polarisation pour les deux faisceaux réfléchis. Un piège magnéto-optique peut ainsi être formé à une distance comprise entre quelques millimètres et quelques centaines de micromètres de la surface de la puce. Les polarisations sont données en utilisant le vecteur d’onde du laser comme axe de quantification.

de six lasers, qui forment trois paires de faisceaux contra-propageants selon trois axes perpendiculaires, et d’un champ magnétique quadrupolaire. On peut avec un tel système refroidir et piéger des atomes directement depuis une vapeur à température ambiante [88, 89].

On ne peut pas créer de piège magnéto-optique près de la surface d’une puce au croisement de six faisceaux lasers, car la puce générerait nécessairement la propagation de certains faisceaux. On peut remédier à cela en créant un piège magnéto-optique loin de la puce, puis en chargeant un piège magnétique externe et en transférant les atomes à un piège de surface. Une autre solution, moins lourde expérimentalement, est d’utiliser la puce elle-même pour réfléchir deux faisceaux lasers, permettant de réduire le nombre total de faisceaux à quatre au lieu de six. Ces faisceaux frappent la puce à quarante-cinq degrés d’angle d’incidence, et forment ainsi, avec leurs images, deux paires de faisceaux contra-propageant perpendiculaires. Les axes du quadrupole doivent alors être également à quarante-cinq degrés de la puce ; on peut utiliser pour cela un fil en U (voir la figure 2.5)

Les faisceaux du MOT sont polarisés circulairement ; deux fréquences sont nécessaires : une fréquence de refroidissement, accordée sur une transition dite « cyclante », pour laquelle l’état revient dans son état initial lorsqu’il se désexcite. Ce faisceau doit être désaccordé vers le rouge, et lorsque le désaccord devient grand, la probabilité d’exciter une autre transition voisine est non nulle. Les atomes peuvent alors se désexciter vers un état « noir », pour lesquels le faisceau de refroidissement n’est pas résonnant, et qui n’absorbent donc pas de photons. On ajoute donc une fréquence permettant de repomper ces atomes dans un état piégé. Pour le ^{87}Rb , la transition cyclante est la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, qu’on repompe avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$. L’intensité du faisceau de refroidissement est de l’ordre de I_{sat} , c’est-à-dire $1,67\text{mW/cm}^2$. Le désaccord est donné en fonction de la largeur de raie de la transition $5^2S^{1/2} \rightarrow 5^2P^{3/2}$, $\Gamma = 2\pi 6,07\text{ MHz}$.

Pièges magnéto-optiques comprimés

La densité des pièges magnéto-optiques est limitée à quelques 10^{11} atomes/cm³ par l'effet de répulsion inter-atomique due à l'émission spontanée au centre du nuage [90] [86]. Or le chargement efficace du piège magnétique nécessite une densité plus importante en vue du refroidissement évaporatif. En effet, l'obtention de la condensation de Bose-Einstein sera d'autant plus rapide que le taux de collisions initial dans le nuage sera important, c'est à dire la densité élevée, comme on le verra dans la partie suivante (2.2.2).

Une solution pour augmenter la densité atomique d'un MOT est de diminuer l'intensité du faisceau repompeur au centre du nuage, afin que les atomes au centre du nuage soient majoritairement dans un état noir $F=1$, dans lequel ils ne vont pas émettre de photons. La première réalisation expérimentale d'un tel « dark SPOT » a été obtenue en occultant physiquement le centre du faisceau repompeur, permettant d'atteindre une densité de 10^{12} atomes/cm³ avec des atomes de Sodium [91]. Dans notre expérience, nous profitons de la puce pour « comprimer » le piège magnéto-optique en augmentant le gradient du quadrupole, tout en diminuant la puissance totale du faisceau repompeur.

Mélasse optique - refroidissement sub-Doppler

Les pièges magnéto-optiques permettent d'atteindre des températures de l'ordre de la température Doppler, d'environ $150\mu\text{K}$ pour le ^{87}Rb . Le chargement efficace du piège magnétique demande une température plus faible, de quelques dizaines de μK , comme on l'a vu précédemment 2.1.4. C'est pourquoi on utilise avant le chargement du piège magnétique une phase de mélasse optique, ou encore refroidissement par gradient de polarisation [92]. Elle permet d'atteindre des températures de l'ordre de dix fois la température de recul, soit quelques μK dans notre cas. Notons également que la température d'équilibre d'une mélasse optique diminue lorsque le désaccord augmente et la puissance laser diminue [87].

La mélasse optique est réalisée avec les mêmes faisceaux que le piège magnéto-optique, en coupant les champs magnétiques, et avec un désaccord plus élevé (de l'ordre de -10Γ) ; la puissance des faisceaux lasers est diminuée continuellement pendant la mélasse, jusqu'à être coupée.

2.2.2 Refroidissement par évaporation forcée

Nous avons vu que la température pouvant être atteinte avec une mélasse optique est de quelques μK . Or la température de condensation de Bose-Einstein est inférieure à $1\mu\text{K}$ pour les densités que l'on peut atteindre expérimentalement. Il est donc nécessaire de refroidir les atomes en dessous de la température de recul. La technique la plus couramment utilisée dans un piège magnétique est le refroidissement par évaporation forcée radio-fréquence.

Une référence très complète sur le refroidissement évaporatif est l'article de revue de Ketterle et van Druten [93]. On pourra également se reporter à [35].

Principe

Le principe du refroidissement par radio-fréquence (R.F.) repose sur le phénomène d'évaporation : on refroidit un nuage d'atomes en éjectant du nuage les atomes les plus énergétiques, prélevant ainsi de l'énergie au système qui s'équilibre à une température plus faible que sa température initiale. On parle d'évaporation forcée car on expulse volontairement les atomes les plus énergétiques

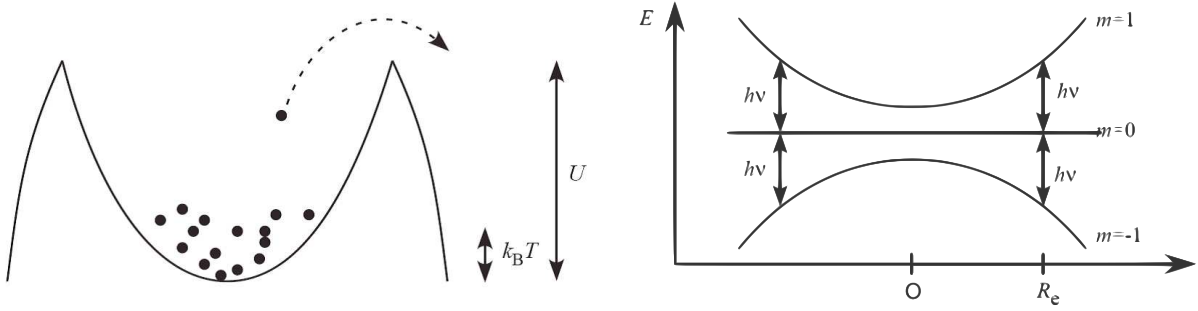


FIG. 2.6 – Principe du refroidissement évaporatif. A gauche : un atome chaud quitte le piège, et les atomes restant s'équilibrent à une température inférieure à la température initiale. A droite : mise en oeuvre du refroidissement. On trace le potentiel magnétique pour des atomes de moment cinétique 1 ; le signal R.F. de fréquence ν fait passer les atomes qui ont une énergie suffisante pour atteindre la distance R_e dans un état anti-piégé.

du piège. On utilise pour cela une onde radio-fréquence, qui induit des transitions entre les sous-niveaux Zeeman des atomes, et les font basculer d'un état piégé vers un état anti-piégé (voir la figure 2.6). On tire profit de l'inhomogénéité du champ magnétique : le piège étant harmonique, le champ magnétique dépend de la position de l'atome dans le piège. Ainsi un signal à une fréquence R.F. ν donnée sera résonnant uniquement avec les atomes passant par la surface vérifiant $\mu|B(r)| = h\nu$, que seuls les atomes ayant une énergie mécanique supérieure ou égale à $h\nu$ atteindront, on parle ainsi de couteau RF.

Le choix de ν permet ainsi de tronquer le potentiel à une hauteur arbitraire. Si l'on fixe la fréquence R.F. à résonance avec les atomes les plus chauds du piège, puis qu'on diminue progressivement la fréquence du signal, on diminue ainsi progressivement la température du nuage, à condition que l'équilibre thermique soit atteint suffisamment vite.

Densité dans l'espace des phases - emballement de l'évaporation

Nous allons donner ici de manière qualitative les échelles de temps du refroidissement évaporatif. Soit

$$h(\nu - \nu_0) = \eta k_B T = U$$

la hauteur du couteau R.F., avec T la température du nuage. Si l'on maintient η constant, c'est-à-dire si on diminue $h\nu$ proportionnellement à la baisse de température, on montre que la diminution de température par atome quittant le piège est :

$$\frac{d(\ln(T))}{d(\ln(N))} = \alpha \quad (2.14)$$

avec N le nombre d'atomes et où α dépend de η et du type de confinement utilisé (2D, 3D, linéaire, harmonique...) Pour un potentiel harmonique dans les 3 dimensions, on a $\alpha = \frac{1}{3} (\eta - \frac{3}{2})$ [94].

On montre également que le taux d'évaporation, c'est-à-dire le nombre d'atomes d'énergie supérieure à $\eta k_B T$ quittant le piège par seconde, est [95, 93] :

$$\gamma_{ev} = n_0 \bar{v}_r \sigma \eta e^{-\eta} = \tau_{el} \frac{\eta}{\sqrt{2} e^\eta} \quad (2.15)$$

où n_0 est la densité au centre du nuage, $\bar{v}_r = \sqrt{16k_B T / \pi m}$ la vitesse relative moyenne entre deux atomes, σ la section efficace de collisions élastiques de l'atome considéré, et τ_{el} le taux

de collisions élastiques au centre du nuage, collisions qui permettent de revenir à l'équilibre de température. On voit apparaître ici l'argument mentionné plus haut, qui est que l'évaporation sera d'autant plus rapide que le taux de collisions élastiques sera grand.

L'équation 2.14 suggère que plus η sera élevée, plus le refroidissement sera efficace, au sens où la diminution de température par atome perdu sera plus importante. Cependant, η ne peut pas être arbitrairement grand, puisque l'équation 2.15 montre que la durée d'évaporation augmente lorsque η augmente. Les pertes atomiques et les collisions inélastiques commencent alors à concurrencer le phénomène d'évaporation et à réduire son efficacité.

Pendant la rampe de refroidissement, il est souhaitable que le taux de collisions élastiques ne diminue pas, voire augmente, car dans le cas contraire le taux d'évaporation va diminuer au fil de la rampe. On appelle ce régime l'*emballement de l'évaporation*. Dans ce régime, la densité au centre du nuage augmente pendant l'évaporation, bien que le nombre total d'atomes diminue. Pour que l'emballement puisse être atteint, il est nécessaire que le taux de collisions élastiques soit grand devant le taux de pertes du nuage. On montre que dans un piège harmonique isotrope, l'emballement est atteint pour $\frac{\tau_{el}}{\tau_{loss}} > 140$ [87].

2.3 Condensation de Bose-Einstein

La condensation de Bose-Einstein a été observée pour la première fois dans un gaz d'atomes dilué en 1995, et a également valu un prix Nobel, en 2001, à Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle et Carl E. Wieman. Sa réalisation expérimentale a ouvert un champ très intense de recherches, et la littérature concernant les BEC est très abondante. Nous présenterons ici les échelles de température et densité qui marquent la transition d'un gaz non-dégénéré à un condensat de Bose-Einstein, puis donnerons certaines de leurs propriétés remarquables. Nous ne prétendons évidemment pas ici à l'exhaustivité.

2.3.1 La condensation de Bose-Einstein

On considère ici un gaz d'atomes confinés dans un potentiel harmonique anisotrope de fréquences $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$; on considère un gaz sans interactions et on suppose que tous les atomes sont dans le même état interne. On dénote les niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique par ϵ_s et les fonctions d'onde à une particule correspondantes par $|s\rangle$. Pour un gaz de N bosons à la température T , plusieurs atomes peuvent être dans le même état $|s\rangle$, et le nombre moyen d'atomes dans l'état $|s\rangle$ est donné par la distribution de Bose-Einstein :

$$f_{BE}(\epsilon_s) = \frac{1}{e^{(\epsilon_s - \mu)/k_B T} - 1} \quad (2.16)$$

où μ est le potentiel chimique, déterminé par la condition

$$\sum_s \frac{1}{e^{(\epsilon_s - \mu)/k_B T} - 1} = N$$

Deux conséquences peuvent être tirées de l'expression de f_{BE} sur le potentiel chimique : tout d'abord, on doit avoir $\mu \leq \epsilon_{min}$, afin de s'assurer que f_{BE} reste positive. On considérera ici que $\epsilon_{min} = \epsilon_0 = 0$, ce qui implique que $\mu \leq 0$ ¹. De plus f_{BE} diverge pour l'état fondamental si $\mu = 0$; on en tire donc que μ doit être strictement négatif.

1. On peut prendre en compte la valeur non nulle de l'énergie au minimum du potentiel, qui vaut dans le cas d'un potentiel harmonique $\epsilon_0 = \frac{1}{2}(\hbar\omega_x + \hbar\omega_y + \hbar\omega_z)$; ceci entraîne notamment une correction de quelques % de la température de condensation [35].

ϵ_1 est le premier état excité de l'oscillateur harmonique. Pour $-\mu \ll \epsilon_1 \ll k_B T$, le nombre d'atomes dans l'état fondamental peut devenir macroscopique ($N_0 \cong N$) à une température non nulle [96] et on a alors :

$$N_0 = \frac{1}{e^{-\mu/k_B T} - 1} \approx \frac{k_B T}{-\mu}$$

C'est ce qu'on appelle la condensation de Bose-Einstein : un nombre macroscopique de particules occupent la fonction d'onde de l'état fondamental. Ce sont ces atomes qui forment le condensat ; les atomes occupant les niveaux d'énergie excités forment le *nuage thermique*. On en déduit la limite du potentiel chimique, $\mu = -k_B T/N$, pour laquelle tous les atomes sont dans le condensat. Cette valeur approche 0 pour N grand.

Température de condensation

On écrit ainsi le nombre total d'atomes comme la somme du nombre d'atomes dans le condensat N_0 et du nombre d'atomes dans le nuage thermique N' :

$$N = N_0 + N' = \frac{1}{e^{-\mu/k_B T} - 1} + \sum_{s>1} \frac{1}{e^{(\epsilon_s - \mu)/k_B T} - 1}$$

Dans l'approximation semi-classique, c'est-à-dire pour des températures $k_B T \gg \epsilon_1$, on peut remplacer la somme discrète sur les états excités par une intégrale sur la densité d'états. Lorsque μ tend vers 0, on a alors pour un oscillateur harmonique [35] :

$$N' \cong 1.202 \left(\frac{k_B T}{\hbar \bar{\omega}} \right)$$

où $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la moyenne géométrique des fréquences de piégeage. On définit la température de condensation comme la température pour laquelle $N' = N$ [96] :

$$k_B T_c = 0,94 \hbar \bar{\omega} N^{1/3} \quad (2.17)$$

En effet lorsque T devient inférieure à T_c , N' devient inférieur à N , les atomes restant s'accumulent dans l'état fondamental et le condensat se forme.

Densité dans l'espace des phases

De manière analogue, on utilise la *densité dans l'espace des phases* $n(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ pour caractériser la condensation. La densité au centre de l'espace des phases vaut :

$$n(\mathbf{0}, \mathbf{0}) = n_0 \Lambda^3 / (2\pi\hbar)^3 = D / (2\pi\hbar)^3 \quad (2.18)$$

où $\Lambda = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T} \right)^{1/2}$ est la longueur d'onde de De Broglie thermique, n_0 est la densité atomique au centre du piège et D est le *paramètre de dégénérescence*. La condensation de Bose-Einstein a lieu lorsque $D \approx 2,612$.

On montre que, pour $D \ll 1$, le potentiel chimique d'un gaz de bosons à la température T dans un potentiel harmonique vaut [94] :

$$\mu = k_B T \ln(D) \quad (2.19)$$

On voit que le potentiel chimique se rapproche de 0 lorsque D tend vers 1². Ceci peut être traduit par le fait que la nature quantique du gaz se manifeste lorsque la distance interatomique, de l'ordre de $n_0^{-1/3}$, devient comparable à la longueur d'onde de De Broglie des atomes. Ainsi, on parle d'une façon générale de *gaz dégénéré* lorsque D devient supérieur à 1. Ceci n'implique pas nécessairement la condensation de Bose-Einstein.

2.3.2 Propriétés

Nous donnons ici certaines propriétés des condensats de Bose-Einstein, utiles notamment dans le cadre de cette expérience.

Densité atomique

Pour un condensat pur, avec $N_0 \approx N$, les atomes sont tous dans l'état fondamental du potentiel de piégeage. Dans le cas d'un oscillateur harmonique, en l'absence d'interactions³, la densité atomique vaut donc :

$$n(\mathbf{r}) = N|\Phi_0(\mathbf{r})|^2 = N \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar} \right)^{3/2} e^{-m\omega_x x^2/\hbar} e^{-m\omega_y y^2/\hbar} e^{-m\omega_z z^2/\hbar} \quad (2.20)$$

La densité au centre du nuage, ou densité pic, est :

$$n_0(\mathbf{r}) = N \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar} \right)^{3/2} \quad (2.21)$$

et l'extension du condensat est la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de la densité $\sigma_i = a_i/\sqrt{2}$ dans les directions $i = x, y, z$, avec :

$$a_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_i}} \quad (2.22)$$

Cette valeur est à comparer à la densité d'un nuage thermique à la température critique ; la densité atomique pic vaut, pour un nuage de N atomes non-dégénérés à la température T :

$$n_0(\mathbf{r}) = N\bar{\omega}^3 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \quad (2.23)$$

et l'extension du nuage est :

$$\sigma_i^{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_i^2}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{\hbar\omega_i}} \sigma_i \quad (2.24)$$

Or on a fait l'hypothèse, vérifiée en pratique, que $k_B T \gg \hbar\omega_i$. Ainsi, le facteur $\sqrt{\frac{2k_B T}{\hbar\omega_i}}$ est supérieur à 1 et le diamètre du condensat sera inférieur à celui du nuage thermique⁴.

2. Cette expression n'est cependant plus valide lorsque D tend vers 1. Pour les températures proches de T_c ou inférieures à T_c , on montre que le potentiel chimique tend vers zéro mais reste strictement négatif [94]

3. En présence d'interactions, ce résultat est modifié et le rayon du condensat devient plus grand que celui de l'état fondamental du potentiel de piégeage. Ce rayon peut être calculé dans le régime de Thomas-Fermi, où l'énergie des interactions inter-atomiques domine devant l'énergie cinétique du condensat.

4. Ceci reste vrai lorsque l'on tient compte des interactions ; on montre que le diamètre d'un condensat dans l'approximation de Thomas-Fermi est supérieur à celui de l'état fondamental du piège, mais reste inférieur à celui du nuage thermique [35] [94]

Densité dans l'espace des impulsions

La fonction d'onde de l'état fondamental dans l'espace des impulsions $\Phi_0(\mathbf{p})$ s'obtient simplement en prenant la transformée de Fourier de $\Phi_0(\mathbf{r})$. On en déduit la densité dans l'espace des impulsions :

$$n(\mathbf{p}) = N|\Phi_0(\mathbf{p})|^2 = N \left(\frac{1}{\pi \hbar m \bar{\omega}} \right)^{3/2} e^{-p_x^2/m\hbar\omega_x} e^{-p_y^2/m\hbar\omega_y} e^{-p_z^2/m\hbar\omega_z} \quad (2.25)$$

Ainsi la densité du condensat dans l'espace des impulsions est anisotrope, tout comme la densité atomique. On remarque que la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ de la distribution d'impulsion $\sigma_{p_i} = \sqrt{m\hbar\omega_i}/2$ est proportionnelle à $\sqrt{\omega_i}$, tandis que la demi-largeur σ_i de la distribution atomique est inversement proportionnelle à $\sqrt{\omega_i}$. Comme on peut s'y attendre, un confinement fort (ω élevée) implique une distribution atomique étroite et, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, une distribution de vitesse large.

Pour un nuage thermique, la distribution en impulsion est isotrope, de demi-largeur à $1/\sqrt{e}$ donnée par la température du nuage :

$$\sigma_{p_i}^{th} = \sqrt{mk_B T} = \sqrt{\frac{2k_B T}{\hbar\omega_i}} \sigma_{p_i}$$

On retrouve à nouveau le facteur $\sqrt{\frac{k_B T}{\hbar\omega_i}}$, qui est supérieur à 1 pour les conditions expérimentales typiques.

2.3.3 Caractérisation expérimentale de la transition de phase

L'expression de la densité dans l'espace des impulsions 2.25 montre qu'une distribution atomique étroite entraîne une distribution en impulsion large, et réciproquement. Ainsi, pour un piège anisotrope type « cigare » avec $\omega_{//} \ll \omega_{\perp}$, on aura $\sigma_{//} \gg \sigma_{\perp}$ et $\sigma_{p//} \ll \sigma_{p\perp}$. Ainsi, la distribution atomique et la distribution de vitesse sont deux ellipsoïdes de mêmes axes qui passent de prolate à oblate ; c'est ce qu'on appelle l'inversion de l'ellipticité⁵. C'est une signature aisément détectable expérimentalement ; on observe la distribution de vitesse en laissant le nuage se dilater après un temps de vol.

Une autre signature de la condensation est l'apparition d'une distribution bi-modale : à partir de $T = T_c$, au centre de la distribution thermique apparaît un pic de densité dont la forme est donnée, dans l'approximation de Thomas-Fermi, par

$$n(\mathbf{r}) = [\mu - V(\mathbf{r})] \frac{m}{4\pi\hbar^2 a}$$

pour $\mu > V$, et $n(\mathbf{r}) = 0$ ailleurs. Le nombre d'atomes dans le condensat augmente lorsque la température diminue, et le profil de densité devient une partie centrale parabolique (qui a la forme inverse du potentiel) avec une base gaussienne, qui finit par disparaître lorsque le condensat est pur. On observe également une distribution bi-modale de vitesses après temps de vol.

5. Ceci reste vrai en présence d'interactions dans le régime de Thomas-Fermi [97]

Chapitre 3

Dispositif expérimental sous contraintes métrologiques

Deux de nos objectifs imposent des contraintes sévères à notre dispositif expérimental : l'obtention d'un condensat de Bose Einstein, et la réalisation d'un étalon secondaire de la seconde. Ainsi certains éléments auront un impact critique sur la stabilité de l'horloge, tels les courants utilisés pendant la phase d'interrogation ou encore le bruit de détection. D'une manière générale, nous avons conçu et monté l'expérience avec le souci constant de minimiser le bruit technique. Nous décrivons ici le dispositif dans son ensemble, en mettant l'accent sur les exigences imposées par la stabilité que nous visons, et donnons les performances effectivement obtenues.

La majeure partie du montage a été décrite dans la thèse de Friedemann Reinhard [19], en dehors du banc optique. Certains éléments, tels les bobines, les blindages ou encore la source de courant ultra-stable, sont donc décrits de manière moins détaillée dans le présent manuscrit.

3.1 Cycle expérimental de l'horloge

Le cycle expérimental d'horloge se déroule de la manière suivante : on refroidit optiquement les atomes pendant les phases de piège magnéto-optique (MOT), piège magnéto-optique comprimé (CMOT), et mélasse optique jusqu'à obtenir un nuage de 10 millions d'atomes à une température de $10\mu\text{K}$, à une distance de $500\mu\text{m}$ de la puce, le diamètre du nuage étant alors d'environ $300\mu\text{m}$. On pompe alors les atomes dans un état piégeable magnétiquement, et on les transfère dans le piège magnétique. On comprime ensuite le piège pour procéder au refroidissement par évaporation forcée, puis on charge enfin le piège d'interrogation avec un nuage de 5×10^3 à 5×10^4 atomes, condensés ou non, à une distance de $200\mu\text{m}$ de la puce. On procède alors à l'interrogation de Ramsey avant de détecter les atomes par absorption après un temps de vol.

La figure 3.1 présente un cycle expérimental typique, avec les durées des différentes phases de préparation, interrogation et détection. La figure 3.2 présente les différentes fréquences optiques nécessaires au refroidissement, au pompage et à la détection des atomes durant un cycle expérimental.

3.1.1 Piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique nécessite l'utilisation de 4 faisceaux lasers, puisque nous utilisons la technique du « Mirror-MOT » [47]. Les contraintes imposées ici sont :

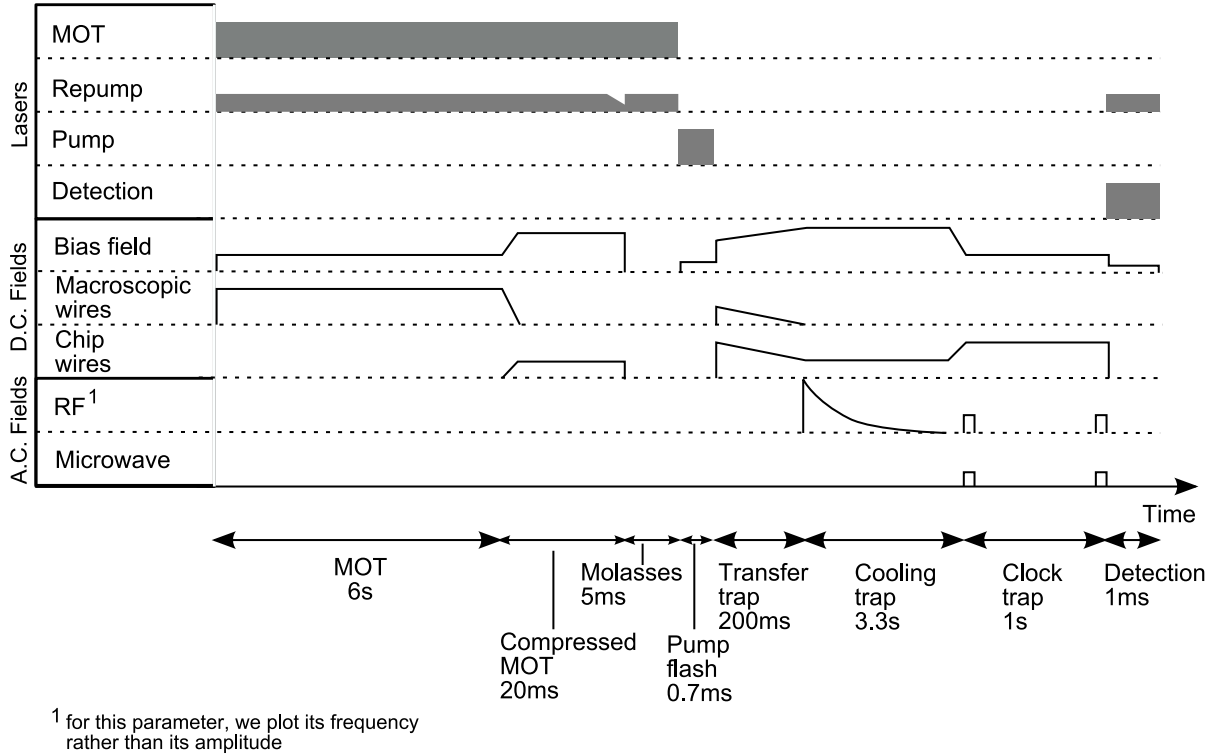


FIG. 3.1 – Cycle expérimental typique. La durée de la phase MOT est comprise entre 5 et 10 secondes, et permet de contrôler le nombre d'atomes initial. La durée de la rampe de refroidissement évaporatif peut être réduite à 3 secondes.

- L'utilisation d'un faisceau de refroidissement à une fréquence de transition cyclante, ici la transition $F=2 \rightarrow F'=3$ polarisée σ^+ , que l'on notera transition 2-3 dans la suite (figure 3.2). L'intensité de ce faisceau doit être de l'ordre de $I_{\text{sat}} = 1,66 \text{ mW/cm}^2$, et sa fréquence désaccordée vers le rouge de 2 à 3 Γ ($\Gamma = 2\pi 6,07 \text{ MHz}$).
- L'utilisation d'un faisceau repompeur, permettant de ramener les atomes qui sont dans un état noir au niveau fondamental de la transition cyclante, accordé sur la transition $F=1 \rightarrow F'=2$ et polarisé σ^+ également.
- La génération de gradients de champ magnétique de l'ordre de 10 à 50 G/cm pour le piège quadrupolaire.

3.1.2 Mélasse optique

La mélasse optique est générée avec les mêmes faisceaux que le MOT, cependant les contraintes en terme de fréquence et puissance sont différentes :

- La fréquence du faisceau de refroidissement doit pouvoir être désaccordée d'environ 10 à 20 Γ , soit 120 MHz.
- La puissance des faisceaux doit pouvoir être diminuée de manière contrôlée.
- Le champ magnétique doit, dans l'idéal, être rigoureusement nul pendant la phase de mélasse, et peut être de l'ordre de quelques mG en pratique.

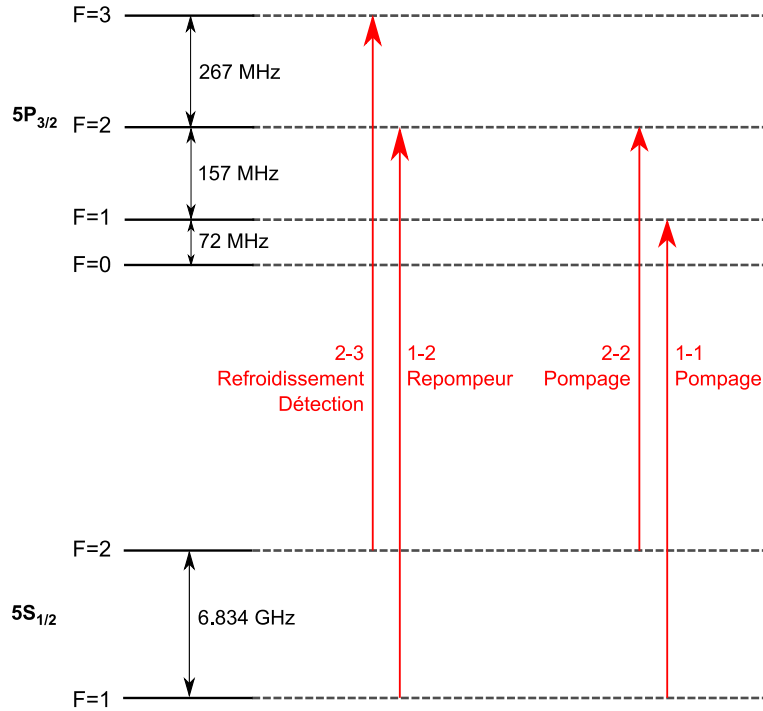


FIG. 3.2 – Fréquences des différents faisceaux générés par le banc optique. Le refroidissement et la détection nécessitent l'utilisation d'une transition cyclante, 2-3, et d'un faisceau repompeur. Le pompage optique nécessite l'utilisation de deux faisceaux, 1-1 et 2-2. Tous les faisceaux sont polarisés circulairement au niveau des atomes.

3.1.3 Pompage optique

Le pompage optique dans l'état $|1, -1\rangle$ nécessite l'utilisation de deux faisceaux accordés sur les transitions $F=1 \rightarrow F'=1$ et $F=2 \rightarrow F'=2$, polarisées σ^- , et d'un champ magnétique directeur. Ce pompage n'est pas efficace à 100%, car une partie des atomes peut peupler l'état anti-piéagé $|2, -2\rangle$. Le pompage optique dans l'état $|2, 2\rangle$ peut s'effectuer avec les faisceaux 2-3 et 1-2 en polarisation σ^+

3.1.4 Piège magnétique

Le piégeage magnétique impose pour principale contrainte la qualité du vide à l'intérieur de la cellule. La durée de vie des atomes dans le piège est en effet directement liée aux collisions avec des atomes du gaz résiduel, ainsi le vide doit être tout simplement aussi bon que possible (la durée de vie dans un piège magnétique est de l'ordre de $10^{-8}\text{s}/P$ où P est la pression en Torr [86]). Ainsi pour obtenir une durée de vie de l'ordre de la seconde la pression ne doit pas être supérieure à $1,3 \times 10^{-9}\text{mbars}$. Il est de plus nécessaire de bloquer toute lumière parasite provenant des lasers, qui serait absorbée par les atomes et conduirait à un chauffage du nuage et des pertes atomiques.

La puce et les bobines doivent permettre de générer des fréquences transverses allant de quelques kHz pour le refroidissement R.F. à une centaine de Hz pour l'interrogation, et de se placer au champ magique de 3,23 G; la profondeur des pièges doit pouvoir atteindre 0,5 mK pour le chargement du piège initial.

3.1.5 Evaporation

Le refroidissement par évaporation forcée nécessite un synthétiseur R.F. permettant de générer des signaux allant du kHz à quelques dizaines de MHz, ainsi qu'un moyen de coupler le signal aux atomes avec une puissance suffisante (il est nécessaire que la fréquence de Rabi du signal d'évaporation soit comparable aux fréquences de piégeage, de l'ordre du kHz, afin de coupler les atomes hors du piège suffisamment vite). Il faut de plus pouvoir effectuer des rampes de fréquence et de puissance contrôlées, et pouvoir couper le signal R.F. pendant tout le reste du cycle, notamment pour ne pas perturber les atomes pendant l'interrogation de Ramsey.

Il est de plus nécessaire, en vue de l'obtention d'un condensat de Bose Einstein, de réduire toutes les sources de chauffage potentielles du nuage atomique. Ces sources sont principalement les bruits basse fréquence, aux multiples des fréquences de piégeage, qui induisent un chauffage paramétrique, et les bruits R.F. de l'ordre du MHz qui éjectent les atomes du piège de manière non contrôlée.

3.1.6 Interrogation

L'interrogation se passe également avec des atomes piégés magnétiquement. C'est ici que les contraintes sont les plus lourdes. C'est en effet pendant cette phase que la mesure d'horloge proprement dite a lieu. L'étude détaillée de l'impact des performances du dispositif expérimental sur la stabilité de l'horloge a été menée par Friedemann Reinhard (voir la partie « Stability Budget » de sa thèse [19]). Nous donnons ici le résultat du niveau de bruit technique que nous pouvons tolérer pour atteindre une stabilité à une seconde de l'ordre de 10^{-13} (cf § 1.4.2) :

- Bruit de champ magnétique
 - si l'on travaille au champ magique : $\sigma_B < 1,2 \text{ mG}$
 - si l'on travaille avec un champ désaccordé du champ magique de $\Delta B = 0,03 \text{ G}$: $\sigma_B < 35 \mu\text{G}$
 - cette dernière contrainte impose que les sources de courant alimentant les fils servant au piège d'interrogation ne dérivent pas de plus de 10^{-5} en relatif entre deux mesures d'horloge. De plus, le courant ne doit pas non plus dériver de plus de 10^{-5} en relatif pendant les quelques secondes qui suivent l'établissement du courant.
- Puissances R.F. et micro-onde : des fluctuations coup à coup auront pour conséquences une fluctuation coup à coup de la population relative des deux états d'horloge après la première impulsion $\pi/2$, ainsi qu'un déplacement lumineux qui fluctue coup à coup. Afin de réduire leur contribution à des fluctuations relatives de la fréquence d'horloge de l'ordre de 10^{-13} , il faut s'assurer que les puissances R.F. et micro-onde ont une stabilité relative de l'ordre du %.

3.1.7 Détection

Nous avons choisi d'utiliser une détection par absorption, et devons utiliser pour cela un faisceau accordé sur 2-3 d'une intensité comprise entre $0,1 \times I_{\text{sat}}$ et $0,3 \times I_{\text{sat}}$. Le capteur choisi est une caméra C.C.D. dont l'exposition peut être déclenchée par ordinateur. La qualité du système de détection est évidemment cruciale lorsqu'on envisage des mesures de qualité métrologique. En effet, pour atteindre la limite théorique de détection, le bruit de projection quantique, il est nécessaire de réduire le bruit technique de la détection à un niveau significativement inférieur [43], c'est-à-dire à environ 10 atomes par image.

3.2 Système optique

Cette partie décrit la partie optique de notre dispositif, qui se divise en deux : le banc optique, qui permet l'obtention et le contrôle des fréquences et puissances nécessaires au refroidissement, au pompage et à la détection des atomes, et le chapeau optique, utilisé pour coupler les faisceaux aux atomes. Seule la détection fait l'objet d'une partie séparée (3.3)

3.2.1 Banc optique

Lasers

Comme nous l'avons vu précédemment, quatre fréquences différentes sont nécessaires pour réaliser notre cycle expérimental, ces fréquences devant être accordables sur une certaine plage de fréquences. Le faisceau de refroidissement, notamment, doit pouvoir être désaccordé de plus de 120 MHz. Il faut de plus disposer d'une puissance totale de l'ordre de quelques dizaines de mW.

Nous disposons pour cela de trois lasers différents, basés tous les trois sur le même modèle de diode laser (Sharp - GH0781JA2G) :

- Le laser Repompeur, qui est un laser en cavité étendue (LCE) à filtre interférentiel, concept qui a fait preuve d'une grande fiabilité [98]. Ce laser permet de générer les faisceaux repompeur et pompage optique 1-1. Il sert également de référence de fréquence aux autres lasers du banc optique. Il est asservi par absorption saturée [99] sur la raie « cross-over » entre les transitions 1-1 et 1-2 du ^{87}Rb . Il est ensuite séparé en deux faisceaux décalés respectivement de +77,5 et -77,5 MHz par des modulateurs acousto-optiques (AOM - modèle AOMO 3080-122 de Crystal Technology, inc.), permettant ainsi d'obtenir les fréquences désirées (voir figure 3.3).
- Le laser maître est également un LCE, et permet de générer les faisceaux de détection (accordé sur 2-3) et de pompage optique 2-2. Il injecte également le troisième laser, qui fournit le faisceau de refroidissement. Il est asservi en fréquence par battement avec le laser Repompeur.
- Le laser Esclave est une diode libre, injectée par le laser Maître. Il fournit une puissance de l'ordre de 100 mW. Il traverse un AOM qui décale sa fréquence de +80 MHz. Il fournit ainsi le faisceau de refroidissement, accordé sur 2-3. Le désaccord du laser Esclave est contrôlé *via* la fréquence du laser Maître.

Les puissances des différents faisceaux sont contrôlées par l'efficacité de leurs AOMs respectifs, réglée à l'aide de la puissance R.F. couplée au cristal. Ces AOMs servent également d'interrupteurs, et permettent d'atténuer les faisceaux laser qui les traversent en quelques microsecondes. L'occultation n'étant pas totale, ils sont cependant complétés par des interrupteurs mécaniques qui introduisent un cache dans le faisceau, assurant une occultation totale avec un temps de réponse de quelques millisecondes.

La largeur de raie de ces lasers doit être inférieure à la largeur de la transition sondée, ici $\Gamma = 2\pi \cdot 6,07 \text{ MHz}$ [34]. De plus, si les lasers de refroidissement peuvent avoir une largeur de l'ordre de Γ , il est important que le laser de détection ait une largeur de raie faible ($< \Gamma/10$), car le bruit de fréquence du laser de détection affecte directement la stabilité de l'horloge (voir par exemple [22]) Ceci est assuré par la conception même de nos lasers en cavité étendue, dont la largeur de raie est inférieure à 110 kHz [98] Il est de plus nécessaire de contrôler le désaccord des lasers avec une précision meilleure que Γ , et ce désaccord doit rester stable dans le temps. C'est le rôle des asservissements, assurés par le biais de boîtiers électroniques analogiques.

