Gravimétrie atomique, amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries

Quentin Bodart

▶ **To cite this version:**

Quentin Bodart. Gravimétrie atomique, amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : . tel-00552301v2

HAL Id: tel-00552301

https://theses.hal.science/tel-00552301v2

Submitted on 22 Jul 2011

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.

OBSERVATOIRE DE PARIS
LNE-SYRTE

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : physique atomique

présentée par
Quentin BODART

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

sujet de thèse :

Gravimétrie atomique : amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries

soutenue le 17 novembre 2010 devant le jury composé de

M.	Matthias BÜCHNER	Rapporteur
M.	Denis BOIRON	Rapporteur
Mme.	Anne AMY-KLEIN	Examinatrice
Mme.	Linda MONDIN	Examinatrice
Mme.	Lucile JULIEN	Présidente du jury
M.	Franck PEREIRA DOS SANTOS	Membre invité
M.	Philip TUCKEY	Directeur de thèse

Résumé de la thèse L'objectif du gravimètre absolu est de déterminer la valeur de l'accélération de pesanteur g avec une incertitude relative de 10^{-9}, dans le cadre du projet métrologique de "balance du watt". Ce projet vise à relier le "kg" de référence, un artefact matériel détenu au Pavillon de Breteuil du BIPM à Sèvres, à la constante fondamentale "h", avec une incertitude relative de 10^{-8}. Cependant, le prototype de gravimètre n'a pas été conçu pour atteindre l'exactitude requise de 1 μGal. Nous avons donc mis au point une nouvelle enceinte à vide prévue pour rendre possible l'évaluation des effets systématiques limitant. Dans l'optique de ce projet, le gravimètre a été rendu transportable et placé à côté de la balance, dans les locaux du Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE), à Trappes. Le principe du gravimètre atomique repose sur la manipulation des paquets d'ondes atomique au moyen de transitions à deux photons, dites "Raman", entre les niveau hyperfins de l'atome de ^{87}Rb. Un nuage d'atomes froids de ^{87}Rb est d'abord refroidis à une température de 1,7μK, puis le nuage est lâché. Pendant la chute, une succession de trois impulsions laser contrapropageantes "$\pi/2 - \pi - \pi/2$" sépare, redirige et recombine les paquets d'ondes atomique en 140 ms. Au cours de celles-ci, chaque bras de l'interféromètre accumule une phase sur sa fonction d'onde qui dépend des positions successives de l'onde par rapport aux plans équiphases immobiles définis par les faisceaux Raman. La différence entre les phases accumulées par les deux bras de l'interféromètre fait apparaître l'accélération subie par les atomes comme un déphasage sur les franges d'interférences atomique.

Grâce à la nouvelle enceinte à vide, nous avons pu réduire l'incertitude sur l'ensemble des effets systématiques au dessous de l'objectif visé du μGal, excepté en ce qui concerne celui dû aux aberrations du front d'onde des faisceaux laser. Cette nouvelle enceinte, entièrement en titane, et l'ensemble des éléments situés à l'intérieur des blindages sont strictement amagnétiques. Le gradient de champ magnétique à l'intérieur de l'enceinte à vide est naturellement plus faible qu'avec le prototype de gravimètre. L'incertitude sur cet effet systématique a ainsi été abaissée en dessous du μGal, en utilisant notamment un algorithme de réjection qui s'appuye sur l'inversion du sens du vecteur d'onde. La transportabilité nouvelle du gravimètre muni de la nouvelle enceinte à vide a permis d'évaluer l'effet systématique dû à l'accélération de Coriolis. Un atome de vitesse transverse non nulle et qui subit les trois impulsions contrapropageantes verticales voit s'ouvrir une aire latérale entre les deux paquets d'ondes sur l'axe Est-Ouest. Il devient ainsi sensible par effet Sagnac aux rotations que subissent les atomes sur l'axe Nord-Sud, en particulier celle due à la rotation de la terre. Il est possible de modifier en changeant la répartition de puissance pendant le piège la vitesse transverse Est-Ouest initiale du nuage, et de mesurer l'effet sur la mesure de g de l'accélération de Coriolis. En retournant de 180° l'expérience, on peut trouver un rapport de puissance du piège pour lequel

on n'observe pas de variation de g avant et après avoir tourné le gravimètre. La trajectoire moyenne des atomes au cours de la chute est alors verticale, et les effets systématiques dus à l'accélération de Coriolis propre à chaque atome se moyennent sur l'ensemble du nuage.

Le biais d'aberration est actuellement l'objet de nos investigations. Lorsqu'un atome possède une vitesse transverse et que les plans équiphases entre les deux lasers Raman varient en fonction de la position considérée, les différences de phases vues par les atomes au cours de la chute changent entre les trois impulsions. Ceci se traduit par un effet systématique sur la phase de l'interféromètre. A chaque température du nuage correspond une certaine expansion du nuage à travers le front d'onde. Nous avons déjà réduit considérablement l'incertitude associée à ce biais par des mesures différentielles de températures. Il s'avère seulement lorsqu'on effectue cette mesure à intervalles de temps éloignés que la caractéristique de ce biais avec la température fluctue. La prochaine étape est de distinguer s'il s'agit de variations des distorsions des optiques à l'intérieur de l'enceinte à vide qui modifient le front d'onde ou bien si les trajectoires atomiques fluctuent. Nous procédons actuellement à une étude approfondie du front d'onde et nous suivons la valeur de g avec un contrôle accru des trajectoires atomiques, avec pour le moment une caméra CCD et très bientôt une sélection des classes de vitesse horizontales. L'évaluation de cet effet ne sera complète que lorsque nous disposerons du laser dipolaire, qui refroidira le nuage atomique jusqu'à la condensation de Bose Einstein.

Pour la première fois au cours de l'année 2009 notre gravimètre atomique a participé à des comparaisons clefs avec d'autres gravimètres de référence nationaux. Les valeurs de l'accélération de pesanteur obtenues sont formellement en accord, mais on observe des fluctuations de l'écart entre notre gravimètre atomique et les autres gravimètres. Nous pensons que ces fluctuations sont l'expression des variations de l'effet systématique dû aux aberrations du front d'onde.

Nous avons développé en parallèle pendant ma thèse trois nouvelles techniques de mesures d'interférométrie atomique. La première utilise un algorithme à trois coups qui rend la mesure robuste aux vibrations sans aucune autre plate-forme d'isolation, dans des conditions où le bruit de phase de l'interféromètre est très élevé. Ainsi notre gravimètre peut suivre les évènements sismiques en continuant à mesurer la gravité terrestre, ou tout simplement mesurer la gravité dans un environnement extrêmement bruité. Cette technique n'est pas décrite dans ce manuscrit. La seconde méthode consiste à diffracter les atomes simultanément au moyen des quatre champs présents dans l'enceinte à vide. L'écartement entre les paquets d'ondes étant deux fois plus large, nous avons pu changer la géométrie de l'interféromètre telle qu'elle soit deux fois plus large. Ceci double la sensibilité intrinsèque à l'accélération de pesanteur, comme cela rend l'interféromètre insensible au bruit de phase des la-

sers. Comme les vibrations augmentent avec l'aire, cette méthode n'améliore pas les performances dans le cadre d'un gravimètre absolu de laboratoire. Par contre nous pourrions en tirer des bénéfices dans un environnement spatial. Enfin nous avons conçu, commandé et caractérisé à l'aide du prototype de gravimètre une pyramide creuse ; les réflexions de la lumière à l'intérieur de celle-ci permettent de substituer aux différents lasers un unique large faisceau, ce qui permet de créer un gravimètre atomique extrêmement compact et donc facilement transportable. Après le piégeage dans la pyramide, certaines transitions Raman sont réalisées après la rétro-reflexion du faisceau dans la pyramide. Les résultats en sensibilité sont équivalents à ceux des gravimètres transportables optiques actuellement utilisés. Cette démonstration expérimentale sera probablement suivie d'un développement industriel.

Remerciements J'ai effectué ma thèse au LNE-SYRTE de l'Observatoire de Paris, et je tiens à remercier son directeur M. Noël Dimarcq, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie le Centre National d'Etude Spatiales (CNES) ainsi que le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), qui ont financé mes trois années de thèse.

Je remercie les membres de mon jury de thèse Mme Lucile Julien, Mme Linda Mondin, Mme Anne Amy-Klein, ainsi que M. Matthias Büchner et M. Denis Boiron, qui ont accepté la tâche de rapporteurs.

Je remercie M. Arnaud Landragin, responsable du groupe "Interférométrie atomique et capteurs inertiels" de m'avoir permis d'intégrer son groupe. Arnaud imprime à son équipe exigence, dynamisme, et encourage toujours ses étudiants dans les moments difficiles et je lui en suis extrêmement reconnaissant.

Je tiens aussi à remercier M. Philip Tuckey, co-directeur du LNE-SYRTE, d'avoir accepté d'assumer la charge administrative de la direction de ma thèse.

Mon travail de thèse a été encadré par M. Franck Pereira Dos Santos, responsable du gravimètre atomique. Franck a été d'une grande disponibilité tout au long de ces trois ans. J'ai toujours été impressionné par sa créativité et j'ai beaucoup appris de sa rigueur intellectuelle. Je lui exprime ici ma gratitude pour la formation de grande qualité qu'il m'a offerte.

J'ai travaillé durant ces trois années au côté de Sébastien Merlet. Sébastien connaissait déjà très bien le gravimètre atomique à mon arrivée et a expliqué avec patience au néophyte que j'étais les détails de l'expérience, et je l'en remercie. Nous avons mis au point ensemble la nouvelle enceinte à vide du gravimètre.

J'ai eu la chance de côtoyer différents post-doc au cours de ma thèse. Tania Mehlstaübler, qui m'a sympatiquement acceuilli a mon arrivée dans l'équipe, a trouvé un poste en Allemagne peu de temps après. Nicola Malossi est arrivé lui sur l'expérience durant ma seconde année de thèse. J'ai eu un grand plaisir à connaître Nicola et à évoquer avec lui les paysages et les particularités de son beau pays. Anne Louchet-Chauvet vint me prêter main forte pendant ma dernière année de thèse. L'arrivée d'Anne eu un impact déterminant sur la compréhension des aberrations du front d'onde.

Une fois installé au LNE, nous avons pu compter sur le soutien sans faille de Franck Bielsa, qui possède l'étonnante faculté de débuger les manips des autres. Encore merci pour toute ton aide et tes éclaircissements. Merci aussi à Gérard Genevès, responsable de la balance du watt, qui nous a offert une salle de manip' digne des plus belles pages de "Blake et Mortimer", et qui lui prédirait les séismes avant qu'ils

aient lieu !!!

Enfin je laisse ma manip', notre manip', puisqu'elle appartient autant à mes glorieux ainés Patrick Cheinet et Julien Le Gouët, en confiance entre les mains de Tristan Farah, qui j'en suis sûr l'amènera below the "see of problems" (chère au gravimétriste J. E. Faller) grâce la condensation de Bose Einstein.

Merci à tous les membres du groupe desquels j'ai pu apprendre tant de choses durant ces trois années : Alexandre Gauguet, Thomas Lévèque, Carlos Garrido Alzar, Franck Michaud, Quentin Beaufils, Raphaël Lambert, Xiaolong Wang, Gunnar Tackmann, Mathieu Meunier, Bruno Pelle, Jean Lautier.

Je remercie aussi les valeureux stagiaires de mon équipe qui se sont succédés pendant ces trois années, Orane, Michel, Olivia De Mereiros, Laura Le Barbier, Daniel Alfonso, Bruno Pelle (Bruno t'es partout !). Bon courage à eux !

Je tiens à saluer mes collègues du LNE comme ceux du SYRTE avec qui j'ai passé tant de bons moments : Olga Kozlova, Arnaud Lecallier, Loïc Duchaîne, Amandine Proïa, Jacques Millo, Xavier Baillard, Ewige, Yves Briant, Olivier, Clément Lacroûte, Friedmann Reinhard, Sinja Mejri, Philip Waastergard, Michaël Petersen, Elizabeth English, Christian Deutsch, Sophie Pelisson, Pacôme Delva, Vincent Dugrain, Amale Kanj, Nicolas Rosetto, Michel Lours (mon médecin traitant), Jocelyne Guéna, José Pinto, Gilles Sakoun, Pascal Blondé, Emmanuel Delors, Florence Cornu, Annie Girard (spécialiste de l'Ultra-vide, Merci pour tout !).

Je remercie de tout coeur mes proches amis qui me sont chers, Thierry, he's the men ! (le conseiller bienveillant) !, Chloé, Gary (le conseiller exigeant), Marie-Anne, Léa, Arnold (le conseiller avisé), Mehrnoushe, Tayeb (le conseiller qui fait psychoter), Romain, toute la Sauzon Crew Connexion : Fany, Guillaume, Margot (du haut de ses 6 semaines !), Victor, et bien sûr Eléonora, Jean-Etienne, Stéphanie ma pianiste, Eliel, Philippe, Jean-Michel, Claudia, Sidney, Camille, Vincent, Farès, Rachid, Shan, Julien, et tous les autres.

Je remercie mademoiselle Ina Kufer pour me laisser la suivre dans ses voyages lointains.

Je tiens à remercier ma famille, mes grands-parents Jacqueline et Nicolas qui ont toujours été si attentifs à mes aspirations et à mes doutes. Je remercie mes oncles et tantes Martine, Brigitte, Philippe, Eric et Vincent, qui ont toujours été là pour moi.

Je me souviens de ma grand-mère Jacqueline, qui aurait tant aimé voir cette soutenance. Je lui dédie ce manuscrit.

Je remercie mes parents Jacques et Lorraine pour la profonde affection qu'ils m'ont toujours témoignée.

J'adresse d'affectueuses pensées à mon intrépide cousine Catherine, et à mes trois petits cousins Nathan, Elliot et Esther.

Enfin je remercie mon frère Noé, pour s'être toujours montré attentif à mes théories sur le monde, afin de les concilier aux siennes, et pour son indéfectible soutien.

Table des matières

1 Introduction **13**

1.1 Les problématiques modernes de la gravimétrie atomique 13

1.1.1 Balance du watt 13

1.1.2 Physique fondamentale 13

1.1.3 Navigation 14

1.1.4 Géophysique 14

1.1.5 Géodésie 15

1.2 Etat de l'art 15

1.2.1 Expérience fondatrice 16

1.2.2 Le gravimètre atomique du SYRTE 16

1.3 Plan du mémoire 16

2 Manipulation des paquets d'ondes et mesure de l'accélération de pesanteur. **19**

2.1 Transition Raman stimulée 19

2.1.1 Absorption et émission induites 19

2.1.2 Atome à trois niveaux 20

2.1.3 Approximation de l'atome à deux niveaux et oscillation de Rabi 21

2.2 Interféromètre atomique 24

2.2.1 Géométrie d'interféromètre 24

2.2.2 Sensibilité à l'accélération de pesanteur 26

2.2.3 Bruit de vibration 26

2.2.4 Rampe de fréquence 27

2.2.5 Sensibilité aux sauts de phase des lasers 28

3 Présentation générale du prototype de gravimètre **29**

3.1 Enceinte et Polarisation 29

3.1.1 Géométrie 29

3.1.2 Polarisation pour le refroidissement 30

3.1.3 Polarisation pour les Raman 30

3.2 Séquence de l'expérience 31
3.2.1 Refroidissement du nuage de ^{87}Rb 31
3.2.2 Préparation de l'état quantique 32
3.2.3 Sélection en vitesse 32
3.2.4 Interféromètre 33
3.2.5 Détection 33
3.3 Banc optique et asservissement des lasers 33
3.3.1 Description rapide des asservissements 33
3.3.2 Asservissement de phase du laser repompeur 35
3.4 Faisceaux sondes de détection verticale et horizontale 37
3.4.1 Sonde horizontale 37
3.4.2 Sonde verticale 37
3.5 Effets systématiques indépendants du sens du vecteur d'onde 38
3.5.1 Liste des biais indépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$ 38
3.5.2 Réjection de ces effets 40
3.6 Effets dépendants du sens du vecteur d'onde 40
3.6.1 Alignement des faisceaux lasers sur la verticale 40
3.6.2 Déplacement lumineux à 2 photons 42
3.6.3 Accélération de Coriolis 42
3.6.4 Aberrations du front d'onde 44
3.7 Dépassement du bruit de vibration 46
3.7.1 Isolation du gravimètre 46
3.7.2 Correction des vibrations transmises au signal atomique, effet d'un délai 46
3.8 Limites du prototype 47

4 Double diffraction **49**
4.1 Principe de la double diffraction 49
4.2 Historique de la manipulation des paquets d'ondes atomiques 53
4.2.1 Séparation des paquets d'ondes atomiques 53
4.3 Géométrie de la double diffraction 56
4.4 Génération de bandes latérales optiques 57
4.4.1 Deux résonances de paires Raman simultanées 57
4.4.2 Modulation de l'asservissement du laser R2 58
4.4.3 Régulation de l'amplitude pour la modulation directe du courant (cas 2) 59
4.5 Spectroscopie et oscillations de Rabi 60
4.6 Interféromètre 62
4.6.1 Importance du faiseau pousseur 62

4.6.2 Allongement du temps d'interaction 62
4.6.3 Comparaison des méthodes de modulation du signal d'erreur 64
4.6.4 Limitation du contraste 65
4.6.5 Performances optimales 65
4.7 Influence sur l'évaluation des effets systématiques 65
4.8 Conclusion 66

5 La pyramide creuse 69
5.1 Présentation générale 69
5.1.1 Géométrie de l'expérience 69
5.1.2 Historique de l'utilisation des pyramides 70
5.2 Détails expérimentaux 71
5.2.1 Orientation du dispositif 71
5.2.2 Elaboration de la pyramide creuse 72
5.2.3 Caractérisation de la pyramide 72
5.2.4 Configuration du faisceau laser 75
5.2.5 Séquence de l'interféromètre 76
5.3 Résultats expérimentaux 79
5.3.1 Contraste de l'interféromètre 79
5.3.2 Stabilité 81
5.3.3 Etude de quelques effets systématiques 82
5.4 Conclusions 85
5.5 Perspectives 85

6 La nouvelle référence nationale 87
6.1 Améliorations apportées à la nouvelle enceinte 87
6.2 Description de la nouvelle enceinte 89
6.2.1 Allure générale 89
6.2.2 Ultra-vide 89
6.2.3 Disposition des accès optiques et des bobines de PMO 90
6.2.4 Disposition de l'antenne micro-onde 91
6.2.5 Distribution de la lumière 91
6.2.6 Détection des populations atomiques 91
6.2.7 Contrôle des paramètres de mesures 93
6.2.8 Qualité des optiques de rétro-réflexion 94
6.2.9 Transportabilité de l'expérience 95
6.3 Site de Trappes 96
6.3.1 Caractéristiques du site 96
6.4 Détails expérimentaux 97

6.4.1 Caractéristiques du PMO 3D 97
6.4.2 Optimisation du profil de champ magnétique et courants de Foucault 98
6.4.3 Augmentation du temps d'interaction T 99
6.5 Stabilité 99
6.5.1 Bruit de détection 99
6.5.2 Bruit de vibration 101
6.5.3 Activité sismique 102
6.5.4 Bruit des faisceaux lasers Raman 103
6.5.5 Stabilité long terme 105
6.6 Evaluation de l'exactitude 106
6.6.1 Accélération de Coriolis 106
6.6.2 Aberrations du front d'onde 108
6.7 Fluctuations long terme 110
6.7.1 Fluctuations du comportement des aberrations 110
6.7.2 Suivi des mesures de g 112
6.7.3 Perspectives d'amélioration 112

7 Comparaisons **115**
7.1 Introduction 115
7.2 Comparaison ICAG 2009 au BIPM 116
7.3 Comparaison avec le gravimètre $FG5\#220$ de l'Université Leibniz de Hannovre 118
7.4 Comparaison avec le gravimètre $FG5\#209$ du METAS et le IMGC-02 de l'INRIM. 119
7.4.1 Caractéristiques des gravimètres 119
7.4.2 Points de mesures considérés 120
7.4.3 Sources de bruit 121
7.5 Concordance des résultats 121
7.6 Etude de la sensibilité des instruments 123
7.7 Conclusion 124

8 Conclusion **125**
8.1 Perspectives 126

Bibliographie **141**

Chapitre 1

Introduction

1.1 Les problématiques modernes de la gravimétrie atomique

1.1.1 Balance du watt

Dans le cadre du projet de métrologie fondamentale de balance du watt piloté par le Laboratoire National de Métrologie et d'Essai (LNE), l'équipe "Interférométrie atomique et Capteurs Inertiels" du LNE-SYRTE développe un gravimètre atomique absolu. Le principe de l'expérience de la "balance du watt" est d'équilibrer le poids qui s'exerce sur une masse de référence à une force électromagnétique [1, 2, 3, 4], ce qui permet $infine$ de réaliser une mesure précise de la contante de Planck h. L'objectif visé par le projet du LNE est d'atteindre une exactitude relative de 10^{-8} sur la mesure de h. Parmi les quantités qu'il faut pour cela mesurer avec une exactitude relative meilleure que 10^{-8} figure l'accélération de pesanteur. Une implication importante de ce projet est d'offrir la possibilité de redéfinir l'unité de masse du kilogramme en fixant la valeur numérique de la constante de Planck dans le système d'unité S.I. et ainsi de s'affranchir des problèmes de stabilité posés par la définition actuelle, qui repose sur un artefact matériel conservé au Pavillon de Breteuil du BIPM à Sèvres [5].

1.1.2 Physique fondamentale

Le modèle standard des particules et l'ensemble des théories métriques de la gravitation reposent sur le principe d'équivalence d'Einstein. L'un des piliers de ce principe est l'universalité de la chute libre, qui suppose que toutes les particules ponctuelles libres, soumises au même champ de gravitation, suivent des trajectoires identiques quelque soit leur composition.

Comme une alternative aux expériences qui comparent les accélérations relatives

de corps macroscopiques de compositions différentes, qu'il s'agisse d'expériences de laboratoire [6] ou de projets spatiaux [7], il est envisagé par la communauté scientifique [8, 9] de procéder à des tests de ce principe à l'aide d'interféromètres atomique. Les expériences d'atomes froids offrent en effet les avantages d'un contrôle inégalé des conditions de mesures et la possiblité de reproduire à volonté les expériences.

Par exemple, on peut envisager de mesurer simultanément l'accélération d'atomes de rubidium 87 (^{87}Rb) et de potassium 39 (^{39}K), de masses très différentes, en chute libre dans le potentiel gravitationnel terrestre [10]. Comme la sensibilité de cette mesure interférométrique croît quadratiquement avec la durée de l'interféromètre, on peut espérer atteindre de très bonnes performances en réalisant l'expérience à bord d'un satellite en chute libre qui permettrait d'accéder à des temps d'interaction de l'ordre de plusieurs secondes. C'est l'objectif du projet I.C.E. [8] pour lequel un prototype d'accéléromètre embarquable a été développé et testé avec succès au cours de plusieurs campagnes de vols paraboliques dans l'airbus 0-g du CNES [11], ou prochainement dans la station spatiale internationale [12]. Le gravimètre atomique absolu du SYRTE permet d'anticiper pour ces missions de physique fondamentale l'évaluation des effets systématiques intrinsèques à l'interférométrie atomique.

1.1.3 Navigation

Différentes configurations d'interféromètres atomiques ont été développées au cours des deux dernières décenies, qui permettent de mesurer aussi bien les accélérations que les rotations avec d'excellentes sensibilités. Par exemple, le SYRTE a développé dans le courant des années 2000 un gyro-accéléromètre six-axes qui permet de mesurer vitesse de rotation et accélération dans les trois dimensions de l'espace [13, 14]. Les performances en terme de gyromètre étaient comparables à celles de l'état de l'art des gyromètres à fibres commerciaux. Ce genre d'instrument pourrait être utilisés dans des systèmes de guidage de mobiles, et plus particulièrement de ceux qui naviguent plusieurs mois sans re-calibration possible, comme les sous-marins ou les navettes spatiales. L'intérêt principal de ces d'interféromètres provient du bon contrôle de la dynamique des systèmes d'atomes froids, qui permet d'atteindre d'excellentes stabilités long terme et de rivaliser voire dépasser leurs équivalents optiques, qui dérivent avec le temps.

1.1.4 Géophysique

Les gravimètres transportables sont capables d'obtenir des informations sur la répartition de masse du sous-sol [15], et notamment de détecter des variations de sa densité, dans le cadre de prospection minière par exemple. Cette méthode de son-

dage est passive et parfaitement inoffensive, pour les fonds marins en particuliers. Des réseaux de capteurs hérissent actuellement le sous-sol à proximité des nappes de pétrole ou des gisements de minerais. Ils détectent les réflexions en profondeur d'impulsions dans l'ultra-son, émises pour évaluer le niveau du gisement, pendant la durée de son exploitation. Ces émissions sont très néfastes pour la faune marine avoisinante. Des gravimètres atomiques transportables de haute sensibilité pourraient à l'avenir remplacer ces sondages acoustiques.

A terre, les gravimètres permettent d'étudier l'activité d'un site, la composition de la croûte terrestre, sa délimitation avec le manteau ou leur mouvements respectifs, et ils sont sensibles aux secousses sismiques.

1.1.5 Géodésie

Enfin, le calcul du géoïde nécessite la connaissance absolue de l'accélération terrestre. Un des enjeux de ce domaine est de concilier les mesures de stations au sol, qui ne recouvrent que très partiellement le globe, aux mesures aéroportées, dont la résolution n'est pas très bonne, et aux cartographies spatiales des satellites. Ce domaine de recherche est très actif, et a donné lieu à plusieurs générations de missions spatiales, à savoir les projets GRACE et CHAMP de la NASA, ou le récent projet GOCE de l'ESA [16], qui mesure depuis 2009 le géoïde depuis une orbite très basse (seulement 260 km).

1.2 Etat de l'art

L'accélération de pesanteur g s'exprime en $m.s^{-2}$ dans le système international d'unité (S.I.). Cependant l'unité communément utilisée est le Gal, défini comme il suit :

$$\begin{aligned} 1\ Gal &= 1\ cm.s^{-2} \\ 1\ \mu Gal &= 10^{-8}\ m.s^{-2} \end{aligned} \tag{1.1}$$

Nous utiliserons couramment dans ce manuscrit la notion de sensibilité d'une mesure de g (ou stabilité), exprimée par l'écart-type d'Allan [17] en $g.Hz^{-1/2}$, qui signifie sa répétabilité. Sous certaines conditions sur le bruit de mesure, l'incertitude statistique décroît avec le temps selon une statistique dite de "bruit blanc" $1/\sqrt{Hz}$. La seconde notion importante est l'exactitude d'une mesure. Elle résulte de la somme quadratique des incertitudes sur les effets systématiques envisagés.

1.2.1 Expérience fondatrice

Un des premiers interféromètres atomiques a été développé à Stanford à partir de 1991 par M.Kasevich et S.Chu [18]. Il repose sur le principe de la manipulation d'atomes au moyen de lasers accordés sur leurs transitions électroniques. Il s'agit en l'occurence de transitions à 2 photons appelées transitions Raman stimulées. Un nuage d'atomes froids de Césium lancés en fontaine était soumis à une séquence de trois impulsions Raman. Celles-ci ouvraient durant la chute une aire spatio-temporelle entre deux paquets d'ondes atomiques le long de l'axe vertical. La géométrie d'interféromètre choisie alors était analogue à celle d'un interféromètre de Mach-Zehnder en optique. A l'instar de cet interféromètre optique, où la différence des chemins parcourus par la lumière se traduit par un déphasage sur la phase de l'interféromètre, la différence des hauteurs moyennes entre les ondes de matière pendant la séparation verticale soumet au premier ordre les paquets d'ondes à des énergies potentielles de gravitation différentes. Le déphasage de l'interféromètre atomique s'exprime en terme de répartition des populations atomiques sur les états d'énergie du césium, obtenue par simple fluorescence. Ce procédé sera présenté plus loin dans ce manuscrit au paragraphe 2.1.1. Le bilan d'exactitude du gravimètre de Stanford fut achevé en 1999. L'incertitude relative sur la mesure de l'accélération de pesanteur atteignit 3.10^{-9} avec une sensibilité à une seconde de $2.10^{-8} g.Hz^{-1/2}$ [19], qui a été améliorée jusqu'à $8.10^{-9} g.Hz^{-1/2}$. Cependant ce bilan d'incertitude n'a jamais pris en compte l'effet de possibles aberrations des fronts d'onde des faisceaux Raman sur la mesure de g.

1.2.2 Le gravimètre atomique du SYRTE

Il a été décidé en 2002 de réaliser un nouvel instrument suivant cette configuration d'interféromètre en lâchant cette fois le nuage d'atomes froids. L'objectif est de déterminer la valeur de l'accélération de pesanteur g avec une incertitude relative de 10^{-9}. Dans cette optique, le gravimètre devra être transportable pour pouvoir être placé à côté de la balance, dans les locaux du Laboratoire National de Métrologie et d'Essai (LNE), à Trappes.

1.3 Plan du mémoire

Ce manuscrit s'articule en six parties.

Une présentation théorique décrit d'abord le calcul de l'évolution de la fonction d'onde atomique lorsqu'on manipule les atomes avec des impulsions lasers. Il met de côté les énergies potentielles de gravitation accumulées tout au long de l'interféromètre, qui sont évoquées précédemment, au profit d'une vision purement

basée sur l'interaction entre les faisceaux Raman et les atomes lors des impulsions de lumière [20]. Ce calcul montre qu'une succession de trois impulsions laser fait de chaque atome un interféromètre sensible à l'accélération de pesanteur.

Une présentation générale décrit ensuite le protocole expérimental du prototype de gravimètre, développé au LNE-SYRTE, et recense les effets systématiques supérieurs à 1 μGal déjà évalués à mon arrivée dans l'équipe.

Deux démonstrations expérimentales de gravimètres tournés vers l'applicatif sont ensuite décrites.

La première, la double diffraction, s'appuye sur la diffraction par tous les faisceaux lasers se propageant à travers le nuage d'atomes pour rendre l'aire de l'interféromètre deux fois plus large et la stabilité de la mesure insensible à une dégradation du signal de référence de phase.