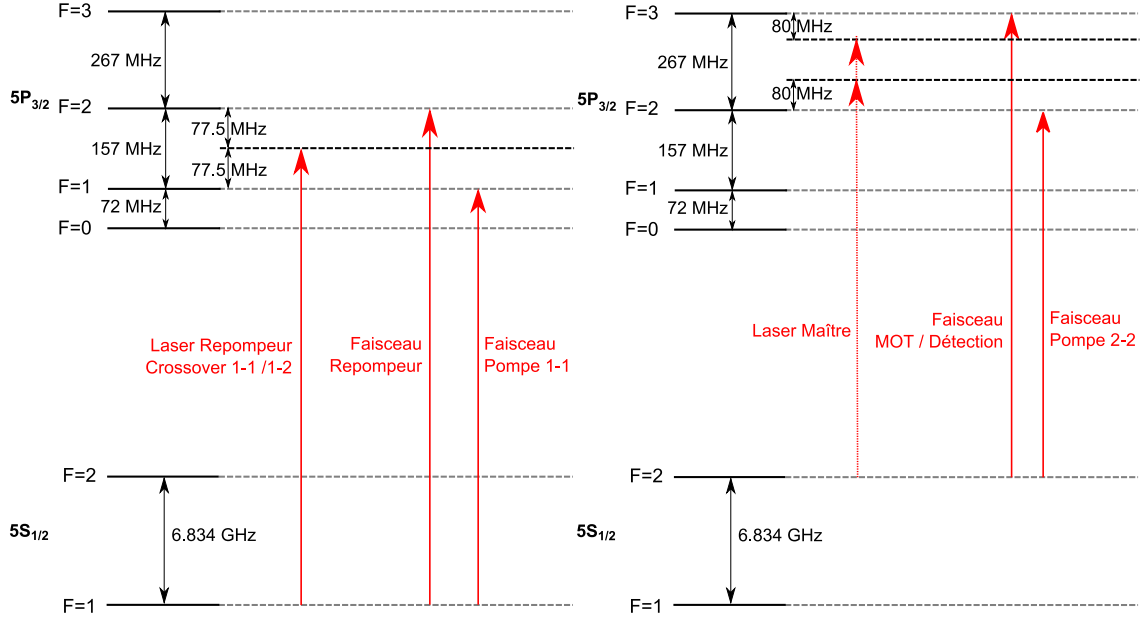


FIG. 3.3 – Fréquences des Lasers Repompeur et Maître. A gauche : le laser Repompeur est asservi sur la raie « crossover » entre les transitions 1-1 et 1-2. Une partie du faisceau est décalée de 77,5 MHz par un AOM pour obtenir le faisceau Repompeur. L'autre partie est décalée de -77,5 MHz pour obtenir un des deux faisceaux de pompe. A droite : le laser maître est asservi par battement sur une fréquence arbitraire entre les transitions 2-2 et 2-3. Une partie de faisceau est décalée de 80 MHz par un AOM et permet de générer les faisceaux de détection et d'injection du laser Esclave. L'autre partie est décalée de -80 MHz et permet d'obtenir le second faisceau de pompe.

Asservissement du laser Repompeur

Le laser Repompeur est asservi par absorption saturée, une technique bien connue [99] permettant de résoudre la structure hyperfine du spectre de l'atome. On utilise ici un modulateur acousto-optique en double passage pour moduler en fréquence le faisceau pompe, afin de ne pas moduler directement le courant de la diode laser et d'éviter de moduler l'intensité du laser Repompeur.

La fréquence du faisceau pompe est donc décalée de celle du faisceau sonde par le double passage à travers l'AOM. Soient ω_s la pulsation du faisceau sonde et $\omega_p = \omega_s + \delta$ la pulsation du faisceau pompe, et leurs vecteurs d'onde respectifs $\vec{k}_s$ et $\vec{k}_p$. Le faisceau pompe n'influence la transmission du faisceau sonde que lorsque leurs fréquences sont égales dans le référentiel de l'atome, c'est-à-dire, pour un atome de vitesse $\vec{v}$, lorsque :

$$\omega_p - \vec{k}_p \cdot \vec{v} = \omega_s - \vec{k}_s \cdot \vec{v} \Rightarrow \left| \vec{k}_s \cdot \vec{v} \right| = \left| \frac{\delta}{2} \right| \quad (3.1)$$

correspondant à une fréquence $\omega_{at} = \omega_s + \frac{\delta}{2}$ dans le référentiel de l'atome. Ainsi, si on asservi le signal de spectroscopie sur une fréquence atomique ω_0 , on aura une fréquence laser $\omega_s = \omega_0 - \delta/2$. On peut ainsi accorder le laser, en changeant la fréquence R.F. de l'AOM et donc δ .

Les schémas optiques et électroniques de cet asservissement sont donnés figure 3.4. Le signal de spectroscopie modulé à 100 kHz est collecté par une photodiode, puis démodulé à l'aide d'une détection synchrone afin de générer un signal d'erreur. On asservi ce signal à 0 à l'aide de deux intégrateurs, qui agissent respectivement sur le courant de la diode laser et le piézo de la cavité

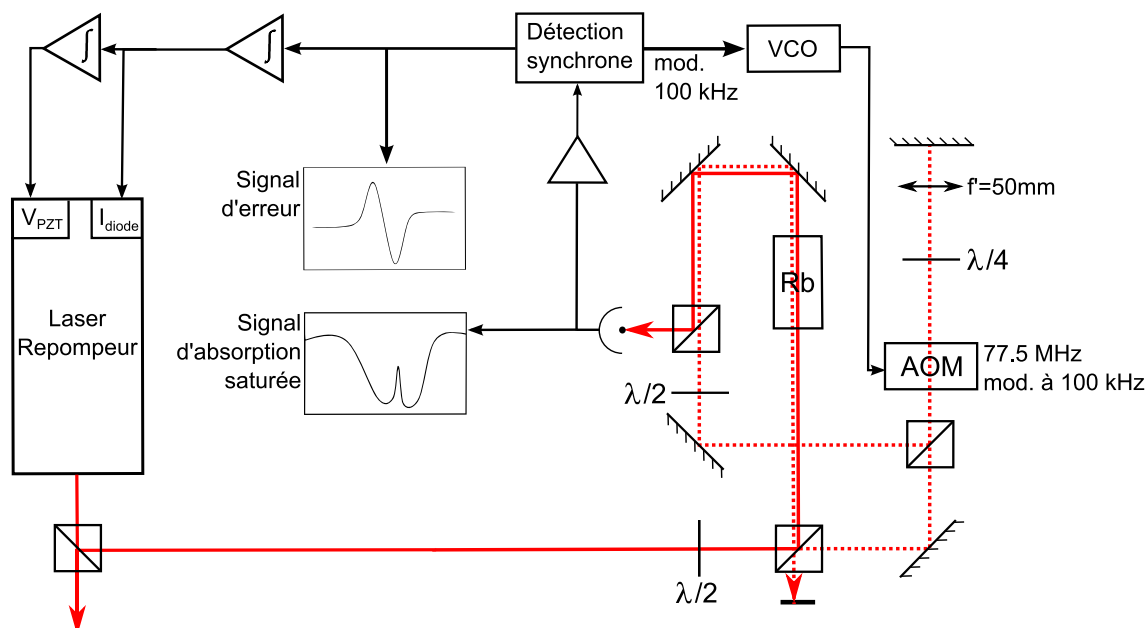


FIG. 3.4 – Schéma de l'asservissement du laser Repompeur. Nous n'avons indiqué que les éléments optiques essentiels. L'AOM fonctionne à une fréquence de 80 MHz modulée à 100 kHz avec une profondeur de 10 MHz. Il module ainsi la fréquence du faisceau pompe. Le signal de spectroscopie est amplifié et démodulé afin d'obtenir un signal d'erreur qu'on asservit à zéro à l'aide de deux intégrateurs ; le premier, agissant sur le courant de la diode laser, est intégré une seconde fois pour agir sur le piézo. Les signaux présents sur le schéma ne sont pas des oscillogrammes, mais indiquent l'allure des signaux obtenus.

étendue.

Nous avons caractérisé le bruit de fréquence et la bande passant de cet asservissement. Nous avons pour cela mesuré la densité spectrale de puissance de bruit du signal d'erreur de l'asservissement directement à l'aide d'un analyseur de spectre par F.F.T. (Fast Fourier Transform) SRS SR 760. La bande passante de l'asservissement est d'environ 25 kHz, et le bruit de fréquence du laser est réduit d'environ 50 dB entre 1 et 100 Hz (figure 3.5).

Asservissement du laser Maître

Le laser Maître est asservi par battement avec le laser Repompeur. Le choix de cette géométrie nous permet de piloter directement la fréquence de ce laser sur une large gamme, permettant de couvrir les fréquences de refroidissement et de pompage optique. On peut en effet accorder la fréquence de ce laser sur une plage de plus de 200 MHz, et ramper cette fréquence de 50 MHz en 1 ms.

Les deux lasers sont superposés par une lame semi-réfléchissante. Le battement à 6,6 GHz est collecté par un photoconducteur rapide Hamamatsu G4176-03, puis mélangé au signal à 7 GHz généré par un oscillateur à résonateur diélectrique (D.R.O.) La fréquence de ce signal à 400 MHz obtenu est d'abord divisée par 128, puis par 8 avant d'être convertie en tension et comparée à une tension de référence. La différence de tension fournit un signal d'erreur qu'on utilise pour asservir le courant de la diode et la tension aux bornes du piezo. En pilotant la tension de référence, on pilote ainsi directement la fréquence du laser. Le laser est accordé à 80 MHz en dessous de la transition 2-3 lorsque cette tension de référence est nulle. Les schémas optiques et électroniques de cet asservissement sont présentés figure 3.6.

La largeur de raie des lasers est évaluée à partir de la largeur du signal de battement entre

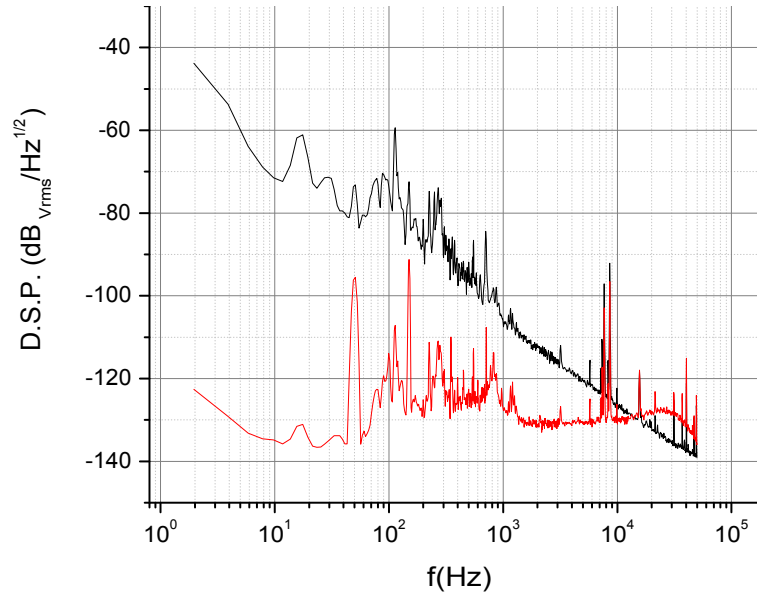


FIG. 3.5 – Bruit de fréquence du laser repompeur, mesuré à l'aide d'un F.F.T. sur le signal d'erreur. En noir, la densité spectrale de puissance du signal d'erreur non asservi, en rouge le même signal asservi. La remontée du signal à 25kHz correspond à la bande passante de l'asservissement.

les deux lasers. On mesure pour cela le signal à la sortie du mixeur à l'aide d'un analyseur de spectre Agilent E44050B. On peut ainsi mesurer la largeur à -3dB du signal de battement. Nous supposons que les lasers étant de conception identiques, leurs largeurs de raie sont identiques. Ainsi, nous mesurons une largeur de raie inférieure à 180 kHz pour chacun de nos deux L.C.E. Le bruit en fréquence du laser maître et la bande passante de l'asservissement sont évalués de la même manière que pour le laser repompeur, en mesurant à l'aide d'un F.F.T. la densité spectrale de puissance du signal d'erreur. On obtient également une réduction du bruit de 50dB entre 1 et 100 Hz, et une bande passante d'environ 25 kHz.

Laser Esclave

Le laser Esclave est une diode libre, injectée par le laser Maître. Ainsi, pour certains couples de courant et de température de la diode, le laser Esclave émet un faisceau de longueur d'onde identique à celle du laser maître. Le spectre du laser Esclave est identique à celui du laser Maître sur toute la plage d'injection, qui dans notre cas est d'environ 1 GHz. La puissance délivrée par le Maître dans le bras d'injection est de l'ordre de 1 mW. La puissance de sortie du laser Esclave est de 100 mW environ.

Banc optique

Notre banc optique compte donc trois laser, divisés en huit faisceaux de quatre fréquences différentes couplés dans six fibres optiques à maintien de polarisation qui transportent la lumière depuis le banc optique jusqu'aux atomes. La transmission de ces fibres est de l'ordre de 60%, et les fluctuations d'intensité à la sortie d'un cube séparateur de polarisation dues aux fluctuations de polarisation sont inférieures à 4 %. Six modulateurs acousto-optiques différents sont utilisés pour obtenir les fréquences désirées et contrôler la puissance laser avec un temps de réponse de quelques μ s. L'efficacité d'injection ($P_{ordre\pm I}/P_{entrante}$) est supérieure à 80% pour chacun

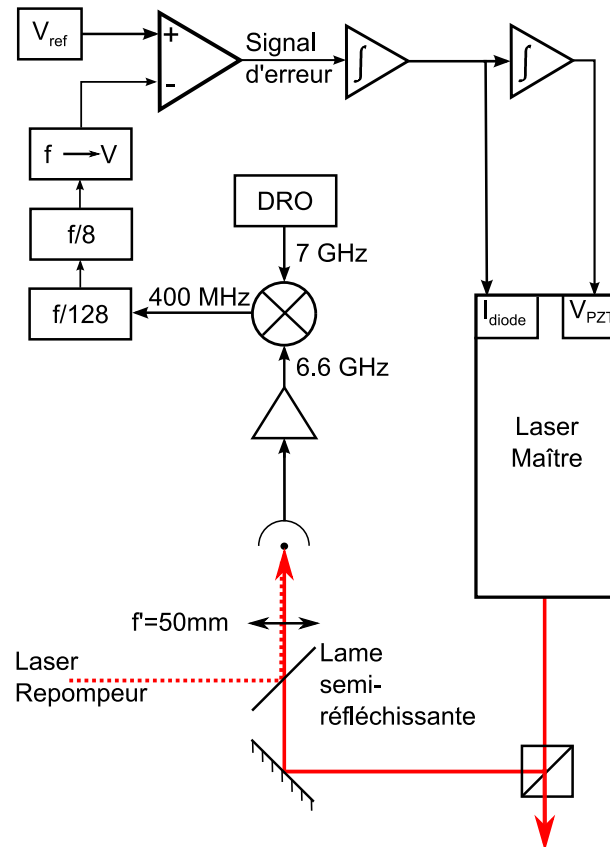


FIG. 3.6 – Asservissement du laser Maître. Seuls les éléments optiques nécessaires sont dessinés. Les deux faisceaux laser sont superposés sur un photoconducteur rapide et le signal de battement à 6,6.GHZ est amplifié avant d'être mélangé à un signal à 7 GHz. On ramène le signal en dessous du MHz à l'aide d'un diviseur puis on convertit sa fréquence en tension. Un soustracteur permet de générer le signal d'erreur, la tension de référence étant pilotée par l'ordinateur de contrôle. Un premier montage intégrateur est utilisé pour asservir le courant de la diode, un second pour la tension du Piézo.

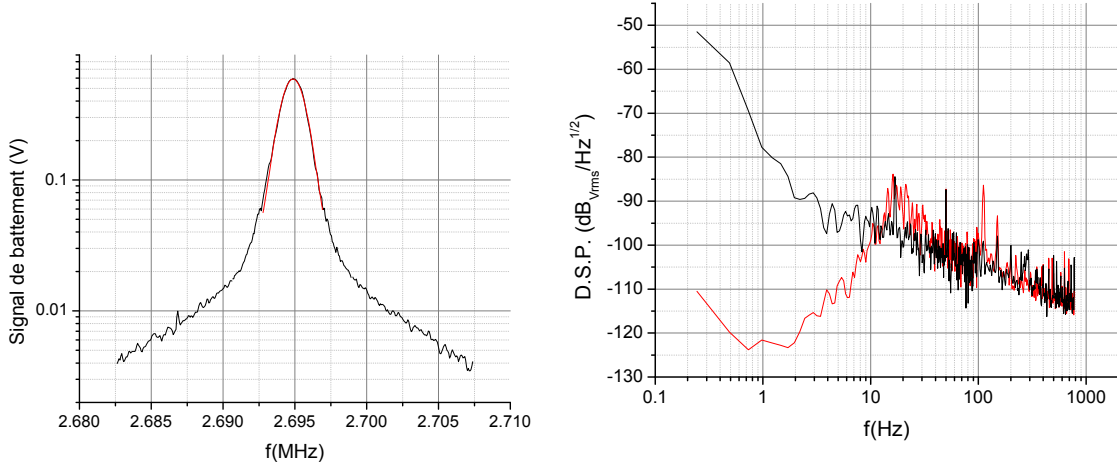


FIG. 3.7 – A gauche : signal de battement à la sortie du diviseur de fréquence, mesuré à l’aide d’un analyseur de spectre. La courbe rouge correspond à une interpolation gaussienne de la partie centrale de la raie. On observe bien une raie gaussienne au centre, avec un piédestal lorentzien. La largeur à mi-hauteur du signal de battement est de $255\text{kHz} \pm 2\text{kHz}$, ce qui correspond à une largeur de raie de 180 kHz pour deux lasers strictement identiques. A droite : Bruit de fréquence du battement entre les lasers Maître et Repompeur mesuré à l’aide du signal d’erreur du maître. La courbe noire correspond aux deux lasers libres, la courbe rouge aux lasers asservis. La mesure est effectuée sur le signal après division de la fréquence par 1024. Ainsi la remontée à 20 Hz correspond à une bande passante d’environ 20 kHz.

d’entre eux. La figure 3.8 présente le banc de manière schématique, afin de donner une idée de la façon dont il est agencé.

Les bancs optiques de refroidissement par laser sont maintenant très répandus, et nous avons choisi une architecture relativement « classique » [100], mais néanmoins compacte. Dans l’éventualité d’une intégration de notre horloge dans un modèle transportable, nous savons en effet que différentes techniques de miniaturisation sont étudiées, voire opérationnelles, pour les bancs optiques de refroidissement atomique. Le doublage d’une fréquence télécom, par exemple, permet l’utilisation de composants fibrés existant dans ce domaine [101] ; à Berlin, un banc similaire au notre a été intégré à une expérience transportable de BEC en chute libre [102].

3.2.2 Chapeau optique

Le cœur de notre dispositif, la puce et sa cellule, est entouré de deux couches de blindage magnétique. Il est donc nécessaire d’acheminer la lumière depuis le banc optique jusqu’à l’intérieur du blindage, et ce sans avoir à le percer d’autant de trous qu’il y a de faisceaux. Nous utilisons pour cela six fibres optiques, qui entrent dans le blindage par un unique accès. Il faut alors mettre en forme les faisceaux de refroidissement, pompage et détection, et nous avons construit dans ce but une table optique compacte que nous appelons « chapeau optique » (figure 3.9) car elle s’enfile autour de la puce comme un couvre-chef sur la tête de celui qui le porte.

On trouve également sur ce chapeau les bobines permettant de générer des champs magnétiques homogènes, ainsi que les lentilles et les caméras CCD nécessaires à la détection. Ces éléments sont solidaires, et liés à la puce, afin de rendre l’ensemble moins sensible aux vibrations. Le chapeau optique a été conçu de manière à pouvoir être aligné séparément, puis « enfilé » autour de la cellule. Ainsi le pré-alignement du MOT est rendu plus aisé. Il était de plus nécessaire de

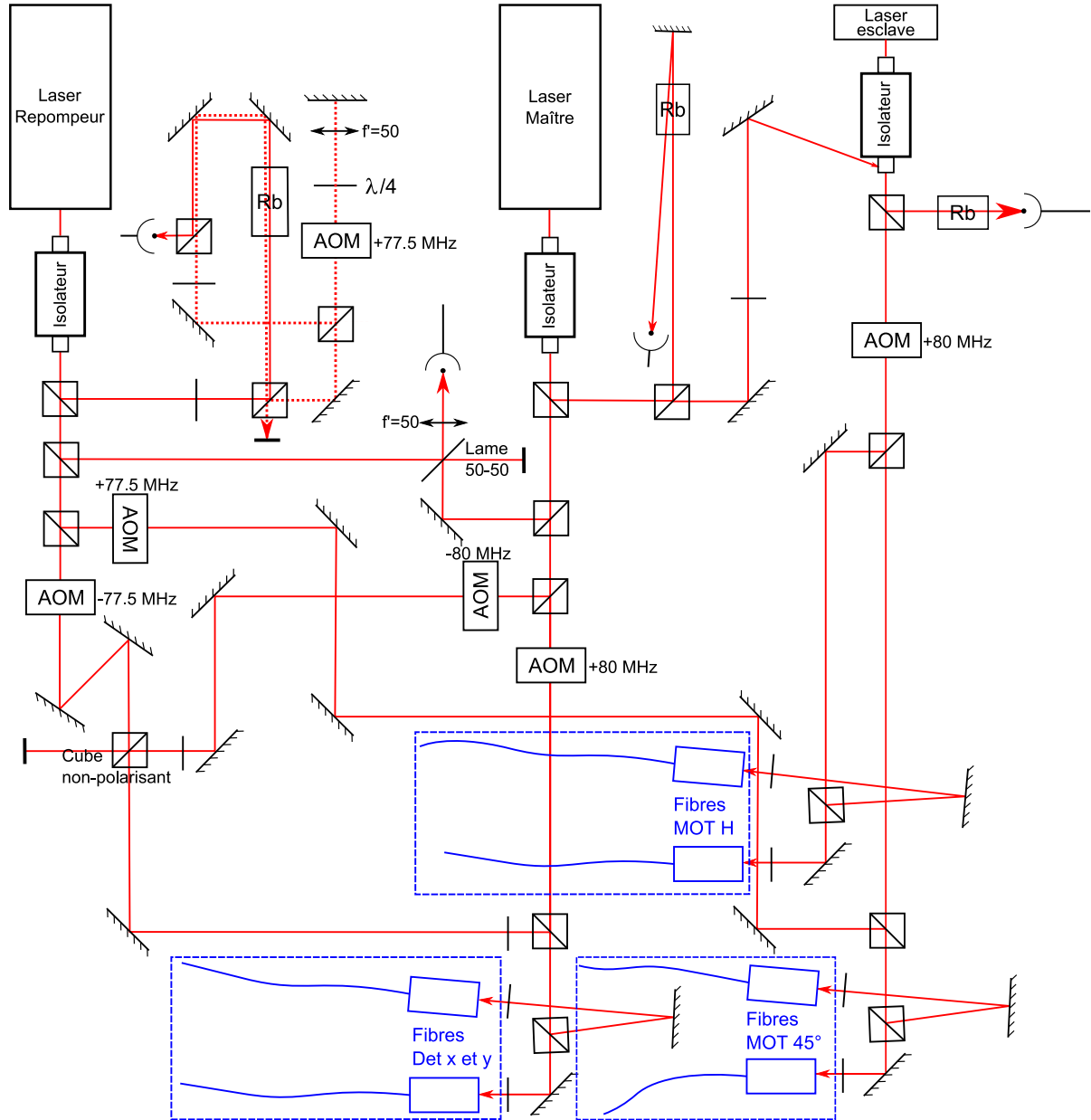


FIG. 3.8 – Banc optique complet. Seuls les éléments essentiels sont indiqués. Les traits plein perpendiculaires au faisceau sont des lames $\lambda/2$, sauf indication contraire. Les cubes séparateurs sont tous à séparation de polarisation, sauf indication contraire.

fabriquer la plupart des pièces, afin de n'utiliser que des matériaux amagnétiques (aluminium, cuivre et laiton) à l'intérieur des blindages. Nous avons donc conçu des collimateurs ainsi que des montures de miroirs et de cubes. Les connecteurs des fibres ont également été choisis selon ce critère : il s'agit de connecteurs E2000, de la société Diamond, entièrement en plastique à l'exception d'un ressort, qui peut être retiré. Les supports des optiques des caméras sont des éléments commerciaux Thorlabs, également en aluminium.

La pièce principale du chapeau est une table d'aluminium de 35 cm de diamètre et de 2 cm d'épaisseur. Les éléments optiques sont vissés de part et d'autre de cette table. En effet, tandis que les faisceaux de refroidissement horizontaux, de détection et de pompage optique sont situés sur la face supérieure du chapeau optique, les faisceaux de refroidissement à 45° proviennent de la face inférieure. Le support des bobines se loge dans un trou de 102 mm par 122 mm et est également fixé à cette table (cf. § 3.5.1).

Chaque faisceau traverse un cube séparateur de polarisation, permettant de s'assurer que sa polarisation est purement rectiligne (la fibre pouvant introduire une composante elliptique), puis une lame $\lambda/4$ dont les axes sont orientés à 45° , qui permet d'obtenir une polarisation circulaire. Le pré-alignement est effectué avec un simulateur de puce pour réfléchir les faisceaux à 45° . On superpose chaque faisceau à son homologue par ré-injection dans la fibre qui lui fait face (voir figure 3.9 et 2.5). Nous avons ainsi pré-aligné le système optique de refroidissement, et effectivement obtenu un nuage d'atomes froids sans avoir besoin de retoucher à la trajectoire des lasers après la mise en place du chapeau optique autour de la cellule ; c'est uniquement pour l'optimisation du nombre d'atomes et de la température du MOT et de la mélasse optique que des réglages supplémentaires ont été effectués.

Collimateurs de sortie des fibres

Nous avons deux contraintes pour la conception des collimateurs de sortie des fibres : la compacité et l'utilisation de matériaux amagnétiques. Il fallait également que les faisceaux aient un diamètre relativement important afin d'avoir un taux de chargement élevé pour le MOT [89], diamètre limité ici par la surface de la partie réfléchissante de la puce. Nous avons aussi à nous assurer que la polarisation des faisceaux pourrait être réglée en tournant le collimateur sur lui-même, sans que le faisceau s'en trouve désaligné. Il était donc important de pouvoir superposer au mieux le faisceau à l'axe optique du collimateur. De même, il fallait s'assurer que les faisceaux étaient effectivement collimatés, avec pour objectif une divergence inférieure au milliradian.

Le système choisi est un système à trois lentilles, deux convergentes de 25mm de diamètre et 40mm de focale et une divergente de 5,5 mm de diamètre et -6mm de focale (figure 3.10). La focale du collimateur est de 74,5mm (résultat d'une simulation à l'aide du logiciel de conception Oslo), et une ouverture numérique de 0,12. La longueur totale du collimateur, en tenant compte de la longueur du connecteur de la fibre, est de 37,2mm.

Ce connecteur est fixé à une bague de cuivre appelée « bague de centrage », qui se glisse sur le corps du collimateur, et peut être translatée de quelques mm, et tourner sur elle même. Elle permet de régler la collimation du faisceau ainsi que son alignement sur l'axe optique. Une fois positionnée, on la fixe à l'aide de quatre vis et une goutte d'araldite prise lente.

La collimation du faisceau a été réglée à l'aide d'un interféromètre à lame d'air commercial de Melles Griot (« Shear Plate collimation tester »), et caractérisée en prenant des profils du faisceau à différentes distances et en mesurant le diamètre du faisceau à chaque pas (figure 3.12). L'alignement du faisceau sur l'axe optique a été testé en faisant tourner le collimateur sur lui-même et en minimisant le contour parcouru par le centre du faisceau à un mètre du

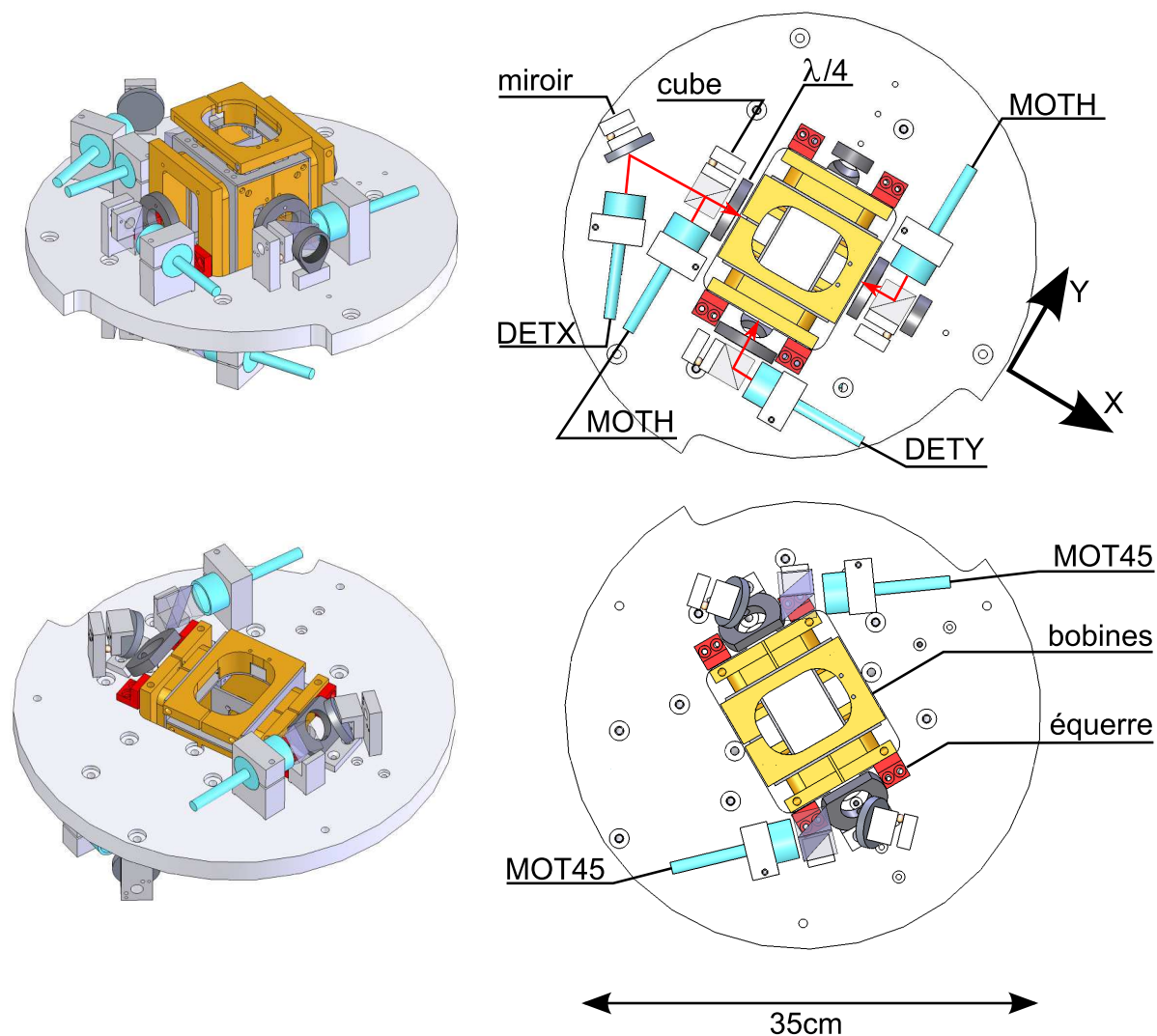


FIG. 3.9 – Schéma du chapeau optique. En haut : face supérieure. MOTH désigne les faisceaux de MOT horizontaux, DETX et DETY les faisceaux de détection selon les axes x et y . En bas : face inférieure. MOT45 désigne les faisceaux de MOT à 45°. Tous les cubes du chapeau optique sont à séparation de polarisation. Les collimateurs, leurs supports, ainsi que les supports de miroirs et de cubes, ont été conçus dans l'équipe.

collimateur (figure 3.13).

Nous avons ainsi mesuré une divergence inférieure à 1,5 mrad, et une excursion totale inférieure à 2 mrad lorsque le collimateur effectue une rotation complète. Le diamètre du faisceau (diamètre du disque comprenant 95% de l'énergie totale) est de 18mm.

Nous utilisons 6 de ces collimateurs : 4 pour les faisceaux de MOT, et 2 pour les faisceaux de détection.

3.3 Détection

Nous utilisons un système de détection par absorption [103] à l'aide d'une caméra CCD déclenchée par ordinateur. Le nuage peut être imagé selon les deux axes horizontaux X et Y , à l'aide de deux caméras différentes. La détection par temps de vol nous permet d'accéder

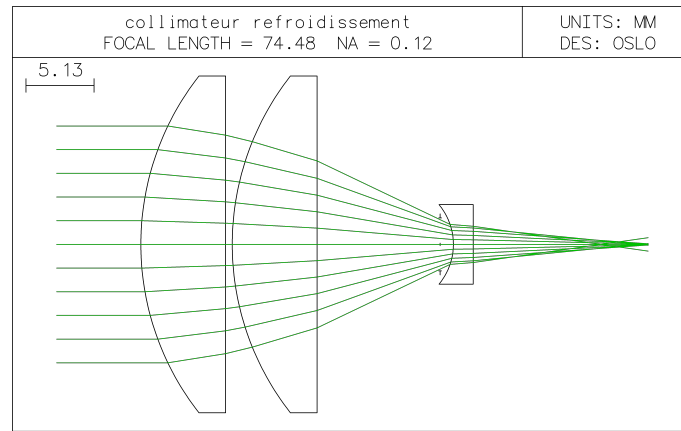


FIG. 3.10 – Schéma optique du collimateur. Les deux lentilles convergentes ont une focale $f'=40\text{mm}$, la lentille divergente $f'=-6\text{mm}$.

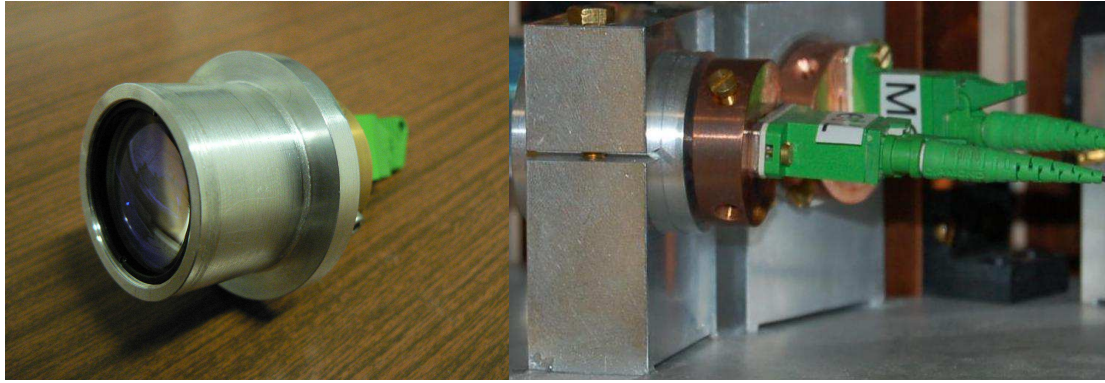


FIG. 3.11 – Collimateurs de sortie des fibres. Les six collimateurs présents sur le chapeau optique sont identiques. A gauche : prototype. On devine la bague en laiton de réglage de la focale et de l'alignement, ainsi que le connecteur de fibre E2000, en vert. A droite : 2 collimateurs montés sur leur support sur le chapeau optique. La bague de réglage de la version finale est en cuivre. L'orientation du collimateur permet de choisir la polarisation du faisceau, ainsi les faisceaux issus des deux collimateurs visibles sur cette photo auront des polarisations orthogonales.

à la distribution de vitesse du nuage d'atomes froids, et donc à la température, ainsi qu'au nombre d'atomes. Cette partie illustre le principe de notre détection, ainsi que ses principales caractéristiques pour chacun des deux axes.

3.3.1 Détection par absorption

La détection par absorption permet de relier la densité optique d'un nuage d'atomes froids à leur nombre et à leur distribution. Pour cela, on éclaire le nuage à l'aide d'un faisceau laser résonnant avec une transition cyclante, et on mesure la quantité de lumière absorbée par les atomes. En effet l'intensité du faisceau laser le long de sa direction de propagation dans le nuage est liée à la densité atomique n par la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{dI}{dx} = n(x, y, z)\sigma(I, \delta)I = n(x, y, z)\sigma_0 \frac{1}{1 + \frac{16\pi^2\delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_{sat}}} I \quad (3.2)$$

où I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition considérée, I l'intensité du faisceau, δ son désaccord en fréquence, et σ est la section efficace d'absorption du nuage, avec $\sigma_0 = C \times 3\lambda^2/2\pi$,

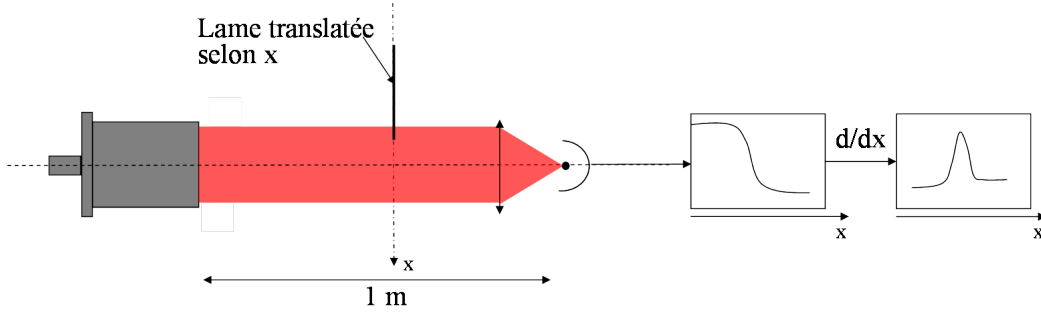


FIG. 3.12 – Mesure de la divergence du faisceau. On mesure le profil du faisceau à différentes distances, afin d'en extraire son diamètre. On en tire la divergence du faisceau, qui est ici de $0,6\text{ mrad} \pm 0,6\text{ mrad}$

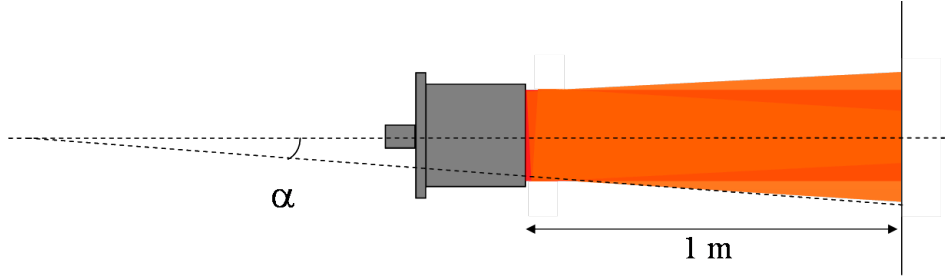


FIG. 3.13 – Mesure du centrage du faisceau. On mesure la déviation du centre du faisceau lorsqu'on tourne le collimateur autour de son axe. La déviation mesurée est inférieure à 2 mrad .

où C représente le couplage atome-lumière, dépendant des coefficients de Clebsch-Gordan de la transition considérée [103]. A résonance et pour des intensités faibles devant I_{sat} , $\sigma \approx \sigma_0$ et on peut aisément intégrer l'expression le long du trajet du faisceau pour obtenir la densité atomique colonne :

$$n(y, z) = \int n(x, y, z) dx = -\frac{\ln\left(\frac{I(y, z)}{I_0}\right)}{\sigma_0} \quad (3.3)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau avant le nuage, et I l'intensité du faisceau après la traversée du nuage. Lors d'une séquence de détection, la caméra prend les images N_a et N_{ref} du faisceau laser, respectivement avec et sans le nuage atomique, une image supplémentaire N_{fond} sans aucun faisceau allumé ayant été prise préalablement pour prendre en compte la lumière parasite reçue par le CCD. On peut ainsi calculer la densité optique pixel par pixel:

$$D_{i,j} = -\ln \frac{I_{i,j}}{I_0} = -\ln \left(\frac{N_{a,i,j} - N_{fond,i,j}}{N_{ref,i,j} - N_{fond,i,j}} \right) \quad (3.4)$$

où i, j désigne le pixel considéré. On peut ainsi déterminer le nombre d'atomes N en intégrant la densité optique sur une aire A du capteur:

$$N = -\frac{A}{\sigma_0} \sum_{i,j \in A} D_{i,j} \quad (3.5)$$

Si l'approximation $I \ll I_{sat}$ n'est pas valable, des corrections sont à apporter [104]. Ces corrections seront décrites dans la thèse de Christian Deutsch.

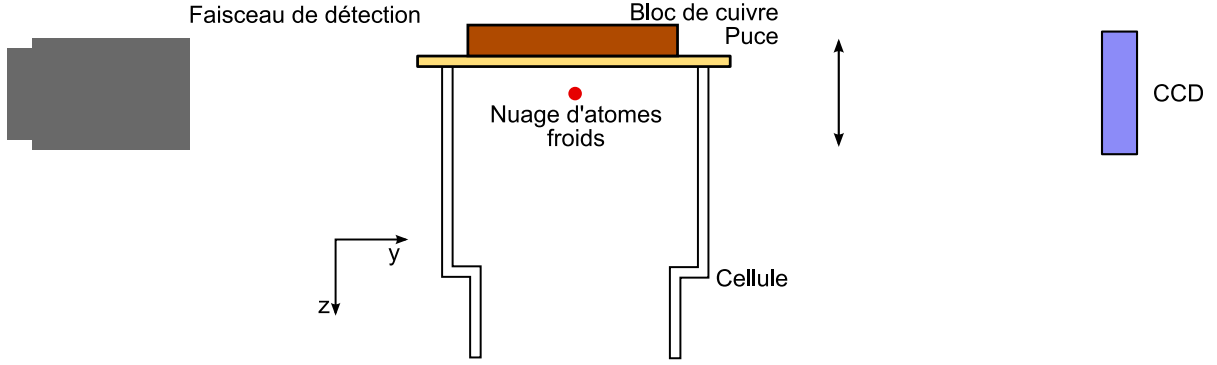


FIG. 3.14 – Détection par absorption. Les échelles ne sont pas respectées.