La seconde présente un gravimètre dans lequel le refroidissement des atomes s'effectue à l'intérieur d'une pyramide creuse réfléchissante, orientée de façon à ce que les atomes sortent de la pyramide en tombant. Ensuite, les impulsions de lumière constitutives de l'interféromètre sont en parties réfléchies par la pyramide avant la transition. Cette architecture de gravimètre ne nécessite qu'un seul faiseau, ce qui permettra à terme de fabriquer des gravimètres atomiques compacts.

Le prototype de gravimètre n'a pas été conçu pour atteindre l'exactitude requise de 1 μGal. Nous avons donc mis au point pendant ma thèse une nouvelle enceinte à vide prévue pour rendre possible l'évaluation des effets systématiques en question. Ces travaux ont été réalisés en parallèle de l'étude de la double diffraction et du gravimètre pyramidal.

Le chapitre suivant décrit en détail la nouvelle enceinte à vide et présente les derniers résultats obtenus.

Enfin une dernière partie reprend les résultats des différentes comparaisons auxquelles a participé au cours de ma thèse le gravimètre atomique muni de la nouvelle enceinte à vide.

Chapitre 2

Manipulation des paquets d'ondes et mesure de l'accélération de pesanteur.

Ce chapitre décrit comment en utilisant l'interaction entre des lasers et des atomes, on peut manipuler les paquets d'ondes atomiques de façon cohérente et réaliser pour les ondes de matière l'analogue des fonctions de lames séparatrices et de miroirs en optique. Il précise ensuite le principe de l'interférométrie atomique, grâce auquel nous déduisons la valeur de l'accélération de pesanteur g.

2.1 Transition Raman stimulée

2.1.1 Absorption et émission induites

D'après les travaux d'Einstein sur le rayonnement de corps noir, publiés en 1917 dans l'article "théorie Quantique du Rayonnement" [21], un photon peut être absorbé par un atome lorsque son énergie est suffisamment proche de l'énergie entre l'état initial de l'atome et un état d'énergie supérieur. Si l'atome est excité et soumis à un champ similaire, il peut réaliser une émission stimulée et émettre un photon ayant la même direction et la même fréquence que les photons du faisceau incident. L'association d'une absorption depuis un niveau électronique et d'une émission induite vers un second niveau constitue une transition Raman stimulée.

Pour les expériences décrites ici, l'espèce atomique est l'atome alcalin de ^{87}Rb. Cet atome possède deux niveaux hyperfins dans l'état fondamental, qui peuvent être couplés par une transition Raman stimulée à l'aide de deux faisceaux lasers dont la différence de fréquence correspond à l'écart d'énergie hyperfin. Ces états hyperfins sont métastables. De plus, la cohérence du processus ne sera jamais limitée par la durée de vie de l'état excité, de durée de vie 26,24 (4) ns et de largeur naturelle

38,11 (6) 10^6 s^{-1} [22]. Ces transitions Raman, en plus de changer l'état hyperfin, communiquent à l'atome l'impulsion d'une paire de photons.

Un avantage important de ces transitions Raman stimulées est de permettre d'établir un "étiquetage", une bijection entre état d'impulsion et état d'énergie électronique [23]. Grâce à cette bijection, on peut évaluer la répartition entre les états d'impulsion du nuage d'atomes par simple mesure de population dans les états électroniques, qui s'obtient simplement par fluorescence, en éclairant le paquet d'onde avec un faisceau accordé sur la transition atomique.

2.1.2 Atome à trois niveaux

Nous soumettons l'atome simultanément à deux faisceaux lasers contra-propageants de fréquences et d'impulsions respectives ω_1, ω_2 et $\mathbf{k_1}$, $\mathbf{k_2}$. Leur différence de fréquence correspond à la fréquence qui sépare les deux états hyperfins (fig. 2.1). Les lasers sont accordés sur une transition optique avec un niveau d'énergie $|i\rangle$. On définit ainsi le désaccord Raman Δ entre les pulsations des lasers et leur transition électronique respective $|f\rangle \rightarrow |c\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow |c\rangle$:

$$\Delta = \omega_1 - (\omega_c - \omega_f) \tag{2.1}$$

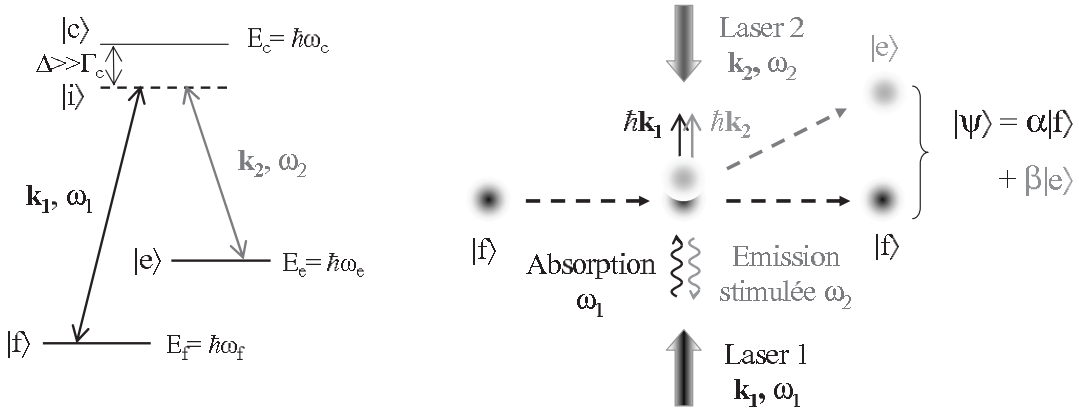

FIG. 2.1 – Gauche : diagramme énergétique simplifié d'un atome alcalin. Droite : schéma de la séparation cohérente effectuée par une transition Raman stimulée.

L'atome est initialement dans l'état $|f\rangle$. La première transition consiste à absorber un photon du champ $\mathbf{E}_1(\mathbf{r},t) \propto e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k_1}.\mathbf{r} + \phi_1)}$. L'atome récupère l'impulsion du photon. Instantanément, l'atome réalise une émission stimulée dans le champ $\mathbf{E}_2(\mathbf{r},t) \propto e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k_2}.\mathbf{r} + \phi_2)}$. Il gagne l'impulsion opposée à celle du photon émis. Ce phénomène peut être vu comme une diffusion par l'atome du photon du champ $\mathbf{E}_1$ vers le champ $\mathbf{E}_2$. Comme les lasers sont contra-propageants, les deux impulsions sont dirigées dans le même sens. Ce tranfert d'impulsion $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}} = \hbar\mathbf{k}_1 - \hbar\mathbf{k}_2$ entraîne un changement de vitesse égal à deux fois la vitesse de recul v_r, soit 1,2 cm/s

pour le ^{87}Rb [22]. On trouve la fréquence de résonance en écrivant la conservation de l'énergie entre l'état initial et l'état final. Soient m la masse de l'atome, $\mathbf{p}$ son impulsion, ω_1^0 et ω_2^0 les fréquences des transitions optiques pures du ^{87}Rb :

$$\hbar\omega_1^0 + \hbar\omega_f + \frac{\mathbf{p}^2}{2m} = \hbar\omega_2^0 + \hbar\omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m} \tag{2.2}$$

Soient ω_{HFS} la pulsation de l'écart de structure hyperfine, ω_D celle du désaccord Doppler et ω_{rec} celle du déplacement de recul :

$$\begin{aligned} \omega_1^0 - \omega_2^0 &= \omega_e - \omega_f + \frac{\mathbf{p}.\mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} + \frac{\hbar{\mathbf{k}_{\text{eff}}}^2}{2m} \\ &= \omega_{\text{HFS}} + \omega_D + \omega_{\text{rec}} \end{aligned} \tag{2.3}$$

On peut aussi réaliser des transitions à partir du second état hyperfin en inversant le rôle des deux faisceaux Raman. L'impulsion $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ est alors transmise dans le sens opposé par rapport au cas précédent. On parle soit de vecteur k_{up} soit de vecteur k_{down} selon son orientation

2.1.3 Approximation de l'atome à deux niveaux et oscillation de Rabi

Le phénomène d'émission spontanée depuis le niveau excité ramène l'atome sur l'un ou l'autre des deux états hyperfins et émet le photon dans n'importe quelle direction. Il brise la cohérence du système. Il apparaît lors des transitions Raman quand le désaccord Δ s'approche en fréquence de la largeur naturelle Γ des transitions optiques et que la probabilité de se trouver sur l'état excité augmente. A grand désaccord, il devient cependant négligeable [24, 25]. Dans ce cas, on peut alors réaliser une élimination adiabatique de l'état excité dans les équations d'évolution faisant intervenir les trois niveaux électroniques [26]. Le système des équations de Schrödinger se ramène à celui d'un atome à deux niveaux, et le vecteur $|\Psi(t)\rangle$ décrivant l'état du système à un instant t s'écrit en fonction des amplitudes de probabilité C_f et C_e dans chaque état propre :

$$|\Psi(t)\rangle = C_f(t)|f\rangle + C_e(t)|e\rangle$$

Soient $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ les déplacements lumineux induits par les deux champs électriques sur chaque niveau d'énergie hyperfin :

$$\delta\omega_f = \frac{|\Omega_{f1}|^2}{4\,\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{4\,(\Delta - \omega_{\text{HFS}})} \qquad \delta\omega_e = \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4\,(\Delta + \omega_{\text{HFS}})} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\,\Delta} \tag{2.4}$$

Après le changement de variable $C_k = c_k e^{-i\omega_k t}$, pour $k = e, f$, les équations couplées se mettent sous la forme :

$$\begin{cases} \dot{c_f} &= -i\left(\delta\omega_f\, c_f + \dfrac{\Omega^*_{\text{eff}}}{2}\, e^{i(\delta\omega\, t+\phi)}\, c_e\right) \\ \dot{c_e} &= -i\left(\dfrac{\Omega_{\text{eff}}}{2}\, e^{-i(\delta\omega\, t+\phi)}\, c_f + \delta\omega_e\, c_e\right) \end{cases} \tag{2.5}$$

Le système 2.5 introduit la différence de phase $\phi = \phi_1 - \phi_2$ entre les lasers Raman dans la fonction d'onde atomique lors de l'interaction. Nous verrons l'importance de ce point plus tard dans ce chapitre.

Oscillation de Rabi Soient $\epsilon_{\mathbf{k}}$ ($\mathbf{k}$ = 1 ou 2) les polarisations des champs lasers Raman et $\mathbf{d}$ le dipôle qui couple les états avec le champ électromagnétique. Nous définissons la fréquence de Rabi comme le couplage par interaction dipolaire électrique entre les niveaux $|j\rangle$ (avec $j = f$ ou e) et $|c\rangle$ par l'intermédiaire du champ électrique $\mathbf{k}$ d'amplitude E^0_k. On appelle Ω_{eff} la fréquence de Rabi effective lorsque les deux champs sont résonants.

$$\Omega_{jk} = -\frac{2}{\hbar}\,\langle i|\mathbf{d}.\epsilon_{\mathbf{k}}\mathbf{E^0_k}|j\rangle \tag{2.6}$$

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f1}\,\Omega^*_{e2}}{2\Delta} \tag{2.7}$$

On définit alors les déplacements lumineux différentiel $\delta\omega_{LS1}$ et moyen μ_{LS1} (pour "Light Shift à 1 photon"), et la pulsation de Rabi généralisée comme :

$$\begin{array}{lcl} \delta\omega_{LS1} &=& \delta\omega_e - \delta\omega_f \\ \mu_{LS1} &=& \delta\omega_e + \delta\omega_f \\ \Omega_R &=& \sqrt{\Omega^2_{\text{eff}} + (\delta\omega - \delta\omega_{LS1})^2} \end{array} \tag{2.8}$$

Le calcul de l'évolution du système est réalisé dans la thèse de P.Cheinet [25]. Si on considère qu'un atome est initialement dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$, soit $C_f(t_0) = 1$ et $C_e(t_0) = 0$:

$$\begin{cases} |C_f(t_0+\tau)|^2 &= 1 - \dfrac{\Omega^2_{\text{eff}}}{\Omega^2_R}\,\sin^2\left(\Omega_R\dfrac{\tau}{2}\right) \\ |C_e(t_0+\tau)|^2 &= \dfrac{\Omega^2_{\text{eff}}}{\Omega^2_R}\,\sin^2\left(\Omega_R\dfrac{\tau}{2}\right) \end{cases} \tag{2.9}$$

Nous obtenons des oscillations de Rabi entre les populations des deux états hyperfins $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, de la même façon que pour un atome à deux niveaux. Nous appelons "probabilité de transition" la probabilité pour un atome de passer de l'état initial $|f\rangle$ à l'état $|e\rangle$ après une ou plusieurs impulsions Raman. On appelle

'$\pi/2$', une impulsion de durée $\tau_{\pi/2}$ telle que $\Omega_R\tau = \pi/2$, où la répartition finale des populations est équiprobable :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|f, \mathbf{p}\rangle + |e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})$$

Dans le cas où les lasers sont contra-propageants, les deux paquets d'onde s'éloignent l'un de l'autre après la transition. Une transition deux fois plus longue, dite 'π', transfère complètement les atomes dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Une transition Raman '$\pi/2$' correspond en optique à la séparation 50/50 d'une lame séparatrice tandis qu'une transition 'π' est l'équivalent d'un miroir. Ce sont ces transitions que nous utilisons pour réaliser l'interféromètre.

Déplacement lumineux à 1 et 2 photons Au déplacement lumineux à 1 photon déja présenté équation 2.4 s'ajoute dans nos expériences un déplacement dit "à deux photons" lié à la présence de faisceaux lasers supplémentaires non résonants. On trouvera plus loin dans le chapitre suivant 3.1.3 une description détaillée de notre géométrie expérimentale. Le calcul de ce déplacement lumineux à deux photons est quant à lui développé en détail dans [27, 28]. Les expressions des déplacements lumineux différentiels sont :

$$\begin{cases} \delta\omega_{LS1} &= 2\,\dfrac{|\Omega_{e2}|^2}{4\Delta} \\ \delta\omega_{LS2} &= -\dfrac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4\,\mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{v}} \end{cases} \tag{2.10}$$

où $\mathbf{v}$ est la vitesse d'un atome.

Sélectivité en vitesse En pratique, la fréquence de Rabi est limitée par la puissance laser disponible et les transitions Raman ont une durée typique de l'ordre de 10 μs. Pour des transitions contra-propageantes, la condition de résonance 2.3 fait intervenir l'effet Doppler, si bien que la transition Raman n'est efficace que pour les atomes dont le décalage Doppler est inférieur à la fréquence de Rabi. La sélectivité en vitesse diminue lorsque l'intensité des faisceaux Raman augmente.

Considérons le cas d'une impulsion π de durée $\tau_\pi = 30$ μs qui éclaire un nuage dont la température vaut $T_{at} = 2,5$ μK, c'est-à-dire dont la demi-largeur en vitesse $\sigma_v = \sqrt{k_B T_{at}/m}$ est d'environ $2,6$ $v_r = 1,6$ cm/s. La demi-largeur à mi-hauteur de la distribution en vitesse sélectionnée est alors de $0,6$ cm/s $\simeq v_r$, ce qui correspond à une température effective sur l'axe des Raman de $0,8$ μK.

Déphasage de la fonction d'onde Le système d'équations 2.5 indique que la différence de phase $\phi = \phi_1 - \phi_2$ entre les deux faisceaux Raman s'imprime sur la

fonction d'onde diffractée à chaque impulsion. Les phases acquises pour des impulsions '$\pi/2$' et 'π' sont présentées dans la thèse de P. Cheinet [25]. Comme nous le verrons plus loin dans ce manuscrit, les lasers Raman contra-propageants sont asservis en phase. Dans le cas où les faisceaux Raman sont verticaux, les surfaces d'égales différences de phase sont des plans horizontaux. Lorsque les atomes sont en chute libre, ils se déplacent par rapport à ces plans équiphases et encaissent des déphasages qui dépendent de leur position par rapport au plan équiphase. C'est cette information sur la position du paquet d'onde que nous utilisons pour réaliser une mesure de l'accélération de pesanteur.

2.2 Interféromètre atomique

2.2.1 Géométrie d'interféromètre

L'interféromètre que nous mettons en oeuvre avec notre gravimètre atomique est analogue à un interféromètre de "Mach-Zehnder" en optique. Il est constitué d'une succession de trois impulsions Raman contra-propageantes '$\pi/2 - \pi - \pi/2$'. La première impulsion $\pi/2$ sépare chaque atome en une superposition cohérente de deux sous-paquets d'ondes atomique. On laisse ensuite les deux ondes s'éloigner spatialement pendant un temps T. Une impulsion π redirige alors l'un vers l'autre les deux bras de l'interféromètre et échange les états d'énergie des deux ondes. Après un autre intervalle de temps T, une troisième et dernière impulsion, de durée $\pi/2$, recombine les deux bras de l'interféromètre. La figure 2.2 représente la séquence de l'interféromètre. Les phases accumulées sur deux bras de l'interféromètre dépendent de la position des deux paquets d'ondes aux trois impulsions par rapport au référentiel défini par les plans équiphases des faisceaux Raman. Pour assurer un bon contraste de l'interféromètre, il est important de disposer d'un échantillon atomique dont la distribution en vitesse est au moins plus étroite que la largeur sélectionnée par les transitions Raman. En sortie de l'interféromètre, on évalue la répartition des atomes entre les deux bras de sortie par simple fluorescence, comme présenté au paragraphe 2.1.1.

L'évolution libre de la fonction d'onde et les interactions entre les atomes et les lasers Raman peuvent être modélisées par des matrices. On suppose que le désaccord compense le dépacement lumineux. Soient $V(t_0)$ et $V(t_0+\tau)$ les vecteurs désignant respectivement la fonction d'onde initiale et la fonction d'onde après une impulsion Raman de durée τ.

$$V(t_0+\tau) = \begin{pmatrix} C_f(t_0+\tau) \\ \\ C_e(t_0+\tau) \end{pmatrix} = M(t_0,\phi,\tau).V(t_0) \tag{2.11}$$

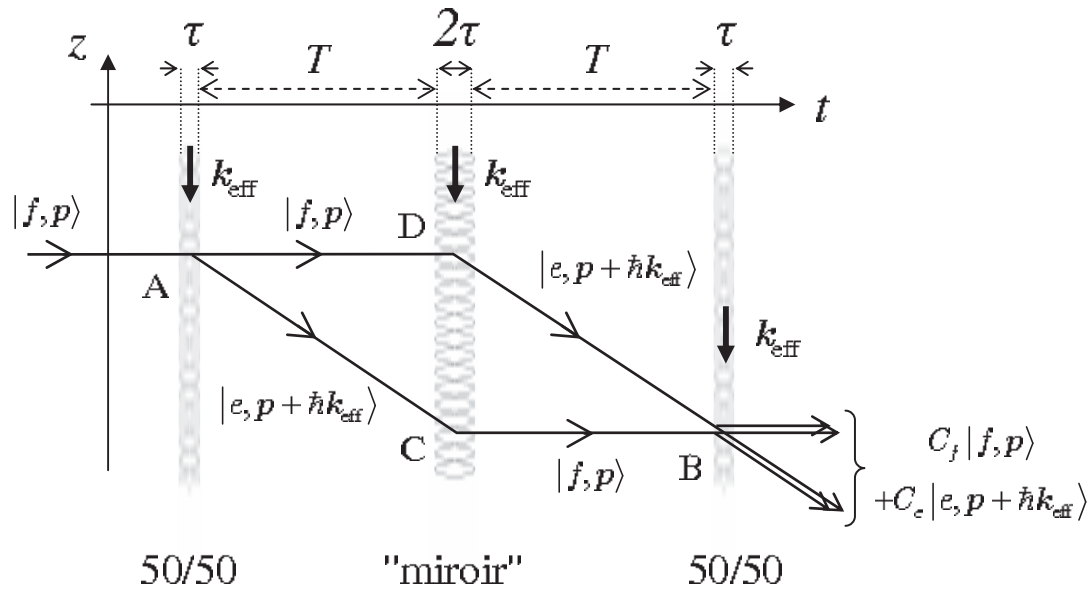

FIG. 2.2 – Schéma d'un interféromètre atomique où les ondes de matières sont séparées puis redirigées et recombinées par des transitions Raman stimulées. Ces séparatrices lumineuses sont sélectives en vitesse. Une sélection en vitesse précédant l'interféromètre et l'emploi des impulsions Raman établissent une relation univoque entre les états d'impulsion qui forment l'interféromètre et les états d'énergie interne.

avec $M(t_0, \phi, \tau)$ la matrice de l'interaction, qui est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \cos|\Omega_{\text{eff}}|\frac{\tau}{2}\ e^{-i\omega_f\tau} & -ie^{i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)}\sin|\Omega_{\text{eff}}|\frac{\tau}{2}\ e^{-i\omega_f\tau} \\ -ie^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)}\sin|\Omega_{\text{eff}}|\frac{\tau}{2}\ e^{-i\omega_e\tau} & \cos|\Omega_{\text{eff}}|\frac{\tau}{2}\ e^{-i\omega_e\tau} \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

La matrice d'évolution libre pendant une durée T s'écrit :

$$M_l(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \tag{2.13}$$

On fixe au centre de la transition π l'origine des temps. La matrice M_{tot} décrit l'ensemble de l'interféromètre, comprenant les impulsions et l'évolution libre des paquets d'ondes. $\phi(0)$ est la différence de phase entre les lasers au centre de l'interféromètre au moment de l'impulsion centrale.

$$M_{\text{tot}} = M(T+\tau,\phi(T),\tau).M(T).M(-\tau,\phi(0),2\tau).M(T).M(-T-2\tau,\phi(-T),\tau) \tag{2.14}$$

On tire ensuite de ce calcul la probabilité de transition de l'état initial $|f,\mathbf{p}\rangle$ vers l'état $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$:

$$P = \frac{|C_e(T+2\tau)|^2}{|C_f(T+2\tau)|^2+|C_e(T+2\tau)|^2} = \frac{1}{2}\left(1-\cos\Delta\Phi\right) \tag{2.15}$$

Dans des conditions de désaccord nul, si on ne prend pas en compte la décohérence due à l'émission spontanée, le contraste de l'interféromètre est de 100%. Cette expression est semblable au résultat de tout interféromètre à deux ondes avec :

$$\Delta\Phi = \phi(-T) - 2\phi(0) + \phi(T)$$

Le déphasage interférométrique résulte ainsi d'une combinaison linéaire de la position moyenne aux moments des trois impulsions de l'interféromètre. Il s'agit d'une mesure d'accélération.

2.2.2 Sensibilité à l'accélération de pesanteur

Dans le cas où les atomes sont en chute libre dans le référentiel défini par les plans équiphases, la trajectoire atomique suit la dépendance bien connue en $-\frac{1}{2}gt^2$. Si les deux lasers Raman sont alignés verticalement, leur différence de phase s'écrit :

$$\begin{aligned} \phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t) &= (\omega_1 - \omega_2)t - (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)z(t)\mathbf{u}_z + \delta\phi(t) \\ &= \omega_{\text{eff}}t - \mathbf{k}_{\text{eff}}z(t)\mathbf{u}_z + \delta\phi(t) \end{aligned} \tag{2.16}$$

La différence de phase entre les deux faisceaux Raman vue par les atomes au cours de la chute dépend de la position des atomes, de la différence de fréquence entre les deux faisceaux Raman, et d'éventuels sauts de phases. Si on considère que la différence de phase entre les faisceaux Raman ne fluctue pas au cours d'un lâcher, la combinaison linéaire du déphasage interférométrique fait disparaître ce terme. Lorsqu'on remplace $z(t)$ par la dépendance temporelle dans l'expression du déphasage interférométrique, on trouve :

$$\Delta\Phi = \phi(-T) - 2\phi(0) + \phi(T) = -\mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{g}T^2 \tag{2.17}$$

Le déphasage de l'interféromètre dépend de l'accélération de pesanteur. Le facteur d'échelle de l'interféromètre croît linéairement avec l'impulsion transmise aux atomes par une transition Raman et de façon quadratique avec le temps d'interaction. Un des facteurs limitant la sensibilité de la mesure est l'instabilité de ces plans équiphases.

2.2.3 Bruit de vibration

Il faut garantir la stabilité de la différence de phase des deux faisceaux Raman. Pour des faisceaux arrivant sur les atomes de façon indépendante, il faudrait stabiliser la différence des longueurs de deux trajets optiques séparés. Pour atteindre une stabilité de phase de l'ordre du $mrad$, il faut assurer la stabilité de cette différence de longueur à une fraction de nm !

Nous décrivons dans la suite 3.1.2 une géométrie qui permet d'alléger cette contrainte. Dans cette géométrie, les faisceaux lasers se propagent suivant le même chemin jusqu'aux atomes avant d'être rétro-réfléchis par le miroir situé en dessous de l'enceinte à vide. La différence de phase entre les deux faisceaux Raman est alors définie par la position du miroir de rétro-réflexion : une vibration de celui-ci entraîne un déplacement des plans équiphases des faisceaux Raman auxquel notre interféromètre est sensible.

2.2.4 Rampe de fréquence

Si on laisse la différence de fréquence des faisceaux Raman fixe pendant la chute libre, les atomes verront par effet Doppler cette différence de fréquence se déplacer et s'éloigner de la condition de résonance Raman. Une rampe de fréquence notée a est donc appliquée à l'un des deux lasers pour compenser le plus exactement possible le désaccord croissant lié à la chute des atomes. Cette rampe de fréquence annule le déphasage dû à la chute sur l'interférogramme. Dans le référentiel atomique, les atomes ne doivent plus percevoir de déplacement sur les plans équiphases autres que ceux induits par le transfert d'impulsion des transitions Raman. La probabilité de transition en sortie de l'interféromètre se retrouve au minimum de la frange centrale de l'interférogramme.

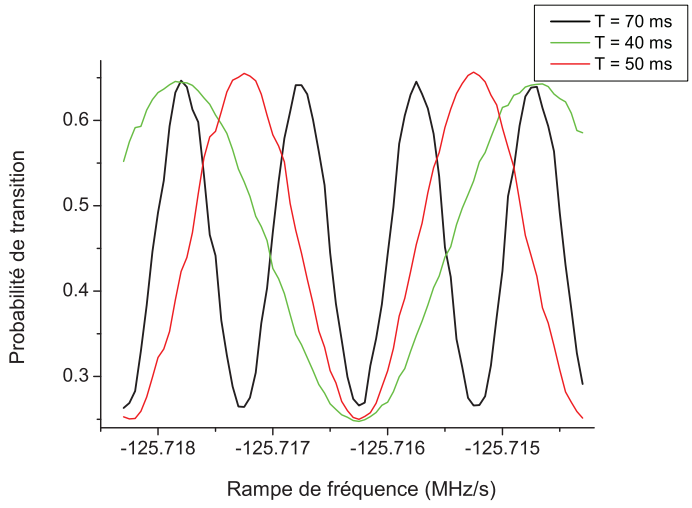

FIG. 2.3 – Franges d'interférences atomique pour différent temps d'interaction T. La frange centrale est la seule dont la position ne se déplace pas avec T.

Nous avons besoin d'identifier la frange centrale avec certitude. Nous pouvons heureusement nous appuyer sur la dépendance de l'espacement entre les franges avec le temps d'interaction T. Comme on peut le voir figure 2.3, seule la frange

centrale ne se déplace pas quand on modifie le temps d'interaction et on l'identifie aisément dès que la rampe de fréquence s'approche de la bonne valeur. La boucle d'asservissement usuelle, la plus simple et la plus sensible, consiste à alterner à chaque cycle une mesure sur le flanc de la frange de gauche et une mesure sur le flanc de la frange de droite. En effet c'est sur les flancs de frange que la pente est la plus élevée, et donc que la sensibilité à une variation infime de la rampe est la plus grande.

2.2.5 Sensibilité aux sauts de phase des lasers

Ce thème est abordé abondamment dans l'article [29] et dans la thèse de P. Cheinet [25]. Pour caractériser la sensibilité de l'interféromètre aux différentes sources de bruits (bruit de phase des lasers, vibrations...), nous faisons appel à un outil appelé "fonction de sensibilité", dérivé du formalisme mathématique développé pour les horloges atomiques. La fonction de sensibilité $g_s(t)$ de l'interféromètre quantifie la réponse du déphasage interférométrique à une variation élémentaire de la différence de phase à un instant donné de notre interféromètre. Notons simplement que cette fonction, présentée figure 2.4, est impaire, et qu'ainsi une dérive linéaire de la différence de phase entre les faisceaux (c'est à dire un décalage en fréquence) n'a pas d'impact sur la phase de l'interféromètre.

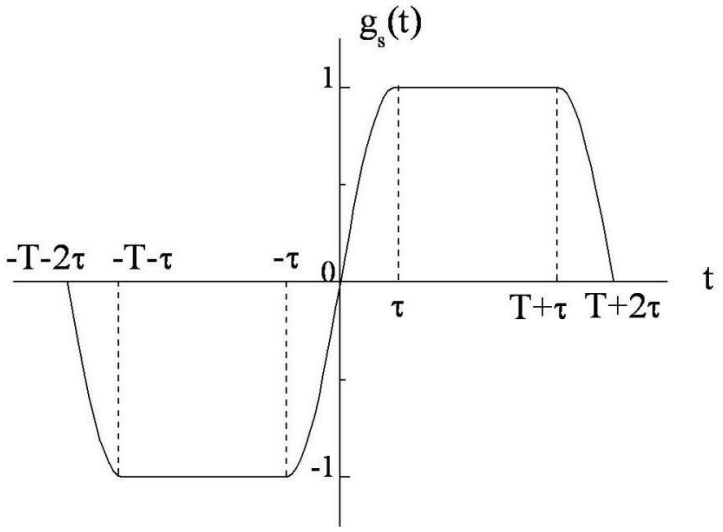

FIG. 2.4 – Fonction de sensibilité de la phase de l'interféromètre à un saut de phase infinitésimal des lasers, en fonction de la date du saut de phase.

Chapitre 3

Présentation générale du prototype de gravimètre

Ce chapitre rappelle les caractéristiques principales du premier dispositif expérimental du gravimètre. J'y recense les principaux effets limitant, la sensibilité et l'exactitude de l'instrument, dont on trouvera une étude plus détaillée dans [27]. C'est sur ce dispositif expérimental que nous avons réalisé les expériences de double diffraction et d'interféromètre pyramidal décrit dans les chapitres 4 et 5.