3.3.2 Imagerie en temps de vol

La mesure de D nous donne accès à deux paramètres importants, la densité atomique initiale du nuage et sa température. En effet, le nuage est imagé après un temps de vol fixé par l'expérimentateur, pouvant varier de 0,5 à 20ms. Pendant cette période, les atomes chutent librement. Ainsi, après un temps de vol court (idéalement nul, en pratique compris entre 0,5 et 3 ms), la distribution $D_{i,j}$ est directement proportionnelle à la densité atomique initiale des atomes dans le piège.

L'expansion du nuage après un temps de vol nous donne accès, elle, à la distribution de vitesse, et donc à la température des atomes dans le nuage [86]. Pour un nuage thermique, on relie la demi-largeur à $1/\sqrt{e} \sigma_{exp}$ de la distribution gaussienne près un temps de vol t à la température T selon l'axe considéré par la relation :

$$\sigma_{exp}^2 = \sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2 \quad (3.6)$$

Ainsi on peut déterminer la température en mesurant σ_0 puis σ_{exp} à t fixé, ou encore en mesurant $\sigma_{exp}(t)$, puis en calculant la pente de la droite formée par $\sigma_{exp}^2(t^2)$

3.3.3 Détection selon l'axe Y

La caméra utilisée pour la détection selon l'axe Y (transverse) est le modèle CV-A50 de la marque JAI. Elle comprend un capteur C.C.D. monochrome de 6,4*4,8mm, et 752*582 pixels. La résolution de cette caméra étant relativement basse, cet axe de détection est principalement utilisé pour effectuer des diagnostics. De plus, cette caméra permet de visualiser l'axe anisotrope du nuage, et donc d'observer l'inversion d'ellipticité caractéristique de la condensation de Bose Einstein (voir § 2.3)

Le grandissement utilisé sur cet axe est de 1. On utilise pour cela une unique lentille de focale 75 mm en configuration 2f-2f (figure 3.14). L'intensité utilisée pour le faisceau de détection est d'environ $0,3 I_{sat}$, et la durée de l'impulsion de détection de 200μs.

3.3.4 Détection selon l'axe X

L'axe X est utilisé pour détecter le nuage atomique selon l'axe longitudinal. L'extension du nuage étant plus faible selon cet axe (on utilise des pièges avec $\omega_{\perp} > \omega_{//}$), on détecte ainsi le nuage sur un nombre réduit de pixels pour augmenter le rapport signal à bruit. C'est donc cet axe qui sera préféré pour les mesures d'horloge.

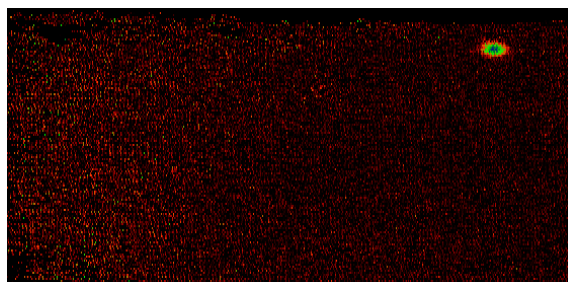


FIG. 3.15 – Exemple d'image prise selon l'axe y. La zone noire située en haut de l'image est la surface de la puce. Le temps de vol utilisé est de 8 ms.

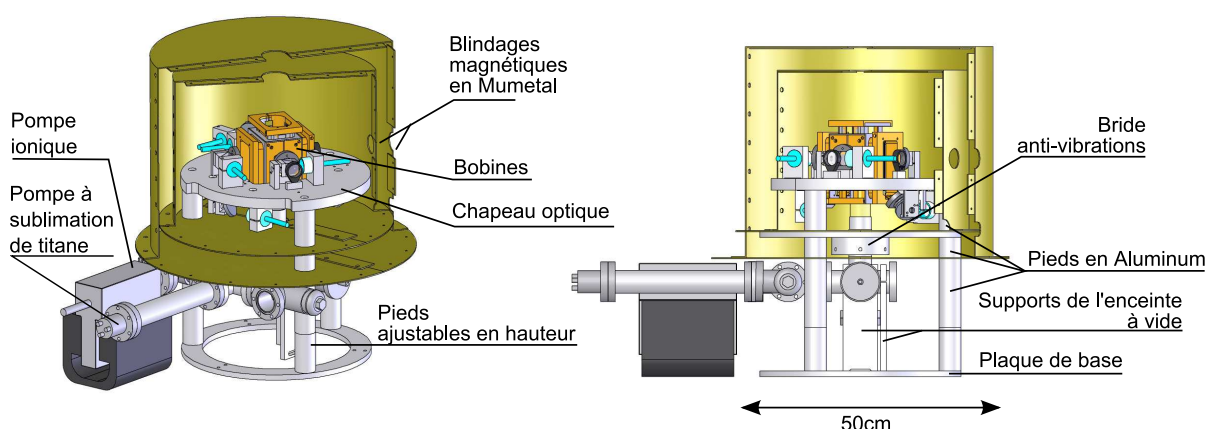


FIG. 3.16 – Dispositif expérimental. L'enceinte à vide, la cellule et la puce reposent sur quatre pieds. Le chapeau optique et les blindages reposent sur trois pieds cylindriques fixés à la plaque de base. Ces pieds, de hauteur réglable, ainsi que la plaque de base, permettent de régler l'orientation du chapeau optique vis-à-vis de la puce. Une bride « anti-vibrations » permet de fixer la position du chapeau optique par rapport à la cellule.

La caméra utilisée est une PCO Sensicam.QE, équipée d'un capteur C.C.D. de 1376×1024 pixels de $6,45\mu m \times 6,45\mu m$. L'efficacité quantique de ce capteur à 780 nm peut être ajustée entre 10 et 30%. On travaille pour cet axe dans le régime non-linéaire de l'absorption, c'est-à-dire avec une intensité de détection non négligeable devant I_{sat} . Ceci permet en effet d'augmenter le rapport signal à bruit de détection [104], mais au prix d'une calibration précise du système de détection complet. On utilise donc une impulsion de détection de quelques centaines de μW et $200\mu s$, avec un grandissement de 3 afin de ne pas saturer le capteur et de profiter de toute la dynamique disponible, de 12 bits.

La détection selon l'axe X sera décrite de manière plus détaillée dans la thèse de Christian Deutsch, qui a monté et caractérisé ce montage.

3.4 Structure du montage : système de vide, supports et blindages.

Cette partie décrit la structure mécanique de notre montage, qui donne à notre puce micro-structurée un habillage macroscopique. Cette structure est principalement constituée du système de pompage, de l'enceinte à vide et des blindages, ainsi que des différents supports (support du chapeau optique et support de l'enceinte). La figure 3.16 présente un schéma de ces différents éléments.

3.4.1 Vide

Notre cellule doit être placée sous vide, à une pression de l'ordre de 10^{-9} mbars. Nous disposons pour cela d'une pompe ionique (MECA2000 PID25) d'un débit de 25 l/s et d'une pompe à sublimation de titane (MECA2000 PFT.3) montée dans un tube Allectra 413-GFX2-040-250. Une vanne permet de connecter une pompe turbo secondée d'une pompe primaire, utilisées lors de la mise sous vide du système. Après l'étuvage de l'enceinte, la pression était stabilisée à 3×10^{-10} mbars. Après deux ans d'opération continue, la pression de base (lorsque le dispenser de Rubidium est éteint) est d'environ $5 - 6 \times 10^{-10}$ mbars. Nous sublimons du Titane environ tous les trois mois afin de maintenir ce niveau.

Notre enceinte est composée des éléments suivants, représentés figure 3.17 :

- La puce, collée sur une cellule en Pyrex (Hellma) à l'aide de colle Epotek 353 ND.
- La cellule, collée à une transition verre-métal (Allectra 120S-CP-137-F2) à l'aide de la même colle.
- Une croix 4-voies et une croix 6-voies permettant de connecter les différents éléments nécessaires (Allectra 413-CFX4-040 et 413-CFX6-040).
- Une jauge de pression (Leybold IoniVac IE514).
- Deux dispensers de Rubidium de la société SAES Getters, placés dans la transition verre-métal. Ils ont été soudés par points à du fil de cuivre dénudé, protégé d'une gaine de tissu compatible ultra-vide.
- Un passage électrique Allectra 210S-D09-CF40T qui permet d'alimenter les deux dispensers de Rubidium.
- Un hublot Allectra 120-VPG-C40 situé sous l'enceinte.
- Une vanne permettant de protéger la pompe ionique s'il était nécessaire de remettre l'enceinte à pression ambiante.

Signalons ici que nous aurions peut-être gagné en vitesse de pompage, et donc obtenu une pression inférieure, en plaçant notre pompe ionique plus près de la cellule. En effet dans la situation actuelle la pompe ionique est éloignée de la cellule d'environ 1 mètre, et est séparée de celle-ci par trois coudes, qui réduisent la vitesse de pompage au niveau de la cellule.

3.4.2 Supports

Les différents supports sont illustrés figure 3.16. La puce est collée sur une cellule en verre, elle-même collée sur une transition verre-métal reliée au système de pompage. Elle est donc soutenue mécaniquement par l'enceinte à vide. Celle-ci repose sur la table optique *via* la pompe ionique et quatre pieds en aluminium qui soutiennent la croix six voies. Le chapeau optique, lui, repose sur trois pieds qui servent également de base aux blindages. Ces pieds sont vissés à un anneau, la plaque de base, qui est fixée à la table optique à l'aide de brides. On peut ainsi tourner le chapeau optique autour de l'axe vertical. De plus, chaque pied est réglable en hauteur ; on peut donc régler l'orientation du chapeau optique par rapport à la puce. Six vis permettent de fixer le chapeau à la transition verre-métal qui soutient la cellule, afin que les vibrations mécaniques du chapeau et de la puce soient identiques.

3.4.3 Blindages

Deux couches de blindages (cf schéma figure 3.18) sont nécessaires pour garantir un niveau de fluctuations du champ magnétique conforme à nos exigences, de fluctuations relatives

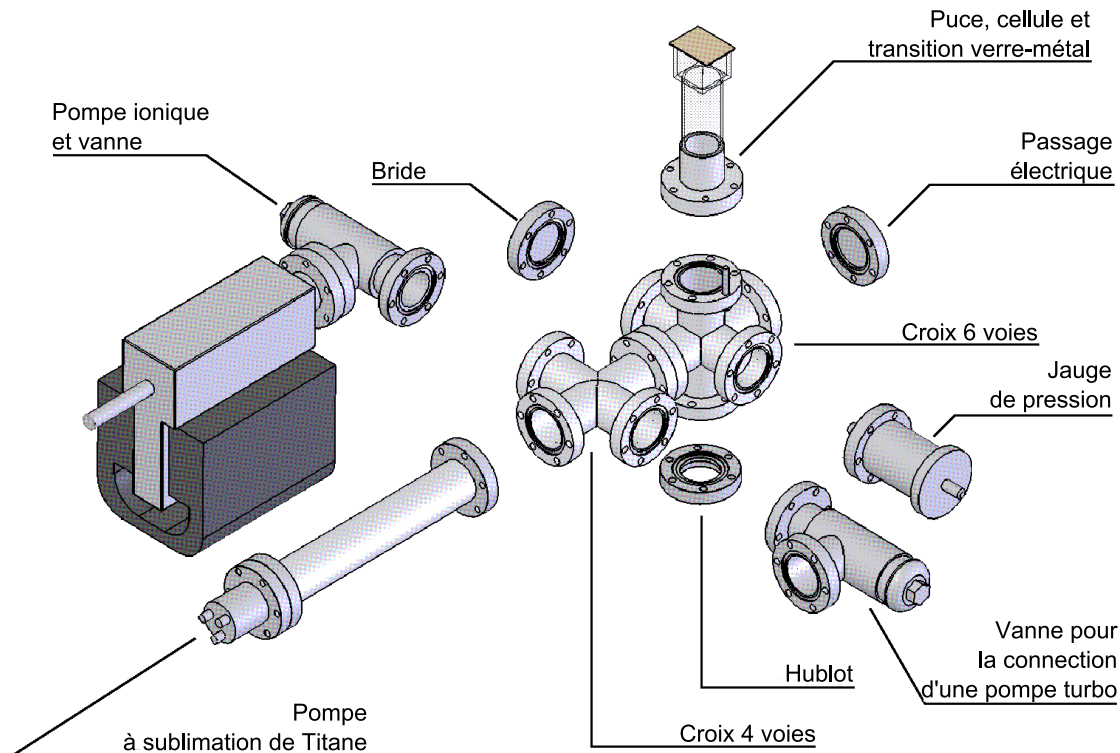


FIG. 3.17 – L'enceinte à vide.

inférieures à 10^{-5} . Nos blindages sont constitués de Mumetal de 2mm d'épaisseur, et ont été fabriqués par la société Mecamagnetic.

L'atténuation mesurée pour l'ensemble du blindage est de 3400 ± 300 pour l'atténuation verticale et de 10800 ± 1400 pour l'atténuation horizontale. La mesure a été effectuée à l'aide d'un magnétomètre de type « fluxgate » et de bobines carré de $1,5\text{m} \times 1,5\text{m}$. Cette atténuation est bien supérieure à l'atténuation requise (300) pour que les fluctuations extérieures de champ magnétique ne dégradent pas la stabilité de l'horloge.

Les vis utilisées pour assembler le blindage sont en aluminium, et nous avons pris soin de ne placer que des matériaux amagnétiques à l'intérieur (cuivre, aluminium, laiton). Nous avons de plus démagnétisé les blindages après leur installation sur l'expérience. Nous avons cependant rencontré un problème après cette installation : la décroissance du champ à 0 après avoir coupé le courant dans la bobine z était de 2,5 ms en l'absence de blindages. Après fermeture, cette durée est passée à 13ms. Ceci est probablement dû aux passages de courants de Foucault dans les blindages, qui sont en contact électrique avec le chapeau optique et la table optique. Les isoler électriquement permettrait peut-être de résoudre ou de minimiser le problème ; c'est cependant une opération délicate, car la base des blindages est prise en sandwich entre les pieds qui soutiennent le chapeau optique.

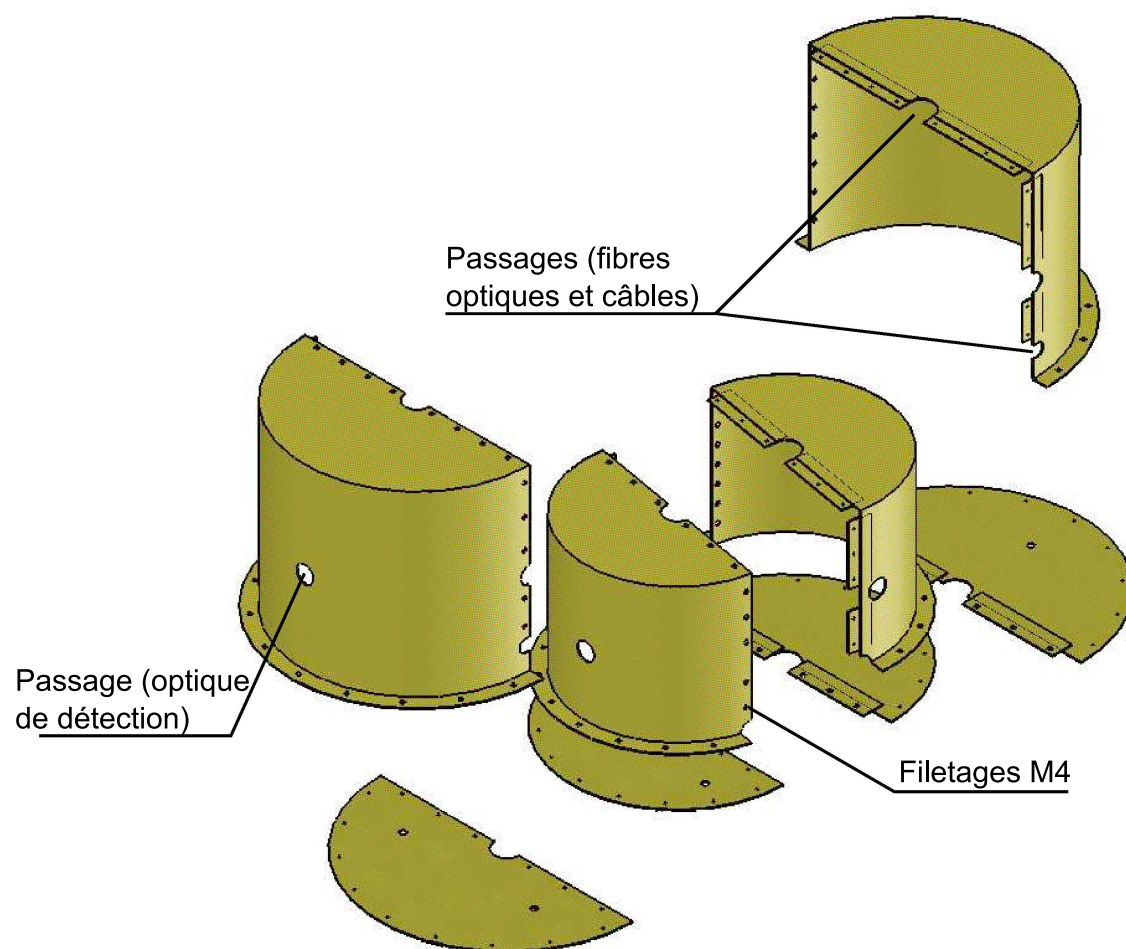


FIG. 3.18 – Blindages. Deux couches de blindages en Mumétal assurent l'atténuation des fluctuations extérieures du champ magnétique d'un facteur 3000.

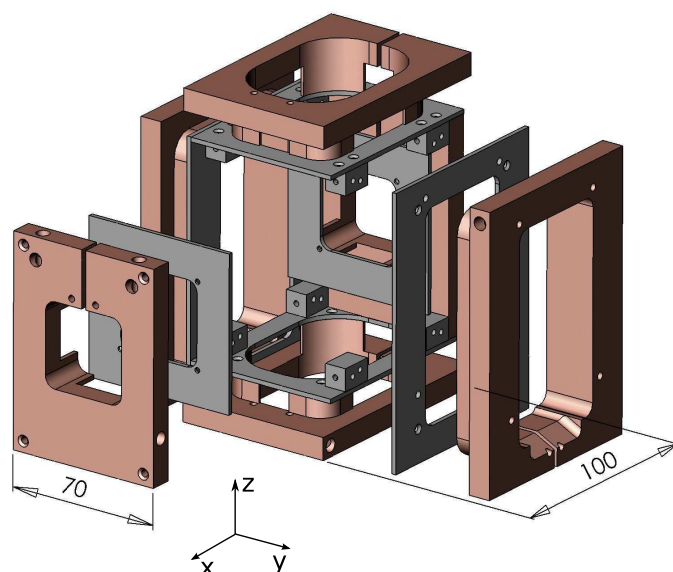


FIG. 3.19 – Support des bobines produisant les champs homogènes. Les longueurs indiquées sont en mm. On utilise deux paires de bobines dans chaque direction.

3.5 Génération des champs magnétiques : bobines et sources de courant

Nous utilisons des bobines pour générer les champs homogènes nécessaires à la création d'un piège quadrupolaire ou harmonique. Ces bobines doivent pouvoir générer des champs de plusieurs dizaines de Gauss ; le courant circulant dans ces bobines doit répondre à nos exigences de stabilité, et doit pouvoir être coupé en quelques dizaines de micro-secondes.

Nous présentons dans cette partie nos bobines et leurs principales caractéristiques, les interrupteurs que nous avons conçus pour pouvoir couper rapidement le courant circulant dans les bobines, ainsi que la source de courant ultra-stable que nous avons développée pour assurer une stabilité relative de 10^{-5} des courants les plus critiques.

3.5.1 Bobines

Notre dispositif comporte six paires de bobines. Trois paires principales, appelées bobines B_x , B_y et B_z , génèrent les champs homogènes pour le piégeage magnétique, le MOT, le pompage et la détection. Les trois paires supplémentaires sont appelées les bobines de compensation, B_xC , B_yC et B_zC , car elles sont utilisées pour compenser d'éventuels champs magnétiques résiduels au niveau des atomes. Elles sont similaires aux bobines B_x , B_y et B_z , et intégrées au même support, mais comportent un nombre moins important de tours (voir le tableau 3.1).

Le support des bobines est une structure compacte qui forme un parallélépipède autour de la cellule (voir figure 3.19). Le fil de cuivre a été bobiné à l'aide d'un tour autour des supports, en cuivre également, qui sont refroidis par circulation d'un mélange d'eau et d'éthylène glycol tempéré. Les supports de bobine ainsi que le passage étanche pour la circulation du liquide de refroidissement ont été réalisés à l'atelier de mécanique de l'Observatoire de Paris. Une fois bobiné, le fil est maintenu en place par un ciment garantissant leur isolation électrique, qui a été mélangé à de la poudre de carbure de silice afin d'augmenter sa conductivité thermique.

Bobines	Bx	BxC	By	ByC	Bz	BzC
N_{Tours}	88	7	60	9	61	8
Inductance (mH)	0,97	0,018	1	0,039	0,74	0,025
$B_{\text{max}}(I = 10\text{A})(\text{G})$	126	12	59	9	36	5

TAB. 3.1 – Bobines. L'inductance donnée est à chaque fois l'inductance de la paire concernée, et le champ est celui généré en configuration Helmholtz pour un courant de 10 A.

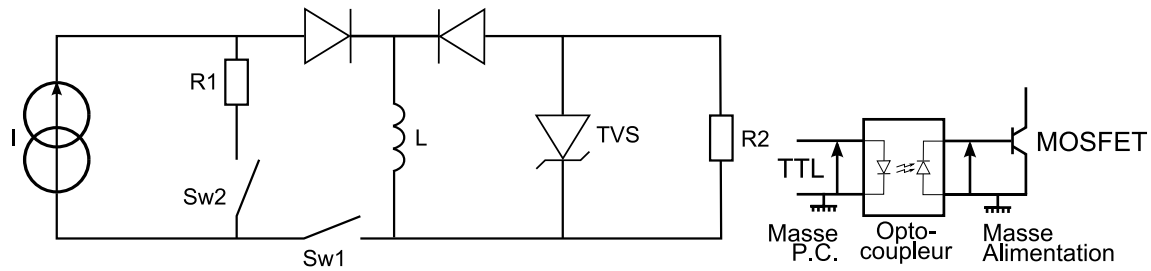


FIG. 3.20 – Schéma de l'interrupteur utilisé pour couper le courant dans les bobines de champ magnétique. On bascule le courant de l'alimentation vers une résistance (R1). Ceci permet notamment de pré-chauffer l'alimentation. Ainsi, lorsque l'interrupteur SW1 est fermé et SW2 est ouvert, le courant passe dans la bobine. Lorsqu'on ouvre Sw1 et ferme Sw2, le courant passe dans la résistance R1. Ces interrupteurs consistent en deux transistors MOSFET commandés par TTL via un « opto-coupleur ». La résistance R2 a été ajoutée pour « seconder » la diode TVS pour les faibles courants. Une oscillation parasite a notamment été supprimée grâce à l'ajout de cette résistance. Deux diodes permettent de guider la propagation du courant et de protéger l'alimentation.

3.5.2 Coupure des champs magnétiques.

La coupure du courant dans les bobines est rendue difficile par leur inductance. La constante de temps caractéristique étant L/R , où L est l'inductance de la bobine, et R la résistance qui dissipe le courant i , il suffirait de choisir R suffisamment grand pour réduire le temps de coupure du courant. Cette résistance ne peut cependant pas être arbitrairement grande, les courants utilisés pouvant atteindre 10A. Ainsi, pour obtenir une constante de temps de $100\mu\text{s}$ avec une bobine d'inductance de 1mH, il faut choisir une résistance de 10Ω , qui devra donc dissiper une puissance de 1 kW pour amortir un courant de 10 A.

Nous avons conçu un interrupteur s'inspirant de ceux conçus par le groupe de J. Thywissen, à Toronto [105]. Ils sont basés sur l'utilisation d'une diode Transient Voltage Suppressor (TVS), dont le rôle est de dissiper rapidement les pics de tension afin de protéger les composants électroniques. Elles ont la caractéristique d'une diode Zeener, et le modèle que nous avons choisi peut dissiper une puissance crête de 1,5kW. Nous avons de plus utilisé des « opto-coupleurs » afin de s'assurer de l'isolation entre la masse de l'ordinateur de contrôle et celle des alimentations des bobines. Le schéma de principe de l'interrupteur est donné figure 3.20

La diode TVS est caractérisée principalement par trois grandeurs : la puissance maximale qu'elle peut dissiper, le seuil d'avalanche (*breakdown voltage* V_{BR}), tension à partir de laquelle la diode devient conductrice dans le sens bloquant, et la tension de « blocage » (*clamping voltage* V_{CL}) (voir la caractéristique donnée figure 3.21) Dans le cas d'une inductance pure et d'une diode TVS « parfaite », où la zone d'avalanche a une pente infinie (ce qui reviendrait à avoir $V_{CL} = V_{BR}$), on a alors, lorsqu'on ouvre l'interrupteur Sw1 (figure 3.20) :

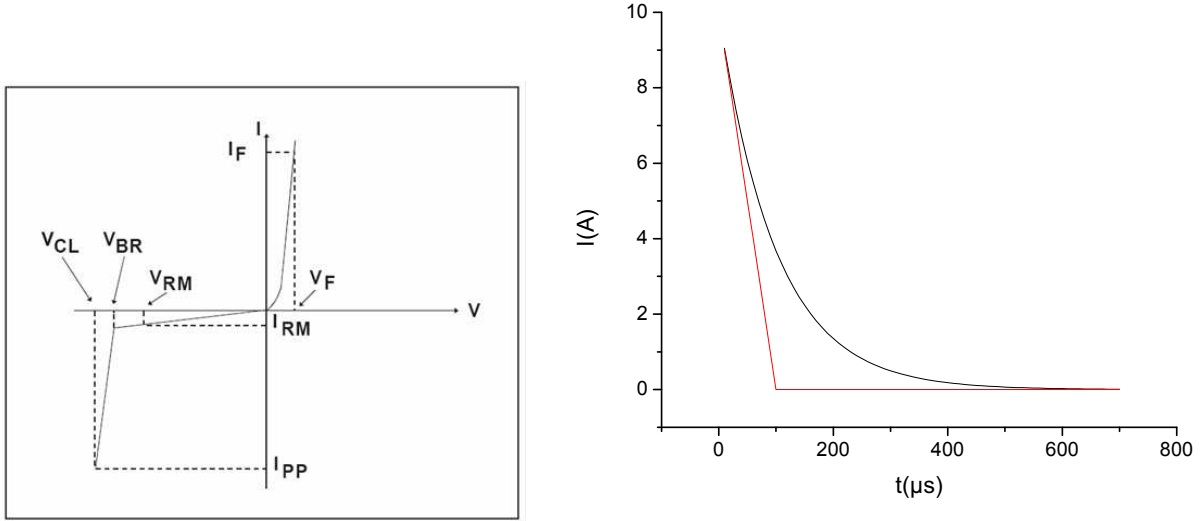


FIG. 3.21 – Diodes TVS. A gauche : caractéristique d’une diode TVS, extraite de la fiche technique des modèles 1.5kE de chez ST Microelectronics. Nous utilisons le modèle 1.5kE100A, capable de dissiper une puissance de 1,5kW. Elle présente pour caractéristiques : $V_{BR} = 100V$, $V_{CL} = 137V$, $I_{PP} = 11A$, $V_{RM} = 85,5V$ et $I_{RM} = 1\mu A$. A droite : comparaison théorique entre la dissipation du courant par une diode TVS (en rouge) et par une résistance de 10Ω (en noir) en série avec une bobine d’inductance $1mH$.

$$L \frac{di}{dt} = -V_{BR} \quad (3.7)$$

$$i(t) = I_0 - \frac{V_{BR}}{L} t \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

où i est le courant qui circule dans la bobine d’inductance L et I_0 est le courant initial, que l’on veut couper. Ainsi pour un courant initial $I_0 = 10A$ et une inductance de $1mH$, on doit avoir $V_{BR} = 100V$ pour couper le courant en $100\mu s$. La figure 3.21 compare ainsi la coupure obtenue avec une résistance de 10Ω et une diode TVS de $V_{BR} = 100V$.

Nous obtenons avec nos interrupteurs un temps de coupure (décroissance du courant à une valeur non-mesurable) de $20 \mu s$ (figure 3.22). Ainsi la seule limite à la coupure des champs magnétiques reste les courants de Foucault qui peuvent circuler dans les blindages, les supports de bobines et le chapeau optique.

3.5.3 Sources de courant

Les champs magnétiques utilisés dans notre montage sont tous générés à l’aide de courants électriques, et c’est de ces courants que dépendent les performances de notre dispositif, à plusieurs niveaux. Tout d’abord, plusieurs paramètres de piège sont liés à ces courants, et du bruit basse fréquence (du Hz au kHz) pourra chauffer les atomes par chauffage paramétrique. Les bruits R.F., qui ne sont pas filtrés par les fils de la puce, peuvent éjecter les atomes du piège en les couplant à des états non piégés. Enfin, la stabilité de certaines des sources de courant aura un impact direct sur la stabilité de l’horloge. Nous avons en effet vu précédemment que les fluctuations du champ magnétique pendant la phase d’interrogation devait être inférieure

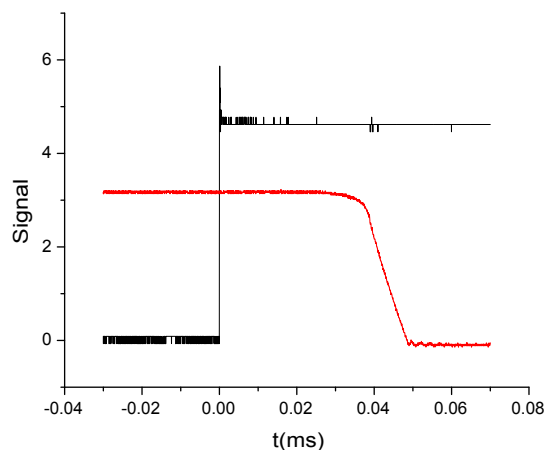


FIG. 3.22 – Coupure du courant dans la bobine y . En noir : signal de commande de l'interrupteur en Volts. En rouge : courant dans la bobine en Ampères. Le courant est coupé en $20 \mu\text{s}$

à $35 \mu\text{G}$, soit 10^{-5} en valeurs relatives. C'est pourquoi nous avons développé une source de courant très bas bruit, décrite en détails dans la thèse de Friedemann Reinhard [19].

Nous donnons brièvement ici son principe de fonctionnement et ses performances.

Principe

Le cœur de la source est basé sur une boucle de contre-réaction (figure 3.23). Le courant provient d'une source de puissance à tension constante, et est mesuré à travers une résistance de mesure R_m . La différence de tension aux bornes de cette résistance est reprise par un amplificateur différentiel et convertie en courant par la résistance R_s . En effet, le point G est une masse virtuelle à cause de la présence de l'amplificateur opérationnel (OP27). Le courant I_s est donc proportionnel au courant de sortie, et doit être égal au courant de programmation I_{prog} . La différence entre ces deux courants est asservie à zéro par le circuit intégrateur comprenant l'OP27 et la capacité C. C'est la sortie de l'OP27 qui régule le courant de sortie, *via* le transistor IRF630.

Le reste du circuit comprend :

- La programmation du courant de sortie par une tension analogique, *via* une entrée isolée galvaniquement.
- La programmation manuelle du courant de sortie à l'aide d'un potentiomètre.
- L'affichage du courant de sortie.
- Un transistor MOSFET commandé par un TTL, isolé galvaniquement par un optocoupleur, permettant de court-circuiter la sortie.

Le courant maximal délivré par la source est de 3 A. La sortie de la source est flottante, car les fils alimentés par différentes sources peuvent se croiser.

Performances

Les performances de la source sont les suivantes :

- La bande passante de la boucle d'asservissement est de 160 kHz, permettant ainsi d'établir ou couper le courant en environ $5 \mu\text{s}$. Cependant, en cas d'utilisation d'une charge induc-

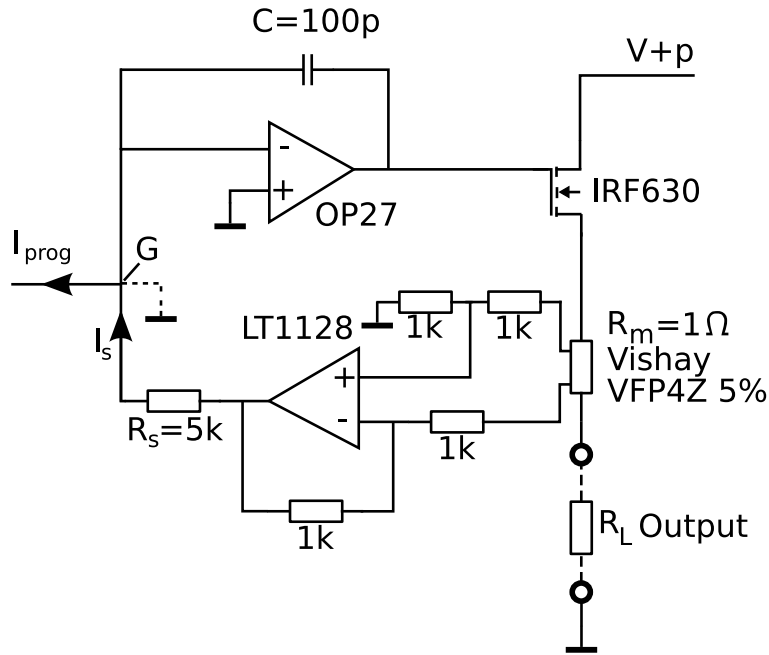


FIG. 3.23 – Cœur de la source de courant ultra-stable, simplifié, extrait de la thèse de Friedemann Reinhard. Le courant est mesuré par la résistance R_m , est amplifié et comparé au courant de programmation I_{prog} . Le signal obtenu est asservi à l'aide d'un circuit intégrateur et pilote la tension de grille du IRF630, et donc le courant circulant entre la source et le drain du transistor.

- tive, il est nécessaire de réduire cette bande passante à 500 Hz, en ajustant la valeur de la capacité C , sous peine de voir le courant osciller car l'asservissement devient instable.
- Le bruit relatif rms dans la bande [10 Hz, 100 kHz] est de $2,5 \times 10^{-6}$, avec un plancher de bruit blanc de $16\text{nA}/\sqrt{\text{Hz}}$ limité par les amplificateurs et les résistances de la boucle d'asservissement.
- La dérive lente du courant est principalement due aux effets de dérives thermiques, ainsi le courant varie d'environ 4×10^{-5} (en valeur relative) pendant la première heure de fonctionnement, puis se stabilise ensuite à des variations relatives inférieures à 10^{-5} à long terme. Il sera donc important de pré-chauffer la source, en la faisant fonctionner sur une charge dédiée, afin de s'assurer de la stabilité souhaitée pour le courant.

Autres sources de courant

Pour les courants les moins critiques, nous utilisons des alimentations à découpage commerciales de chez Delta Elektronika (modèles ES 030-10 pour les bobines de compensation, ES 030-10 pour les bobines B_y et B_z , SM 120-13 pour le I macroscopique, et SM 15-100 pour le U macroscopique). L'option ISO-AMP permet d'isoler galvaniquement l'entrée de programmation et la sortie de ces alimentations.

3.6 La puce

Le cœur de notre expérience est la puce à atomes. Cette puce a été conçue au sein de notre équipe, et fabriquée en Allemagne dans les locaux du MPQ à Munich. Au-delà de la capacité à piéger et refroidir des atomes jusqu'à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein, la puce a été conçue pour respecter deux exigences : pouvoir transmettre suffisamment de puissance

micro-onde aux atomes pour pouvoir générer des fréquences de Rabi de 1kHz à une centaine de micromètres de la surface de la puce, et créer des pièges ayant les fréquences optimales calculées afin d'optimiser la stabilité de l'horloge. On trouvera ici une description de la géométrie de notre puce, ainsi que du guide d'onde coplanaire permettant la transmission du signal d'interrogation. Plus de détails sur la conception de cette puce se trouvent dans la thèse de Friedemann Reinhard [19]

3.6.1 Description générale

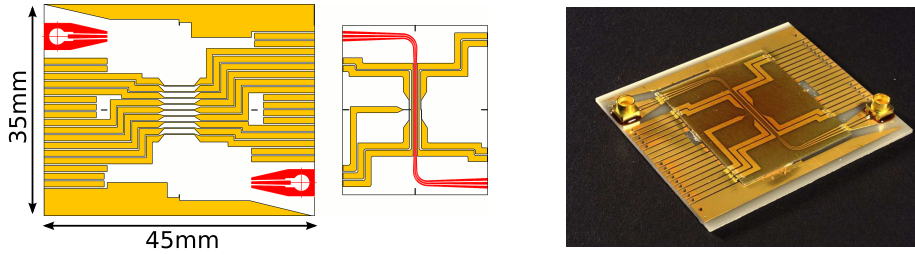


FIG. 3.24 – La puce de notre expérience : elle est faite de deux puces, la puce de base et la puce de recherche. A gauche : schéma des masques de gravure. Les deux puces sont d'épaisseurs respectives de 0,8 mm et 0,25 mm. Elles sont toutes deux faites de Nitrure d'Aluminium. La puce contient à la fois les conducteurs D.C. (en jaune) et le guide d'onde coplanaire (en rouge). A droite : photo de la puce. Les deux couches sont collées l'une à l'autre. Elles sont connectées électriquement par « wire-bonding » (soudure de fils d'or à l'aide d'une soudeuse à ultra-sons par point). La connection aux sources de courant est faite à l'aide de câbles nappes, à travers les trous visibles sur la photo. Le signal micro-onde est connecté à l'aide de connecteurs Mini-SMP aux coins de la puce.

Il s'agit d'une puce à deux couches, la puce de recherche et la puce de base. Elle permet de transmettre à la fois des signaux D.C. et A.C. ; ainsi, la puce de recherche comprend le guide d'onde coplanaire, pour le signal micro-onde d'interrogation, ainsi qu'un fil permettant de coupler les signaux R.F. de refroidissement et d'interrogation. Des conducteurs supplémentaires sont utilisés pour le piégeage magnétique. La puce de base, elle, comprend les fils nécessaires au piégeage longitudinal, ainsi que les connexions électriques aux sources de courant et à la chaîne micro-onde. Les conducteurs ont tous une épaisseur de $10\mu\text{m}$.

La puce de recherche est recouverte d'un traitement réfléchissant à 780 nm. Sa surface est de $24\text{mm} \times 28\text{mm}$, pour une épaisseur de $250\mu\text{m}$. Les dimensions de la puce de base sont de $38\text{mm} \times 45,5\text{mm} \times 0,8\text{mm}$. Elles sont toutes deux constituées de Nitrure d'Aluminium, une céramique ayant une conduction thermique élevée de $140\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, afin de pouvoir évacuer la chaleur dissipée par les fils. Elles sont collées entre elles avec de la colle Epotek 353ND, compatible ultra-vide. Les liens électriques entre les deux couches sont effectués par « wire-bonding ». Un schéma de la puce est donné figure 3.24.

Un bloc de cuivre est collé sur l'envers de la puce à l'aide de colle thermo-conductrice Epotek H77 de conductivité thermique de $0,66\text{W/mK}$, et le contact est complété par une couche de pâte thermique appliquée sur toute la surface du bloc de cuivre. Ce bloc remplit deux fonctions : tout d'abord, refroidir la puce, puisqu'il est parcouru par un liquide de refroidissement. De plus, il abrite deux fils, le U et le I macroscopiques (U_{Mac} et I_{Mac}), utilisés pendant la phase de MOT et CMOT, représentés figure 3.25.

C'est la présence du guide d'onde coplanaire qui impose une structure à deux étages pour notre puce. En effet, on préfère éviter les croisements entre les fils du guide d'onde et d'autres conducteurs, sous peine de créer des réflexions parasites. C'est pourquoi tous les fils orthogonaux

à la ligne de transmission sont placés sur la puce de base, tandis que les fils parallèles sont situés sur la puce de recherche.