3.1 Enceinte et Polarisation

3.1.1 Géométrie

Le gravimètre atomique est constitué d'une enceinte à vide, d'un banc optique qui génère les fréquences optiques aux fréquences utiles, et de l'électronique qui contrôle les asservissement des lasers. L'enceinte à vide est constituée d'une cavité supérieure, dans laquelle les atomes sont refroidis, et d'une zone de chute qui s'étend sur 10 cm, en bas de laquelle les atomes sont détectés. Le taux de cycle de l'expérience est de 4 Hz.

Les faisceaux lasers sont injectés dans des fibres optiques à l'intérieur du banc, qui les guident jusqu'à des coupleurs de fibres. La puissance y est répartie entre les différents collimateurs fixés aux hublots de l'enceinte à vide. Le prototype d'enceinte à vide possède peu d'accès optiques (4 accès horizontaux dans la zone de refroidissement, 4 accès horizontaux dans la zone de détection et les deux accès verticaux). Il a donc fallu utiliser un collimateur commun pour les faisceaux de refroidissement verticaux et les faisceaux Raman.

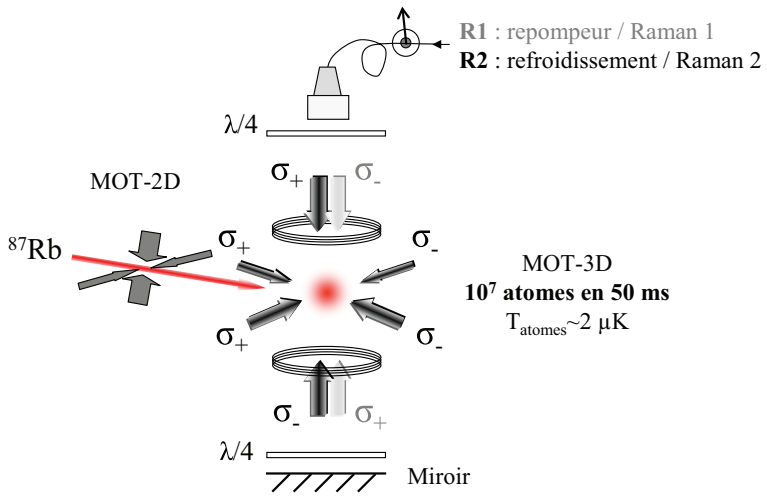

FIG. 3.1 – Géométrie du prototype de gravimètre

3.1.2 Polarisation pour le refroidissement

Dans le prototype de gravimètre, le piégeage et le refroidissement des atomes de ^{87}Rb sont réalisés au moyen de faisceaux repompeur et refroidisseur polarisés en configuration $\sigma^+\sigma^-$. Les faisceaux du PMO 3D et du PMO 2D traversent en sortie de leur collimateur une lame $\lambda/4$ qui tourne les polarisations linéaires perpendiculaires en polarisations circulaires opposées, et ce dans les dimensions horizontales et verticales. En dessous de la zone de chute sont disposés une lame $\lambda/4$ et un miroir de rétro-réflexion. Le miroir réfléchit les faisceaux refroidisseur et repompeur et la lame $\lambda/4$ permet de retourner leur polarisation [30]. La configuration contra-propageante du faisceau refroidisseur est aussi $\sigma^+\sigma^-$ sur l'axe vertical.

3.1.3 Polarisation pour les Raman

Pour satisfaire au besoin de compacité de l'expérience, mais aussi dans le but d'être moins vulnérable vis à vis des défaillances des sources lasers et de leurs amplificateurs, les sources lasers repompeur et refroidisseur constituent aussi la paire de faisceaux Raman, après un saut en fréquence de l'ordre du GHz. La figure 3.2 illustre les configurations de la polarisation entraînant des transitions contra- ou co-propageante. Nous appellons R1 le faisceau à la fréquence Raman issu du laser repompeur et R2 le faisceau à la seconde fréquence Raman issu du laser refroidisseur. Deux réseaux de diffraction contra-propageants combinant les lasers R1 et R2 sont présents sur l'axe vertical. L'effet Doppler dû à la chute des atomes lève la dégénérescence entre ces deux paires de faisceaux. Le vecteur d'onde $\mathbf{k_{eff}}$ est soit orienté vers le haut, dans ce cas, la paire faisceau R1 montant - faisceau R2 descendant réalise les transitions Raman, soit orienté vers le bas, c'est alors la paire faisceau R1 descendant - faisceau R2 montant qui cette fois-ci réalise les transitions

Raman. Le balayage en fréquence de la rampe sur R2 doit se faire dans le sens opposé quand on change la direction de $\mathbf{k_{eff}}$. Il est aussi possible d'injecter la fibre Raman avec la même polarisation linéaire pour les lasers R1 et R2 : les transitions Raman entre sous-niveaux hyperfins $m_f = 0$ se font alors dans le sens co-propageant.

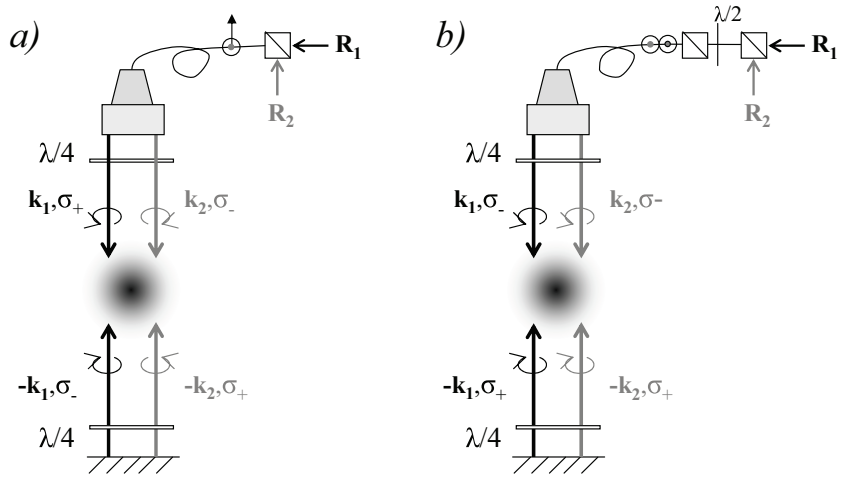

FIG. 3.2 – Polarisation des faisceaux Raman pour obtenir des transitions Raman contra ou co-propageantes, respectivement a et b, entre les états $|F = 1, m_f = 0\rangle$ et $|F = 2, m_f = 0\rangle$.

3.2 Séquence de l'expérience

3.2.1 Refroidissement du nuage de ^{87}Rb

Nous chargeons les atomes dans un le piège magnéto-optique à trois dimensions (PMO 3D) au centre de l'enceinte principale à l'aide du flux d'atomes lents d'un piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO 2D) [31]. Le PMO 2D est réalisé dans une petite enceinte en titane dans laquelle règne une vapeur de ^{87}Rb. Cette enceinte comprend 4 hublots rectangulaires à proximité desquels on a placé 4 bobines permettant de générer un champ magnétique quadrupolaire. Des faisceaux lasers latéraux refroidissent les atomes transversalement tandis qu'un troisième faisceau, aligné le long de l'axe du piège pousse les atomes lents du PMO 2D vers l'enceinte principale à travers un petit trou d'1 mm. Cette configuration permet de charger efficacement le PMO 3D et de minimiser la pression de vapeur règnant dans l'enceinte principale. Après une phase capture de 80 ms, les atomes sont refroidis dans une mélasse très désaccordée de $2,5$ μK avant d'être lâchés.

3.2.2 Préparation de l'état quantique

A la fin du refroidissement, les atomes du nuage se trouvent sur les 5 sous-niveaux $m_f = -2, -1, 0, 1, 2$ de l'état $\left|5S_{1/2}, F = 2\right\rangle$. Un champ magnétique vertical de quantification est à ce moment appliqué sur toute la zone de chute des atomes grâce à des bobines disposées en configuration Helmholtz. Celui-ci discrimine les différents sous-niveaux hyperfins du ^{87}Rb. Nous appliquons alors une impulsion micro-onde sélective qui transfère les atomes du niveau $|F = 2, m_f = 0\rangle$ au niveau $|F = 1, m_f = 0\rangle$. Tous les atomes restant dans les différents sous-niveaux de $|F = 2\rangle$ sont alors poussés. Cette sélection du niveau $|m_f = 0\rangle$ permet de se départir du biais Zeeman du premier ordre pendant l'interféromètre. Elle correspond aux parties 1) et 2) de la figure 3.3.

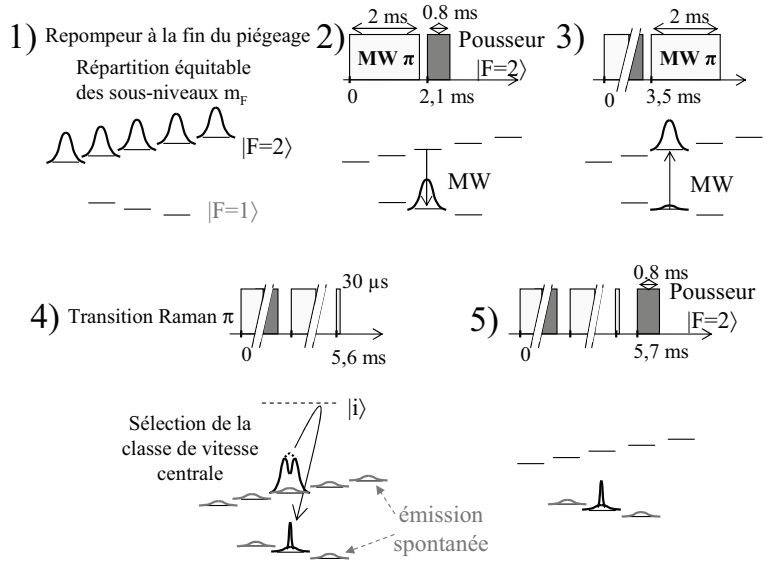

FIG. 3.3 – Préparation du nuage. 1, 2 : La première phase consiste à sélectionner le sous-niveau $m_f = 0$. Le faisceau pousseur s'adresse uniquement aux atomes $\left|5S_{1/2}, F = 2\right\rangle$, une seconde impulsion micro-onde retranfert les atomes avant la sélection. 3, 4, 5 : Ensuite la classe de vitesse centrale est transférée par les Raman et les atomes chauds restant sont poussés.

3.2.3 Sélection en vitesse

Les atomes pour lesquels le désaccord Doppler est supérieur à la fréquence de Rabi ne réalisent pas efficacement le transfert Raman. Cela signifie que les atomes les plus chauds ne participent pas à l'interféromètre et réduisent le contraste des franges d'interférences. Pour limiter cet effet, nous réalisons une sélection en vitesse. Cette sélection est réalisée en plusieurs étapes. Nous retransférons d'abord les atomes vers le niveau $|F = 2, m_f = 0\rangle$ avec une seconde impulsion micro-onde, dont

l'efficacité est finie (95%), puis nous réalisons une impulsion Raman qui transfère uniquement la classe de vitesse que nous sélectionnerons avec notre interféromètre. Enfin, une dernière impulsion du faisceau pousseur nettoye les atomes chauds restés en $|F = 2, m_f = 0\rangle$. Les parties 3) 4) 5) de la figure 3.3 présentent ces différentes étapes de la sélection en vitesse des atomes.

3.2.4 Interféromètre

Les trois impulsions de l'interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi/2$ possèdent une fréquence de Rabi de l'ordre de 30 kHz, ce qui permet de réaliser une transition π en 16 μs. On peut réaliser l'interféromètre avec des temps d'interrogation de T pouvant aller de 100 μs à 120 ms. Afin de compenser la chute des atomes, un Synthétiseur Digital Direct (Digital Direct Synthetizer DDS) effectue un balayage linéaire α de la différence de fréquence sur le laser refroidisseur de $25,1442\ MHz/s$ à raison de pas de $251,442\ Hz$ toutes les 10 μs. Cet asservissement est expliqué dans le paragraphe 3.3.1.

3.2.5 Détection

Dans le prototype de gravimètre, on réalise une mesure de fluorescence à l'aide de deux photodiodes qui sont disposées l'une au-dessus de l'autre, 10 cm en-dessous de la position initiale du PMO 3D, comptant les atomes juste après la dernière impulsion de l'interféromètre. Chaque photodiode détecte en fait une des deux populations en sortie de l'interféromètre. Deux modes de détection sont possibles, qui sont décrites en détail un peu plus loin au paragraphe 3.4 : la détection par nappes horizontales et la détection verticale.

3.3 Banc optique et asservissement des lasers

3.3.1 Description rapide des asservissements

Le gravimètre atomique nécessite cinq fréquences optiques pour l'ensemble du cycle de mesure. Deux sont nécessaires pour refroidir et repomper les atomes pendant la phase de refroidissement du PMO, deux le sont pour réaliser les impulsions Raman contra-propageantes et une sert à détecter les atomes. La figure 3.4 détaille la structure atomique du ^{87}Rb et les fréquences lasers utiles. Les sources lasers du banc optique sont des lasers à cavité étendue (LCE) développés au Syrte [32], de finesse 15 kHz. Un modulateur acousto-optique (MAO), dans lequel passent les faisceaux mélangés de repompeur et de refroidisseur, est utilisé pour aiguiller une partie ou toute la puissance de ces faisceaux vers la fibre qui assure le refroidissement dans la dimension verticale et sert aussi à réaliser les transitions Raman de l'interféromètre.

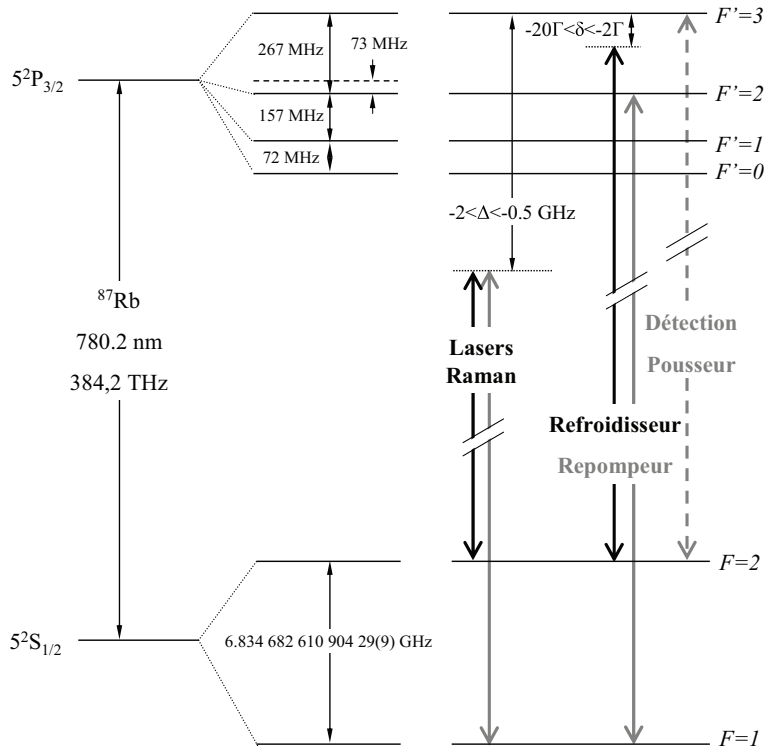

FIG. 3.4 – Structure atomique de l'atome de ^{87}Rb et fréquences optiques choisies pour le refroidissement et les Raman.