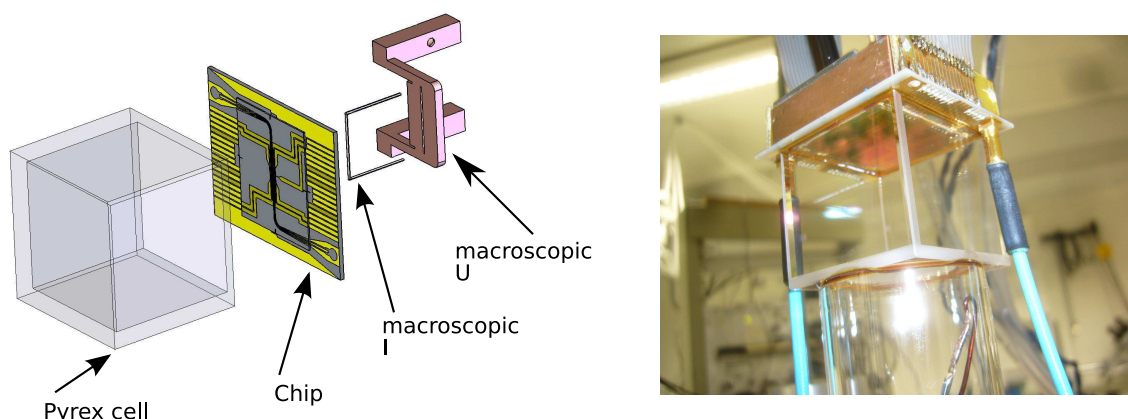


FIG. 3.25 – A gauche : la puce complète. Celle-ci est collée sur une cellule de spectroscopie, permettant l'accès optique. Au dos de la puce sont collés deux conducteurs supplémentaires, le U macroscopique, pour générer le champ quadrupolaire du MOT, et le I macroscopique, utilisé pour le CMOT et le piège magnétique initial. A droite : photo de la puce montée sur le dispositif expérimental. On voit ici la puce collée sur la cellule, ainsi que le haut de la transition verre-métal, avec à l'intérieur un des deux dispensers de Rubidium. Les câbles coaxiaux (en bleu) sont connectés à la ligne de transmission. Au-dessus de la puce on peut voir le bloc de cuivre servant au refroidissement de la puce ainsi que les câbles nappes alimentant les fils.

3.6.2 Courants D.C.

Le fil central de la ligne de transmission est le fil de piégeage principal de la puce. Il assure le confinement transverse des atomes. Des Tés de polarisation permettent de coupler à la fois le signal micro onde à la ligne de transmission et le courant D.C. au fil central. Sa largeur est de $50\mu\text{m}$, et sa résistance est d'environ $1,5\ \Omega$; il a été testé pendant plusieurs minutes avec des courants allant jusqu'à 5 ampères.

Un schéma du centre de la puce est donné figure 3.26. On trouve quatre fils parallèles au guide d'onde, les fils SC1, SC2, SC-1, et SC-2. SC1 est utilisé pour le couplage du signal R.F., comme on le verra ci-après. SC2, SC-2, SC-1 et SCd sont des fils supplémentaires donnant plus de souplesse au montage, notamment pour créer des pièges « dimple », plus confinants.

Il reste alors à « fermer le piège » en assurant le confinement longitudinal des atomes. C'est le rôle des conducteurs situés sur la puce de base. Le fil BC0 est centré, et peut être utilisé pour générer un « dimple », ou un piège Ioffe-Pritchard. Les autres conducteurs fonctionnent par paires, BC1/-1, 2/-2, etc... et peuvent être utilisés en configuration parallèle pour créer des pièges quadrupolaires, ou anti-parallèle pour créer des pièges Ioffe Pritchard de fréquence longitudinale de plus en plus basse selon la paire utilisée.

3.6.3 Configurations de champs magnétiques type

Les pièges que nous utilisons dans notre cycle expérimental sont de deux natures : quadrupolaires pour le CMOT, et harmoniques pour les différents pièges magnétiques. Les courants maximum que nous utilisons pendant le cycle expérimental sont de 5 A pour les fils de la puce de base, dont la résistance est d'environ $0,5\ \Omega$, et de 3 A pour le fil central du guide d'onde dont la résistance est de $1,5\ \Omega$. Le I macroscopique peut supporter un courant allant jusqu'à 13 A, tandis que le U peut être utilisé avec un courant de 40 A.

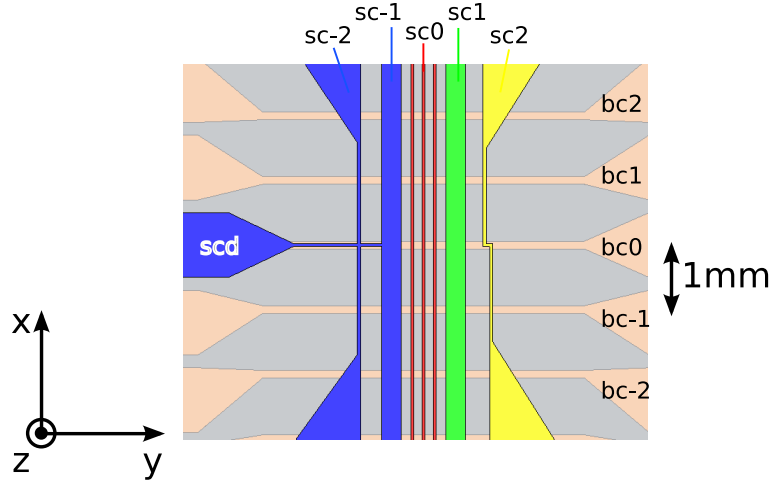


FIG. 3.26 – Centre de la puce de recherche. La ligne de transmission est représentée en rouge. Le fil central, SC0, peut également transmettre un courant continu. Les fils de la puce de base BC4 à BC-4 sont orthogonaux à la ligne de transmission (on ne voit sur le schéma que les fils BC2 à BC-2, en rose). Le fil SC1 (en vert) est utilisé pour transmettre le signal R.F. Les fils SC2, SC-2, SC-1 et SCd peuvent être utilisés comme fils de secours, ou pour tester des géométries différentes.

La configuration utilisée pour le MOT est générée uniquement à l'aide du U macroscopique et des bobines B_y et B_z . Les champs quadrupolaires utilisés pour le CMOT ont une géométrie en « H » : on combine les fils SC0, BC2 et BC-2, et les bobines y et z . On peut également ajouter le I macroscopique pour augmenter le gradient transverse.

Les pièges harmoniques que nous avons utilisés jusqu'à présent sont générés simplement par deux fils perpendiculaires, les fils SC0 et BC0, et les bobines B_x et B_y . Nous avons trouvé cette géométrie particulièrement efficace pour le chargement du piège magnétique initial, et l'avons préférée au piège en « H ». Il n'est cependant pas exclu que nous utilisions cette configuration pour tester un piège d'interrogation de fréquence longitudinale très basse (quelques Hz), en utilisant les fils BC3 et BC-3, voire BC4 et BC-4, combinés au fil SC0.

3.6.4 Signaux A.C.

Nous avons besoin dans notre cycle expérimental de trois signaux A.C. principaux :

- Le signal radio fréquence pour le refroidissement par évaporation forcée.
- Le signal radio fréquence d'interrogation.
- Le signal micro-onde d'interrogation.

Nous avons choisi de coupler ces trois signaux directement à des fils de la puce, plutôt que d'utiliser des antennes externes ou une cavité micro-onde. Ce choix était motivé par des raisons de compacité, mais également pour le grand degré de contrôle qu'offre l'utilisation d'un guide d'onde intégré à la puce.

R.F.

Les signaux R.F. de refroidissement et d'interrogation sont tous deux couplés au fil SC1, sur la puce de recherche. C'est donc directement le champ magnétique R.F. généré par le fil qui est utilisé pour exciter des transitions entre les sous-niveaux Zeeman du ^{87}Rb . Nous utilisons pour générer le signal R.F. des D.D.S. commerciales SRS DS345, qui permettent notamment la génération de rampes de fréquences, et peuvent être pilotés informatiquement.

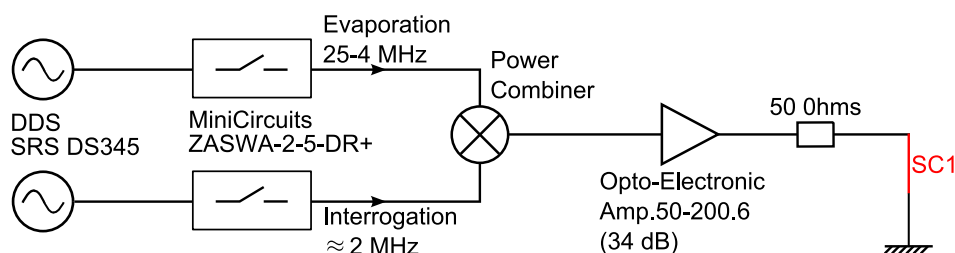


FIG. 3.27 – Circuit permettant de coupler le signal RF au fil SC1. Les deux interrupteurs commandés permettent d'utiliser l'une ou l'autre des deux D.D.S. Le signal est amplifié d'environ 30dB par l'amplificateur. Une résistance dissipe la puissance R.F.

Les composants électroniques R.F. étant généralement conçus pour travailler avec une charge de $50\ \Omega$, il est nécessaire de mettre le fil en série avec une résistance afin de terminer la ligne (voir figure 3.27). De plus, le bruit des générateurs SRS dû à l'apparition de bandes latérales devenant plus important lorsqu'on augmente leur puissance de sortie, nous les utilisons à basse puissance et amplifions leur signal. Nous avons également ajouté un interrupteur commandé, afin d'atténuer complètement le signal lorsque c'est nécessaire. De plus, les signaux d'interrogation et de refroidissement étant générés par deux sources différentes, nous utilisons un mélangeur afin coupler indépendamment les deux signaux à la même charge.

La puissance maximale que l'on peut donc fournir au fil est de 1W, cependant on se limite à des puissances bien inférieures ; on demande typiquement -12 dBm au générateur pour l'évaporation, qui donne une puissance de 12 dBm au niveau de la résistance de charge, après amplification et pertes dans les différents composants.

Nous avons rencontré un problème lors de la première utilisation du fil SC1 pour la génération du signal R.F. dû à l'inductance du fil. En effet, l'ensemble du circuit « fil plus câble » peut se comporter comme un circuit LC à cause de l'inductance du fil et de la capacité linéique des câbles, et se comporter comme un réjecteur de bande. Ainsi nous avons effectivement constaté qu'une bande de fréquences centrée sur 15 MHz était rejetée, dans la gamme utile pour l'évaporation. Nous avons pu résoudre le problème en reprenant les liaisons des masses des différents composants du système ainsi que la longueur de câble utilisée, changeant ainsi la capacité totale du circuit et la fréquence rejetée.

Micro-onde

Le guide d'onde coplanaire est constitué de trois conducteurs parallèles : le cœur, qui est le fil central, et les deux fils extérieurs qui sont mis à la masse. Le signal micro onde oscille ainsi entre le cœur et les fils externes, comme il oscillerait entre le cœur et la gaine d'un câble coaxial. Notre guide d'onde a été optimisé pour satisfaire à différentes conditions :

- Présenter un maximum de transmission à 6,834 GHz
- Permettre d'obtenir des fréquences de Rabi suffisamment élevées (1 kHz) avec des puissances micro-onde raisonnables (0dBm), à une distance de la puce de l'ordre de $200\ \mu\text{m}$. La fréquence de Rabi induite par le champ proche de la micro-onde est inversement proportionnelle à la distance à la puce [18]
- Être constituée de conducteurs pouvant supporter un courant D.C. de 3A.

Notre guide présente la géométrie suivante : les trois conducteurs parallèles ont une largeur de $50\ \mu\text{m}$, et sont séparés entre eux de $175\ \mu\text{m}$. C'est cette distance qui donne l'ordre de grandeur de la zone de champ proche du guide d'onde, et nous l'avons choisie suffisamment grande pour que les atomes ne soient pas sensibles aux corrugations des conducteurs, mais inférieure à la

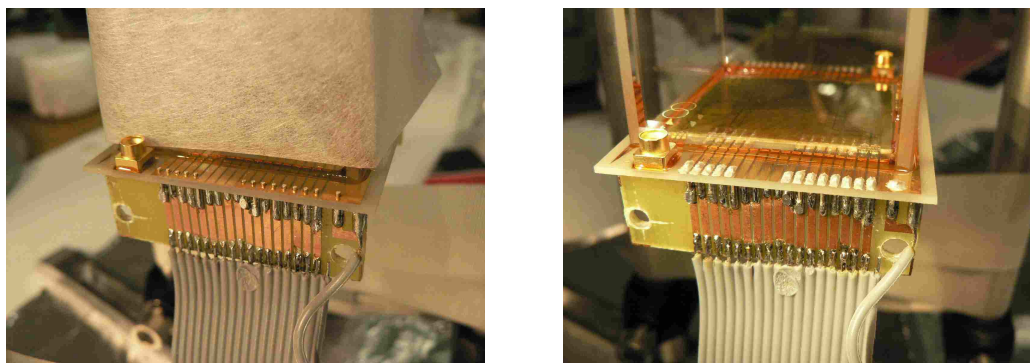


FIG. 3.28 – Broche de connection des fils de la puce avant et après collage. La colle conductrice utilisée est l'Epotek H20E PFC, que nous avons cuite à 80 degrés pendant trois heures en plaçant la puce et la cellule sous étuve. La broche elle-même est également collée à la puce, à l'aide d'araldite à prise lente.

distance qui sépare les deux puces, afin d'éviter des couplages parasites du signal. L'impédance au centre de la ligne de transmission est de $80\ \Omega$, c'est pourquoi elle est évasée progressivement pour passer de $50\ \Omega$ au niveau des connecteurs à $80\ \Omega$ au centre.

Nous avons mesuré une transmission de -7 dB pour notre guide d'onde, suffisante pour obtenir une puissance de l'ordre de 0 dBm au centre du guide.

3.6.5 Accès électrique et alimentation

La connection électrique des fils de la puce vers l'extérieur est simplifiée par le fait que celle-ci n'est pas placée sous vide. La soudure à l'étain n'est pas souhaitable, à cause de sa température trop élevée, qui impliquerait de souder avant de coller la cellule et rendrait le collage plus difficile. La soudure à l'indium semble également difficile, car l'étain et l'indium, ainsi que l'argent et l'indium, réagissent chimiquement, et la conductivité de la soudure diminue avec le temps. Nous avons donc choisi d'utiliser une colle conductrice, chargée de particules d'argent.

Les fils de la puce de base sont tous traversés par des trous, à travers lesquels nous avons choisi de passer une broche de fils d'argent, collés à la puce à l'aide d'une colle conductrice (Epoxy H20E pfc chargée de particules d'argent); de l'autre côté de la broche, on soude à l'étain les câbles nappe alimentant la puce (figure 3.28). Le collage présente l'avantage d'utiliser des éléments qui ne devraient pas réagir chimiquement entre eux; les particules d'argent ne réagissent pas avec les fils argentés, ni avec l'or des pistes de la puce; la conductivité de la connexion ne devraient donc pas diminuer avec le temps. Des tests de vieillissement accéléré ont confirmé la stabilité chimique du contact. En passant un courant 10 fois plus élevé que le courant nominal prévu pendant trois jours, la résistance du collage n'a pas changé.

La colle doit être chauffée à une température minimale de 80°C pour prendre. C'est la température que nous avons utilisée, afin de ne pas porter la cellule et la puce à une température trop élevée. Le temps de cuisson nécessaire est alors de trois heures. Nous avons utilisé pour cela une simple étuve. Une mesure de la résistance totale « câble nappe + connecteur + fil de la puce » montre que la résistance des contacts n'est pas supérieure à 0,2 Ohms.

Les fils SC0 et BC0, utilisés pour le piège d'horloge sont alimentés par des sources de courant ultra-stables. Les autres fils de la puce sont alimentés par des alimentations commerciales Delta ES 030-10. Le I macroscopique est alimenté par une Delta SM 120-13, et le U macroscopique par une Delta SM 15-100.

3.7 Chaîne de synthèse micro onde

La chaîne de synthèse micro onde utilisée pour générer les impulsions d'interrogation est un élément déterminant de notre dispositif. Rappelons en effet que, dans une horloge atomique, le bruit de l'oscillateur local est transmis au signal d'horloge par l'effet Dick [13]. Nous avons donc développé une chaîne de synthèse micro-onde, basée sur l'architecture utilisée dans notre laboratoire pour ce type de chaîne.

Nous décrivons brièvement le principe de fonctionnement de cette chaîne, et en donnons les performances. Une étude complète peut être trouvée ici [106].

3.7.1 Principe de fonctionnement

Le signal d'horloge à 6,834 GHz est synthétisé à partir du signal de référence du SYRTE à 100 MHz, obtenu notamment à l'aide de l'oscillateur cryogénique MOLLY. Ce signal est réparti entre trois bras (figure 3.29) :

- Dans le premier, la fréquence doublée puis utilisée comme référence par une D.D.S. (Direct Digital Synthesis) pour générer un signal à 34 MHz, dont la fréquence peut-être programmée par ordinateur.
- Dans le second, la fréquence du signal est doublée puis le signal est amplifié avant de traverser une ligne de transmission non linéaire, générant un peigne de fréquences aux harmoniques de 200 MHz. La « dent » à 6,4 GHz est utilisée, avec le signal à 34 MHz, pour verrouiller en phase un D.R.O. (Dielectric Resonator Oscillator, que l'on peut accorder mécaniquement) qui fournit un signal à 6,434 GHz.
- Le dernier bras permet de contrôler la puissance de sortie de la chaîne. Il génère un signal à 400 MHz, mélangé au signal du D.R.O. pour obtenir le signal d'interrogation à 6,834 GHz. Ce bras comprend notamment un atténuateur variable et un interrupteur R.F., permettant d'ajuster ou couper la puissance micro-onde.

La chaîne fournit donc un signal à 6,834 GHz, accordable mécaniquement sur une plage de 30 MHz et électroniquement sur une plage de 6 MHz, d'une puissance maximale de 12 dBm, avec une dynamique de 30 dB. L'atténuation maximale du signal de sortie est de -100 dB.

3.7.2 Performances

Les performances de notre chaîne en terme de bruit de phase ont été évaluées par Fernando Ramirez [106] par battement avec une deuxième chaîne de synthèse légèrement différente, réalisée par une autre équipe du SYRTE, et de performances équivalentes. Le bruit de phase du signal est de $-85\text{dB}\cdot\text{Rad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz, mesure présentée figure 3.30, qui se transcrit en une stabilité de fréquence 10^{-14} à une seconde, conforme à nos exigences.

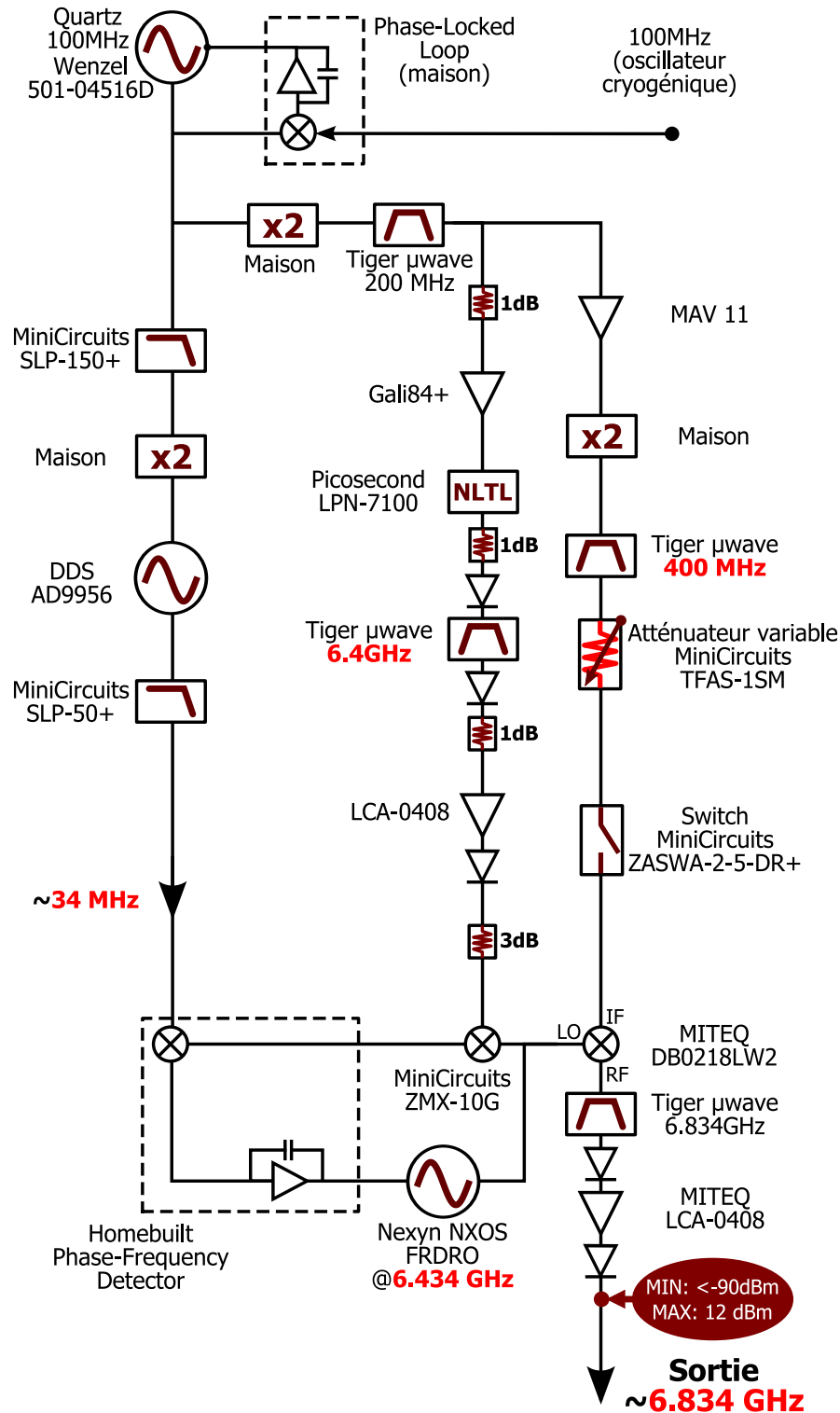


FIG. 3.29 – Chaîne de synthèse micro-onde. Le signal de référence à 100 MHz est utilisé pour verrouiller en phase un quartz et distribuer son signal aux trois bras de la chaîne. À gauche, une D.D.S. génère un signal à 34 MHz. Au centre, une ligne de transmission non linéaire génère un signal à 6,4 GHz. La sortie à 6,34 GHz d'un D.R.O. est mélangée au signal à 6,4 GHz puis au signal de la D.D.S., fournissant ainsi un signal d'erreur pour le verrouiller en phase. À droite, le signal à 400 MHz est finalement ajouté au signal du D.R.O. pour obtenir le signal d'interrogation à 6,834 GHz. Les composants conçus au laboratoire sont indiqués comme composants « maison ».

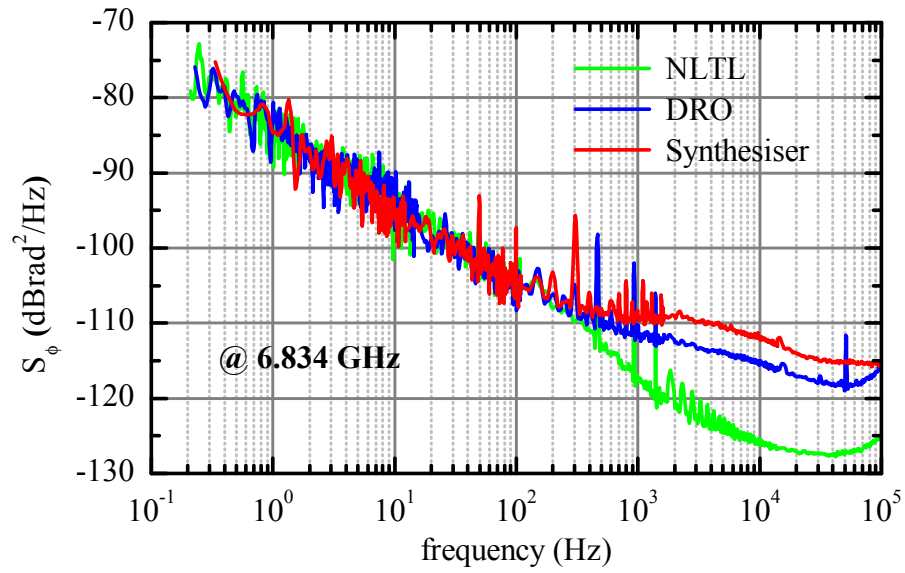


FIG. 3.30 – Bruit de phase de la chaîne de synthèse micro-onde mesuré par battement de deux dispositifs similaires. En vert : bruit de phase après la ligne de transmission non linéaire ramené à 6,834 GHz. En bleu : bruit de phase du D.R.O.verrouillé en phase, ramené à 6,834 GHz. En rouge : bruit de phase du signal de sortie de la chaîne. On obtient $-85 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz, correspondant à une stabilité de 10^{-14} à une seconde.

Chapitre 4

Refroidissement atomique - résultats expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la préparation des atomes en vue de l'interrogation de Ramsey.

Celle-ci est divisée en deux étapes : le refroidissement par laser, qui permet de refroidir les atomes à une température de $10\ \mu\text{K}$ avant de les transférer au piège magnétique, et l'évaporation forcée dans le piège magnétique, qui permet d'atteindre une température inférieure au micro Kelvin, et d'obtenir, au choix, un condensat de Bose Einstein ou un nuage d'atomes ultra-froids.

Les pertes atomiques dans le piège d'interrogation ont été caractérisées pour chacun des états d'horloge et dans le cas d'une superposition cohérente.

4.1 Refroidissement magnéto-optique et mélasse optique

On collecte les atomes de la vapeur de ^{87}Rb délivrée par le dispenser à l'aide d'un piège magnéto-optique, et on les refroidit à l'aide d'une mélasse optique, avant de les charger dans le piège magnétique initial.

4.1.1 Pièges magnéto-optiques

Il est nécessaire, pour piéger un grand nombre d'atomes en un temps relativement court, de créer un piège magnéto-optique ayant un volume de capture important [89]. On utilise pour cela les faisceaux de refroidissement, dont le diamètre est de 18mm. Le quadrupole magnétique est créé à quelques mm de la puce, afin qu'elle ne réduise pas le volume de chargement [47], avec des gradients relativement faibles $\left(\frac{\partial B}{\partial x} = 0,3\text{G/cm}; \frac{\partial B}{\partial y} = 10\text{G/cm}; \frac{\partial B}{\partial z} 13,5\text{G/cm}\right)$, générés par le U macroscopique, qui est le fil le plus large de notre montage, et les bobines Bx, By et Bz.

Il est important d'augmenter au maximum le nombre d'atomes collectés dans le MOT, puisqu'il fixe le nombre d'atomes disponibles pour la mesure d'horloge. Le moyen le plus direct pour cela est d'augmenter la pression de Rubidium dans la cellule, et donc le nombre d'atomes qui entrent dans la zone de capture du piège par seconde. On se heurte alors à une autre limite : la durée de vie des atomes dans le piège magnétique, qui dépend elle aussi de la pression, à cause des collisions avec les atomes du gaz résiduel à température ambiante. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre nombre d'atomes et durée de vie, qui a abouti pour nous à une pression de $1,35 \times 10^{-9}\text{mbars}$ dominée par le Rb.

Nous piégeons ainsi 15 millions d'atomes dans notre piège magnéto-optique initial, en programmant une durée de chargement de 10 secondes. Les atomes sont refroidis à une température

d'environ 1 mK, le désaccord utilisé étant de $-2,7\Gamma$. La figure 4.1 présente le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique en fonction de la durée de chargement du MOT, avec un courant de 3,95 A dans le dispenser de Rb. Le nombre d'atomes capturés dans un MOT est de la forme :

$$N(t) = N_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (4.1)$$

où τ est la durée de vie des atomes dans le MOT. La courbe rouge correspond à un ajustement de cette fonction aux données expérimentales, donnant une durée de vie $\tau = 4,8\text{s} \pm 0,2\text{s}$ (l'incertitude donnée provient de l'ajustement des données).

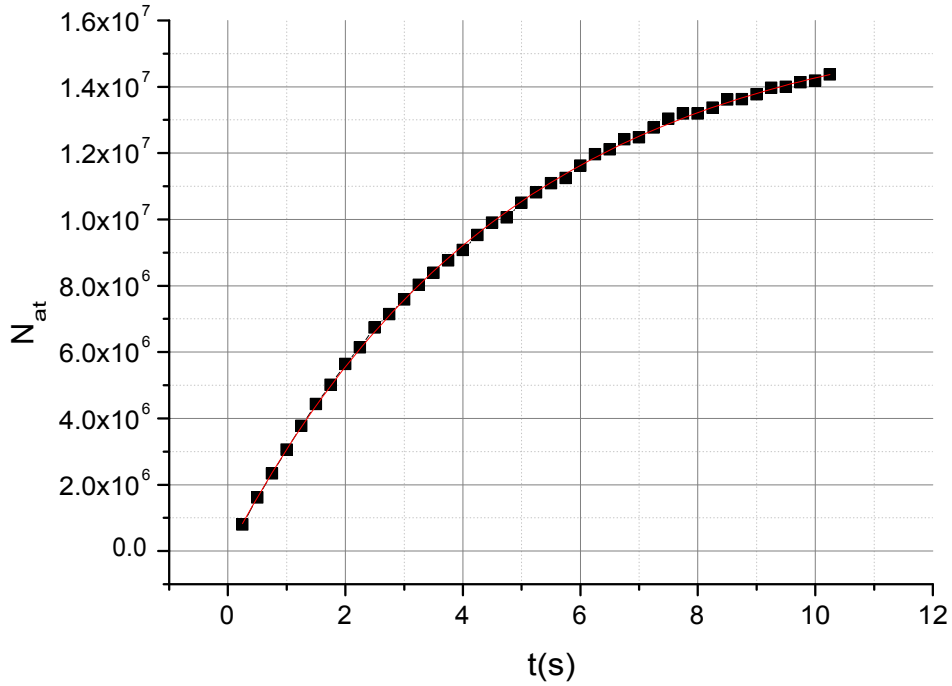


FIG. 4.1 – Chargement du piège magnéto-optique. On mesure le nombre d'atomes dans le MOT en fonction de la durée de chargement t . Le courant du dispenser est de 3,95 A. La constante de temps de la courbe d'ajustement est de $4,8\text{ s} \pm 0,2\text{ s}$

Une fois les atomes piégés dans le MOT, on souhaite les rapprocher de la puce et comprimer le nuage, et ce pour deux raisons :

- Le piège magnétique doit être formé à une distance inférieure à $400\mu\text{m}$ de la puce afin d'être suffisamment profond. En effet, la condition sur la profondeur du piège $5k_B T < |\mu_m B_{max}|$ où μ_m est le moment magnétique des atomes (cf 2.1.4) implique d'avoir $B_{max} > 7,4\text{G}$ pour des atomes dans l'état $|1, -1\rangle$ à une température de $50\mu\text{K}$; B_{max} est donné par le champ de biais transverse [50], on en tire alors la distance maximale d'un piège formé avec $B_y = 7,4\text{G}$ et $I_{SC0} = 3\text{A}$: $d = \frac{\mu_0 I_{SC0}}{2\pi B_y} = 810\mu\text{m}$ Il est donc nécessaire de rapprocher les atomes de la puce, en déplaçant le centre du quadrupole du piège magnéto-optique.
- L'efficacité du refroidissement évaporatif dépend directement de la densité initiale du nuage. Ainsi, plus on démarre avec un taux de collisions élevé, plus le refroidissement est rapide (voir [50] ou encore [93]). C'est pourquoi il est nécessaire de comprimer le nuage autant que possible dans ce que l'on appelle le piège magnéto-optique comprimé (C-MOT pour Compressed MOT en anglais).

Le C-MOT nécessite donc l'utilisation de gradients de champ magnétique plus importants,

respectivement 0,6 G/cm, 21 G/cm et 27 G/cm selon les axes x , y et z . On utilise pour le CMOT le I macroscopique, le fil central du guide d'onde coplanaire SC0 et les bobines x , y et z .

4.1.2 Mélasse optique

Après le C-MOT, les atomes sont encore relativement « chauds », avec une température de l'ordre quelques centaines de μK , et il est nécessaire de réduire cette température à environ $10\mu K$ avant de les pomper dans l'état fondamental de la transition d'horloge et de les piéger magnétiquement. On désire en effet charger le piège magnétique initial avec une température aussi basse que possible, afin de démarrer le refroidissement par évaporation avec une densité dans l'espace des phases élevées. On utilise pour cela une « mélasse optique » en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ qui refroidit les atomes en-dessous de la limite Doppler grâce à l'effet d'un gradient de polarisation [92].

La mélasse optique nécessite l'absence de champ magnétique. Il est donc nécessaire de couper le courant circulant dans les fils et les bobines rapidement après le CMOT, afin d'éviter une expansion trop importante du nuage. C'est pourquoi nous avons incorporé les interrupteurs décrits section 3.5.2. Afin d'être sûrs que le champ était bien nul lorsque les blindages n'étaient pas installés, nous avons effectué une mesure du champ magnétique résiduel par effet Hanle [107] selon les trois axes x , y et z . Nous avons ainsi pu compenser ce champ résiduel à l'aide des bobines de compensation. De cette manière, la température des atomes après une mélasse de 3 ms avec un désaccord de -11Γ était de $8,5\mu K$, pour un nombre total de 10^7 atomes.

Après la fermeture des blindages, nous avons été confrontés à un problème de taille : probablement à cause de courants de Foucault, la décroissance du champ magnétique vers 0 après la coupure du courant dans les bobines est passée de 2,5 ms à 13 ms. Nous avons mesuré par effet Hanle le champ magnétique résiduel selon l'axe z après différentes durées de mélasse, et constaté une décroissance exponentielle avec un temps caractéristique mesuré de $13,54 \pm 0,15$ ms (voir figure 4.2) Nous attribuons l'apparition de courants de Foucault au contact électrique entre les blindages et le chapeau optique. Il n'est cependant pas aisé d'isoler électriquement le blindage maintenant que l'expérience est montée, c'est pourquoi nous avons préféré compenser le champ résiduel de manière dynamique à l'aide de la bobine de compensation BzC, la décroissance du champ ayant été mesurée précisément. Avec cette compensation, la température des atomes après une mélasse de 4 ms avec un désaccord de -22Γ est alors de $14\mu K$, permettant de charger efficacement le piège magnétique initial. L'intensité des faisceaux est baissée à la fin de la mélasse, d'abord en diminuant l'efficacité du modulateur acousto-optique, puis en occultant totalement le faisceau à l'aide d'un interrupteur mécanique. Une optimisation complète de la température reste encore à faire.

4.1.3 Pompage optique

On obtient donc après la mélasse optique un nuage de 10^7 atomes à une température de $14\mu K$. Cependant les atomes sont encore répartis entre les différents sous-niveaux Zeeman. Il reste donc à les pomper optiquement dans un état dit « chercheur de champ faible, » que l'on peut piéger magnétiquement. On peut choisir avec notre montage de pomper vers $|F = 1, m_F = -1\rangle$ ou bien $|F = 2, m_F = 2\rangle$, en changeant la polarisation des faisceaux de pompes de σ^- à σ^+ , et leur désaccord.

Le pompage vers $|F = 2, m_F = 2\rangle$ utilise un champ directeur orienté selon l'axe y , et le faisceau de détection accordé sur la transition 2-3, polarisé σ^+ . L'impulsion de pompage dure

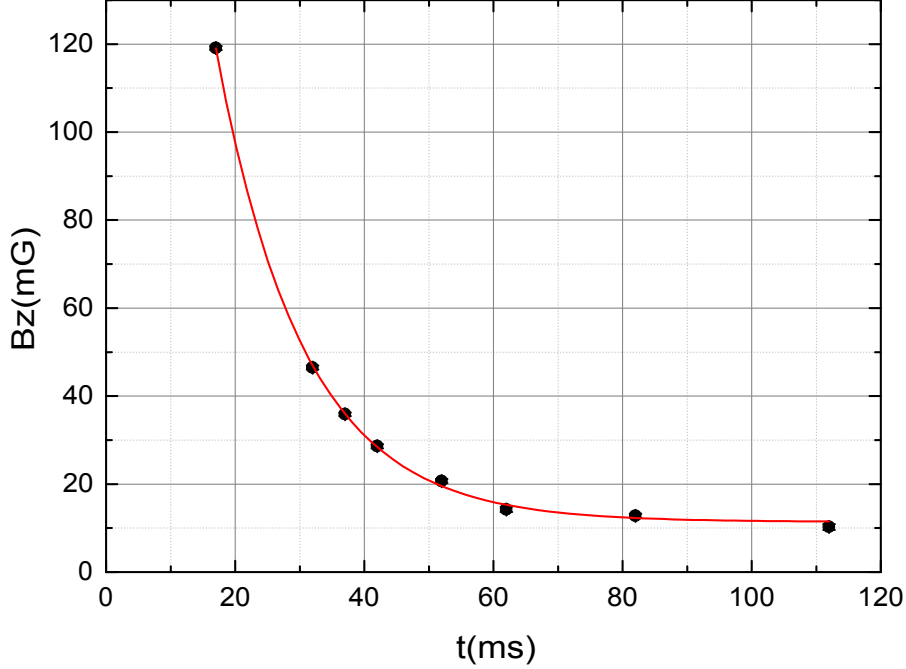


FIG. 4.2 – Champ magnétique résiduel selon l’axe z en fonction de la durée de la mélasse optique. Le champ est mesuré par effet Hanle à différents instants après la coupure du courant dans les bobines. En rouge, ajustement des données expérimentales par une courbe exponentielle. La constante de temps obtenue est de $13,54\text{ms} \pm 0,15\text{ms}$

typiquement 0,5 ms, et on perd moins de 1% des atomes lors du pompage.

Le pompage vers $|F = 1, m_F = -1\rangle$ utilise également un champ directeur orienté selon l’axe y , et les faisceaux de pompage 1-1 et 2-2, polarisés σ^- . Une détection utilisant l’effet « Stern Gerlach » permet de vérifier l’efficacité du pompage (cf. figure 4.3.) On détecte les atomes après un temps de vol de 7 ms pendant lequel on applique un fort gradient de champ magnétique selon l’axe vertical, afin de séparer spatialement les différents sous-niveaux Zeeman. On peut alors optimiser le pompage en maximisant le nombre d’atomes dans l’état souhaité. L’efficacité de pompage est inférieure à 100%, car on a une partie des atomes est pompée vers l’état anti-piégé $|F = 2, m_F = -2\rangle$.

4.2 Piège magnétique

4.2.1 Transfert

Les atomes étant suffisamment froids et préparés dans le bon état interne, il est alors possible de les charger dans un piège purement magnétique. Comme on l’a dit précédemment, il est crucial de ne pas réduire la densité dans l’espace des phases lors de ce transfert. Il s’agit donc de créer un piège centré sur le nuage, et dont les fréquences sont adaptées à la taille du nuage, pour ne pas perdre ou chauffer les atomes lors du chargement. Nous utilisons pour cela une géométrie de piège simple, généré par deux fils perpendiculaires (voir section 3.11). On

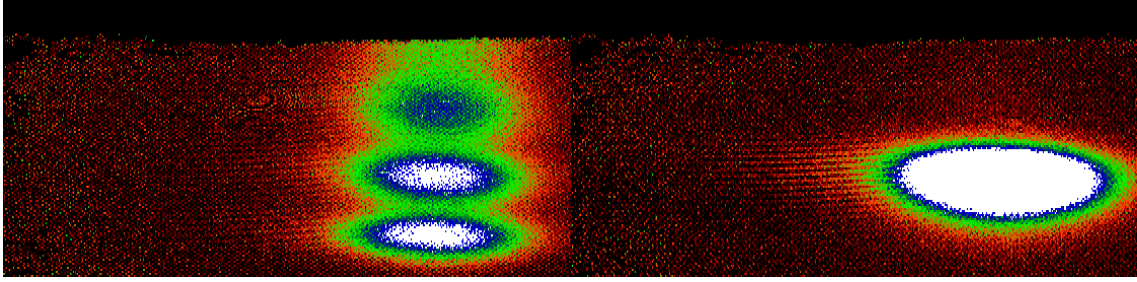


FIG. 4.3 – Analyse de l'efficacité du pompage optique. On cherche à pomper les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$. On passe un courant de 10 et 50 A dans le I et le U macroscopique pendant le temps de vol de 7 ms afin de créer un fort gradient de champ magnétique dans la direction verticale. A gauche : on détecte directement après la mélasse. On observe 4 des 5 différents m_F possibles, les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = -2\rangle$ étant projetés contre la puce. A droite : on détecte les atomes après pompage. Seul l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ subsiste.

On passe un courant dans le I macroscopique et dans le fil central du CPW, qui sont parallèles, et dans le fil BC0, auxquels nous ajoutons des champs homogènes dans les directions x et y (voir le tableau 4.1). Ainsi les fréquences de piégeage obtenues sont relativement faibles (24 Hz, 65 Hz, 55 Hz) et le piège reste suffisamment profond et éloigné de la puce avec une distance de $640\ \mu\text{m} < 800\ \mu\text{m}$. On charge dans ce piège jusqu'à 7×10^6 atomes, qui sont réchauffés lors du transfert et atteignent une température de $50\ \mu\text{K}$. L'efficacité du transfert dans le piège magnétique est donc de l'ordre de 66%, équivalente à ce qui est obtenu dans des expériences similaires.

$I_{\text{Mac}}(\text{A})$	$I_{\text{SC0}}(\text{A})$	$I_{\text{BC0}}(\text{A})$	$B_x(\text{G})$	$B_y(\text{G})$	$B_z(\text{G})$	$\omega_{\parallel}(2\pi\text{Hz})$	$\omega_{\perp}(2\pi\text{Hz})$	$d(\mu\text{m})$
11	3	3	10	18	0	24	60	640

TAB. 4.1 – Paramètres du piège magnétique initial. Il est volontairement formé loin de la puce, avec des fréquences faibles, afin d'optimiser le transfert des atomes depuis la mélasse optique.

4.2.2 Durée de vie de l'état $|2, 2\rangle$

Nous avons initialement travaillé dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$, dont le moment magnétique 2 fois plus élevé que $|1, -1\rangle$ permet de réaliser des potentiels plus confinants, favorables au refroidissement RF. Nous avons effectué les premières mesures de durée de vie pour cet état-ci. On mesure pour cela le nombre d'atomes après différentes durées de piégeage, et on ajuste une courbe exponentielle aux données expérimentales (figure 4.4). La durée de vie obtenue pour un nuage d'atomes refroidis à une température de quelques μK , dans un piège de fréquences (60 Hz, 300 Hz, 300 Hz), avec un courant de dispenser de 3,95 A, est de $2,8 \pm 0,1$ s. Nous avons constaté qu'elle était limitée par la pression de gaz résiduel dans la cellule. Ainsi, bien qu'il eut été préférable d'avoir une durée de vie un peu plus longue, la qualité du vide n'est pas un facteur limitant pour notre expérience, du moins pour des durées d'interrogation de l'ordre de la seconde.

4.2.3 Mesure des caractéristiques d'un piège magnétique

Un piège est caractérisé essentiellement par quatre paramètres : ses fréquences de piégeage, sa profondeur, la valeur du champ magnétique au centre du piège, et sa distance à la surface de la puce. Pour connaître ces différents paramètres, nous pouvons soit les mesurer directement,

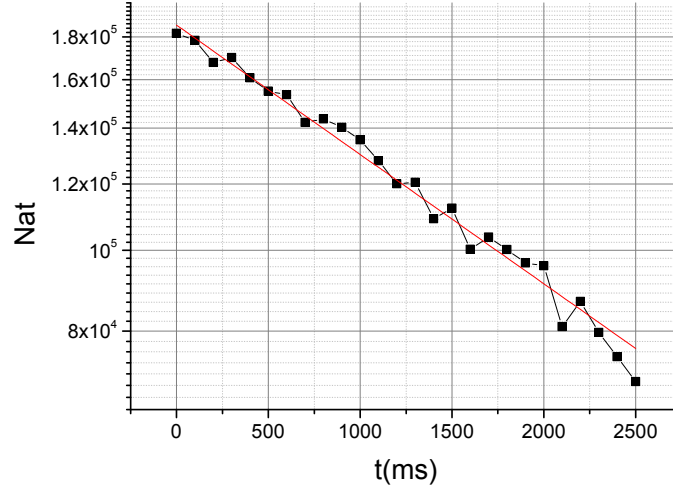


FIG. 4.4 – Mesure de la durée de vie de l'état $|2, 2\rangle$ dans un piège de fréquences (60 Hz, 300Hz, 300 Hz) On trace le nombre d'atomes en fonction de la durée de piégeage t . L'interpolation exponentielle (en rouge) donne une durée de vie de $2,8 \pm 0,1$ s.

soit les calculer à l'aide d'une simulation développée par Friedemann Reinhard qui calcule analytiquement les paramètres de piège en fonction des courants et champs utilisés.

Nous présentons ici les mesures de champ magnétique par spectroscopie RF, « l'étalonnage » de la simulation que nous avons dû effectuer, ainsi que les mesures des fréquences du piège.

Mesure du champ magnétique

La mesure du champ magnétique au centre du piège est évidemment une mesure cruciale dans notre piège d'horloge, et elle s'effectue *in fine* à l'aide d'une spectroscopie Ramsey sur la transition d'horloge. Cependant, il peut être important de connaître le champ « au fond du piège » pour les autres pièges également, et notamment pour déterminer la fréquence finale de la rampe d'évaporation.

On effectue pour cela une spectroscopie R.F. de la transition entre les états $|F = 1, m_f = -1\rangle$ et $|F = 1, m_f = 0\rangle$, similaire à la méthode présentée dans [108]. On utilise un nuage d'atomes pré-refroidis à une température proche du microKelvin, afin que tous les atomes soient localisés dans une zone où le champ est proche de sa valeur minimale. Dans notre piège de refroidissement, un nuage à $1\mu K$ a un diamètre longitudinal de $20\mu m$, sur lequel le champ varie de 4 mG. On applique un signal R.F. de fréquence fixe pendant une centaine de ms. On effectue un balayage de cette fréquence, et on observe un minimum du nombre d'atomes lorsqu'on est résonnant avec le champ magnétique au centre du potentiel, les atomes étant alors couplés à un état non piégé. Un exemple de mesure est présenté figure 4.5. On représente le nombre d'atomes dans le piège en fonction de la fréquence du signal R.F., et on détermine la fréquence pour laquelle le nombre d'atomes est minimum en ajustant une courbe lorentzienne aux données. On trouve ici un minimum pour $f_{RF} = 2,1$ MHz, soit $B_0 = f_{RF}/0,70 = 3$ G.

Le champ maximal vu par les atomes les plus chauds du nuage est plus facile à déterminer : on applique un signal de fréquence fixe pendant environ 100 ms, en partant d'une fréquence relativement haute (30 MHz dans notre cas, limite imposée par notre synthétiseur.) On réduit la fréquence jusqu'à induire des pertes dans le nuage, et cette fréquence nous donne donc le

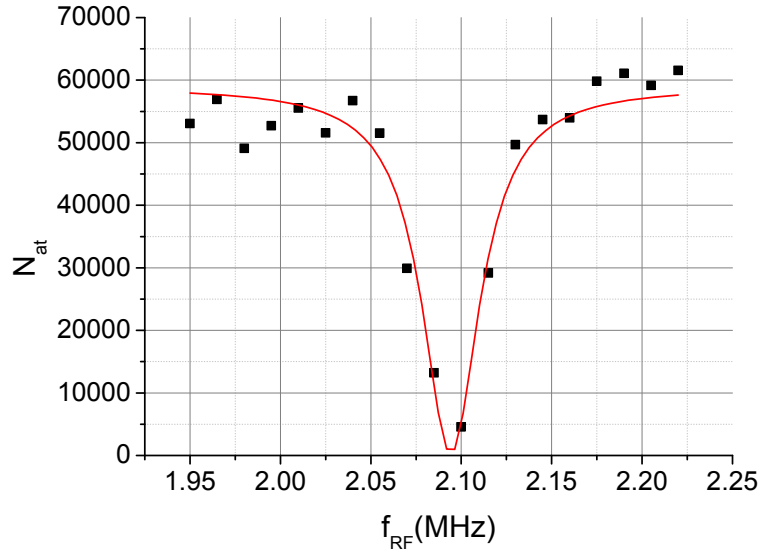


FIG. 4.5 – Mesure du champ magnétique au centre du piège. On mesure le nombre d’atomes en fonction de la fréquence f_{RF} du signal R.F. appliqué. On observe un minimum lorsque f_{RF} est égale à la fréquence de transition entre les niveaux $|F = 1, m_f = -1\rangle$ et $|F = 1, m_f = 0\rangle$. On ajuste les données expérimentales par une lorentzienne afin de déterminer la position du minimum, et on en déduit la valeur du champ magnétique. On obtient ici un minimum pour $f_{RF} = 2,1$ MHz, soit $B_0 = f_{RF}/0,70 = 3$ G.

champ perçu par les atomes les plus chauds par la relation $\hbar\omega_{RF} = \mu_m B_{max}$.

Mesure de la distance entre les deux puces - étalonnage de la simulation

Lors de nos premières mesures des paramètres de piégeage, nous avons constaté une différence importante entre les paramètres calculés et mesurés. La plupart des pièges que nous utilisons étant générés à partir de deux fils croisés appartenant respectivement à la puce de recherche et à la puce de base, nous nous sommes rendus compte que la distance d entre les deux puces était un paramètre important qui avait été entré dans la simulation comme un paramètre connu, mais qui n’avait jamais été déterminé. Nous avons donc entrepris de le mesurer à partir de mesures du piège, afin d’avoir un meilleur accord entre simulation et mesures.

On a, pour un piège généré à l’aide de courants dans les fils BC0 et SC0 et de champs homogènes B_x et B_y :

$$B_0 = \left| B_x + \mu_0 \frac{I_{BC0}}{2\pi(z_0 + d)} \right| \quad (4.2)$$

où

$$z_0 = \frac{\mu_0 I_{SC0}}{2\pi B_y} \quad (4.3)$$

Ainsi, si l’on connaît les courants et les champs utilisés, la mesure de B_0 en fonction de I_{BC0} doit donner une droite, dont la pente permet de retrouver la distance d recherchée. La mesure effectuée est présentée figure 4.6. On mesure le champ B_0 au fond du piège par spectroscopie R.F. (voir ci-dessus) pour différentes valeurs du courant I_{BC0} . La valeur de z_0 est calculée à partir des valeurs de I_{SC0} et B_y . Nous avons ainsi mesuré une distance de $360 \pm 30 \mu\text{m}$, différente de la distance de $250 \mu\text{m}$ que nous avons supposée initialement pour la simulation, qui correspond à l’épaisseur de la puce de recherche. Cette différence peut être due à la présence d’une couche de colle épaisse entre les deux puces, ainsi qu’à la hausse de température de la puce

due aux courants qui la parcourent, qui induisent probablement une dilatation de l'épaisseur des puces et de la colle.

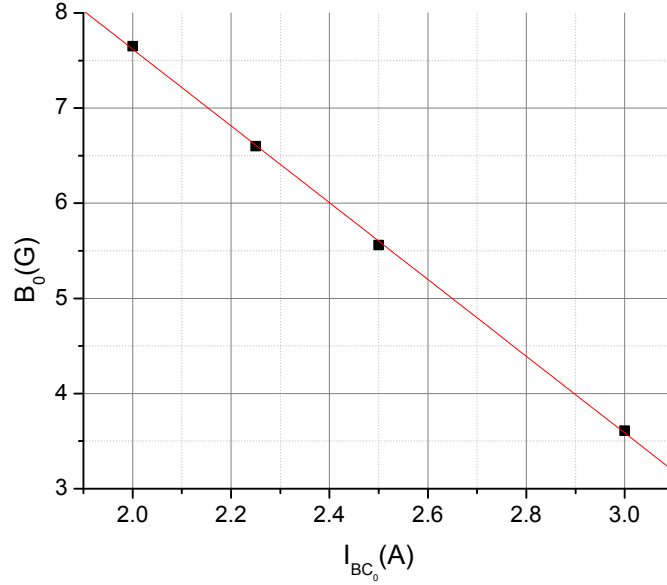


FIG. 4.6 – Mesure du champ au fond du puits en fonction du courant dans le fil BC0 par spectroscopie R.F. La courbe rouge est une régression linéaire effectuée sur les points de mesure. La pente obtenue est de $-4,03 \text{ G/A} \pm 0,06 \text{ G/A}$, qu'on utilise pour déterminer la distance entre les deux puces, conduisant à une valeur de $360 \mu\text{m} \pm 30 \mu\text{m}$.

Mesure des fréquences de piégeage

Pour connaître précisément les valeurs des fréquences du piège d'interrogation nous avons voulu utiliser une mesure par chauffage paramétrique des atomes [109]. Le principe du chauffage paramétrique est de moduler le potentiel de piégeage avec une fréquence f_{mod} afin de chauffer les atomes. On observe un chauffage pour les fréquences de modulation $f_{mod} = \omega/(\pi n)$ avec n entier, où ω est une des fréquence du piège. Les résonances sont d'autant plus fines que n est grand.

Nous présentons figure 4.7 un exemple de mesure de la fréquence de piégeage transverse. On se place dans un piège ayant pour paramètres $I_{SC0} = 3\text{A}$, $I_{BC0} = 3\text{A}$, $B_x = 15\text{G}$, $B_y = 44\text{G}$. La simulation donne pour ce piège des fréquences de (124 Hz, 2,33 kHz, 2,35 kHz). Pour moduler le piège, on passe à l'aide d'une D.D.S. un signal R.F. dans le fil SC2, parallèle à SC0. On utilise une puissance de 3 dBm en sortie de la D.D.S., correspondant à un courant pic-pic de 35 mA mesuré à l'aide d'une pince de courant. On applique ce courant pendant 300ms, et on mesure ensuite le diamètre du nuage après un temps de vol de 5ms en fonction de la fréquence de modulation. On observe alors une résonance pour $f_{mod} = 2,298\text{kHz} \pm 5\text{Hz}$.

On obtient donc un excellent accord entre les données simulées et mesurées. On remarquera que la mesure présentée ici est obtenue pour une fréquence de modulation égale à la fréquence de piégeage; il est probable que le chauffage induit ici ne soit pas paramétrique, car nous n'avons pas détecté de résonance à $f_{mod} = 4,6\text{kHz}$. En effet on module à la fois la fréquence de piégeage et la position du piège, qui peut également induire un déplacement du centre de

masse du nuage et un chauffage lorsque fréquence de modulation et fréquence de piégeage sont égales.

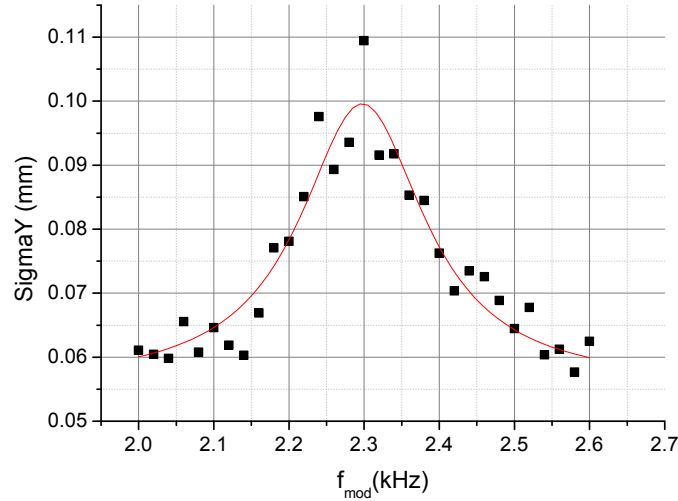


FIG. 4.7 – Mesure de la fréquence ν_y du piège. Abscisse : fréquence de modulation. Ordonnée : diamètre à $1/e$ de la distribution atomique après un temps de vol de 5 ms. En rouge : courbe Lorentzienne ajustée aux données expérimentales, de centre $f_{\text{mod}} = 2,298\text{kHz} \pm 5\text{Hz}$.

4.3 Condensation de Bose-Einstein

La condensation de Bose Einstein est un phénomène fascinant, et les travaux constants qu'elle entraîne depuis qu'il a été possible de l'observer dans un gaz d'atomes en témoignent. C'est aussi un défi expérimental, car, bien que les mécanismes permettant d'y accéder sont connus, on explore une gamme de température qui nécessite un soin expérimental accru. Notre expérience ayant pour objectif des mesures métrologiques, l'obtention d'un condensat avant la démonstration de l'horloge était un préalable logique, permettant ainsi de « qualifier » une partie du dispositif.

4.3.1 Mise en place du refroidissement évaporatif

Le refroidissement évaporatif permet de coupler les atomes les plus chauds du piège à des états non piégés, permettant aux atomes restants de se stabiliser à une température inférieure. Dans le régime d'emballlement de l'évaporation, la baisse de température est accompagnée d'une élévation de la densité atomique au centre du nuage, et permet ainsi d'atteindre la condensation de Bose-Einstein (voir partie 2.2.2). On utilise pour cela un signal radio-fréquence, dont la fréquence est réduite de manière exponentielle en fonction du temps. On génère la rampe à l'aide d'une D.D.S. commerciale SRS DS 345, programmée en GPIB, le signal étant couplé à un fil de la puce. Le refroidissement évaporatif suit presque directement le chargement du piège magnétique initial. Il est tout d'abord nécessaire de comprimer le piège, afin d'augmenter le taux de collision à deux corps dans le nuage. Plus ce taux sera important, plus le refroidissement pourra être rapide ([93]). Il faut cependant trouver un compromis car les pertes par collisions à trois corps qui deviennent trop importantes quand la densité devient trop élevée

($\gamma_{111} = 4,3 \times 10^{-9} \text{cm}^6/\text{s}$ [110]), et celles-ci sont indésirables car elles conduisent à un chauffage des atomes. On choisit en pratique le piège le plus comprimé possible dans lequel le refroidissement est encore efficace. Une méthode répandue est de séparer le refroidissement en deux phases, la première dans un piège très comprimé (avec des fréquences transverses de l'ordre de 5-6 kHz), puis dans un piège moins comprimé lorsque la densité devient trop importante [48].

Pour paramétrer la rampe de fréquence R.F. de refroidissement, il est alors nécessaire de mesurer le champ magnétique « au fond » du piège, et le champ maximal, afin de déterminer les fréquences initiales et finales de la rampe. On utilise pour cela les pertes induites par le signal radio fréquence, comme expliqué précédemment (voir 4.2.3). Il faut également déterminer la durée de la rampe exponentielle de fréquence, et son temps caractéristique. Le paramètre à optimiser ici est la densité dans l'espace des phases, qui doit augmenter lorsqu'on réduit la fréquence finale.

4.3.2 Difficultés expérimentales rencontrées

En pratique, on observe les paramètres température, densité atomique, et densité optique au centre du nuage. On optimise alors durée de rampe, puissance R.F., et décroissance de la puissance R.F. à la fin de la rampe. Pour une rampe donnée, un bon indicateur est la température en fonction du nombre d'atomes, mesurée pour différentes fréquences finales d'évaporation. Ne pouvant réduire la température du nuage en dessous du μK , c'est l'indicateur que nous avons choisi pour vérifier que nous étions dans le bon régime d'évaporation. Dans le cas de l'emballlement de l'évaporation, le logarithme de la température doit décroître linéairement avec le logarithme du nombre d'atomes (cf § 2.2.2). On mesure donc la température et le nombre d'atomes en fonction de la fréquence finale de la rampe R.F. Comme on le voit figure 4.8, quand on diminue trop la fréquence finale R.F. (en dessous de 4 MHz), on quitte le comportement linéaire.

Une explication possible est un taux de chauffage trop important des atomes dans le nuage, et nous avons en effet mesuré un taux de chauffage considérable de $2,3 \mu\text{K/s}$ dans un piège comprimé de fréquences (120 Hz, 1,2 kHz, 1,2 kHz). On refroidit pour cela les atomes à une température d'environ $1 \mu\text{K}$, puis on mesure l'expansion du nuage après un temps de vol fixe en fonction de la durée passée dans le piège de refroidissement après la fin de la rampe d'évaporation (voir figure 4.9).

Les fréquences du piège comprimé étant relativement faibles (120 Hz, 1,2 kHz, 1,2 kHz), les collisions à trois corps n'étaient pas notre suspect numéro 1. Nous avons donc axé notre recherche sur un bruit extérieur, R.F. ou B.F., pouvant constituer une source de chauffage. Nous avons ainsi éliminé plusieurs sources de bruits, et notamment :

- La jauge de pression, qui s'est avérée être la source de chauffage la plus redoutable. Nous ne l'allumons désormais que lorsque nous avons besoin de contrôler le niveau de vide.
- Les interrupteurs des bobines, mal filtrés, génèrent du bruit à quelques dizaines de kHz qui se propageaient aux autres sources de courant. Nous avons éliminé ce bruit en filtrant plus soigneusement les interrupteurs, à l'aide de condensateurs électrolytiques d'une capacité de quelques μF .
- Le câblage électrique de l'expérience a été refait soigneusement et les boucles de masse ont été réduites autant que possible.

Ces différentes améliorations ont significativement augmenté l'efficacité du refroidissement R.F., comme on peut le voir figure 4.10. Le taux de chauffage actuel, dans le piège d'interrogation, est d'environ 3nK/s pour des atomes dans l'état fondamental (voir figure 4.11).

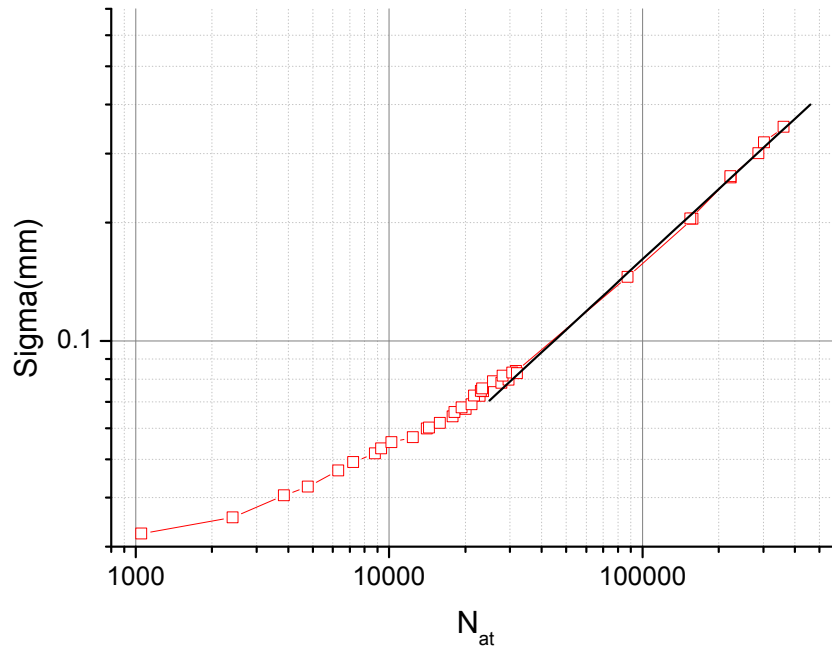


FIG. 4.8 – Taille du nuage en fonction du nombre d'atomes, en échelle log-log. $\text{Log}[\Sigma]$ est proportionnel à $\text{log}[T]$. Chaque point correspond à une fréquence finale différente pour l'évaporation, allant de 8 à 3,855 MHz de droite à gauche. Le courant dans le dispenser est de 3,8 A. La droite noire correspond à une régression linéaire effectuée sur les 6 premiers points.

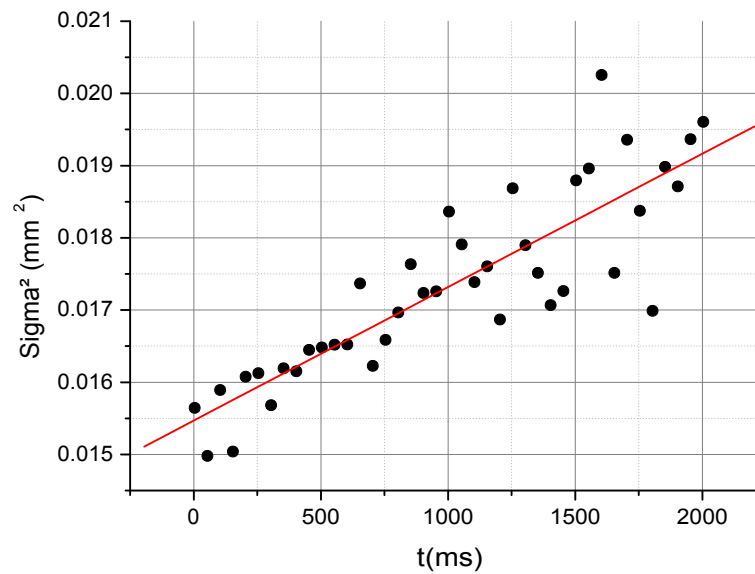


FIG. 4.9 – Taux de chauffage. On refroidit les atomes à une température d'environ $1\mu\text{K}$, puis on les garde dans le piège pour différentes durées t . On mesure l'expansion du nuage après un temps de vol fixe en fonction de la durée passée dans le piège, et on en déduit un taux de chauffage de $2,3 \mu\text{K/s}$.

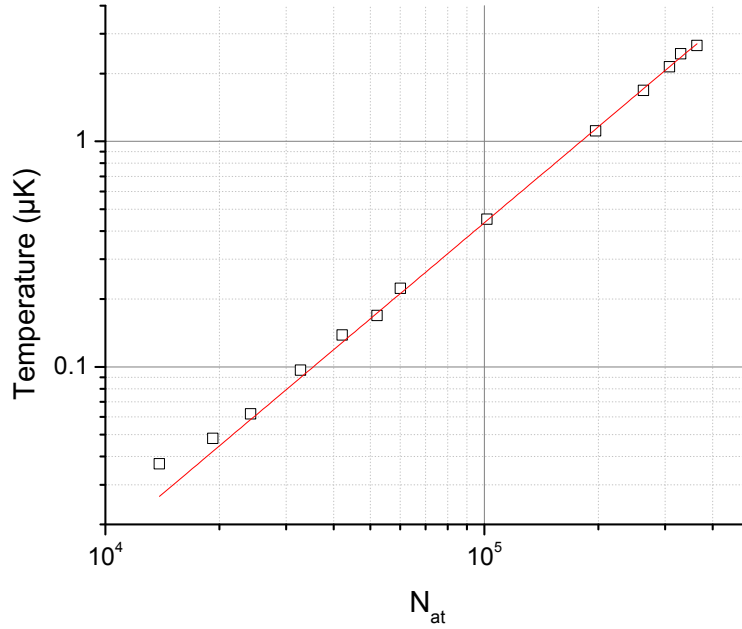


FIG. 4.10 – Température du nuage en fonction du nombre d’atomes, en échelle log-log, après réduction du taux de chauffage. Chaque point correspond à une fréquence finale différente pour l’évaporation, allant de 7 à 4,31 MHz de droite à gauche. Le courant dans le dispenser est de 4 A. La droite rouge correspond à une régression linéaire effectuée sur tous les points excepté les trois premiers. La température est mesurée dans un piège d’analyse de fréquences 43 Hz, 207 Hz, 224 Hz après un temps de vol de 10ms.

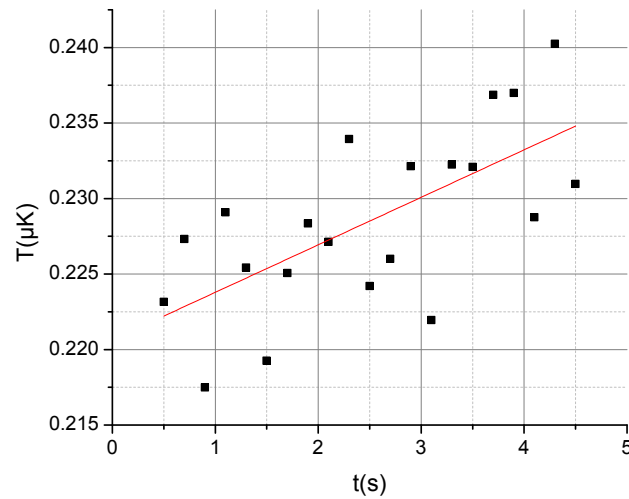


FIG. 4.11 – Taux de chauffage mesuré dans le piège d’interrogation, après réduction de différentes sources de bruit. On mesure directement la température après temps de vol, en fonction de la durée de piégeage des atomes. L’ajustement linéaire, en rouge, correspond à un taux de 3 nK/s.

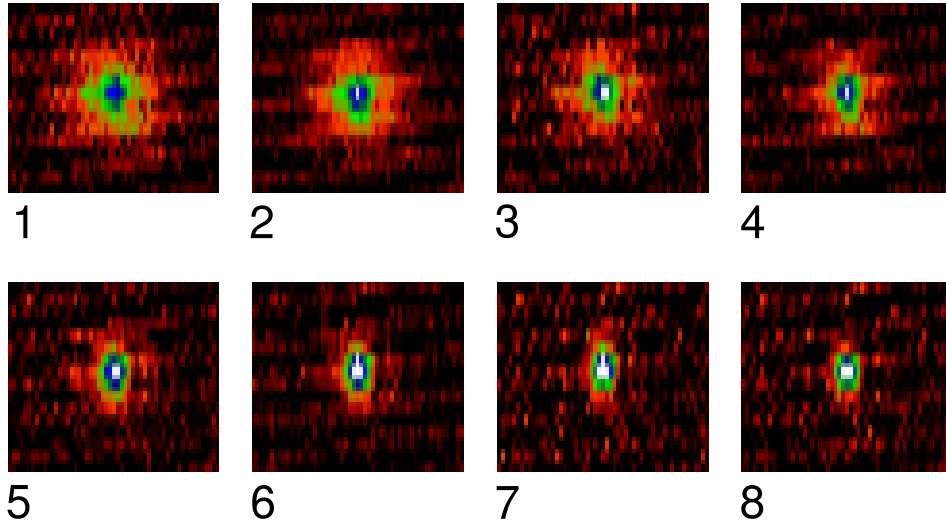


FIG. 4.12 – Premier condensat obtenu sur l'expérience TACC. Chaque image est prise après un temps de vol de 20 ms, et la fréquence finale de la rampe d'évaporation décroît entre les images 1 et 8. On observe ainsi la transition d'une distribution bimodale à un condensat pur. Le « halo » d'atomes thermiques disparaît, et la densité optique au centre du nuage augmente. On observe de plus l'anisotropie du nuage, qui après un temps de vol de 20 ms forme une ellipse dont le grand axe est vertical.

4.3.3 Obtention et caractérisation du condensat

La séquence retenue lors de l'obtention de notre premier condensat est la suivante :

- Une première rampe de 18 à 2,6 MHz, de 1,6s dans un piège de fréquences (120Hz, 1,2kHz, 1,2kHz).
- Une seconde rampe de 4 à 3,82 MHz, de 1,6s également, dans un piège de fréquences (120Hz, 1kHz, 1kHz).
- La détection s'effectue depuis un piège d'analyse de fréquences (60Hz, 300Hz, 300Hz).

Nous obtenons ainsi un condensat pur de 2000 atomes, en un temps de cycle total de 14 secondes. La figure 4.12 présente la transition entre un nuage bi-modal et un condensat pur de 2000 atomes. La fréquence finale est baissée progressivement entre les images 1 et 8, et les images 7 et 8 sont des condensats purs de 2000 atomes. La condensation se manifeste ici par deux phénomènes : la distribution bi-modale, avec l'apparition d'un pic central très dense, entouré d'un halo d'atomes plus chauds et non condensés, et l'inversion d'ellipticité du nuage. On observe en effet que le nuage après un temps de vol de 20 ms forme une ellipse dont le grand axe est vertical, tandis que l'axe lent du piège est l'axe horizontal.

Les fréquences des deux pièges étant très proches les unes des autres, nous avons ensuite réduit le refroidissement à une seule rampe de 3,3s, de 17,5 à 3,81 MHz, dans le second piège. Nous obtenons ainsi un condensat de 7×10^3 atomes. La figure 4.13 présente la distribution atomique après le refroidissement évaporatif. On passe d'un nuage thermique à 300 nK à un condensat pur de 6000 atomes.

Après avoir piégé et condensé les atomes dans l'état $|2, 2\rangle$, il restait à piéger et condenser les atomes dans l'état fondamental de la transition d'horloge. Il a suffi pour cela d'adapter courants et champs magnétiques afin d'obtenir les fréquences de piégeage mentionnées précédemment pour l'état $|1, -1\rangle$. Les différentes fréquences utilisées n'étant pas très élevées, nous avons pu les reproduire pour l'état $|1\rangle$ et obtenir ainsi un condensat de 7×10^3 atomes, avec une séquence de refroidissement quasiment identique.

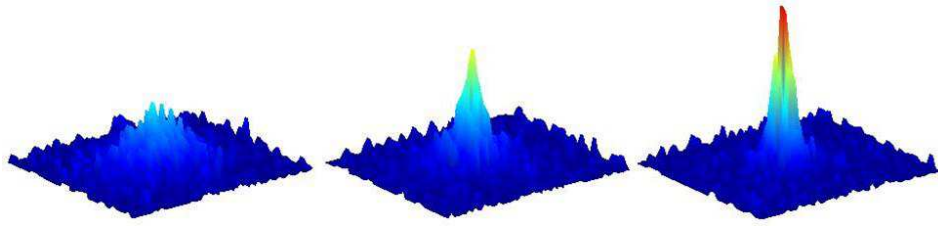


FIG. 4.13 – Condensation de Bose-Einstein. De gauche à droite, on passe d'un nuage thermique à 300nK à un condensat pur de 6000 atomes. Le pic de densité indique la vitesse quasi-nulle des atomes.

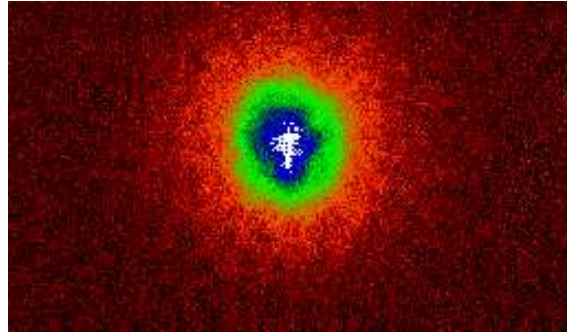


FIG. 4.14 – BEC dans l'état $|1, -1\rangle$. On image ici un nuage bi-modal selon l'axe x , après un temps de vol de 16,8 ms. On n'observe pas d'anisotropie selon cet axe, puisque les fréquences sont quasiment identiques selon les axes y et z .

Après fermeture des blindages et différentes optimisations supplémentaires sur la séquence et le dispositif, nous pouvons désormais produire des condensats de $3,4 \times 10^4$ atomes en 13 secondes. En réduisant cette durée à 9 secondes, on obtient encore $2,5 \times 10^4$ atomes dans le condensat. On peut ainsi choisir entre l'interrogation d'un condensat de $2,5 \times 10^4$ atomes, ou d'un gaz thermique de $4-5 \times 10^4$ atomes à une température proche de T_c . La figure 4.14 présente un nuage bi-modal d'environ 30 000 atomes dans l'état $|1, -1\rangle$, imagés selon l'axe x après un temps de vol de 16,8 ms.

4.4 Durée de vie du nuage ultra-froid : influence des collisions

Les atomes piégés magnétiquement peuvent être éjectés du piège par plusieurs mécanismes : collisions avec les atomes du gaz résiduel, collisions inélastiques entre atomes froids du nuage, chauffage induit par des bruits techniques... Ces différents phénomènes ont pour effet de limiter la durée pendant laquelle on peut garder les atomes dans le piège, que l'on appelle durée de vie τ , qui est l'inverse du taux de perte γ (dans le cas d'un taux de pertes constant). Ces pertes atomiques ont également pour effet de limiter la durée de cohérence d'une superposition atomique, comme on le verra dans le chapitre suivant (§ 5.2.1).

Pour nos états d'horloge, deux mécanismes principaux entrent en jeu : les pertes liées à la pression de gaz résiduel de l'enceinte, et les collisions inélastiques à deux corps. Deux phénomènes sont à l'origine des collisions inélastiques à deux corps : les collisions à échange de spin (*spin-exchange collisions* en anglais) et la relaxation dipolaire (*dipolar relaxation* en anglais), qui intervient avec un taux bien inférieur [35]. Les premières entraînent des transitions entre les différents états hyperfins lors de collisions à deux corps. Les différentes transitions

possibles entraînant des pertes dans notre système sont :

$$|2, 1\rangle + |2, 1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle + |2, 2\rangle \quad (4.4)$$

$$|2, 1\rangle + |1, -1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle + |2, 0\rangle \quad (4.5)$$

La conservation du moment cinétique interdit les collisions d'échange de spin pour les états $|1, -1\rangle$ et $|2, 2\rangle$, pour lesquels les collisions à deux corps sont inexistantes [110].

Ainsi, pour l'état fondamental, c'est la pression de gaz résiduel qui détermine la durée de vie. Les collisions inélastiques à deux corps sont négligeables, ainsi que les collisions à trois corps qui entrent en jeu à des densités de l'ordre de $5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$, 10 fois plus élevées que celles utilisées pendant l'interrogation. Pour l'état excité, et dans le cas d'un mélange des deux états, ce sont les collisions à deux corps qui dominent, avec des taux dépendant de la densité $\gamma_{12} = 1,560(38) \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ et $\gamma_{22} = 2,388(38) \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ [44].

Il est nécessaire de déterminer les taux de pertes des deux niveaux dans le piège d'horloge, dans le cas d'une superposition atomique, pour pouvoir déterminer leur influence sur la durée de cohérence. Ce sont ces mesures que nous présentons dans les deux parties suivantes.

4.4.1 Etat fondamental

Nous avons vérifié que la durée de vie de l'état fondamental était limitée par la pression de gaz résiduel en mesurant cette durée de vie pour différents courants de dispenser, c'est à dire pour différentes pressions de Rubidium. La figure 4.15 présente cette mesure dans un piège de fréquences (30 Hz, 110 Hz, 176 Hz) ; on trace le nombre d'atomes en fonction de la durée de piégeage. On obtient des durées de vie croissantes lorsque la pression décroît, passant de 4 à 6 secondes lorsqu'on diminue le courant du dispenser de 0,4 A. La même mesure pour l'état excité 4.16 montre que sa durée de vie est indépendante de la pression. Elle est en effet limitée par les collisions à deux corps, et donc par la densité atomique, qui a été maintenue constante au cours de cette mesure.

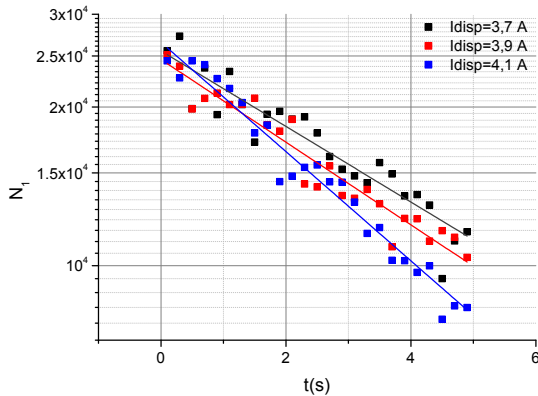


FIG. 4.15 – Durée de vie de l'état fondamental pour différents courants de dispenser. Les durées de vie en ajustant les données par une courbe exponentielle décroissante sont $\tau_{3,7A} = 6,1 \text{s} \pm 0,5 \text{s}$, $\tau_{3,9A} = 4,5 \text{s} \pm 0,3 \text{s}$, $\tau_{4,1A} = 4,2 \text{s} \pm 0,2 \text{s}$.

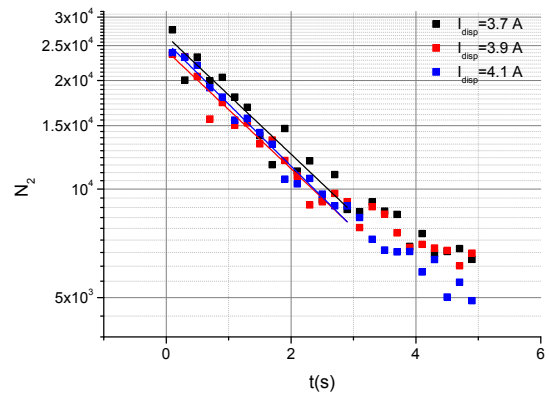


FIG. 4.16 – Durée de vie de l'état excité pour différents courants de dispenser. Les durées de vie en ajustant les données par une courbe exponentielle décroissante sont $\tau_{3,7A} = 2,6 \text{s} \pm 0,2 \text{s}$, $\tau_{3,9A} = 2,6 \text{s} \pm 0,2 \text{s}$, $\tau_{4,1A} = 2,5 \text{s} \pm 0,1 \text{s}$.

4.4.2 Etat excité

Le taux de pertes dans l'état excité dépend de la densité atomique. Ainsi ce taux de pertes n'est pas constant, et on ne peut en toute rigueur pas modéliser les pertes atomiques par une décroissance exponentielle. La densité atomique de l'état $|2\rangle$ évolue selon l'équation :

$$\frac{dn_2}{dt} = -\gamma_2 n_2 - \gamma_{22} \cdot n_2 \cdot n_2 - \gamma_{12} \cdot n_1 \cdot n_2 \quad (4.6)$$

La figure 4.17 présente une mesure de durée de vie de l'état $|2\rangle$, préparé par une impulsion π , dans un piège de fréquences (50 Hz, 300 Hz, 300 Hz). On ajuste les données par trois courbes différentes : en bleu (pointillés), un ajustement par une exponentielle décroissante, donnant une constante de temps d'une seconde. Il est clair que les données expérimentales ne suivent pas cette courbe. En noir (points), l'ajustement des 30 premiers points par une courbe exponentielle décroissante, donnant une constante de temps de 0,7 secondes, qui correspond au taux de pertes initial. En rouge, l'ajustement des données par une solution analytique de l'équation 4.6, avec $n_1 = 0$. On a fixé $\gamma_{22} = 2,38 \cdot 10^{-13} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$, et on en déduit $\gamma_2 = 0,3 \text{s}^{-1}$, de l'ordre du taux de pertes mesuré pour l'état fondamental. On en tire également une densité atomique initiale de $7 \times 10^{12} / \text{cm}^3$.