Le laser de détection est asservi par absorption saturée [33] sur la transition $\left|5S_{1/2}, F=2\right\rangle \rightarrow \left|5P_{3/2}, F'=3\right\rangle$ d'une vapeur de ^{87}Rb dans une cellule chauffée sur le banc optique. Il joue le rôle de référence optique.

Le laser repompeur est initialement asservi en fréquence sur celui de détection sur la transition $\left|5S_{1/2}, F=1\right\rangle \rightarrow \left|5P_{3/2}, F'=2\right\rangle$. A chaque cycle, le laser repompeur est décalé en fréquence de 1 GHz afin de réaliser des transitions Raman contra-propageantes. Un désaccord de 1 GHz permet de garantir un taux d'émission spontanée suffisamment faible pour ne pas limiter le contraste de l'interféromètre. L'asservissement du laser repompeur est décrit plus en détail dans le paragraphe suivant.

Le laser refroidisseur est asservi sur le laser repompeur en fréquence uniquement pendant la phase de piégeage et en phase pendant la phase d'interféromètre [34]. Sa fréquence pendant la phase de piégeage est désaccordée d'environ -2Γ par rapport à la transition $\left|5S_{1/2}, F=2\right\rangle \rightarrow \left|5P_{3/2}, F'=3\right\rangle$. Une phase de mélasse optique lui succède pendant laquelle le faisceau refroidisseur est désaccordé cette fois-ci d'environ -23Γ par rapport à cette transition. Elle permet d'abaisser la température atomique en-dessous de la limite Doppler. Durant tout le cycle de mesure, un battement entre les faisceaux repompeur et refroidisseur est réalisé sur le banc optique. Le photoconducteur qui détecte le battement pour l'asservissement de phase est placé juste après la superposition des deux faisceaux Raman afin de minimiser les

éventuelles fluctuations de la différence de phase des faisceaux mélangés entre le photoconducteur et la fibre. Une chaîne micro-onde génère à partir d'un quartz à très bas bruit de phase à 5 MHz les signaux de fréquence micro-onde qui sont comparés à ce battement. Dans le cas de l'asservissement de fréquence, le résultat de ce battement est converti en tension, elle-même comparée à une tension de consigne. La différence de tension constitue le signal d'erreur pour l'asservissement sur le courant et le piézo-électrique du laser refroidisseur. Dans le cas de l'asservissement de phase, ce battement est comparé à une DDS à l'aide d'un comparateur Phase-Fréquence. La rampe a est induite par le balayage de cette DDS. Cette rampe de fréquence constitue la véritable variable observable de notre gravimètre [27]. Le banc optique, les asservissements et la génération des fréquences micro-onde de grande stabilité de phase sont décrits en détail dans [35] et dans les thèses précédentes [25, 27].

3.3.2 Asservissement de phase du laser repompeur

Au cours de ma thèse, nous avons modifié l'asservissement du laser repompeur afin d'améliorer sa stabilité en fréquence.

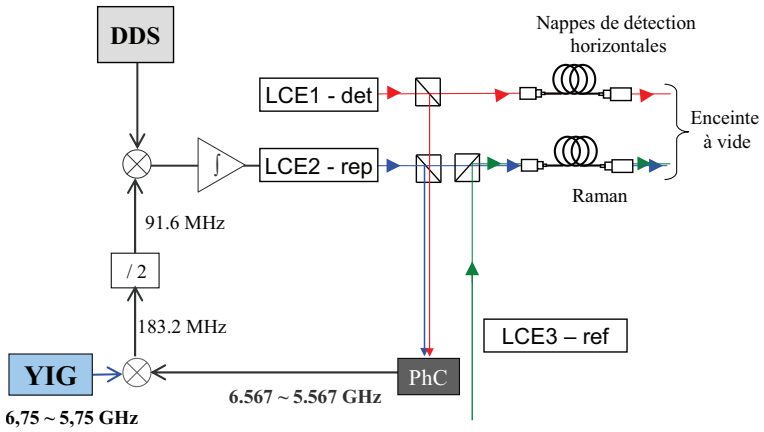

FIG. 3.5 – Schéma de l'asservissement de phase du laser repompeur. On prélève et on superpose une partie des faisceaux de détection et de repompeur jusqu'à un photoconducteur (PhC). Le battement qui en résulte est comparé à la référence YIG. Le signal obtenu est lui-même comparé à une DDS. Le signal d'erreur corrige la fréquence d'émission du laser repompeur.

Le battement qui résulte du mélange entre laser détection et laser repompeur est comparé à un oscillateur accordable YIG (Yttrium Iron Garnet) à $6,75\ GHz$. Le YIG est asservi en phase sur une harmonique du peigne issue de la multiplication d'une référence à 100 MHz, qui est commune aux deux asservissements de phase. La différence entre ces deux signaux est ensuite divisée par 2 pour se trouver au voisinage de $91,6\ MHz$. Un autre signal à $91,6\ MHz$ provenant d'une DDS assure le rôle de

référence du comparateur Phase-Fréquence. Le signal d'erreur issu de cette boucle réagit sur la fréquence du repompeur à la fois en changeant le courant de la diode laser et en corrigeant la longueur de la cavité du laser avec la cale piézo-électrique. Le laser repompeur est asservi sur le laser de détection pendant tout le cycle de mesure. Après chaque phase de mélasse optique, la fréquence du YIG est désaccordée de 1 GHz et le point de fonctionnement des lasers est décalé. L'asservissement est suffisamment robuste pour maintenir l'asservissement de phase pendant le saut en fréquence. Le saut du YIG éloigne donc d'1 GHz de la résonance à la fois le laser repompeur et le laser refroidisseur afin de réaliser les transitions Raman. Il est maintenant possible de contrôler sa fréquence absolue par des fréquences RF et micro-onde bien définies sans être dépendant des variations de la réponse du convertisseur fréquence-tension comme c'était le cas avec un simple asservissement de fréquence [27]. La figure 3.5 illustre cet asservissement.

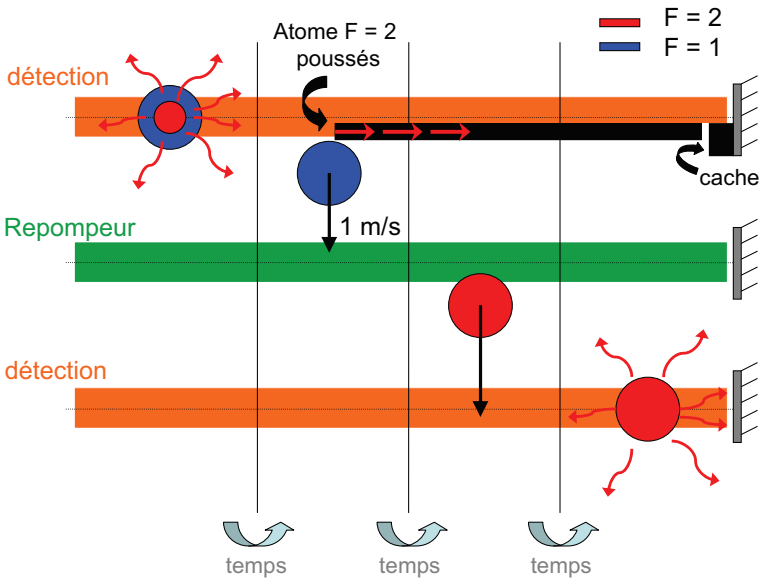

FIG. 3.6 – Schéma de la détection horizontale. Les nappes de faisceau de détection et repompeur traversent l'enceinte suivant un axe horizontal perpendiculaire à l'axe du système optique de collection de la fluorescence. En sortie de l'interféromètre, les atomes en chute libre traversent d'abord une nappe de faisceau de détection à résonance au niveau de la première photodiode. Cette nappe de lumière est rétro-réfléchie sur un miroir afin de créer une onde stationnaire, ce qui permet de faire fluorescer efficacement les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. On cache la partie basse du faisceau de détection au niveau du miroir de rétro-réflexion afin de chasser les atomes par pression de radiation. Les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ continuent leur chute et traversent une nappe de repompeur qui les transfèrent en $|F = 2\rangle$. Enfin ils traversent une deuxième nappe de détection qui les fait fluorescer à leur tour.

3.4 Faisceaux sondes de détection verticale et horizontale

3.4.1 Sonde horizontale

La détection par nappes consiste en trois étapes. Elle est illustrée sur le schéma 3.6. Les atomes traversent une nappe de faisceau de détection accordée sur la transition $\left|5S_{1/2}, F = 2\right\rangle \rightarrow \left|5P_{3/2}, F' = 3\right\rangle$ en face de la première photodiode. Un miroir rétro-réfléchit le faisceau de détection afin d'éclairer les atomes des deux côtés. Seuls les atomes en $|F = 2\rangle$ fluorescent. Un cache est introduit sur la partie basse du miroir pour empêcher la rétro-réflexion. A cette hauteur, les atomes en $|F = 2\rangle$ sont poussés par le faisceau incident loin de la zone de détection. Les atomes restants issus de l'autre port de sortie de l'interféromètre traversent une nappe de faisceau repompeur, qui les transfère de $\left|5S_{1/2}, F = 1\right\rangle \rightarrow \left|5S_{1/2}, F = 2\right\rangle$. Une troisième nappe du faisceau de détection fait fluorescer ces atomes devant la seconde photodiode. La nappe n'a pas un profil d'intensité parfaitement homogène sur toute sa largeur. Cette méthode de détection pondère de façons différentes les différentes classes de vitesses horizontales du nuage. On ne peut donc l'employer dans le cadre d'études des biais sur g dus à l'accélération de Coriolis ou aux aberrations du front d'onde, pour lesquels le biais dépend de la trajectoire transverse des atomes. Nous décrirons ces biais plus tard dans ce manuscrit.

3.4.2 Sonde verticale

La figure 3.7 illustre la détection verticale. Les faisceaux refroidisseur et repompeur utilisent le trajet des faisceaux Raman jusqu'aux atomes. Lorsque le nuage d'atomes arrive en face de la première photodiode de détection, une première impulsion verticale du faisceau refroidisseur gèle ceux qui sont en $|F = 2\rangle$ en sortie de l'interféromètre. Les atomes en $|F = 1\rangle$ continuent leur chute jusqu'à se trouver en face de la seconde photodiode. A ce moment les faisceaux mélangés de repompeur et de refroidisseur illuminent à pleine puissance les deux nuages d'atomes et on capte la fluorescence pour en déduire les populations. Malgré un diamètre en $1/e^2$ de 3 cm, la détection verticale sature largement la transition atomique. Dans la géométrie du prototype de gravimètre, on dispose de plus de puissance dans les faisceaux verticaux que dans les faisceaux en nappes horizontales. La détection verticale est donc à la fois plus efficace, et plus homogène en excitation.

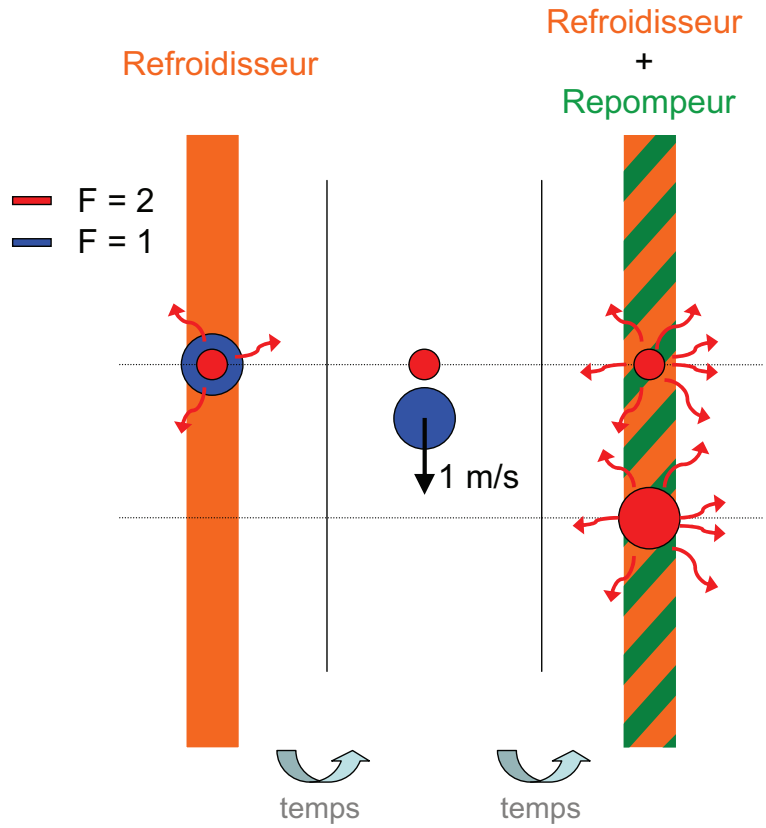

FIG. 3.7 – Schéma de la détection verticale. Les atomes en $|F = 2\rangle$ sont gelés, par le faisceau refroidisseur uniquement, au niveau des photodiodes supérieures. Lorsque l'autre paquet d'onde atteint les photodiodes du bas, on allume à pleine puissance repompeur et refroidisseur et on détecte simultanément les fluorescences des deux nuages.

3.5 Effets systématiques indépendants du sens du vecteur d'onde

Le prototype de gravimètre à atomes froids a atteint une sensibilité finale typique de $2,5.10^{-8}g/\sqrt{Hz}$ en 2006. Celle-ci a permis de recenser et d'évaluer un grand nombre de biais sur la mesure de g. La liste et le sens physique des principaux effets sont brièvement rappelés ci-dessous pour indiquer les contraintes de l'expérience, mais une description complète en est donnée dans la thèse de J. Le Gouët [27].

3.5.1 Liste des biais indépendants du sens de k_{eff}

Déplacement lumineux à 1 photon. Le couplage d'un champ électromagnétique avec un dipôle électrique induit un déplacement de l'énergie interne des états couplés. Dans le cas d'une transition Raman stimulée, les deux faisceaux Raman ont une influence sur chacun des niveaux d'énergie $|f\rangle$ et $|e\rangle$, déplaçant

respectivement les transitions à partir de ces niveaux des fréquences $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$. Leur différence induit un décalage de la condition de résonance Raman $\delta\omega_{LS1}$. Il existe un rapport des deux intensités qui permet d'annuler ce déplacement lumineux différentiel (voisin de 2 pour un désaccord de l'ordre du GHz). Si ce déplacement lumineux n'est pas parfaitement compensé, il apparaît un biais sur la mesure de g. Ce biais est lié au déplacement tranverse des atomes dans les faisceaux Raman, dont le profil d'intensité est gaussien.

Gradient de champ magnétique Le couplage entre le champ magnétique dans l'enceinte et les moments dipolaires magnétiques de l'électron et du noyau entraîne un déplacement de la fréquence hyperfine : il s'agit de l'effet Zeeman du second ordre. L'interféromètre n'étant pas sensible au déplacement de fréquence moyen, seule une variation du champ magnétique (spatiale ou temporelle) dans la zone de l'interféromètre induit un déphasage.

En dépit de deux couches de blindage magnétique, le champ magnétique résiduel dans l'enceinte du prototype est de l'ordre de 40 mG, avec un gradient de plusieurs mG/cm. Ce champ parasite, créé par des impuretés magnétiques dans l'acier, nous a obligé à utiliser un champ magnétique directeur relativement fort de l'ordre de 200 mG, entraînant un biais très important sur la mesure de g de l'ordre d'1 $mGal$.

Une méthode de réjection des effets indépendants du sens du vecteur d'onde est présentée au paragraphe 3.5.2. Pour ce qui concerne cet effet systématique, elle n'est efficace qu'à condition que les deux demi-ondes partielles parcourent les mêmes trajets, quel que soit le sens du vecteur d'onde pendant l'interféromètre, alors que pourtant on change le sens du tranfert de vitesse quand on change le sens de $\mathbf{k_{eff}}$. Pour parvenir à superposer les trajectoires, on prépare les atomes de la même façon, indépendament du sens de $\mathbf{k_{eff}}$ dans l'interféromètre, mais on change leur état interne avec une impulsion micro-onde avant l'interféromètre quand on inverse le sens de $\mathbf{k_{eff}}$. Malgé cela, nous avions montré [27] qu'il subsitait une contribution non négligeable de l'effet Zeeman quadratique de (4 ± 3) μGal après la réjection.

Déphasage radiofréquence L'amplitude et la fréquence des différents signaux radio-fréquence changent au cours d'un cycle. Cela peut entraîner des déphasages liés aux délais dans les composants radio-fréquence, qui dépendent en général de la fréquence et de l'amplitude des signaux de l'expérience. C'est le cas par exemple du filtre passe-bas qui suit la DDS de l'asservissement en phase du laser refroidisseur ou du MAO qui génère les impulsions lumineuses. Le biais résultant de cet effet pour le MAO sur l'interféromètre est cependant réduit dans une large mesure par le fait que les deux faisceaux Raman subissent quasiment les mêmes déphasages en sortie de ces éléments, et qu'ils se compensent dans la différence de phase des faisceaux

Raman.

3.5.2 Réjection de ces effets

Tous les biais sur g indépendant du sens du vecteur d'onde des faisceaux Raman sont rejetés ensemble par une méthode différentielle qui ne dégrade pas la stabilité court terme du gravimètre. On alterne tous les 100 coups de mesure le sens du vecteur d'onde résonnant avec les transitions atomiques. Cette échelle de temps est petite devant celle de ces effets, qui varient lentement. Les fréquences des DDS de l'asservissement en phase du refroidisseur ainsi que le sens de la rampe de fréquence qui compense l'effet Doppler sont modifiés de manière à renverser le sens des transitions Raman.

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_{\text{eff}} \uparrow \quad &: \quad \Delta\Phi_{Up} = k_{\text{eff}} g T^2 + \Delta\Phi(\text{indép}) + \Delta\Phi(\text{dép}) \\ \mathbf{k}_{\text{eff}} \downarrow \quad &: \quad \Delta\Phi_{Down} = -k_{\text{eff}} g T^2 + \Delta\Phi(\text{indép}) - \Delta\Phi(\text{dép}) \end{aligned} \tag{3.1}$$

La demi-différence de ces mesures permet donc de supprimer le terme $\Delta\Phi(\text{indép})$. L'efficacité de cette réjection est démontrée dans la thèse de J. Le Gouët [27].

3.6 Effets dépendants du sens du vecteur d'onde

Ces effets sont sensibles à l'orientation de $\mathbf{k}_{\text{eff}}$, comme le déphasage qui porte l'information sur g. La demi-différence des déphasages avec les deux orientations du vecteur d'onde effectif contient, en plus de la valeur de l'accélération de pesanteur, la somme des biais dus à l'alignement vertical des faisceaux, au déplacement lumineux à deux photons, à l'effet Coriolis et aux aberrations des faisceaux Raman.

3.6.1 Alignement des faisceaux lasers sur la verticale

Le déphasage de l'interféromètre atomique fait intervenir le produit scalaire entre l'accélération $\mathbf{g}$ et le vecteur d'onde effectif $\mathbf{k}_{\text{eff}}$, lui-même égal à la différence $\mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}$. Il faut dans un premier temps s'assurer du parallélisme de la rétro-réflexion des faisceaux Raman mélangés sur le miroir de rétro-réflexion, et ensuite de la verticalité de ces faisceaux. Dans le cas du prototype, le miroir de rétro-réflexion est placé à l'extérieur du gravimètre. Les faisceaux sont d'abord rendus grossièrement parallèles en montant un interféromètre de Michelson dont un miroir liquide assure d'abord la référence d'horizontalité, puis en le remplaçant par le vrai miroir de rétro-réflexion. Cette procédure est présentée dans la figure 3.8. Ensuite on affine le réglage en

mesurant la dépendance de la phase de l'interféromètre pour différentes orientations des faisceaux.

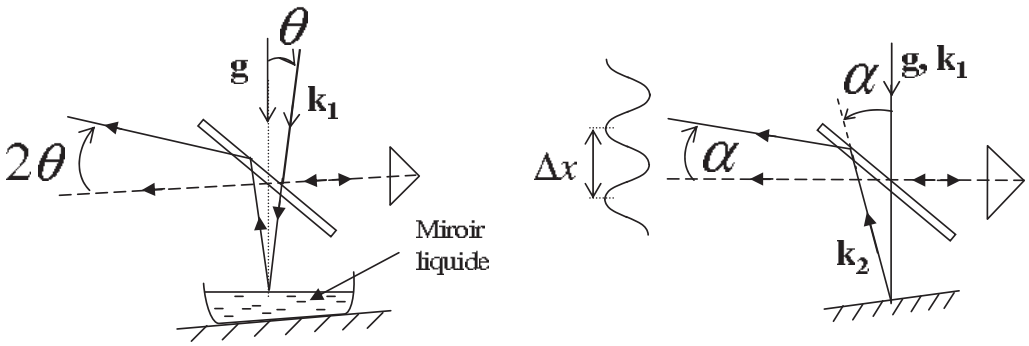

FIG. 3.8 – Méthode appliquée pour l'alignement vertical *ab initio* des faisceaux lasers. Le vecteur $\mathbf{k}_1$ est aligné en le superposant à grande distance avec son image sur une surface parfaitement horizontale. Les vecteurs $\mathbf{k}_1$ et $\mathbf{k}_2$ sont ensuite alignés en cherchant la teinte plate de leur interférence.

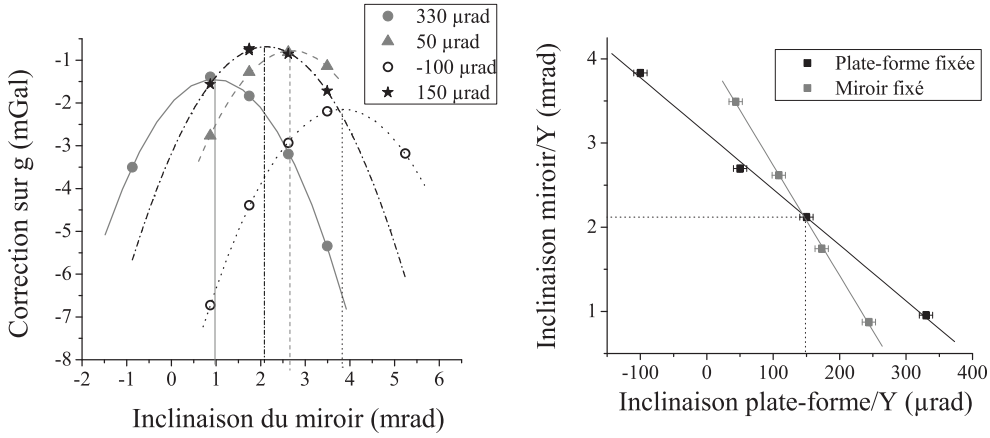

FIG. 3.9 – Gauche : mesure du biais de l'interféromètre en fonction de l'angle α du miroir, pour différentes inclinaisons θ de la plate-forme. Le sommet d'une parabole correspond au réglage de l'inclinaison du miroir pour laquelle le faisceau montant est vertical. Droite : Les sommets des paraboles de la courbes gauche sont reportés en carrés noirs. De façon analogue, en faisant varier l'inclinaison de la plate-forme pour des positions fixes du miroir, on obtient les points en carrés gris. Le point d'intersection des deux droites correspond à un réglage où le vecteur d'onde total $\mathbf{k_{eff}}$ et le vecteur d'onde du faisceau montant $\mathbf{k_2}$ sont tous les deux verticaux, et donc $\mathbf{k_1}$ aussi.

La figure 3.9_{gauche} présente les variations de la mesure de g sous forme de parabole lorqu'on modifie la direction des vecteurs d'ondes $\mathbf{k_1}$ et $\mathbf{k_2}$. Maximiser g, c'est à dire la projection du vecteur d'onde $\mathbf{k_{eff}}$ sur la verticale, permet de dessiner

successivement sur la figure 3.9_{droite} deux relations linéaires entre l'orientation du miroir, qui permet de régler la verticalité du faisceau montant et l'inclinaison de la plate-forme qui détermine la verticalité de $\mathbf{k_{eff}}$. Chaque point de mesure correspond au sommet d'une parabole et est obtenu en fixant soit le miroir soit la plate-forme. Naturellement ce réglage est réalisé dans les deux directions horizontales. Au croisement des droites de la figure 3.9_{droite}, vecteur d'onde effectif et faisceau Raman montant sont tous les deux verticaux et donc le faisceau Raman descendant aussi.

3.6.2 Déplacement lumineux à 2 photons

La résonance Raman n'est satisfaite que pour une seule paire de faisceaux contra-propageants. Toutefois la deuxième paire a une influence sur la dynamique du système, malgré le désaccord Doppler. Elle induit un couplage non résonant entre les états $|g, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|g, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Le déphasage dû au déplacement lumineux à 2 photons (Light Shift LS2) croît linéairement avec la fréquence de Rabi effective des faisceaux Raman [28]. En plus de retourner tous les 100 coups le vecteur d'onde pour rejeter les effets indépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$, on alterne tous les 200 coups de mesure de g pleine puissance et moitié de puissance dans les faisceaux Raman afin d'extrapoler à zéro la valeur de ce biais. Les deux demi-différences s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(\Phi_{Up} - \Phi_{Down})_{\Omega} &= k_{\text{eff}} g T^2 + \delta\Phi_{\text{LS2}} + \delta\Phi(\text{autres biais}) \\ \frac{1}{2}(\Phi_{Up} - \Phi_{Down})_{\Omega/2} &= k_{\text{eff}} g T^2 + \frac{\delta\Phi_{\text{LS2}}}{2} + \delta\Phi(\text{autres biais}) \end{aligned} \tag{3.2}$$

d'où on extrait le déphasage $\delta\Phi_{\text{LS2}}$ par combinaison linéaire.

Cette arithmétique de mesure de déplacement lumineux à 2 photons et donc de mesure de g corrigée de cet effet entraîne une dégradation de la stabilité court terme sur la mesure de g d'un facteur $\sqrt{10}$. Nous verrons cependant à la fin de ce manuscrit qu'elle repousse admirablement les limites de la stabilité long terme.

3.6.3 Accélération de Coriolis

Les impulsions Raman séparent et recombinent le nuage de ^{87}Rb sur l'axe vertical. Chaque atome possède cependant une vitesse transverse. Celle-ci provient d'un déséquilibre éventuel d'intensité entre les faisceaux de refroidissement pendant la phase de mélasse optique et de la distribution en vitesse gaussienne du nuage, caractéristique du refroidissement sub-Doppler $\sigma^+\sigma^-$. La séparation verticale se combine à cette vitesse transverse initiale pour ouvrir une aire physique latérale entre les trajectoires des deux paquets d'ondes, comme l'illustre la figure 3.10.

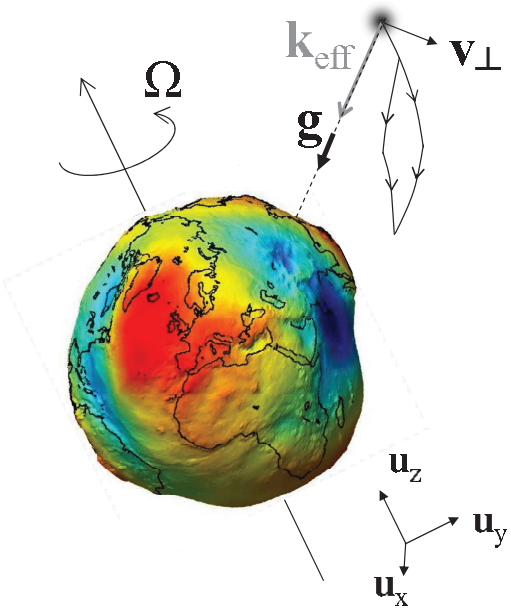

FIG. 3.10 – Principe de l'altération de la mesure de g par l'accélération de Coriolis subie par un atome de vitesse transverse non nulle sur l'axe Est - Ouest.

Une rotation du référentiel spatial, c'est-à-dire dans notre cas des plans équiphases des faisceaux Raman, engendre alors un déphasage interférométrique : $\Delta\Phi = 4\pi\Omega_T \frac{m}{h} A$ où A est la projection de l'aire sur le plan xOy (figure 3.10) et $\mathbf{\Omega}_T$ est la vitesse de rotation du référentiel terrestre par rapport au référentiel Galiléen. C'est l'effet Sagnac [36]. Lorsqu'un atome possède une vitesse transverse $\mathbf{v}$ non nulle selon l'axe Est - Ouest, la rotation de la terre autour de l'axe Nord - Sud induit un déphasage qui s'écrit :

$$\Delta\Phi_{\text{Coriolis}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} T^2 . (2\mathbf{\Omega}_T \wedge \mathbf{v}) \tag{3.3}$$

Un atome qui possède une vitesse transverse de seulement 100 $\mu m/s$ sur l'axe Est - Ouest, accumule un déphasage de 1 μGal. Or, la température la plus basse (2 μK) que l'on atteint avec la mélasse correspond à une dispersion en vitesse moyenne de l'ordre de 1 cm/s. Cependant, comme cet effet dépend du signe de la vitesse, il se moyenne avec un résidu inférieur au μGal si :

1) la distribution en vitesse est symétrique à mieux qu'1%

2) la détection après temps de vol est homogène au niveau du % sur la taille du nuage.

3) le centre de la distribution en vitesse correspond à une vitesse inférieure à 100 $\mu m/s$.

Cet effet est une des sources les plus importantes d'inexactitude de notre gravimètre.

Par ailleurs, il existe aussi un biais pour des atomes lâchés sans aucune vitesse initiale, mais il est d'ordre 2 en Ω et entraîne une erreur sur g négligeable, inférieure à 0,1 μGal.