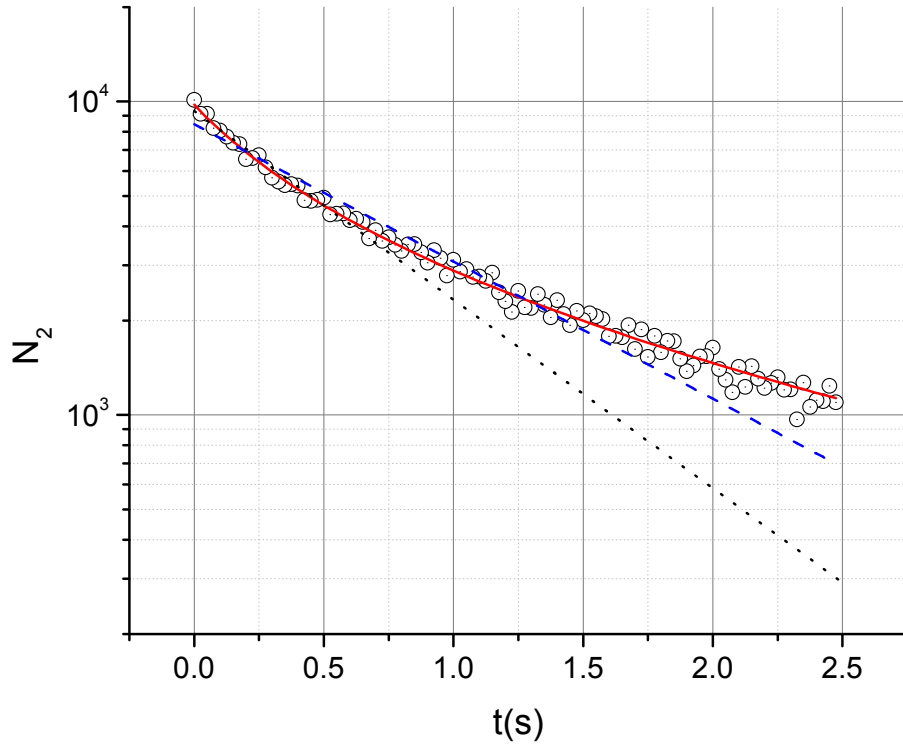


FIG. 4.17 – Durée de vie de l'état $|2\rangle$. En bleu (pointillés) : ajustement par une exponentielle décroissante, donnant une constante de temps d'une seconde. En noir (points) : ajustement des 30 premiers points par une courbe exponentielle décroissante, donnant une constante de temps de 0,7 secondes. En rouge : ajustement des données par une solution analytique de l'équation 4.6. On a fixé $\gamma_{22} = 2,38 \cdot 10^{-13} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}$, et on en déduit $\gamma_2 = 0,3 \text{s}^{-1}$, de l'ordre du taux de pertes mesuré pour l'état fondamental.

Néanmoins, pour simplifier les calculs, on décrira parfois les pertes dans l'état $|2\rangle$ par un taux de pertes effectif $\gamma_{2_{eff}}$ constant, ce qui est justifié pour des densités faibles et des durées courtes.

4.4.3 Superposition cohérente

Nous avons enfin mesuré les taux de pertes dans le cas d'une superposition cohérente des deux niveaux. Pour cela, nous appliquons une seule impulsion $\pi/2$ afin de préparer les atomes dans une superposition équiprobable, puis nous mesurons les nombres d'atomes N_1 , N_2 et $N_1 + N_2$ en fonction de la durée écoulée après l'impulsion.

La figure 4.18 présente le résultat de cette mesure dans le piège de fréquences (30 Hz, 110 Hz, 176 Hz) pour un nuage à une température d'environ 200 nK. La densité est suffisamment faible dans ce piège pour faire l'approximation de taux de pertes effectifs constants. On les appelle $\gamma_{1_{eff}}$ et $\gamma_{2_{eff}}$, et $\tau_{1_{eff}}$ et $\tau_{2_{eff}}$ les durées de vie associées. On obtient ainsi, pour une superposition cohérente, $\tau_{1_{eff}} = 5,2\text{s}$ et $\tau_{2_{eff}} = 3,5\text{s}$. On a donc, comme on pouvait s'y attendre, $\gamma_{1_{eff}} < \gamma_{2_{eff}}$, puisque les collisions à deux corps limitent la durée de vie de l'état excité. Le taux de pertes sur le nombre d'atomes total est $\gamma = 0,24\text{s}^{-1} \approx \frac{\gamma_{1_{eff}} + \gamma_{2_{eff}}}{2}$ (figure 4.19).

La durée de vie de l'état fondamental pur mesurée dans ce piège est présentée figure 4.20. Une interpolation exponentielle conduit à $\tau_1 = 5,2\text{s}$, conduisant à $\gamma_{1_{eff}} \approx \gamma_1$. Autrement dit, la présence de l'état excité dans la superposition cohérente n'affecte pas significativement la durée de vie de l'état fondamental dans ce piège à la densité considérée. C'est le cas également pour l'état excité.

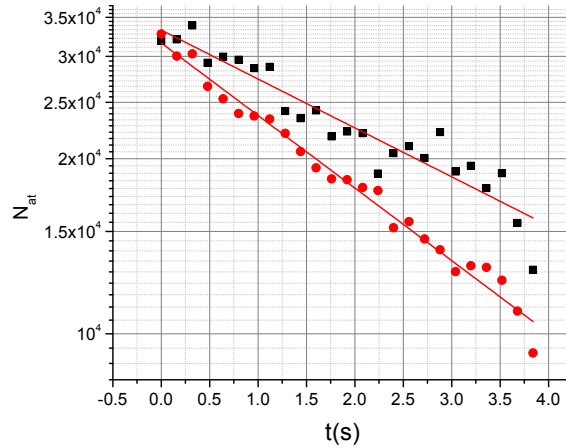


FIG. 4.18 – Durée de vie des niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ dans le cas d'une superposition cohérente. En noir : nombre d'atomes dans l'état $|1\rangle$. Un ajustement par une exponentielle donne une durée de vie $\tau_{1_{eff}} = 5,2\text{s} \pm 0,3\text{s}$. En rouge : nombre d'atomes dans l'état $|2\rangle$. La durée de vie correspondante est $\tau_{2_{eff}} = 3,5\text{s} \pm 0,1\text{s}$

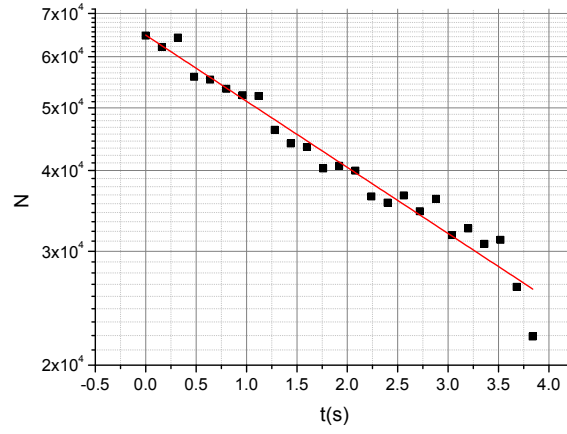


FIG. 4.19 – Nombre d'atomes total dans le cas d'une superposition cohérente. Le taux de pertes correspondant est $\gamma = 0,24\text{s}^{-1} \pm 0,01\text{s}^{-1} \approx \frac{\gamma_{1eff} + \gamma_{2eff}}{2}$

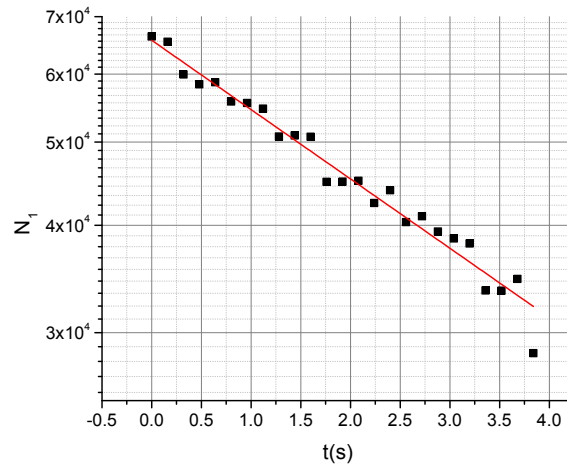


FIG. 4.20 – Durée de vie de l'état 1 pur. On obtient $\tau_1 = 5,2\text{s} \pm 0,3\text{s} \approx \tau_{1eff}$.

Chapitre 5

Spectroscopie de la transition d'horloge - résultats expérimentaux

Ce chapitre présente les résultats les plus importants obtenus durant ma thèse ; ces résultats concluent ainsi mon mémoire, et marquent également le départ de l'étude complète du dispositif en tant qu'horloge.

Je commencerai par présenter la démarche expérimentale que nous avons suivie, du couplage du signal micro-onde à l'obtention des premières franges de Ramsey. Les résultats obtenus pour la durée de cohérence atomique dans différents pièges d'interrogation seront présentés, ainsi que les estimations et mesures préliminaires de stabilité de l'horloge, effectuées sans réduction complète du bruit technique.

5.1 Couplage du signal d'interrogation

Après le refroidissement évaporatif, les atomes sont tous dans l'état fondamental $|1\rangle$. La première étape nécessaire avant de pouvoir effectuer une interrogation de Ramsey est de pouvoir exciter de manière contrôlée et cohérente la transition atomique. Rappelons que la transition d'horloge est une transition à deux photons, R.F. et micro-onde. Le photon R.F. est couplé à l'aide du même fil que celui utilisé pour l'évaporation forcée, qui met en jeu la transition $|1, -1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$, similaire à $|2, 0\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$. Nous avons donc commencé par tester la ligne de transmission micro-onde sur les atomes, en induisant la transition $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$.

5.1.1 Micro-onde : pertes à 1 photon

La transition micro-onde $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$ se traduit dans notre dispositif par des pertes atomiques, puisque l'état $|2, 0\rangle$ est un état non piégé. Nous avons commencé à travailler dans un piège semblable au piège de refroidissement, de fréquences simulées : (80 Hz, 700 Hz, 700 Hz), et dont le champ minimum mesuré est d'environ 3,8 G ; ce piège est formé à 150 μm de la puce. Nous avons ainsi pu induire des pertes atomiques. La figure 5.1 présente le nombre d'atomes restant dans le piège après une impulsion micro-onde de 12 ms et 5 dBm, en fonction de la fréquence du signal d'interrogation. On peut ainsi voir trois résonances, correspondant aux trois transitions micro-ondes possibles, $|1, -1\rangle \rightarrow |2, -2\rangle$, $|1, -1\rangle \rightarrow |2, -1\rangle$, et $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$. Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un synthétiseur Agilent E8257D, qui nous a permis pour ces mesures préliminaires de balayer une plage de fréquences plus importante que celle que peut générer notre chaîne micro-onde.

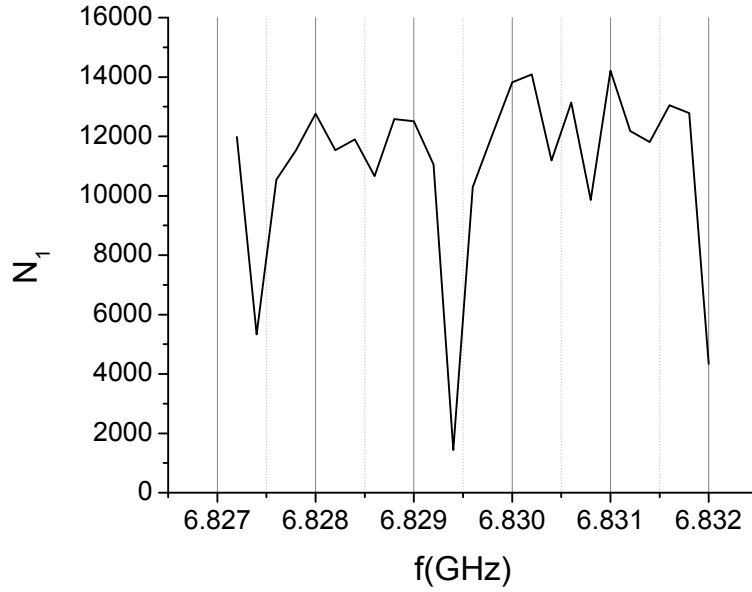


FIG. 5.1 – Pertes atomiques induites par le signal micro-onde lorsqu'on balaye sa fréquence sur une large gamme. On visualise ici trois résonances, qui correspondent aux trois transitions micro-onde possibles $|1, -1\rangle \rightarrow |2, -2\rangle$, $|1, -1\rangle \rightarrow |2, -1\rangle$, et $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'un synthétiseur Agilent E8257D. La puissance micro-onde utilisée est de 5 dBm et la durée de l'impulsion 12 ms.

Nous avons ensuite changé de piège afin d'avoir un champ magnétique plus proche du champ magique. Nous avons également placé le nuage plus près de la puce pour faciliter l'excitation de la transition d'horloge. Nous sommes passés à un piège de fréquences simulées (90 Hz, 900 Hz, 900 Hz), de champ minimum mesuré $3,23 \text{ G} \pm 10 \text{ mG}$, plaçant le nuage à $107 \text{ } \mu\text{m}$ de la puce. Nous avons réduit la puissance afin de déterminer plus précisément la fréquence de la transition micro-onde (figure 5.2) avant de la désaccorder et d'ajouter le signal radio-fréquence. Nous avons ainsi effectué une première spectroscopie grossière de la transition à 1 photon, avec une largeur à mi-hauteur inférieure à 100 kHz.

Cette mesure est similaire à la mesure de champ magnétique par spectroscopie R.F. présentée dans le chapitre précédent (figure 4.5). Le profil de raie obtenu n'est pas trivial, puisque le signal utilisé ne correspond pas exactement à une impulsion π , mais probablement à plusieurs oscillations de Rabi. Nous utilisons un profil lorentzien, de manière analogue à un spectre en absorption, afin de déterminer la fréquence centrale ainsi que la largeur à mi-hauteur de la raie.

5.1.2 Caractérisation de la transition à deux photons

Spectroscopie Rabi

Une fois la transition micro-onde observée, l'excitation de la transition à deux photons est quasiment immédiate : on désaccorde le signal micro-onde d'environ 500 kHz afin de ne pas transférer d'atomes dans l'état $|2, 0\rangle$, et on calcule la fréquence R.F. correspondante. Dans un piège donné, on caractérise l'impulsion d'interrogation à l'aide de franges de Rabi, afin de déterminer les durées et puissances d'interrogation nécessaires à la réalisation d'une impulsion $\pi/2$. La figure 5.3 présente ainsi des oscillations de Rabi dans un piège de fréquences simulées (50 Hz, 300 Hz, 320 Hz) ; on fait varier la durée de l'impulsion entre 0 ms et 16 ms. On obtient une impulsion π pour $\tau_{pulse} = 3 \text{ ms}$.

On détermine ensuite plus précisément la fréquence de résonance en effectuant une spec-

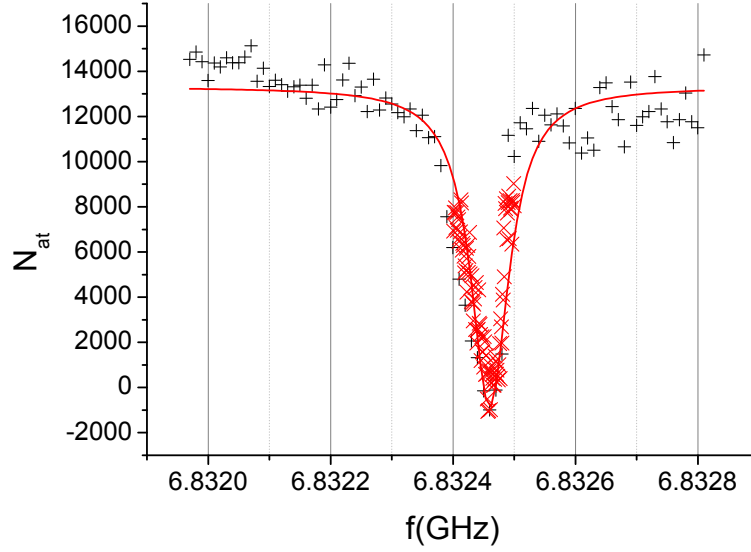


FIG. 5.2 – Pertes d’atomes induites par la transition à 1 photon $|1, -1\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$. +++ : la puissance micro-onde est de -12dBm et la durée de l’impulsion de 15ms. $\times \times \times$: la puissance micro-onde est de -18dBm et la durée de l’impulsion de 35ms. La courbe rouge est un ajustement des données expérimentales par une Lorentzienne; sa largeur à mi-hauteur est de 75 kHz.

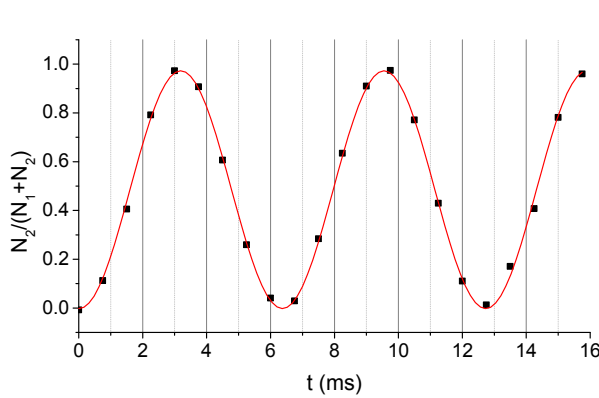


FIG. 5.3 – Franges de Rabi de la probabilité de transition à deux photons. La puissance R.F. est de -24.5dBm et la puissance micro-onde d’environ 2 dBm. Une impulsion π est obtenue pour $\tau_{pulse} = 3$ ms. La courbe rouge correspond à un ajustement des données par une sinusoïde.

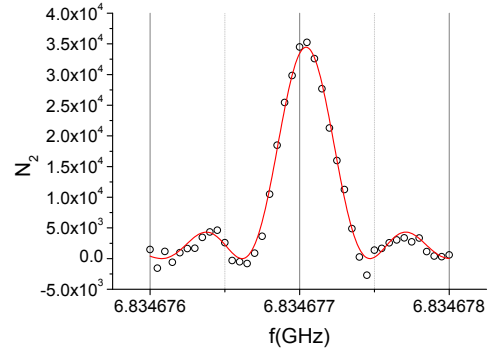


FIG. 5.4 – Spectroscopie Rabi de la transition d’horloge. On visualise le nombre d’atomes dans l’état $|2\rangle$ en fonction de la fréquence micro-onde + RF. En rouge : ajustement des données par un sinus cardinal. On obtient une largeur à mi-hauteur de 476 Hz, conformément à ce qu’on attend pour une impulsion π de 2,1 ms.

troscopie Rabi de la transition; en pratique, on choisit une durée d’impulsion de quelques ms, afin de déterminer cette fréquence à quelques centaines de Hz près. La figure 5.4 présente un spectre acquis dans un piège de fréquences (50 Hz, 800 Hz, 800 Hz), formé à 150 μm de la puce. Avec une puissance R.F. de -24 dBm et une puissance micro-onde d’environ 2 dBm, la durée d’une impulsion π est de 2,1 ms. La largeur à mi-hauteur de la raie correspondante est inférieure à 500 Hz, déduite d’un ajustement des données expérimentales par la fonction en sinus cardinal attendue pour une spectroscopie Rabi [9]. Dans la suite, les puissances micro-onde et R.F. sont choisies afin d’obtenir des puissances comparables au niveau des atomes et des impulsions de quelques millisecondes. Une optimisation plus poussée sera nécessaire afin de

réduire d'éventuels déplacements lumineux présents pendant les impulsions.

5.2 Durée de cohérence de la superposition

Cette partie regroupe les résultats obtenus pour la durée de cohérence d'un gaz d'atomes de ^{87}Rb piégés magnétiquement placés dans une superposition équiprobable des états d'horloge. Il s'agit ici du résultat le plus important de cette thèse : une telle superposition, dans certaines conditions, peut survivre pendant plus de 10 secondes.

5.2.1 Mesure de la durée de cohérence par spectroscopie Ramsey

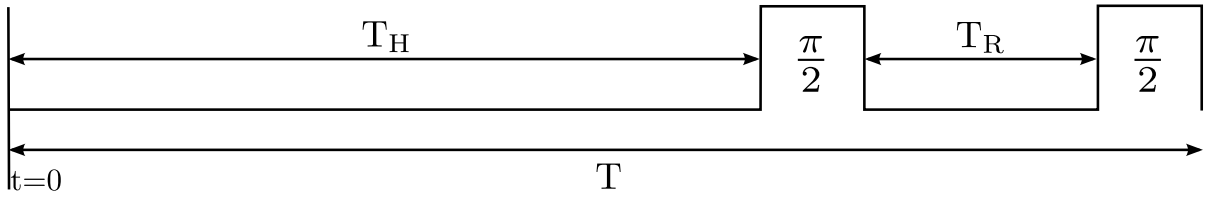


FIG. 5.5 – Séquence utilisée pour les mesures de durée de cohérence. Les atomes sont piégés pendant une durée T fixée, et on fait varier T_R en ajustant T_H . La durée des impulsions est ici exagérée, puisqu'elle est négligeable devant T_R dans l'expérience.

On mesure la durée de cohérence de la manière suivante : on garde les atomes dans l'état fondamental pendant une durée T_H dans le piège d'horloge, puis on effectue une interrogation de Ramsey de durée T_R (voir la figure 5.5). On mesure $\frac{N_2}{N_1+N_2}(T_R)$ en gardant la durée $T = T_H + T_R$ constante afin de réduire la sensibilité aux pertes atomiques. Le nombre initial d'atomes est $N_0 = (N_1 + N_2)(t = 0)$, et la probabilité d'excitation d'un atome est $p(T_R) = \frac{N_2(T_R)}{N_0}$. On obtient dans ce cas :

$$p(T_R) = |\langle \Psi | 2 \rangle|^2 = \frac{1}{4} e^{-\gamma_1 T_H} \left(e^{-\gamma_{1_{eff}} T_R} + e^{-\gamma_{2_{eff}} T_R} + 2 e^{-\frac{\gamma_{1_{eff}} + \gamma_{2_{eff}}}{2} T_R} e^{-\gamma_\phi T_R} \cos(2\pi \delta T_R) \right) \quad (5.1)$$

Rappelons qu'on obtient cette expression en résolvant les équations de Bloch, avec (équation 1.8) et sans (équation 1.11) signal d'interrogation. Avant la première impulsion $\pi/2$, les atomes sont dans l'état fondamental, dont la durée de vie est déterminée par la pression de gaz résiduel, et est caractérisée par un taux de pertes exponentielles γ_1 (cf § 4.4). Après la première impulsion $\pi/2$, les atomes sont dans une superposition cohérente des états d'horloges. Il faut alors tenir compte des collisions interatomiques, et l'on a vu que ces taux dépendent de la densité atomique, et donc du temps. La densité variant cependant lentement pendant l'interrogation, on peut faire l'hypothèse d'une décroissance exponentielle des populations atomiques dans l'état excité et l'état fondamental pendant la durée T_R , avec des taux effectifs $\gamma_{1_{eff}}$ et $\gamma_{2_{eff}}$ mesurés de la manière décrite dans la partie 4.4. γ_ϕ est un terme de décohérence par déphasage introduit de manière phénoménologique (cf ch. 1).

On montre que, dans ces conditions, la probabilité qu'un atome soit excité dans le nuage final varie comme :

$$\frac{N_2}{N_1 + N_2}(T_R) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{e^{-\gamma_\phi T_R}}{\cosh\left(\frac{\gamma_{2_{eff}} - \gamma_{1_{eff}}}{2} T_R\right)} \cos(\Delta T_R) \right) \quad (5.2)$$

La mesure de $\gamma_{1_{eff}}$ et $\gamma_{2_{eff}}$ permet ainsi de distinguer la baisse de contraste due au déphasage de la baisse de contraste due à la perte d'atomes. Dans le cas particulier où $\gamma_{1_{eff}} \approx \gamma_1$, le nombre d'atomes $N_2(T_R)$ varie selon l'équation suivante :

$$N_2(T_R) = \frac{1}{4} N_0 e^{-\gamma_1 T} \left(1 + e^{-\gamma_d T_R} + 2e^{-\gamma_d T_R/2} e^{-\gamma_\phi T_R} \cos(\Delta T_R) \right) \quad (5.3)$$

où $\gamma_d = \gamma_{2_{eff}} - \gamma_{1_{eff}} > 0$.

Le nombre total d'atomes à la fin de l'interrogation varie également avec T_R :

$$(N_1 + N_2)(T_R) = \frac{N_0}{2} e^{-\gamma_1 T} (1 + e^{-\gamma_d T_R}) = A (1 + e^{-\gamma_d T_R}) \quad (5.4)$$

5.2.2 Piège très confinant

La première mesure de durée de cohérence, effectuée en suivant la séquence présentée figure 5.5, a été menée dans un piège très confinant, de fréquences simulées (90 Hz, 900 Hz, 900 Hz) et de champ mesuré $B_0 = 3,23 \text{ G} \pm 0,01 \text{ G}$, dont les caractéristiques sont données dans le tableau 5.1. On interroge un nuage d'environ 6000 atomes à une température d'environ $1 \mu\text{K}$. Le résultat est présenté figure 5.6 ; on trace la population de l'état excité en fonction de la durée d'interrogation. On observe qu'après 100 ms, le contraste des franges est inférieur à 10%. Un ajustement des données expérimentales par une sinusoïde amortie exponentiellement donne une chute du contraste à $1/e$ en 50 ms, une durée trop faible pour être d'une quelconque utilité. Ceci est probablement dû à la fois au bruit technique et à la densité atomique élevée, de l'ordre de $7 \times 10^{12}/\text{cm}^3$.

$I_{SC0}(A)$	$I_{BC0}(A)$	$B_x(G)$	$B_y(G)$	$\omega_{\parallel}(2\pi Hz)$	$\omega_{\perp}(2\pi Hz)$	$d(\mu m)$	$B_0(G)$
1	3	15,25	18	90	900	107	3,23

TAB. 5.1 – Paramètres du piège d'interrogation utilisé pour la première mesure de durée de cohérence.

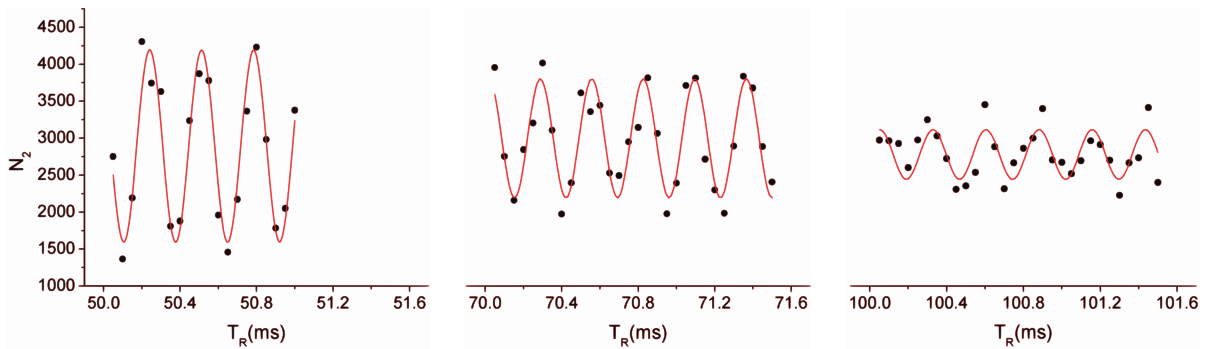


FIG. 5.6 – Premières franges de Ramsey obtenues avec le dispositif, dans un piège de fréquences simulées (90 Hz, 900 Hz, 900 Hz), avec une température atomique de $1 \mu\text{K}$. On mesure le nombre d'atomes dans l'état excité en fonction du temps de Ramsey T_R . Le contraste chute à $1/e$ en 50 ms. La période de l'oscillation permet d'accéder au désaccord $\Delta = 2\pi \times 4 \text{ kHz}$.

5.2.3 Réduction du bruit technique et installation des blindages

Nous avons alors décidé de travailler dans un piège de paramètres similaires à la référence [8], dans le but d'obtenir une durée de cohérence similaire afin de déterminer si des sources de

bruit technique venaient détruire la cohérence atomique. Nous avons donc utilisé le piège décrit par le tableau 5.2, de fréquences simulées (50 Hz, 300 Hz, 300 Hz).

$I_{SC0}(A)$	$I_{BC0}(A)$	$B_x(G)$	$B_y(G)$	$\omega_{\parallel}(2\pi Hz)$	$\omega_{\perp}(2\pi Hz)$	$d(\mu m)$	$B_0(G)$
0,72	1,03	7,04	9	50	300	150	3,23

TAB. 5.2 – Paramètres d'un piège d'interrogation similaire à celui utilisé dans [8].

Avant de continuer les mesures de cohérence, nous avons commencé par identifier et réduire plusieurs sources de bruit technique : nous avons refait intégralement les branchements électriques pour réduire les boucles de masse ; nous avons changé la source du signal R.F. d'interrogation pour une source présentant un bruit de phase inférieur ; nous avons également réduit la température des atomes, passant de $1\mu K$ à $0,5\mu K$.

Nous avons alors procédé à une nouvelle mesure, toujours selon la séquence présentée figure 5.5, avec un nuage de 6000 atomes. La courbe 5.7 en donne le résultat. Le contraste des franges chute à $1/e$ en 600 ms. La courbe rouge est un ajustement des données avec une courbe suivant l'équation 5.3. On en tire une durée de cohérence par déphasage $1/\gamma_{\phi} = 570ms$, une amélioration d'un facteur 10 par rapport à la figure 5.6, mais encore un facteur 5 en dessous des valeurs publiées [8], à la fois à cause d'une détermination encore trop imprécise du champ magique et d'une réduction encore insuffisante du bruit technique. Toujours d'après l'ajustement des données, les pertes atomiques induisent une réduction du contraste avec un taux $\gamma_d = 0,6 s^{-1}$, en accord avec les mesures de durée de vie effectuées dans ce piège. Le déphasage est ici le terme prépondérant dans la chute de contraste des franges de Ramsey.

Nous avons alors choisi de fermer les blindages magnétiques avant de procéder à des mesures plus détaillées. Après la fermeture, nous avons déterminé précisément le champ magnétique de biais à appliquer selon l'axe x afin de se placer au champ « magique » de 3,23 G. On fait varier le champ de biais B_x et on mesure la fréquence correspondante par spectroscopie Ramsey, avec $T_R = 0,02 s$. En ajustant une parabole aux données expérimentale, on obtient une courbure de $431 \pm 9 Hz/G^2$, en accord avec la valeur théorique de $431,35 Hz/G^2$. La fréquence minimale indique le champ expérimental équivalent au champ magique. Cette mesure est présentée figure 5.8.

On mesure alors à nouveau la durée de cohérence dans le piège de fréquences (50 Hz, 300 Hz, 300 Hz), avec un nuage de 5×10^4 atomes à une température d'environ 500 nK, à un champ désaccordé de -50 mG du champ magique pour compenser au mieux le déplacement collisionnel. Les données obtenues sont présentées figure 5.9. On ajuste les mesures avec une courbe théorique suivant l'équation 5.3, dont on extrait $\gamma_d = 0,52 s^{-1}$ et $\gamma_{\phi} = 1,18 s^{-1}$. La baisse de contraste est à nouveau dominée par le déphasage, conduisant à une durée de cohérence $1/\gamma_{\phi} = 850ms$.

Cette durée est 1,5 fois meilleure que celle mesurée avant la fermeture des blindages, principalement grâce à la calibration du champ de biais effectuée. Elle reste cependant 3 fois plus faible que celle mesurée à Munich [8]. Ceci peut probablement s'expliquer par le fait que nous n'avons pas optimisé le nombre d'atomes et la température dans ce piège afin d'optimiser la cohérence.

5.2.4 Piège d'interrogation optimal et cohérence exceptionnelle

Nous avons ensuite décidé de réduire davantage la densité atomique au centre du piège, tout en conservant un nombre d'atomes comparable, afin d'approcher les paramètres optimaux décrits dans la partie 1.4.2.

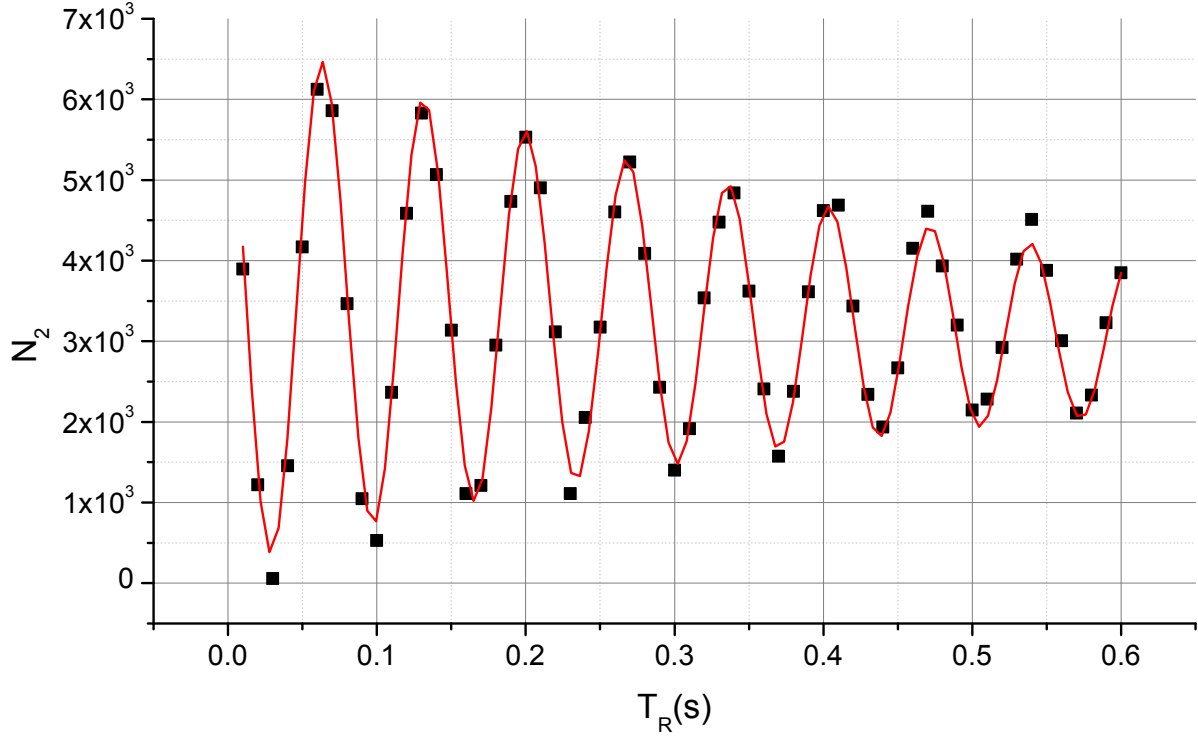


FIG. 5.7 – Franges de Ramsey dans un piège de fréquence (50 Hz, 300 Hz, 300 Hz), avec une température atomique de $0,5\mu\text{K}$, avant la fermeture des blindages. En rouge : ajustement des données expérimentales par une courbe suivant l'équation 5.3. On a fixé $\gamma_1 \approx \gamma_{1_{eff}}$, et $\gamma_d = \gamma_{2_{eff}} - \gamma_{1_{eff}} = 0,605 \text{ s}^{-1}$, d'après les données expérimentales obtenues pour les durées de vie. On obtient alors comme résultat de l'ajustement : $\gamma_\phi = 1,75 \pm 0,15 \text{ s}^{-1}$, soit une durée de cohérence d'environ 0,6 secondes. Le désaccord est de $\Delta = 2\pi \times 14,6 \text{ Hz}$.

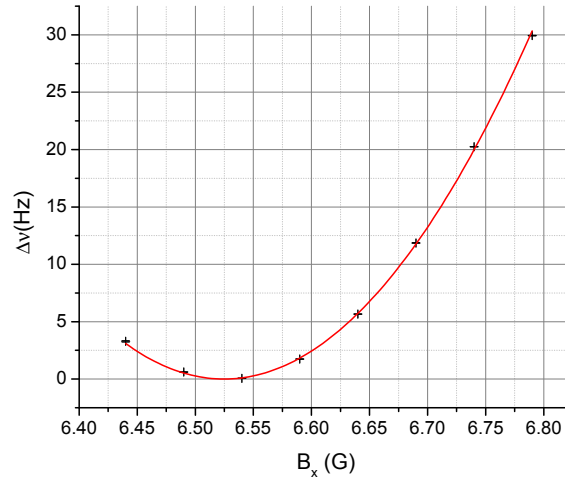


FIG. 5.8 – Déplacement de la fréquence de transition en fonction du champ magnétique appliqué selon l'axe x . On a fixé ici $\Delta\nu_{min} = 0$. En rouge : ajustement des données par une courbe parabolique. La courbure obtenue est de $431 \text{ Hz/G}^2 \pm 9 \text{ Hz/G}^2$.

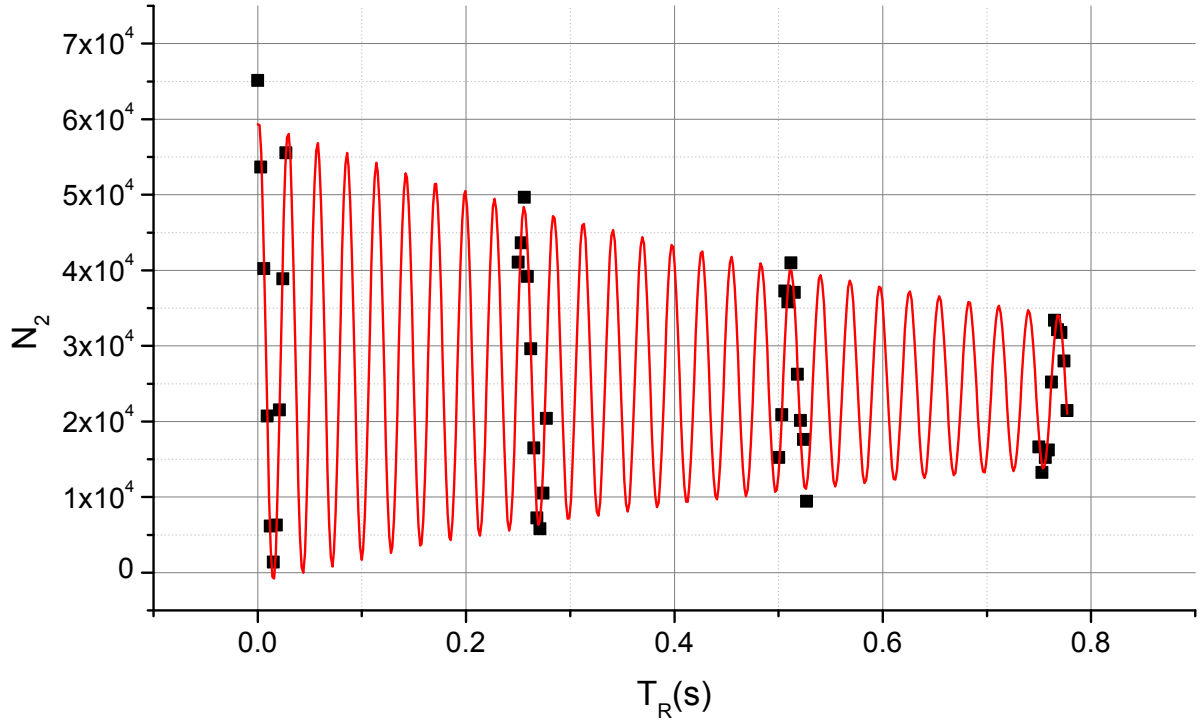


FIG. 5.9 – Franges de Ramsey dans un piège de fréquence (50 Hz, 300 Hz, 300 Hz), avec une température atomique de $0,5\mu\text{K}$, après la fermeture des blindages. En rouge : ajustement des données expérimentales par une courbe suivant l'équation 5.3. On considère que $\gamma_1 \approx \gamma_{1_{eff}}$, conformément aux mesures de durées de vie (cf §4.4). On obtient ainsi $\gamma_d = 0,52 \pm 0,17 \text{ s}^{-1}$, valeur compatible avec les mesures effectuées avant la fermeture des blindages, et $\gamma_\phi = 1,18 \pm 0,22 \text{ s}^{-1}$, soit une durée de cohérence $\tau_\phi = 0,85 \pm 0,16 \text{ s}$. Le désaccord est de $\Delta = 2\pi \times 35,3 \text{ Hz}$.

Nous avons donc mesuré la durée de cohérence dans un piège de fréquences mesurées (30 Hz, 110 Hz, 176 Hz), avec $B_0 \approx 3,3\text{G}$, une température atomique de l'ordre de 200nK et 3×10^4 atomes. Nous utilisons pour cela la séquence décrite par la figure 5.5, cette fois en détectant les deux populations atomiques afin de pouvoir normaliser les données. Les données sont présentées figure 5.10.

Le contraste des franges obtenues est maintenu pendant une durée exceptionnellement longue, et après une interrogation de 5 secondes, il est encore de 75%. On ajuste la courbe avec une sinusoïde amortie par une exponentielle, et on obtient ainsi une chute du contraste à $1/e$ en $17,2 \pm 7,9\text{s}$, soit une durée de cohérence supérieure à 10 secondes, à notre connaissance la plus longue jamais mesurée avec des atomes neutres. Elle est 5 à 6 fois meilleure que celle mesurée à Munich, dans un dispositif similaire au notre [8]. Elle est au moins deux fois plus longue que la meilleure valeur antérieure, de 4,4 s., obtenue pour une transition R.F. avec des atomes de sodium piégés optiquement [26].

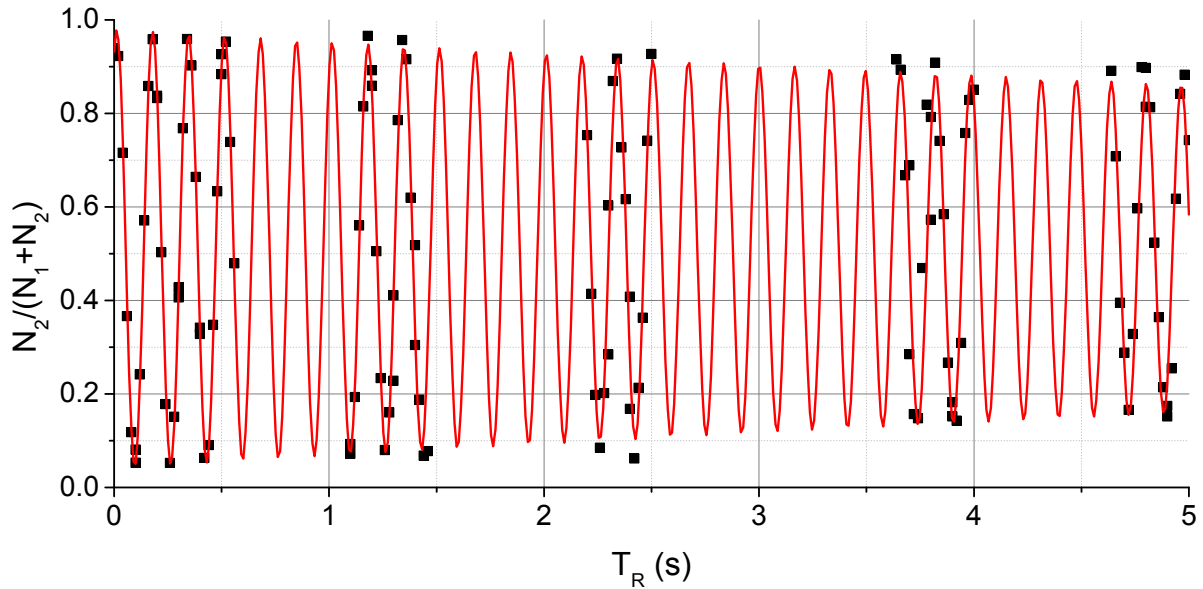


FIG. 5.10 – Franges de Ramsey dans un piège de fréquences (30 Hz, 110 Hz, 176 Hz), avec une température atomique de 200 nK. On trace la probabilité de transition $N_2/(N_1 + N_2)$ en fonction de T_R . Le désaccord est de $\Delta = 2\pi \times 5,9$ Hz. La chute de contraste est inférieure à 25% pendant la durée de mesure. En rouge : on ajuste les données par une sinusoïde amortie exponentiellement. La constante de temps obtenue est de $17,2 \pm 7,9\text{s}$, et inclut à la fois la décohérence liée aux pertes d'atomes asymétriques et la décohérence par déphasage.

La baisse de contraste étant si lente, il est difficile de distinguer l'influence des collisions et du déphasage sur les données normalisées. La figure 5.11 présente les mêmes données que la figure 5.10, mais cette fois-ci en nombres d'atomes. La courbe de gauche présente la variation du nombre total $N_1 + N_2$ pendant l'interrogation. La courbe de droite présente le nombre d'atomes N_2 en fonction de T_R . On observe sur les franges une baisse de contraste asymétrique, qui traduit l'influence des pertes atomiques. Nous n'avons pas directement mesuré les pertes dans ce piège dans des conditions rigoureusement identiques à la mesure présentée ici ; nous avons cependant vu que $\gamma_1 \approx \gamma_{1_{eff}}$ dans des conditions très similaires. Partant de cette hypothèse, la courbe de gauche de la figure 5.11 est ajustée avec une courbe suivant l'équation 5.4, et donne un taux de pertes $\gamma_d = 0,215 \text{ s}^{-1} \pm 0,005 \text{ s}^{-1}$, soit $1/\gamma_d = 4,7 \text{ s}$. On ajuste ainsi les franges de la figure 5.11 avec une courbe suivant l'équation 5.3 en fixant $\gamma_d = 0,215 \text{ s}^{-1}$. On obtient alors une durée de cohérence liée au déphasage $1/\gamma_\phi = 25 \text{ s} \pm 10 \text{ s}$, soit supérieure à quinze secondes.

On peut donc conclure ici que ce sont les pertes atomiques qui dominent la baisse de contraste durant l'interrogation, et non plus le déphasage comme dans les pièges précédents.

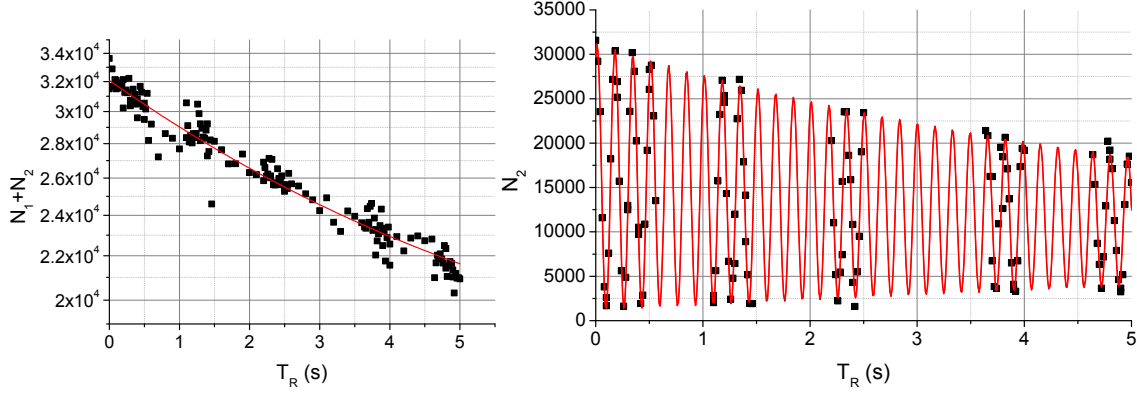


FIG. 5.11 – Données de la figure 5.10 sous une forme alternative, avec les nombres d'atomes non normalisés. A gauche : variation du nombre total $N_1 + N_2$ en fonction de T_R . On obtient un taux de pertes $\gamma_d = 0,215 \text{ s}^{-1}$ en ajustant la courbe à l'aide de l'équation 5.4. A droite : nombre d'atomes dans l'état excité en fonction de T_R . On ajuste les données par l'équation 5.3 en fixant $\gamma_d = 0,215 \text{ s}^{-1}$. Le désaccord est de $\Delta = 2\pi \times 5,9 \text{ Hz}$. On obtient alors $1/\gamma_\phi = 25 \text{ s} \pm 10 \text{ s}$. La baisse de contraste par déphasage est donc négligeable.

Cette durée de cohérence ne peut être expliquée simplement par la baisse de densité atomique due aux faibles fréquences de piégeage, ni à la température plus basse des atomes, changées d'un simple facteur 2 environ. Avec le modèle développé dans [38], qui ne tient pas compte des collisions, la durée de cohérence déduite du déphasage est inférieure à 2 secondes. Les collisions doivent donc, dans notre système, jouer un rôle positif qui maintient la cohérence atomique.

5.3 Estimation préliminaire de la stabilité

Nous présentons ici les estimations préliminaires de la stabilité qui ont été effectuées parallèlement à l'étude de la cohérence atomique, afin d'établir à chaque étape le gain apporté par les modifications du dispositif et des paramètres de piégeage. Ces estimations sont effectuées directement à partir du rapport signal à bruit obtenu sur un spectre de la transition d'horloge.

Nous présentons également une première mesure de stabilité, qui constituera le point de départ du travail d'optimisation du dispositif en vue d'atteindre les performances visées de l'horloge.

5.3.1 Estimation à partir d'un spectre

Pour procéder à la spectroscopie de la transition, on fixe cette fois la durée d'interrogation T_R et on balaie le désaccord $\Delta = 2\pi\delta$. La durée de cohérence de la superposition étant finie, à une durée d'interrogation T_R correspond un contraste C . La probabilité de transition s'écrit alors :

$$p(\Delta) = \frac{1}{2} (1 + C \cos(\Delta T_R)) \quad (5.5)$$

Le contraste est inférieur ou égal à 1, et réduit donc la pente maximale de la frange centrale.

Ainsi l'expression de la stabilité (équation 1.6) devient :

$$\sigma_y = \frac{\sigma_P}{C\pi\nu_{at}T_R} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}} \quad (5.6)$$

où σ_P est le rapport signal à bruit de la mesure de probabilité à mi-frange. En supposant que le bruit de fréquence affectant la mesure est un bruit blanc, on peut estimer le rapport signal à bruit à partir de l'écart-type des mesures d'un spectre de la transition. On procède pour cela à un ajustement des données expérimentales par l'équation 5.5, et on en tire la somme des résidus au carré et l'écart-type de mesure :

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{N} \sum_i (p_i - y_i)^2$$

où N est le nombre de points de mesure, et les y_i sont les résultats de l'ajustement.

Le spectre présenté dans la figure 5.12 a été obtenu dans le piège de fréquences (50 Hz, 300 Hz, 300 Hz), avant la fermeture des blindages. Les paramètres sont similaires à ceux utilisés pour la mesure de la durée de cohérence, c'est-à-dire un nuage de 3500 atomes à une température de 0,5 μ K, à un champ magnétique $B_0 = 3,23 \pm 0,05$ G. Chaque point est une moyenne de trois mesures, permettant d'augmenter le rapport signal à bruit, mais conduisant à une durée de cycle à $T_C = 3 \times 10,5$ secondes.

On obtient avec cette mesure un rapport signal à bruit important, d'environ 40, et le contraste est de 40%. La durée d'interrogation de 0,4 secondes conduit à une largeur de raie de 1,25 Hz, et la stabilité à une seconde qui en découle est de 2×10^{-11} , comparable à celle obtenue dans la référence [8]. Avec cette tout première évaluation de l'horloge, nous avons donc pu reproduire la stabilité publiée sans qu'aucune optimisation particulière n'ait été faite.

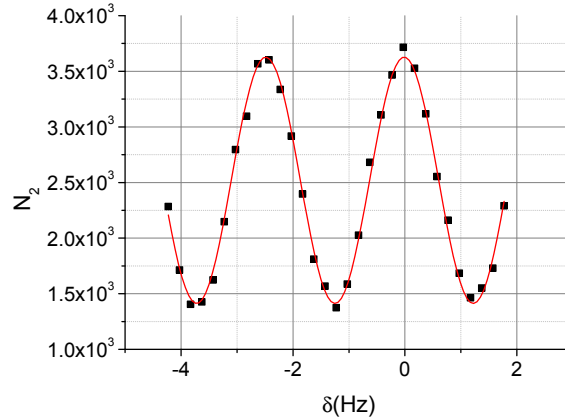


FIG. 5.12 – Spectroscopie Ramsey effectuée avec une durée d'interrogation de Ramsey de 0,4 s, avant fermeture du blindage, dans un piège où la durée de cohérence est de 600 ms. Chaque point correspond à une moyenne de trois mesures ; le temps de cycle est de 10,5s. Le contraste des franges est de 40%. En rouge : ajustement des données par une courbe suivant l'équation 5.5. Les écarts entre les points de mesure et la courbe théorique donnent un rapport signal à bruit de 40. La stabilité à une seconde estimée à l'aide de ce rapport est de 2×10^{-11} .

Après la mesure de la durée de cohérence supérieure à 10 secondes, nous avons effectué une spectroscopie dans le piège de fréquences (30 Hz, 110 Hz, 176 Hz) avec une durée d'interrogation de 5 secondes. La température atomique était cependant un peu plus élevée dans le nuage, de l'ordre de 400 nK, à cause d'un réglage non optimal de l'équilibre de puissance des faisceaux de MOT, conduisant à un contraste de 50% après 5 s au lieu de 70%. Le nombre d'atomes

est d'environ 9000, et la durée de cycle de 14,5 secondes. On obtient une largeur de raie de 100 mHz, et un rapport signal à bruit environ égal à 8, conduisant à une stabilité à une seconde de 4×10^{-12} , correspondant à une amélioration de presque un ordre de grandeur par rapport à la mesure précédente. Ce bruit reste encore dominé par les différentes sources de bruit technique. L'interrogation de 5 secondes conduit à une largeur de raie de 100 mHz, probablement la plus fine observée à ce jour avec des atomes neutres (pour comparaison, les fontaines atomiques ont des largeurs de 1 Hz). Ceci conduit à un facteur de qualité très important $\nu_0/\Delta_\nu = 7 \times 10^{10}$, dépassé seulement par les horloges à ions ou optiques, où la fréquence de transition est 10^5 fois plus élevée.

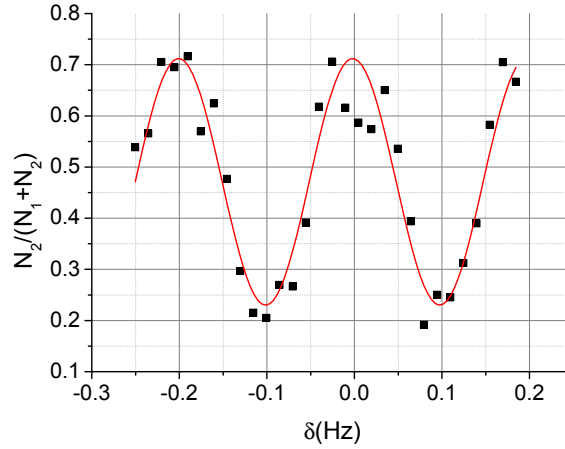


FIG. 5.13 – Spectroscopie Ramsey effectuée avec une durée d'interrogation de Ramsey de 5 s, conduisant à une largeur à mi-hauteur de 100 mHz, conduisant à un facteur de qualité $\nu_0/\Delta_\nu = 7 \times 10^{10}$. Le contraste des franges est de 51%, réduit par la température élevée des atomes par rapport à la mesure présentée figure 5.10. La durée de cycle de 14,7s. En rouge : ajustement des données par une courbe suivant l'équation 5.5. Le rapport signal à bruit est de 8, conduisant à une stabilité à une seconde de 4×10^{-12} .

5.3.2 Mesure préliminaire

Nous présentons ici la première vraie mesure de stabilité effectuée avec le dispositif. Cette mesure est effectuée avec un nuage de $3,5 \times 10^4$ atomes à une température de l'ordre de 500 nK, et une durée d'interrogation de 3 secondes. Cette température conduit à un contraste de 40% des franges de Ramsey. La durée de cycle totale est $T_C = 13$ s.

La figure 5.14 présente les données utilisées pour calculer la variance d'Allan. Ces données ont été obtenues en fixant la fréquence R.F. de manière à avoir $p \approx 0,5$, et en renouvelant la mesure de p en laissant le cycle d'horloge se répéter indéfiniment. On peut constater que p , et donc le désaccord mesuré, dérive de manière importante pour les 45 premiers points, avant d'atteindre une valeur stationnaire. Ceci est imputable à un chauffage des bobines, qui explique également que le premier point ne soit pas exactement à $p = 0,5$, la durée de l'impulsion $\pi/2$ ayant été mesurée après quelques cycles lors de l'acquisition de franges de Rabi.

On convertit la mesure de probabilité en mesure de désaccord de fréquence relatif, et on calcule la variance d'Allan des données ainsi collectées, présentée figure 5.15. Un ajustement linéaire des quatre premiers points conduit à une pente en $\tau^{-0,36}$ et non $\tau^{-0,5}$, probablement liée à la présence de sources de bruits techniques n'étant pas des bruits blancs. La stabilité à une seconde déduite de cet ajustement est de $6,3 \times 10^{-12}$.

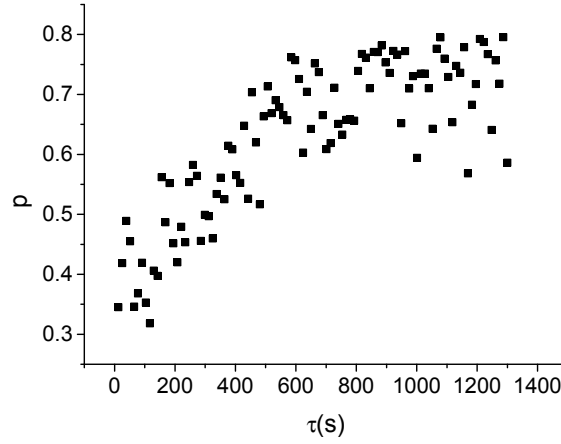


FIG. 5.14 – Mesure de la stabilité de l’horloge. On fixe initialement la fréquence d’interrogation telle que $p = 0,5$. On laisse ensuite l’horloge répéter librement son cycle de mesure. La durée de cycle est de 13 secondes. On observe une dérive de $2,23 \times 10^{-14} \text{s}^{-1}$ pendant les 600 premières secondes, probablement due au chauffage des bobines.

5.4 Limites actuelles de la stabilité - pistes pour une amélioration

Cette partie reprend le calcul présenté au paragraphe 1.4.2, qui donnait une estimation de la stabilité potentielle de notre dispositif. Nous tenons compte cette fois des données expérimentales, afin de déterminer la stabilité ultime que l’on peut atteindre avec les paramètres actuels, ainsi que des pistes d’amélioration de cette stabilité.

Le système considéré est le suivant : un nombre final d’atomes de $3,5 \times 10^4$ à une température de 220 nK, dans un piège de fréquences (30 Hz, 100 Hz, 120 Hz) utilisé désormais sur l’expérience, dans lequel la durée de cohérence est également supérieure à 10 secondes. Le bruit de détection est $\sigma_P = 0,002$, mesuré par Christian Deutsch avec la caméra PCO Sensicam, et on considère que le contraste est de 75%, pour une interrogation de 2,5 s.

On fait de plus les hypothèses suivantes, pour les grandeurs qui n’ont pas encore été caractérisées expérimentalement, mais dont il y a de bons indicateurs de faisabilité :

- le désaccord du champ magique est $\Delta B = 0$ mG.
- les fluctuations relatives de champ magnétiques sont inférieures à 2×10^{-5} , valeur garantie par les blindages et les sources de courant ultra-stables.
- les fluctuations relatives de la puissance du signal d’interrogation sont de l’ordre de 1%.
- l’effet Dick est inférieur à $3,1 \times 10^{-14}$, valeur estimée par Friedemann Reinhard [19] pour une durée de cycle de 23 secondes. En effet notre durée de cycle est de 11s, soit deux fois plus faible, et notre chaîne de synthèse meilleure que celle considérée pour calculer cette valeur.

Leurs différentes contributions au bruit de l’horloge sont résumées dans le tableau 5.3. On en déduit un écart-type relatif à un coup de $\sigma_{y,1coup} = \sqrt{\sum_i (\sigma_{y,i}^2)} = 2,0 \times 10^{-13}$. La stabilité à une seconde qui en découle est alors : $\sigma_{y,1s} = \sigma_{y,1coup} \sqrt{T_C} = 6,7 \times 10^{-13}$. Ceci est à comparer au cas en l’absence de tout bruit technique : limitée par le bruit de projection quantique, la stabilité de l’horloge serait de $2,4 \times 10^{-13}$. Il reste alors un facteur 3 à gagner par des améliorations techniques.

Les termes prépondérants dans le calcul de stabilité incluant les bruits techniques sont les termes liés aux fluctuations du nombre d’atomes, et au déplacement lumineux induit par le signal d’interrogation. Le terme d’incertitude sur la densité atomique dû au bruit de détection

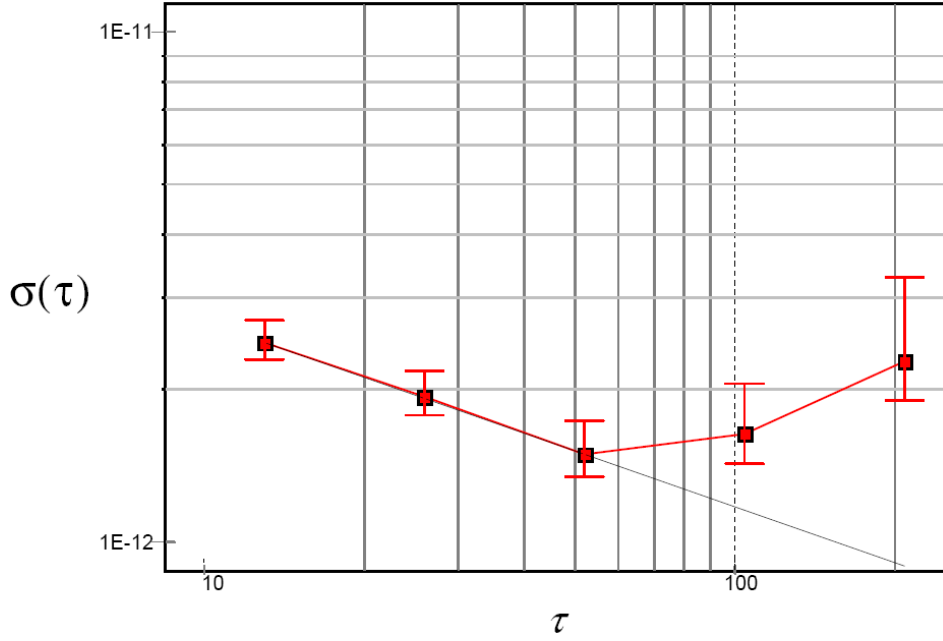


FIG. 5.15 – Variance d'Allan calculée à partir des données présentées figure 5.14. La durée d'intégration τ est donnée en secondes. La durée de cycle est de 13 secondes. En gris : ajustement linéaire des trois premiers points. La pente qui en résulte est de -0,36, et la stabilité à une seconde ainsi interpolée de $6,3 \times 10^{-12}$.

$\sigma_{y,qpn}$	$\sigma_{y,det}$	$\sigma_{y,B}$	$\sigma_{y,n}$	$\sigma_{y,sym}$	$\sigma_{y,asym}$	$\sigma_{y,p}$	$\sigma_{y,ls}$
$6,6 \cdot 10^{-14}$	$5,0 \cdot 10^{-14}$	$2,6 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-13}$	$7,2 \cdot 10^{-14}$	$1,77 \cdot 10^{-14}$	$0,7 \cdot 10^{-13}$

TAB. 5.3 – Contributions des différents bruits techniques à la stabilité de l'horloge. On reprend les notations de la partie 1.4.2. Les termes dominants sont ceux liés aux fluctuations de densité, $\sigma_{y,n}$, $\sigma_{y,sym}$ et $\sigma_{y,ls}$.

$\sigma_{y,n}$ peut être réduit en réduisant le bruit de détection ; les termes dus aux pertes d'atomes symétriques et asymétriques $\sigma_{y,sym}$ et $\sigma_{y,asym}$ peuvent être réduits en réduisant la densité. Le terme de déplacement lumineux peut être réduit en asservissant la puissance d'interrogation micro-onde à mieux que 10^{-3} , ce qui est réalisé en pratique dans d'autres dispositifs [69].

Le temps de cycle de 11 secondes comprend 5 secondes de temps de chargement du MOT, et 3,3 secondes de refroidissement évaporatif ; si l'on pouvait réduire la durée de chargement à 1 seconde et le refroidissement évaporatif à 1,3 secondes, la stabilité de l'horloge pour les paramètres ci-dessus serait alors $\sigma_{y,1s} = \sigma_{y,1coup} \sqrt{5} = 4,5 \times 10^{-13}$.

En admettant que le contraste est toujours de 75% après une interrogation de 2,5 secondes dans un piège de fréquences (5 Hz, 70 Hz, 70 Hz), utilisé par Friedemann Reinhard pour son estimation de stabilité [19], permettant de réduire la densité atomique et donc les termes liés aux fluctuations de densité $\sigma_{y,n}$ et $\sigma_{y,sym}$, et en gardant les mêmes paramètres que ceux utilisés précédemment, on trouve alors, pour un cycle de 5 secondes : $\sigma_{y,1coup} = 1,1 \times 10^{-13}$ et $\sigma_{y,1s} = 2,5 \times 10^{-13}$.

Conclusion

Nous avons décrit le dispositif de l'horloge atomique sur puce à atomes, qui a été monté et caractérisé dans le cadre de ma thèse, et qui est désormais opérationnel. Les performances du banc de refroidissement Laser ainsi que du « chapeau optique » ont été évaluées. L'expérience TACC permet de produire quotidiennement des condensats de Bose-Einstein d'environ 3×10^4 atomes, et peut fonctionner en continu pendant plusieurs heures sans intervention extérieure. Les signaux R.F. et micro-onde d'interrogation ont été couplés à la puce, permettant d'effectuer une spectroscopie Ramsey de la transition. Le dispositif fonctionne donc effectivement en tant qu'horloge. L'optimisation des paramètres de piège a conduit à l'obtention d'une durée de cohérence supérieure à 10 secondes, encore jamais observée dans un système équivalent. Il a été établi que cette durée de cohérence est limitée par les pertes atomiques durant l'interrogation de Ramsey, et non par le déphasage induit par le piège magnétique et la densité atomique. La découverte d'un régime dans lequel la cohérence atomique est maintenue aussi longtemps est de première importance, et aura des conséquences en dehors de la métrologie de fréquence, par exemple pour concevoir des portes de phase robustes à partir d'atomes piégés magnétiquement [111]. Nous avons mesuré des largeurs de raie descendant jusqu'à 100 mHz, soit dix fois plus fines que pour les fontaines atomiques. Le facteur de qualité correspondant, de 7×10^{10} , ne peut être dépassé que dans le cas des horloges à ions piégés [23], où le piégeage est plus simple et où il n'y a pas de pertes par collisions, ou optiques, qui présentent des largeurs de raie de l'ordre de 50 Hz conduisant à un facteur de qualité de l'ordre de 10^{13} grâce à leurs fréquences de transition 10^5 fois plus élevées que les fréquences micro-ondes [112, 29].

La première mesure de stabilité de l'horloge donne environ $6 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$, encore limitée par le bruit technique. La caractérisation du dispositif et la durée de cohérence obtenue conduisent à une stabilité estimée théoriquement à 7×10^{-13} , 10 fois meilleure que la mesure préliminaire, avec les paramètres actuels et une durée de cycle de 11 secondes. Si la durée de cohérence est maintenue dans un piège encore moins dense et que la durée de cycle est réduite à 5 secondes, on obtient alors une stabilité de $2,5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, dans la même gamme que les meilleures horloges compactes [22, 113].

Nous avons ainsi démontré expérimentalement le fort potentiel de TACC en tant que dispositif métrologique.

Perspectives : futur immédiat

- La durée de cohérence observée avec TACC ne peut être expliquée sans tenir compte des collisions atomiques. Nous avons débuté une collaboration avec F. Piéchon et J.N. Fuchs, du Laboratoire de Physique des Solides à Orsay, et F. Laloë, du LKB de l'ENS, afin de mettre à jour théoriquement et expérimentalement le phénomène qui « entretient » la cohérence atomique. Il semblerait que ce mécanisme soit identique à celui qui donne naissance aux ondes de spin observées par les groupes d'E. Cornell [39] et de J. Thomas [114] : il s'agit de l'effet de rotation de spin identique, ou Identical Spin Rotation Effect

(ISRE) en anglais, prédit pour les gaz dilués au début des années 1980 [115, 116]. Dans le régime de paramètres utilisés par E. Cornell et J. Thomas, il conduit à une corrélation entre spin atomique et position, et à une séparation des deux composantes de spin dans le nuage [117, 118]. Dans le régime de paramètres de TACC, il conduit à une remise en phase des spins atomiques que l'inhomogénéité du piège avait déphasés. Ceci reste à être démontré expérimentalement. Plusieurs pistes peuvent être explorées :

- mesurer l'évolution de la durée de cohérence en fonction des paramètres déterminant le régime de collisions et l'effet de l'ISRE, favorable ou non, en jouant sur les larges gammes de fréquences de piégeage et de densité atomique accessibles expérimentalement.
- observer la dynamique atomique *via* le contraste des franges de Ramsey. Le déphasage initial induit par le piège se traduit par une baisse de contraste, suivie par la remise en phase des atomes de différentes énergies par les collisions ISRE, qui conduit à une remontée du contraste.
- déterminer s'il existe un déplacement de fréquence associé à cet effet, et si ce déplacement pourrait dégrader significativement la stabilité de l'horloge.
- La stabilité de l'horloge doit être améliorée, afin de démontrer expérimentalement que la gamme des $10^{-13}\tau^{-1/2}$ peut être atteinte. Les paramètres optimaux de piège, nombre d'atomes, température, doivent être déterminés dans cette optique. Ces paramètres ne seront pas nécessairement ceux donnant la durée de cohérence optimale, et un compromis devra être fait entre réduction des fluctuations de densité atomique et augmentation de la durée de cohérence. Il faut en parallèle poursuivre la réduction du bruit technique, afin de déterminer la stabilité ultime du dispositif actuel.
- Nous n'avons pour l'instant travaillé qu'avec un nuage d'atomes non-dégénérés. Il reste à déterminer la durée de cohérence maximale dans le cas d'un condensat de Bose-Einstein. Rappelons que les effets de champ moyen ont réduit cette durée à quelques centaines de millisecondes dans des expériences similaires à la notre [63, 40]. Nous savons cependant que le groupe de N.J. van Druten, à Amsterdam, projette d'utiliser des potentiels R.F. pour minimiser ce problème. L'idée est d'exploiter les propriétés collisionnelles des gaz 1D pour ajuster les longueurs de diffusion effectives des deux états d'horloge, afin de les rendre égales et d'éviter la séparation des deux composantes de spin [119, 120].

Perspectives : moyen/long terme

- La durée de cycle de notre horloge, de l'ordre de 10 secondes, est une limitation sévère à la stabilité. La possibilité d'une intégration future, qui sera probablement basée sur l'utilisation d'un quartz commercial de bruit de phase au moins dix fois plus élevé que celui de l'oscillateur cryogénique du SYRTE [19], rendrait indispensable une réduction des temps morts. En effet, avec un cycle de 5 secondes, la contribution de l'effet Dick s'élèverait à $1.2 \times 10^{-13}\tau^{-1/2}$ [19], en prenant les caractéristiques de l'oscillateur local utilisé dans l'expérience PHARAO [6]. Deux étapes limitent actuellement cette durée de cycle : le chargement du MOT et le refroidissement évaporatif. On peut raccourcir la rampe d'évaporation, en travaillant à une température plus élevée, quitte à réduire la durée de cohérence. On peut également utiliser un piège de refroidissement de fréquences plus élevées, et viser 1 seconde de refroidissement R.F. est un but réaliste (voir par exemple [48]) La durée de chargement du MOT, elle, ne peut être réduite qu'au détriment du nombre d'atomes, ou de la durée de vie du piège magnétique, si l'on augmente la pression de Rubidium dans la cellule. Une solution immédiate serait l'utilisation d'un MOT 2D [121], assurant le chargement rapide d'un nombre important d'atomes tout en améliorant la qualité du vide, actuellement limitée par le dispenser de Rubidium.

Vincent Dugrain, qui a débuté sa thèse en octobre 2009, travaille cependant à la réalisation d'une source rapide plus compacte qu'un MOT 2D, basée sur la modulation rapide (0,2 secondes) de la pression de ^{87}Rb dans la cellule. Le chargement du piège magnétique depuis un MOT à pyramide est une autre piste [122].

- L'autre application possible de notre dispositif est la réalisation d'un accéléromètre. On pourrait en effet utiliser TACC sans modifications majeures de l'expérience. Le guide d'onde offre la possibilité de créer des potentiels micro-ondes « habillés » dépendant de l'état interne des atomes et séparés spatialement, comme cela a été démontré à Munich dans le cadre de la réalisation d'une porte de phase [69].

Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse confirment donc que le choix du piègeage magnétique à l'aide d'une puce à atomes est tout à fait pertinent dans le cadre de la réalisation d'un dispositif métrologique compact. En effet les temps de cohérence observés impliquent qu'il n'y a pas d'obstacle intrinsèque à l'obtention d'une stabilité dans la gamme de quelques $10^{-13}\tau^{-1/2}$, qui dépasserait ainsi les meilleures horloges en cellules de type CPT [123] et placerait TACC dans la même gamme de performances que le projet HORACE [22].

De plus, l'horloge TACC développée au SYRTE va également permettre de mieux comprendre la dynamique des gaz ultra-froids de ^{87}Rb à deux composants de spin, et le rôle que jouent les différents types de collisions vis-à-vis de la cohérence atomique, donnant ainsi un caractère plus fondamental à l'expérience.

Pour finir, la souplesse de la puce et du dispositif permettront d'explorer d'autres pistes de recherche, notamment avec l'utilisation éventuelle de condensats de Bose-Einstein pour la métrologie, mais également avec la réalisation d'un interféromètre à séparation spatiale ; ainsi les possibilités offertes par TACC vont au-delà d'une « simple » horloge.

Annexe A

Publications

Preliminary Results of the Trapped Atom Clock on a Chip IEEE Transactions on Ferroelectric, Ultrasonics and Frequency Control, VOL. 57 (1), pp. 106-110, Janvier 2010 [124].

Compact Frequency Standard Using Atoms Trapped on a Chip Accepté pour publication par la revue Journal of Advances in Space Research [125].

Spin Self-Rephasing and Very Long Coherence Times in a Trapped Atomic Ensemble Soumis pour publication à la revue Physical Review Letters [126].

Preliminary Results of the Trapped Atom Clock on a Chip

Clément Lacroûte, Friedemann Reinhard, Fernando Ramirez-Martinez, Christian Deutsch, Tobias Schneider, Jakob Reichel, and Peter Rosenbusch

Abstract—We present an atomic clock based on the interrogation of magnetically trapped ^{87}Rb atoms. Two photons, in the microwave and radiofrequency domain, excite the clock transition. At a magnetic field of 3.23 G the clock transition from $|F=1, m_F=-1\rangle$ to $|F=2, m_F=1\rangle$ is 1st-order insensitive to magnetic field variations. Ramsey interrogation times longer than 2 s can be achieved, leading to a projected clock stability in the low 10^{-13} at 1 s for a cloud of 10^5 atoms. We use an atom chip to cool and trap the atoms. A coplanar waveguide is integrated to the chip to carry the Ramsey interrogation signal, making the physics package as small as $(5\text{ cm})^3$. We describe the experimental setup and show preliminary Ramsey fringes of line width 1.25 Hz.

I. INTRODUCTION

CURRENT research on atomic clocks aims at numerous purposes and applications. The development of clocks that are more accurate, and will probably lead to a new definition of the SI second, is at one extremity, with optical clocks showing accuracies as good as 5.2×10^{-17} [1]. On the other hand is the invention of miniaturized clocks, such as 10 cm^3 volume vapor cell clocks, showing stabilities of 2 to 3×10^{-10} at 1 s [2]. Between these 2 lies the need for liter-sized atomic clocks with a stability on the order of 10^{-13} at 1 s, for applications such as navigation. Among the candidates, trapped ions clocks have shown the best stability so far [3], and a satellite-borne model of such a clock, LITE, is currently under development. The HORACE experiment showed a stability of a few 10^{-13} at 1 s [4], interrogating laser cooled Cs atoms in free fall. Here we present a clock that interrogates magnetically trapped ultra-cold atoms. Being at the intersection of LITE and HORACE, the storage of trapped neutral atoms gives access to long interrogation times as well as high numbers of atoms. A compact setup is realized based on the atom chip technology. Atom chip experiments have been widely

used for the study of ultra-cold gases and Bose-Einstein condensates (BECs) [5]–[8]. They enable liter-size physics packages, low power consumption and fast atom cooling. Interesting regimes of physics such as quantum gases in low dimensions have been studied in atom chip experiments, opening possible applications beyond clocks such as quantum information processing or atom interferometry. We describe our experimental setup merging atomic clocks and atom chips for the first time in a dedicated experiment. We present preliminary results in the form of Ramsey fringes.

The clock transition is defined by the 2-photon transition between the $|1\rangle \equiv |F=1, m_F=-1\rangle$ and the $|2\rangle \equiv |F=2, m_F=1\rangle$ states of the ground state of ^{87}Rb . The transition is excited by a microwave photon near resonant with the $|1\rangle$ to $|F=2, m_F=0\rangle$ transition completed with a $\sim 2\text{ MHz}$ radio frequency (RF)-photon [9]. The transition frequency is first-order insensitive to fluctuations of the magnetic field at the “magic” field of 3.23 G [10]. Moreover, the scattering lengths of the clock states differ by only 5% [11]. Coherence times of up to $\sim 2.5\text{ s}$ seconds have been demonstrated for this transition [10], even in the vicinity of an atom chip [12]. A stability of 1.7×10^{-11} at 1 s has been demonstrated [12] using a setup which was not intended for metrology. By simple technical improvements, we estimate a possible improvement of the stability by one order of magnitude. Moreover, whereas the second-order Zeeman shift and the mean field shift have the strongest effect on the decoherence, we calculated that their compensation can make the clock frequency almost constant throughout the trap volume, potentially increasing the coherence time to 20 s [13]. Even for more conservative estimates assuming 1 s of Ramsey interrogation, 2 s of dead time and 10^5 atoms, we predict a frequency stability near 10^{-13} at 1 s using ultra-cold thermal atoms. In a second stage we will investigate the use of a BEC in this clock. The use of BECs in metrology applications has been largely discussed in the literature [14], [15] but so far no systematic experimental investigation has been carried out. Interesting features may lie in the cancellation of the collisional shift as suggested in [16].

II. EXPERIMENTAL SETUP

Atom chips are now widely used devices in atomic physics laboratories. They have led to major advances in the understanding and manipulation of Bose-Einstein condensates [5]. The founding idea of atom chips is to trap

Manuscript received May 20, 2009; accepted August 15, 2009. This work was funded by the IFRAP and the Delegation Générale de l'Armement (DGA) under contract no. 07.34.005. C.L. acknowledges a doctoral scholarship from the DGA.

C. Lacroûte, F. Ramirez-Martinez, and P. Rosenbusch are with Systèmes de Référence Temps Espace (SYRTE), Observatoire de Paris, Paris, France (clement.lacroûte@obspm.fr).

When this work was performed, F. Reinhard, C. Deutsch, T. Schneider, and J. Reichel were with the Laboratoire Kastler Brossel, ENS, Paris, France.

F. Reinhard is now with the Physikalisches Institut, Stuttgart, Germany.

T. Schneider is now with the Institut für Experimentalphysik, Düsseldorf, Germany.

Digital Object Identifier 10.1109/TUFFC.2010.1385

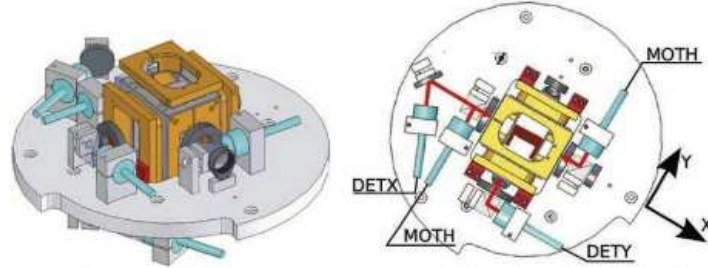


Fig. 1. Left: the optical hat. A small optical platform carries laser beam expanders (blue) and magnetic field coils (orange). All components are prealigned and the hat is slipped over the $(5\text{ cm})^3$ vacuum cell containing the atom chip. Right: Top view of the optical hat surrounding the vacuum cell and the “macroscopic U” (brown). The red arrows indicate cooling and detection laser beams. All shown beams are parallel to the chip and the base plate. Two additional cooling beams come from underneath the plate and are reflected off the chip at 45° . References to color refer to the online version of this figure.

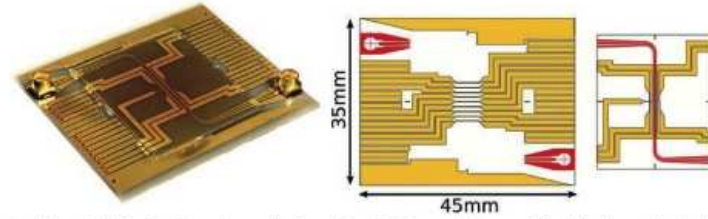


Fig. 2. Left: photo of the actual chip. Two layers, base and science chip, of golden conductors on AlN substrates are glued onto each other. The microwave coplanar waveguide is at the heart of the chip. Mini-SMP connectors provide microwave coupling. The darker color of the upper layer is caused by the 780 nm reflective coating. Right: layout of base and science chips. The central Z-shaped wire is the coplanar waveguide (CPW). All base chip wires are orthogonal to the CPW and are used for longitudinal confinement.

“low-field seeking” atomic states using the gradients of the magnetic field generated by micro-fabricated current-carrying wires. Furthermore, one can take advantage of the industrial knowledge to integrate complex structures to the chip. Among these are fibered optical cavities [6], mechanical resonators [7], or integrated optics [8].

The feature of our chip is the integration of a coplanar waveguide (CPW) designed to transmit the 6.834 GHz signal. This kind of transmission line consists of 3 parallel wires, with the 2 external wires being grounded. The microwave signal oscillates between the central wire and the external ones as it would between the core and the shield of a coaxial cable. The microwave can either propagate along the line, if it is terminated by a $50\ \Omega$ load, or form a standing wave, if a total reflection is created at the end of the line. The integration of the CPW to the chip allows us to drive atomic transitions in the trapped atomic cloud and avoids the design of a bulky cavity or the use of a power-consuming horn. It also prevents phase instabilities caused by microwave reflection, because the trapped atoms interact with the evanescent field of the waveguide.

Before being loaded to the chip magnetic trap, the atoms are pre-cooled in a magneto-optical trap (MOT) and optical molasses. Our experiment is based on the mirror-MOT

technique [17], whereby 2 of the 6 laser beams commonly necessary for laser cooling are generated by reflection from the chip surface. In a patented vacuum cell system, the chip is glued upside-down on top of a commercial glass cell [18]. It thereby closes the vacuum system and remains accessible for power dissipation and electric connection from its back. The inner surface of the chip is coated to act as a mirror at 780 nm. The vacuum cell is surrounded by a stand-alone “optical hat” (Fig. 1) which includes both coils for the generation of homogeneous magnetic fields and optics to provide the cooling and detection light.

A. The Chip

Our chip (Fig. 2) is a 2-layer AlN chip similar to the one described in [19]. A $24 \times 28\text{ mm}^2$ “science chip” is glued onto a $38 \times 45.5\text{ mm}^2$ “base chip” which closes the vacuum cell. The “science chip” includes the coplanar waveguide that carries both the microwave signal for the Ramsey spectroscopy and a dc current for magnetic trapping. Our 2-layer chip design prevents wire crossings and thereby uncontrolled microwave reflections within the CPW. All science chip wires are parallel to the CPW and provide transverse trapping. Orthogonal wires giving lon-

gitudinal confinement are put on the base chip. All wires have a thickness of $10\text{ }\mu\text{m} \pm 1\text{ }\mu\text{m}$. Their widths vary from 50 to 500 μm . The base chip provides all electric connections, including mini-SMP connectors for the microwave signal. These are placed outside the vacuum.

The atoms are held at a distance of 150 μm from the science chip and interact with the evanescent field of the CPW. Sufficiently high ($\sim$ kilohertz) Rabi frequencies can be achieved with reasonable microwave power ($\sim$ 0 dBm). The evanescent field decays on a length scale similar to the distance between the core and the shield wires, which we chose as 175 μm . Our choice is motivated by 2 constraints: first, to avoid corrugations in the magnetic trapping potential, the atom-surface distance should exceed $\sim$ 100 μm . Second, waveguide dimensions smaller than the science chip 250 μm thickness reduce coupling of the microwave signal to the base chip wires. The CPW wires have a width of 50 μm each, which is sufficient to carry a continuous current of 3 A and create transverse trap frequencies between 100 Hz and 10 kHz. At the chip center, the CPW impedance is 80 Ω , calculated by finite-element simulation. This is matched to the 50 Ω impedance of the coaxial connectors by means of linear tapers. Bond wires make the electric contact from the base chip to the science chip. Their impedance is practically impossible to simulate and is likely to cause the main reflections.

RF signals are also carried by the science chip on a standard wire. The RF signals are used to provide the second photon in the clock interrogation as well as for evaporative cooling, where Zeeman transitions eject the hottest atoms from the magnetic trap leaving the remaining atoms at sub-micro Kelvin temperatures.

B. The Optical Hat

The optical hat (Fig. 1) is a compact optical table that fits around the chip and vacuum cell. The light is brought in by optical fibers from a $60 \times 80\text{ cm}^2$ breadboard. Four 18-mm waist beams provide atom cooling in the mirror-MOT configuration [17]. This configuration benefits from the reflection of 2 beams, inclined by 45° , of the chip surface. Two horizontal (parallel to the chip) detection beams allow absorption imaging along x and y . All beams are tuned to the $F = 2$ to $F' = 3$ cycling transition of the D_2 line. $F = 1$ to $F' = 2$ repump light is mixed into the 45° beam. Detuned to the $F = 2$ to $F' = 2$ transition, the y -detection light serves for optical pumping into the clock state [1]. In that case, the repump light is set to the $F = 1$ to $F' = 1$ transition and mixed into the y -detection fiber.

The hat equally holds 3 pairs of coils for the generation of homogeneous magnetic fields. All components are pre-aligned such that the hat can easily be slipped-over (and be removed from) the vacuum cell. Once installed, set-screws give mechanical contact with the vacuum system to avoid vibrations. Two layers of magnetic shielding, yet to be installed, will enclose the optical hat and stabilize the magnetic field to below 50 μG .

C. Experimental Sequence

The experimental sequence is as follows: an MOT is used to collect and pre-cool atoms from a room-temperature vapor. Optical molasses cools the atoms down to 10 μK before an optical pumping pulse transfers them into the clock ground state. A first magnetic trap is ramped on, containing $\sim$ 66% of the atoms. Compression of the trap increases the collision rate and accelerates cooling through RF evaporation. The evaporation must both decrease temperature and increase the phase-space density to reach the onset of Bose Einstein condensation [20]. The atoms are typically cooled to a few 100 nK, near (above or below) the critical temperature. The trap is then decompressed to perform the Ramsey interrogation in a shallower confinement. This reduces the second-order Zeeman shift as well as the mean-field shift. Finally, detection is carried out by releasing the atoms and imaging their absorption 1 mm below the chip. Currently, one clock cycle takes about 10 s, where 6 s account for the initial MOT loading and 3 s for the evaporative cooling. A second generation set-up will bring substantial reduction of this dead time by loading from an additional 2-D MOT in much less than 1 s and optimized evaporation in 1 s.

III. FIRST EXPERIMENTAL RESULTS

A. Preparation of Bose Einstein Condensates

The cooling of atoms from a thermal atomic cloud down to the quantum degeneracy is a spectacular phenomenon as well as a technical challenge. Although nearly a hundred experiments exist world-wide, care must be taken, in particular to prevent heating caused by technical noise or bad vacuum. When building a metrology experiment, this is all the more useful, as good control of the experimental parameters is required. Obtaining a BEC with our setup is therefore a natural first step demonstrating its correct operation.

After initial magnetic trapping, we perform forced evaporation in a stiff confinement with trap frequencies of {95 Hz, 1 kHz, 1 kHz}. The RF cooling frequency is exponentially ramped from 25 to 4.2 MHz, resulting in a sample of 40000 atoms at less than 500 nK. Further descent to 4.09 MHz produces a pure condensate of 6000 atoms. Fig. 3 shows 3 atom clouds prepared by decreasing cooling frequencies after release from the trap and 16 ms of free fall. A thermal cloud (left) is characterized by a broad isotropic distribution indicating high thermal velocities. Atoms in a condensate (right) have almost negligible velocity resulting in a strongly peaked distribution.

B. Ramsey Fringes

Having established the atom preparation, we probe the clock transition starting with non-condensed atoms. We can selectively image the atoms in the ground or excited

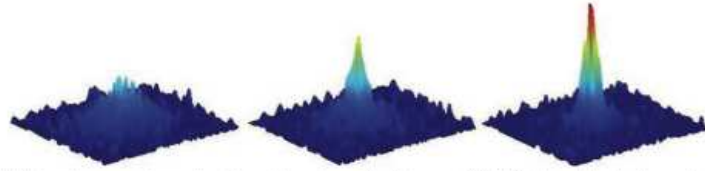


Fig. 3. Atom distribution after evaporative cooling. Left: a thermal ensemble of atoms at 300 nK. The broad distribution reveals the residual thermal velocity. Right: a pure Bose-Einstein condensate containing 6000 atoms. The strongly peaked distribution indicates the almost negligible atom velocity.

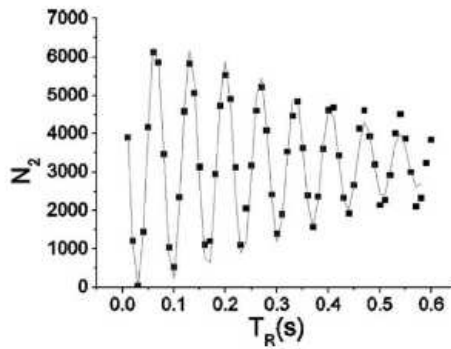


Fig. 4. Ramsey fringes in the time domain. The number of excited atoms is given as a function of the delay between the 2 Ramsey pulses. The Rabi frequency is set to 500 Hz. The oscillation shows an exponential decrease of the contrast giving reaching $1/e$ in 450 ns.

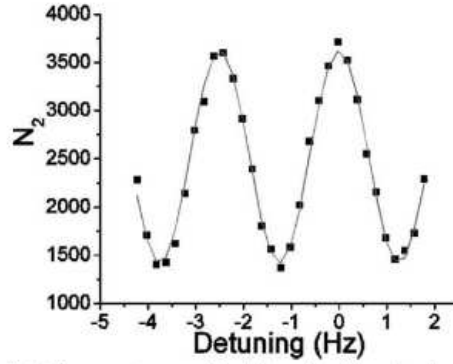


Fig. 5. Ramsey spectroscopy of the clock transition. The number of excited atoms is plotted against the detuning from the atomic transition. The FWHM of the central fringe is 1.25 Hz. Its contrast is 40%.

state by adding or not repumping light to the detection light. Because the atoms are prepared in the ground state, detecting the excited state alone quantifies the excitation probability.

The 2-photon Rabi frequency is set to about 500 Hz, by adjusting the RF and microwave powers to be roughly equal. We constructed a low phase noise synthesizer for generating the microwave signal and controlling its power [21]. The RF signal is generated by a commercial Direct Digital Synthesis function generator. The detuning of the intermediate state ($F = 2$, $m_F = 0$) is set to about 500 kHz to avoid atom lost from coupling to un-trapped states. The CPW is terminated by a 50 Ω load, such that the microwave signal propagates as a traveling wave. We then perform Rabi spectroscopy to coarsely localize resonance frequency, before changing to Ramsey interrogation.

We use Ramsey fringes in the time domain to measure the coherence time (Fig. 4). We measure a 450 ns $1/e$ damping time for our preliminary parameters of trap frequencies {50 Hz, 300 Hz, 300 Hz} and a magnetic bias field detuned from the magic field by about 50 mG.

The observed coherence time lags behind published measurements by more than a factor of 5 [10], [12]. Possible explanations lie in the non-optimized trap parameters

as well as in the fact that the magnetic shield is yet to be installed. In addition, the atomic density plays an important role. The trap lifetime of atoms in the excited clock state is measured to be shorter by more than a factor of 3 than that of the ground state. Better results are expected when transferring the atoms to an even shallower trap.

We set the Ramsey interrogation time to 0.4 s, close to the coherence time and perform Ramsey spectroscopy in the time domain. Fig. 5 shows measured fringes. The fringe FWHM is 1.25 Hz and the contrast is 40%.

IV. CONCLUSION

Preliminary results of an atomic clock using magnetically trapped atoms on an atom chip have been presented. The preparation of a Bose-Einstein condensate containing 6000 atoms has been installed. Ramsey interrogation of thermal ultra-cold atoms in a preliminary magnetic trap realized a 1.25 Hz line width. Completion of the experimental set-up and optimization of the trap parameters should allow more than a factor 5 line width reduction. Renormalization of the atom number and shot-noise limited detection will enable a clock stability of 10^{-12} at 1 s

or better. The low 10^{-13} at 1 s range could be reached by reducing the atom preparation time to 2 s and increasing the atom number to 10^5 . Currently, both are limited by the initial MOT loading and can easily be improved by adding a 2-D-MOT [22].

ACKNOWLEDGMENT

We thank M. Lours and the SYRTE electronics and mechanics workshops for their help in design and construction of the setup. The SYRTE is Unité de Recherche of the Observatoire de Paris and the Université Pierre et Marie Curie associated to the CNRS (UMR8630). It is a national metrology laboratory of the Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) and member of the Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF).

REFERENCES

- [1] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist, "Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks: Metrology at the 17th decimal place," *Science*, vol. 319, pp. 1808–1812, March, 2008.
- [2] R. Lutwak, P. Vilius, M. Varghese, M. Mosher, D. K. Serkland, G. M. Peake, "The MAC – A miniature atomic clock," in *Proc. 2005 Int. Frequency Control Symp./Precise Time and Time Interval*, Vancouver, Canada, 2005, pp. 752–757.
- [3] J. D. Prestage, S. Chung, T. Le, L. Lin, and L. Maleki, "Liter-sized ion clock with 10^{-15} stability," in *Proc. 30th Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting*, 2005.
- [4] F. X. Esnault, S. Perria, D. Holleville, S. Guersadél, N. Dimarcq, and J. Delpoite, "Reaching a few 10^{-11} $\tau^{-1/2}$ stability level with the compact cold atom clock HORACE," in *Proc. IEEE Frequency Control Symp.*, Honolulu HI, May 2008, pp. 381–385.
- [5] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, and J. Reichel, "Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip," *Nature*, vol. 413, no. 6855, pp. 498–501, 2001.
- [6] Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger, and J. Reichel, "Strong atom-field coupling for Bose-Einstein condensates in an optical cavity on a chip," *Nature*, vol. 450, no. 7167, pp. 272–276, 2007.
- [7] P. Treutlein, D. Hunger, S. Camerer, T. W. Hänsch, and J. Reichel, "Bose-Einstein condensate coupled to a nanomechanical resonator on an atom chip," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, pp. 140403, Oct. 2007.
- [8] G. N. Lewis, Z. Moktadin, C. Gollasch, M. Kruhl, S. Pollock, F. Ramirez-Martinez, J. P. Ashmore, A. Lalot, M. Trippke, and E. A. Hinds, "Fabrication of magneto-optical atom traps on a chip," *J. Microelectromech. Syst.*, vol. 18, no. 2, pp. 347–353, Apr. 2009.
- [9] D. S. Hall, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, "Measurements of relative phase in two-component Bose-Einstein condensates," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, no. 8, pp. 1543–1546, Aug. 1998.
- [10] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk, and E. A. Cornell, "Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas," *Phys. Rev. A*, vol. 66, art. no. 053616, Nov. 2002.
- [11] E. M. G. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, "Isotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, art. no. 093201, 2002.
- [12] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel, "Coherence in microchip traps," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, art. no. 203005, May 2004.
- [13] P. Rosenbusch, "Magnetically trapped atoms for compact atomic clocks," *Appl. Phys. B*, vol. 95, no. 2, p. 227–235, 2009.
- [14] W. Li, A. K. Tuchman, H. C. Chien, and M. A. Kasevich, "Extended coherence time with atom-number squeezed states," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, art. no. 040402, 2007.
- [15] F. Impens, P. Bonnyer, and C. J. Bordé, "Matter-wave cavity gravimeter," *Appl. Phys. B*, vol. 84, pp. 603–615, 2006.
- [16] D. Kado and Y. B. Band, "Analysis of a magnetically trapped atom clock," *Phys. Rev. A*, vol. 74, art. no. 053609, 2006.
- [17] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch, "Atomic micromanipulation with magnetic surface traps," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, no. 17, pp. 3398–3401, Oct. 1999.
- [18] D. Z. Anderson and J. Reichel, "Cold atom system with atom chip wall," 2006 U.S. Patent US 7126112 B2.
- [19] P. Böhi, M. F. Riedel, J. Hoffrogge, J. Reichel, T. W. Hänsch, and P. Treutlein, "Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip," *Nat. Phys.*, vol. 5, pp. 592–597, Jul. 2009.
- [20] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn, "Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates," in *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, Course CXL, M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman Eds. Amsterdam, The Netherlands: IOS Press, 1999, pp. 67–176. arXiv:cond-mat/9904034v2.
- [21] F. Ramirez, F. Reinhard, M. Lours, J. Reichel, and P. Rosenbusch, "Low phase noise frequency synthesizer for the trapped atom clock on a chip," in *Proc. European Time and Frequency Forum*, 2009.
- [22] K. Diekmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven, "Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms," *Phys. Rev. A*, vol. 58, pp. 3891–3895, 1998.

Bibliographie

- [1] A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 17:132 – 148, 1905.
- [2] R. Much, E. Daganzo, S. Feltham, R. Nasca, M.P. Hess, L. Stringhetti, L. Cacciapuoti, and C. Salomon. Status of the ACES mission. In *Proceedings of the 2009 joint EFTF-IFCS conference.*, 2009.
- [3] John D. Prestage, Robert L. Tjoelker, and Lute Maleki. Atomic clocks and variations of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 74(18):3511, May 1995.
- [4] Mark A. Kasevich, Erling Riis, Steven Chu, and Ralph G. DeVoe. RF spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 63(6):612, 1989.
- [5] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W.D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhys. Lett.*, 16 (2):165–170, September 1991.
- [6] Ph. Laurent, M. Abgrall, Ch. Jentsch, P. Lemonde, G. Santarelli, A. Clairon, I. Maksimovic, S. Bize, Ch. Salomon, D. Blonde, J.F. Vega, O. Grosjean, F. Picard, M. Saccoccio, M. Chaubet, N. Ladiette, L. Guillet, I. Zenone, Ch. Delaroche, and Ch. Sirmain. Design of the cold atom PHARAO space clock and initial test results. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84(4):683–690, September 2006.
- [7] D.M. Harber, H.J. Lewandowski, J. M. McGuirk, and E.A. Cornell. Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas. *Phys. Rev. A*, 66:053616, 2002.
- [8] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel. Coherence in microchip traps. *Phys. Rev. Lett.*, 92(20):203005, 2004.
- [9] Jacques Vanier and Claude Audoin. *The quantum physics of atomic frequency standards*. IOP Ltd., 1989.
- [10] D.W. Allan. Statistics of Atomic Frequency Standards. In *Proc. IEEE*, volume 54, pages 54–221, February 1966.
- [11] N. F. Ramsey. A molecular resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, 78(6):695–699, 1950.
- [12] W.M. Itano, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, J.M. Gilligan, D.J. Heinzein, F.L. Moore, M.G. Raizen, and D.J. Wineland. Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems. *Phys. Rev. A*, 47(5):3554–3570, 1993.

- [13] Special issue on the Dick effect. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 45(4), 1998.
- [14] T. Fernholz, H. Krauter, K. Jensen, J. F. Sherson, A. S. Sørensen, and E. S. Polzik. Spin squeezing of atomic ensembles via nuclear-electronic spin entanglement. *Phys. Rev. Lett.*, 101(7):073601, 2008.
- [15] C. Langer, R. Ozeri, J. D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R. B. Blakestad, J. Britton, D. B. Hume, W. M. Itano, D. Leibfried, R. Reichle, T. Rosenband, T. Schaetz, P. O. Schmidt, and D. J. Wineland. Long-lived qubit memory using atomic ions. *Phys. Rev. Lett.*, 95(6):060502, August 2005.
- [16] D. Leibfried, M. D Barrett, T. Schaetz, J. Britton, J. Chiaverini, W. M Itano, J. D Jost, C. Langer, and D. J Wineland. Toward Heisenberg-limited spectroscopy with multiparticle entangled states. *Science*, 304(5676):1476–1478, 2004.
- [17] C. F. Roos, M. Chwalla, K. Kim, M. Riebe, and R. Blatt. "Designer atoms" for quantum metrology. *Nature*, 443(7109):316–319, September 2006.
- [18] P. Treutlein. *Coherent Manipulation of Ultracold Atoms on Atom Chips*. PhD thesis, LMU Munich, 2008.
- [19] F. Reinhard. *Design and Construction of an Atomic Clock on an Atom Chip*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2009.
- [20] R. H. Dicke. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines. *Physical Review*, 89(2):472, 1953.
- [21] S. Bize. *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de Rubidium et de Césium*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2001.
- [22] F.X. Esnault. *Etude des performances ultimes d'une horloge compacte à atomes froids : optimisation de la stabilité court terme*. PhD thesis, Université Paris VI, 2009.
- [23] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Laser-cooled Mercury ion frequency standard. *Phys. Rev. Lett.*, 80(10):2089, March 1998.
- [24] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist. Frequency Ratio of Al^+ and Hg^+ Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place. *Science*, 319(5871):1808–1812, March 2008.
- [25] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, 11:288–290, 1986.
- [26] Nir Davidson, Heun Jin Lee, Charles S. Adams, Mark Kasevich, and Steven Chu. Long atomic coherence times in an optical dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 74(8):1311–, February 1995.
- [27] H. Katori. Spectroscopy of Strontium atoms in the Lamb-Dicke confinement. In *Sixth Symposium on frequency standards and metrology.*, 2001.

- [28] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. Absolute optical frequency measurement of the Cesium D1 line with a mode-locked laser. *Phys. Rev. Lett.*, 82(18):3568, May 1999.
- [29] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, Jun Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck, and C. W. Oates. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock. *Science*, 319(5871):1805–1808, March 2008.
- [30] N. Lundblad, M. Schlosser, and J. V Porto. Experimental observation of magic-wavelength behavior in optical lattice-trapped ^{87}Rb . *0912.1528*, pages –, December 2009.
- [31] K. J. Kügler, W. Paul, and U. Trinks. A magnetic storage ring for neutrons. *Phys. Lett. B*, 72(3):422–424, January 1978.
- [32] M. H Anderson, J. R Ensher, M. R Matthews, C. E Wieman, and E. A Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269(5221):198–201, 1995.
- [33] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75(22):3969, 1995.
- [34] D. A. Steck. Rubidium 87 D line data, 2001. <http://steck.us/alkalidata>.
- [35] C.J. Pethick and H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. Cambridge University Press, 2002.
- [36] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar. Interisotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 88(9):093201, February 2002.
- [37] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, and A. Clairon. Cold collision frequency shifts in a ^{87}Rb atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 85(15):3117, 2000.
- [38] P. Rosenbusch. Magnetically trapped atoms for compact atomic clocks. *App. Phys. B*, 95(2):227–235, 2009.
- [39] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell. Observation of anomalous spin-state segregation in a trapped ultracold vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 88(7):070403, January 2002.
- [40] H.J. Lewandowski. *Coherences and correlations in an ultracold Bose gas*. PhD thesis, University of Colorado, 2002.
- [41] D. Z. Anderson and J. Reichel. Cold atom system with atom chip wall, 2006. U.S. Patent US 7,126,112 B2.
- [42] J. M. McGuirk, H. J. Lewandowski, D. M. Harber, T. Nikuni, J. E. Williams, and E. A. Cornell. Spatial resolution of spin waves in an ultracold gas. *Phys. Rev. Lett.*, 89(9):090402, 2002.

- [43] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, and A. Clairon. Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard. *Phys.Rev.Lett.*, 82(23):4619, 1999.
- [44] K. M. Mertes, J. W. Merrill, R. Carretero-Gonzalez, D. J. Frantzeskakis, P. G. Kevrekidis, and D. S. Hall. Nonequilibrium dynamics and superfluid ring excitations in binary Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 99(19):190402–4, November 2007.
- [45] Alan L. Migdall, John V. Prodan, and William D. Phillips. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54(24):2596, 1985.
- [46] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 52(5):4004, 1995.
- [47] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *P.R.L.*, 83(17):3398, 1999.
- [48] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, and J. Reichel. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413(6855):498–501, 2001.
- [49] H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.*, 87(23):230401–, November 2001.
- [50] J. Reichel. Microchip traps and Bose-Einstein condensation. *Appl. Phys. B*, 75:469–487, 2002.
- [51] J. Fortágh and C. Zimmermann. Magnetic traps for ultracold atoms. *Rev.of Mod. Phys.*, 79:235–289, 2007.
- [52] E. A. Sinclair, C. D. J. Curtis, I. Llorente Garcia, J. A. Retter, B.V. Hall, S. Eriksson, B.E. Sauer, and E. A. Hinds. Bose-Einstein condensation on a permanent-magnet atom chip. *Phys. Rev. A*, 72(3):031603, 2005.
- [53] B. V. Hall, S. Whitlock, F. Scharnberg, P. Hannaford, and A. Sidorov. A permanent magnetic film atom chip for Bose-Einstein condensation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 39:27–36, 2006.
- [54] T. Fernholz, R. Gerritsma, S. Whitlock, I. Barb, and R. J. C. Spreeuw. Fully permanent magnet atom chip for Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 77(3):033409, 2008.
- [55] T. Nirrengarten, A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Realization of a superconducting atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 97(20):200405, 2006.
- [56] T. Mukai, C. Hufnagel, A. Kasper, T. Meno, A. Tsukada, K. Semba, and F. Shimizu. Persistent supercurrent atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 98(26):260407, 2007.
- [57] P. Krüger, X. Luo, M. W. Klein, K. Brugger, A. Haase, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, R. Folman, and J. Schmiedmayer. Trapping and manipulating neutral atoms with electrostatic fields. *Phys. Rev. Lett.*, 91(23):233201, December 2003.
- [58] J.-B. Trebbia, C. L. Garrido Alzar, R. Cornelussen, C. I. Westbrook, and I. Bouchoule. Roughness suppression via rapid current modulation on an atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 98(26):263201–4, 2007.

- [59] A. H. van Amerongen, J. J. P. van Es, P. Wicke, K. V. Kheruntsyan, and N. J. van Druten. Yang-Yang thermodynamics on an atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 100(9):090402–4, March 2008.
- [60] S. Hofferberth, I. Lesanovsky, B. Fischer, T. Schumm, and J. Schmiedmayer. Non-equilibrium coherence dynamics in one-dimensional Bose gases. *Nature*, 449:324–327, 2007.
- [61] G. B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, and M. Prentiss. Long phase coherence time and number squeezing of two Bose-Einstein condensates on an atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 98:030407–4, August 2007.
- [62] Y. Wang, D. Z. Anderson, V.M. Bright, E. A. Cornell, Q. Diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R.A. Saravanan, S. R. Segal, and W. Saijun. Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 94:090405, 2005.
- [63] R. P. Anderson, C. Ticknor, A. I. Sidorov, and B. V. Hall. Spatially inhomogeneous phase evolution of a two-component Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 80(2):023603–7, 2009.
- [64] Igor Teper, Yu-Ju Lin, and Vladan Vuletić. Resonator-aided single-atom detection on a microfabricated chip. *Phys. Rev. Lett.*, 97(2):023002–4, 2006.
- [65] Yves Colombe, Tilo Steinmetz, Guilhem Dubois, Felix Linke, David Hunger, and Jakob Reichel. Strong atom-field coupling for Bose-Einstein condensates in an optical cavity on a chip. *Nature*, 450(7167):272–276, 2007.
- [66] M. Trupke, J. Goldwin, B. Darquié, G. Dutier, S. Eriksson, J. Ashmore, and E. A. Hinds. Atom detection and photon production in a scalable, open, optical microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 99(6):063601–4, 2007.
- [67] R. Gerritsma, S. Whitlock, T. Fernholz, H. Schlatter, J. A. Luigjes, J.-U. Thiele, J. B. Goedkoop, and R. J. C. Spreeuw. Lattice of microtraps for ultracold atoms based on patterned magnetic films. *Phys. Rev. A*, 76(3):033408, 2007.
- [68] M. Singh, M. Volk, A. Akulshin, A. Sidorov, R. McLean, and P. Hannaford. One-dimensional lattice of permanent magnetic microtraps for ultracold atoms on an atom chip. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 41(6):065301–065301, 2008.
- [69] P. Böhi, M. F. Riedel, J. Hoffrogge, J. Reichel, T. W. Hänsch, and P. Treutlein. Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip. *Nat Phys*, 5:592–597, July 2009.
- [70] C. Henkel and M. Wilkens. Heating of trapped atoms near thermal surfaces. *Europhysics Letters*, 47(4):414–, 1999.
- [71] J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther, and C. Zimmermann. Surface effects in magnetic microtraps. *Phys. Rev. A*, 66(4):041604, October 2002.
- [72] Yu-ju Lin, Igor Teper, Cheng Chin, and Vladan Vuletić. Impact of the Casimir-Polder potential and Johnson noise on Bose-Einstein condensate stability near surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 92(5):050404, February 2004.

- [73] Philipp Treutlein, David Hunger, Stephan Camerer, Theodor W. Hansch, and Jakob Reichel. Bose-Einstein condensate coupled to a nanomechanical resonator on an atom chip. *Phys. Rev. Lett.*, 99(14):140403–4, October 2007.
- [74] J. Estève, C. Aussibal, T. Schumm, C. Figl, D. Mailly, I. Bouchoule, C. I. Westbrook, and A. Aspect. Role of wire imperfections in micromagnetic traps for atoms. *Phys. Rev. A*, 70(4):043629, October 2004.
- [75] P. Krüger, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Hofferberth, E. Haller, S. Aigner, S. Groth, I. Bar-Joseph, and J. Schmiedmayer. Potential roughness near lithographically fabricated atom chips. *Phys. Rev. A*, 76(6):063621–, December 2007.
- [76] S. Aigner, L. Della Pietra, Y. Japha, O. Entin-Wohlman, T. David, R. Salem, R. Folman, and J. Schmiedmayer. Long-range order in electronic transport through disordered metal films. *Science*, 319(5867):1226–1229, 2008.
- [77] W.H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Prog. Quant. Electr.*, 8:181, 1984.
- [78] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, Jason R. Ensher, and Eric A. Cornell. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 74(17):3352, April 1995.
- [79] David E. Pritchard. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 51(15):1336, October 1983.
- [80] Johannes Denschlag, Donatella Cassettari, and Jörg Schmiedmayer. Guiding neutral atoms with a wire. *Phys. Rev. Lett.*, 82(10):2014–, March 1999.
- [81] S. Chu. The manipulation of neutral particles. *Rev. of Mod. Phys.*, 70 (3):685–706, 1998. Nobel Lecture.
- [82] C. N. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Rev. of Mod. Phys.*, 70 (3):707–719, 1998. Nobel Lecture.
- [83] W. D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. of Mod. Phys.*, 70 (3):721–741, 1998. Nobel Lecture.
- [84] S. V. Andreev, V. I. Balykin, V. S. Letokhov, and V. G. Minogin. Radiative slowing and reduction of the energy spread of a beam of sodium atoms to 1.5 K in an oppositely directed laser beam. *JETP Letters*, 34(8):442, 1981.
- [85] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48(9):596, March 1982.
- [86] H.J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag New York, 1999.
- [87] J. Dalibard. *Atomes ultra-froids*. 2006. Notes de cours de Master 2 de l'E.N.S. http://www.phys.ens.fr/~dalibard/Notes_de_cours/.
- [88] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.*, 65(13):1571, 1990.

- [89] K. E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu. Improved magneto-optic trapping in a vapor cell. *Opt. Lett.*, 17(7):526–528, 1992.
- [90] Thad Walker, David Sesko, and Carl Wieman. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 64(4):408, January 1990.
- [91] Wolfgang Ketterle, Kendall B. Davis, Michael A. Joffe, Alex Martin, and David E. Pritchard. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70(15):2253, April 1993.
- [92] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023–2045, November 1989.
- [93] W. Ketterle and N. J. van Druten. Evaporative cooling of trapped atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37:181–236, 1996.
- [94] J.T.M. Walraven. Elements of quantum gases: Thermodynamic and collisional properties of trapped atomic gases. Bachelor course at honours level. University of Amsterdam. http://staff.science.uva.nl/~walraven/walraven/Publications_files/Elements-of-Quantum-Gases-I.pdf, 2009.
- [95] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, and J. T. M. Walraven. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Phys. Rev. A*, 53(1):381–, January 1996.
- [96] F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, and S. Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. of Mod. Phys.*, 71(3):463–512, April 1999.
- [97] Y. Castin and R. Dum. Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.*, 77(27):5315, December 1996.
- [98] X. Baillard, A. Gauguier, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2):609–613, October 2006.
- [99] S. Haroche and F. Hartmann. Theory of saturated-absorption line shapes. *Phys. Rev. A*, 6(4):1280–1300, 1972.
- [100] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K.T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin. Compact laser system for atom interferometry. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84(4):643–646, September 2006.
- [101] R.A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. I.C.E.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84(4):673–681, September 2006.
- [102] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. Van Zoest, W. Ertmer, E. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Könenmann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H.J. Dittus, G. Nandi, W.P. Schleich, and R. Walser. Bose-Einstein condensates in microgravity. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 84(4):663–671, September 2006.

- [103] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. In *Bose-Einstein condensation in atomic gases, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, April 1999. cond-mat/9904034.
- [104] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, and D. Guéry-Odelin. Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. *Opt. Lett.*, 32 (21):3143–3145, 2007.
- [105] S. Aubin, M. H. T. Extavour, S. Myrskog, L. J. LeBlanc, J. Estève, S. Singh, P. Scrutton, D. McKay, R. McKenzie, I. D. Leroux, A. Stummer, and J. H. Thywissen. Trapping fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb on a chip. *Journal of Low Temperature Physics*, 140(5):377–396, September 2005.
- [106] F. Ramirez-Martinez, F. Reinhard, M. Lours, J. Reichel, and P. Rosenbusch. Low phase noise frequency synthesiser for the trapped atom clock on a chip. 2009. accepted for publication in IEEE TUFFC.
- [107] R. Kaiser. *Manipulation par laser d'Helium métastable : effet Hanle mécanique, refroidissement sous le recul d'un photon*. PhD thesis, Université Paris 6, 1990.
- [108] Immanuel Bloch. Atom laser with a cw output coupler. *Phys. Rev. Lett.*, 82(15):3008–3011, 1999.
- [109] M. A. N. Razvi, X. Z. Chu, R. Alheit, G. Werth, and R. Blümel. Fractional frequency collective parametric resonances of an ion cloud in a Paul trap. *Phys. Rev. A*, 58(1):R34, 1998.
- [110] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Coherence, correlations, and collisions: What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay. *Phys. Rev. Lett.*, 79(3):337–, July 1997.
- [111] Philipp Treutlein, Theodor W. Hänsch, Jakob Reichel, Antonio Negretti, Markus A. Cirone, and Tommaso Calarco. Microwave potentials and optimal control for robust quantum gates on an atom chip. *Phys. Rev. A*, 74(2):022312–13, 2006.
- [112] R. Le Targat. *Horloge à réseau optique au Strontium : une 2ème génération d'horloges à atomes froids*. PhD thesis, EDITE de Paris, 2007.
- [113] J. D. Prestage, S. K. Chung, R. J. Thompson, and P. MacNeal. Progress on small mercury ion clock for space application. In *Proceedings of the 2009 joint EFTF-IFCS conference.*, 2009.
- [114] X. Du, L. Luo, B. Clancy, and J. E. Thomas. Observation of anomalous spin segregation in a trapped Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.*, 101(15):150401–4, October 2008.
- [115] C. Lhuillier and F. Laloë. Transport properties in a spin polarized gas, i. *Journal de Physique*, 43(2):197, 1982.
- [116] C. Lhuillier and F. Laloë. Transport properties in a spin polarized gas, ii. *Journal de Physique*, 43(2):225, 1982.
- [117] J. N. Fuchs, D. M. Gangardt, and F. Laloë. Internal state conversion in ultracold gases. *Phys. Rev. Lett.*, 88(23):230404, May 2002.

- [118] F. Piechon, J. N. Fuchs, and F. Laloë. Cumulative identical spin rotation effects in collisionless trapped atomic gases. *Phys. Rev. Lett.*, 102(21):215301–4, May 2009.
- [119] M. Olshanii. Atomic scattering in the presence of an external confinement and a gas of impenetrable bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 81(5):938, 1998.
- [120] J.J.P. van Es. *Bose-Einstein condensates in radio-frequency-dressed potentials on an atom chip*. PhD thesis, Universiteit van Amsterdam, 2009.
- [121] K. Dieckmann., R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58(5):3891–, November 1998.
- [122] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Opt. Lett.*, 21(15):1177–1179, 1996.
- [123] R. Boudot, S. Guerandel, E. de Clercq, N. Dimarcq, and A. Clairon. Current status of a pulsed CPT cell clock. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 58(4):1217–1222, 2009.
- [124] C. Lacroute, F. Reinhard, F. Ramirez-Martinez, C. Deutsch, T. Schneider, J. Reichel, and P. Rosenbusch. Preliminary results of the trapped atom clock on a chip. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 57(1):106–110, 2010.
- [125] F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, P. Rosenbusch, F. Reinhard, C. Deutsch, T. Schneider, and J. Reichel. Compact frequency standard using atoms trapped on a chip. Accepted for publication in *Journal of Advances in Space Research*, 2010.
- [126] C. Deutsch, F. Ramirez-Martinez, C. Lacroûte, F. Reinhard, T. Schneider, J. N. Fuchs, F. Piéchon, F. Laloë, J. Reichel, and P. Rosenbusch. Spin self-rephasing and very long coherence times in a trapped atomic ensemble. Submitted to *Physical Review Letters*. <http://arxiv.org/abs/1003.5925>, 2010.

Résumé

L'objet de ce manuscrit est la construction et la caractérisation préliminaire d'une horloge atomique sur puce à atomes, visant une stabilité de quelques 10^{-13} à 1 s. La transition d'horloge est définie par la transition micro-onde à deux photons entre les niveaux $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 1\rangle$ du ^{87}Rb , qui peuvent tous deux être piégés magnétiquement. Les atomes sont piégés à l'aide d'une puce à atomes et refroidis par évaporation forcée à une température de quelques centaines de nK, pouvant atteindre la température de condensation de Bose-Einstein. Le signal micro-onde de spectroscopie est couplé aux atomes à l'aide d'un guide d'onde coplanaire intégré à la puce ; l'ensemble du cycle d'horloge est donc effectué dans un volume réduit de $(5\text{ cm})^3$.

Nous décrivons tout d'abord le dispositif expérimental permettant de mettre en oeuvre l'ensemble du cycle d'horloge. Nous présentons ensuite les résultats obtenus en terme de refroidissement atomique, qui se traduisent par l'obtention de condensats de Bose-Einstein de $3 \cdot 10^4$ atomes.

Nous présentons également les résultats obtenus par spectroscopie de Ramsey de la transition d'horloge. Nous mesurons une durée de cohérence supérieure à 10 secondes, dominée par les pertes atomiques et non par le déphasage introduit par le piège magnétique, comme on pouvait s'y attendre. Avec une durée de Ramsey de 3 secondes, la première évaluation de la stabilité de l'horloge donne 6×10^{-12} à 1 s. en relatif, limitée par le bruit technique du dispositif.

Mots-Clefs

Horloge atomique compacte - Puce à atomes - Condensat de Bose-Einstein - Durée de cohérence - Horloge à atomes piégés - Etalon secondaire

Abstract

We describe the construction and preliminary characterization of an atomic clock on an atom chip. A sample of magnetically trapped ^{87}Rb atoms is cooled below $1\text{ }\mu\text{K}$, close to Bose-Einstein condensation temperature. The trapped states $|F = 1, m_F = -1\rangle$ and $|F = 2, m_F = 1\rangle$ define our two-photon clock transition. Atoms are trapped around a field $B_0 = 3.23\text{ G}$, where the clock frequency is first-order insensitive to magnetic field fluctuations. We have designed an atom chip that includes a microwave coplanar waveguide which drives the 6.835 GHz transition. The whole clock cycle is performed in the vicinity of the chip surface, making the physics package compact $(5\text{ cm})^3$.

We first describe the experimental setup of the clock, and the optical bench that has been developed and characterized during this thesis. We then give the results obtained for atom cooling, which led to obtaining a $3 \cdot 10^4$ atoms Bose-Einstein condensate.

We finally present the results obtained by Ramsey spectroscopy of the clock transition. We measure coherence times exceeding 10 seconds with our setup, dominated by atom losses. A preliminary measurement shows that the clock relative frequency stability is of $6 \cdot 10^{-12}$ at 1 s, limited by technical noise. Our goal is to reach a stability in the low 10^{-13} at 1s, i.e. better than commercial clocks and competitive with today's best compact clocks.

Keywords

Compact atom clock - Atom chip - Bose-Einstein Condensate - Coherence time - Atom clock using trapped atoms - Secondary standard