3.6.4 Aberrations du front d'onde

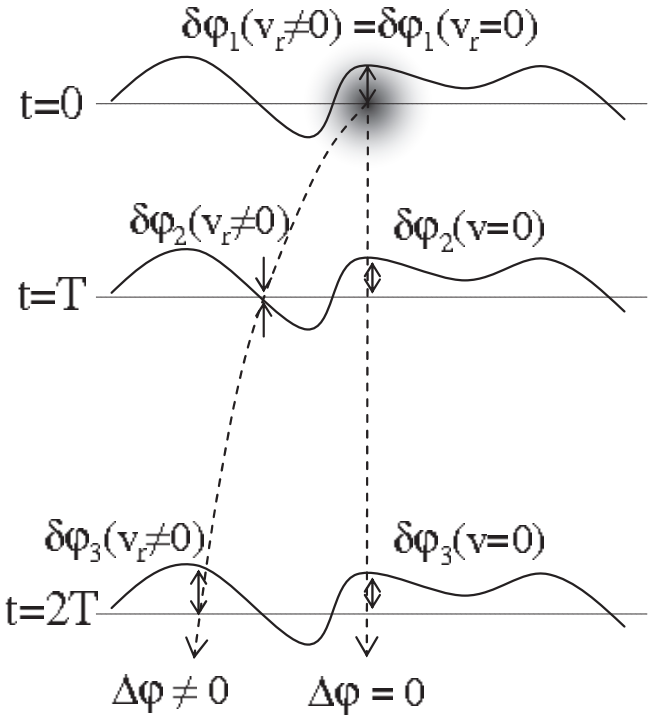

FIG. 3.11 – Illustration de la variation du déphasage atomique en fonction de la vitesse transverse. Pour un atome tombant strictement le long de la verticale, les aberrations du front d'onde sont identiques pour les trois impulsions. Dans ce cas, la contribution $\Delta\Phi = \delta\varphi_1 - 2\delta\varphi_2 + \delta\varphi_3$ au déphasage atomique total est nulle. Ce n'est pas le cas pour un atome de vitesse horizontale non nulle.

Les plans équiphases Raman forment une règle graduée dans l'espace le long de la chute des atomes. A chaque impulsion Raman, la différence de phase entre les deux champs électromagnétiques, et de cette façon la position des atomes le long de cette règle graduée, s'imprime comme un déphasage sur la fonction d'onde du paquet d'onde diffracté. Lorsque les deux lasers Raman sont contra-propageants, cette différence de phase est sensible au chemin supplémentaire parcouru par les faisceaux rétro-réfléchi. Dans la configuration du prototype, les faisceaux traversent deux fois le hublot inférieur de l'enceinte à vide. En dessous de ce hublot, une lame $\lambda/4$ traversée deux fois et le miroir de rétro-réflexion constituent les optiques de rétro-réflexion. Les imperfections de planéité de ces éléments optiques entraînent une variation de la différence de phase entre les faisceaux Raman qui dépend de la

position des atomes dans le profil des faisceaux Raman, comme l'illustre la figure 3.11. Les atomes qui rencontrent des aberrations du front d'onde différentes entre les trois impulsions de l'interféromètre, comme illustré dans la figure 3.11, encaissent un biais d'aberration.

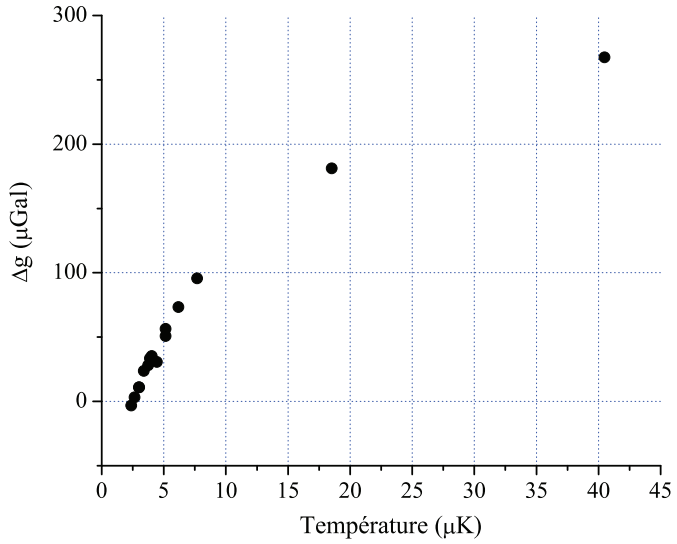

FIG. 3.12 – Mesures différentielles de l'évolution du biais sur g dû aux aberrations du front d'onde du laser Raman R2 à différentes températures.

Protocole de mesure Pour quantifier ce biais d'aberration, nous réalisons des mesures de la phase de l'interféromètre en fonction de la température des atomes et donc de leur expansion transverse. Nous varions de façon contrôlée la température du nuage atomique en modifiant la tension de consigne de l'asservissement de fréquence du laser de refroidissement (qui définit le désaccord par rapport à la résonance) pendant la phase de mélasse optique qui précède le lâcher du nuage. Nous réalisons en fait des mesures différentielles en alternant tous les 200 coups une mesure de g à température plus élevée de quelques μK et une mesure g à la température la plus basse. Ces mesures différentielles sondent le front d'onde du prototype de gravimètre indépendamment des autres variations de g.

Vélocimétrie Raman La température du nuage est déterminée expérimentalement avant chaque mesure par vélocimétrie Raman. Cette technique consiste à mesurer l'efficacité de transfert d'une impulsion Raman en fonction de la différence de fréquence des faisceaux Raman. On utilise alors des durées d'impulsion Raman relativement longues (de l'ordre de 150 μs) afin de limiter les

effets de convolution entre la distribution en vitesse et le profil d'excitation d'une impulsion Raman.

Résultat de la mesure La figure 3.12 présente les mesures de biais de g en fonction de la température réalisées dans le cadre de la thèse de J. Le Gouët [27] et montre que le prototype de gravimètre est affecté d'un biais d'aberration très important. On trouve une différence de 100 μGal entre 0 μK et 8 μK ! Nous attribuons ces larges perturbations du front d'onde à la qualité optique relativement médiocre du hublot du bas de l'enceinte. Dans ces conditions, il est difficile d'extrapoler la véritable valeur de g à 0 μK avec une incertitude inférieure à 1 μGal.

3.7 Dépassement du bruit de vibration

3.7.1 Isolation du gravimètre

La sensibilité actuelle du gravimètre est limitée par les vibrations parasites du miroir de rétro-réflexion. Pour réduire le bruit de vibration, l'enceinte du gravimètre a été placée sur une plate-fome anti-vibration passive Minus-K. Une boîte en bois tapissée de mousse isolante sur ses parois a été construite et montée tout autour afin d'isoler l'enceinte des bruits acoustiques et des courants d'air. Ces installations successives avaient permis d'obtenir une stabilité sans correction des vibrations de 5.10^{-8} g/$\sqrt{\text{Hz}}$ la nuit avec un temps d'interaction $2T$ de 100 ms.

3.7.2 Correction des vibrations transmises au signal atomique, effet d'un délai

Le bruit de vibration est en fait mesuré dans l'expérience à l'aide d'un sismomètre de grande sensibilité (Guralp CMG40T), sur lequel est fixé le miroir de rétro-réflexion. Ce bruit est converti en bruit de phase équivalent, que l'on soustrait au signal atomique de l'interféromètre. L'efficacité de cette réjection est limitée par la fonction de réponse du sismomètre, qui n'est pas constante en fréquence. En particulier, à haute fréquence, elle se comporte comme un filtre passe-bas de fréquence de coupure 50 Hz. L'utilisation de techniques de filtrage numérique nous a permis de compenser partiellement l'atténuation en amplitude et le déphasage de la fonction de transfert, et d'atteindre une sensibilité record (de nuit sans climatisation) de $1,4.10^{-8} g/\sqrt{Hz}$ [37]. Sans se remettre dans les conditions du record, une sensibilité similaire à la sensibilité typique de l'ordre de $2.10^{-8} g/\sqrt{Hz}$ a été retrouvée grâce au simple ajustement du délai entre la réalisation de l'interféromètre et l'acquisition du signal du sismomètre.

3.8 Limites du prototype

Les études menées avant le début de ma thèse avaient permis d'identifier les limites des performances du premier dispositif expérimental du gravimètre, dont j'ai présenté les caractéristiques principales dans ce chapitre. En particulier, une sensiblité typique de $2.10^{-8} g/\sqrt{Hz}$ avait été obtenue. En ce qui concerne l'exactitude, l'interféromètre souffrait de plusieurs biais relativement importants, liés aux défauts de l'enceinte à vide (fort gradient de champ magnétique, qualité des optiques insuffisante, pas d'accès optiques pour le contrôle des trajectoires...). En particulier, une comparaison avec un gravimètre atomique absolu à coin de cube A10 [38] avait montré une différence de $+16\ \mu Gal$.

Il était donc nécessaire de concevoir une nouvelle enceinte à vide afin de dépasser les limites identifiées. Cette modification a fait l'objet d'une partie importante de mon travail de thèse, que je détaille dans les chapitres 6 et 7. En parallèle de ces développements, nous avons utilisé le prototype du gravimètre pour réaliser deux séries d'expériences originales. Dans la première, nous avons démontré une nouvelle géométrie d'interféromètre (la double diffraction). Dans la seconde, nous avons démontré les capacités d'une architecture simplifiée du gravimètre, qui s'appuie sur une pyramide creuse. Je discute de ces deux expériences dans les deux chapitres suivants.

Chapitre 4

Double diffraction

4.1 Principe de la double diffraction

Introduction Plusieurs méthodes permettent de manipuler les paquets d'ondes atomiques. Cependant, chaque type de séparatrice engendre des contraintes expérimentales qui lui sont propres. Dans l'ordre de leurs démonstrations expérimentales, on peut citer : les réseaux matériels (1991)[39, 40], les transitions Raman stimulées (1991)[18], les transitions à 1 photon (1991)[36], les séparatrices magnéto-optiques (1993)[41], la diffraction de Bragg (1995) [42, 43], les impulsions dans le régime de Kapitza-Dirac (1997)[44, 45], les oscillations de Bloch (2009)[46, 47] et enfin la double diffraction Raman insensible à l'effet Doppler (2009)[48]. Le principe physique de certaines est brièvement rappelé dans la section 4.2, et plus en détail pour la dernière séparatrice. L'interféromètre qui résulte d'une succession de ces séparatrices améliore largement la mesure considérée. [46]

Principe La sensibilité intrinsèque de l'interféromètre atomique est proportionnelle à l'aire totale qui sépare les deux bras pendant l'interféromètre. Nous proposons dans ce chapitre de remplacer la configuration classique "Mach-Zehnder" par une nouvelle géométrie d'interféromètre, dont l'aire sera deux fois plus large [49]. L'astuce de la méthode de double diffraction consiste à faire diffracter les atomes en même temps dans les deux réseaux de diffraction Raman contra-propageants présents dans l'enceinte. Chaque paire de faisceaux contra-propageants transfère l'impulsion de deux photons $2\hbar k$, où k est l'impulsion d'un photon, mais dans des sens opposés. La figure 4.1 décrit les déphasages accumulés par les bras supérieurs et inférieurs de l'interféromètre, notés respectivement Φ_1 et Φ_2, lors des diffractions successives des paquets d'ondes.

Soit $\Delta\phi$ le déphasage total de l'interféromètre, ϕ_X et ϕ'_X les phases imprimées au paquet d'onde diffracté au point X de l'interféromètre, respectivement par l'une

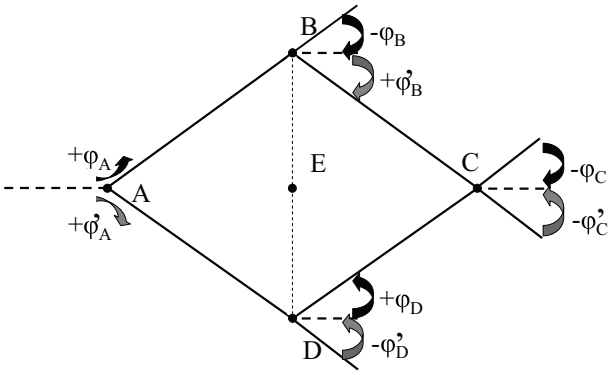

FIG. 4.1 – Schéma de principe de l'interféromètre de double diffraction. En pointillé : Le paquet d'onde est dans l'état hyperfin excité $|e\rangle$. En ligne noire : le paquet d'onde est dans l'état hyperfin fondamental $|f\rangle$. Le signe du déphasage imprimé sur la fonction d'onde s'inverse lorsque change le sens de la diffraction. Les transitions (flèches noires et grises) sont réalisées simultanément par les deux paires de faisceaux Raman.

ou l'autre des paires de faisceaux Raman. Pour tout X = A, B, C, D :

$$\begin{aligned} \phi_X &= \mathbf{k}_{\text{eff}}.z_X \\ \phi'_X &= -\mathbf{k}_{\text{eff}}.z_X \\ \phi'_X &= -\phi_X \end{aligned} \tag{4.1}$$

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \phi_A - \phi_B + \phi'_B - \phi'_C \\ \Phi_2 &= \phi'_A - \phi'_D + \phi_D - \phi_C \end{aligned} \tag{4.2}$$

$$\begin{aligned} \Delta\phi = \Phi_1 - \Phi_2 &= 2\phi_A - 2\phi_B - 2\phi_D + 2\phi_C \\ &= 2(\phi_A - 2\phi_E + \phi_C) \end{aligned} \tag{4.3}$$

$$\Delta\phi = 2\mathbf{k}_{\text{eff}}.\mathbf{g}T^2 \tag{4.4}$$

Les trois états d'impulsion $0, k_{eff}, -k_{eff}$ que nous considérons sont tous connectés entre eux dès l'instant où l'on allume les deux paires de faisceaux Raman. Soit il est possible de transférer tous les atomes d'un état hyperfin vers l'autre en transférant $\pm k_{eff}$ (transitions A et C sur le schéma 4.1), soit on peut faire de cette impulsion un "miroir" à atome et transférer $\mp 2k_{eff}$ aux impulsions $\pm k_{eff}$ des deux ondes (transitions B et D sur le schéma 4.1). En mode double diffraction, le

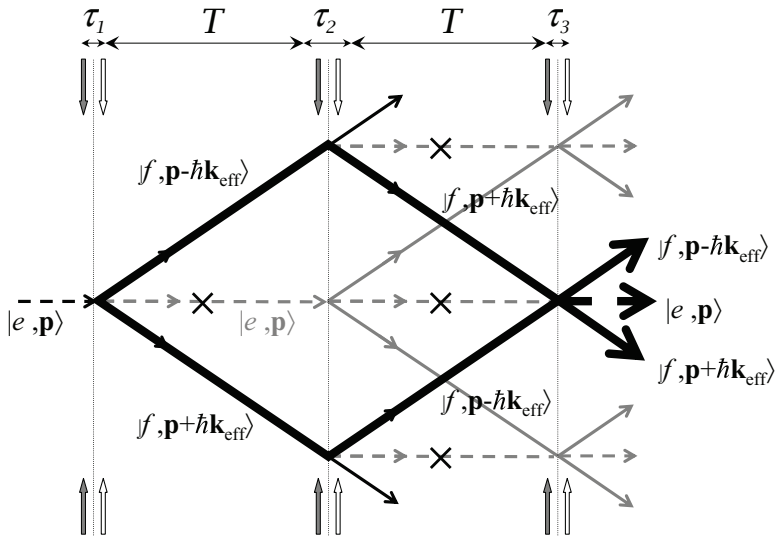

FIG. 4.2 – Schéma de l'interféromètre : Il est composé d'une séquence de trois impulsions de double diffraction τ_i, séparées entre elles d'une durée T. Les petites flèches verticales représentent les faisceaux lasers Raman rétro-réfléchis. Les lignes sombrent décrivent les deux bras constitutifs de l'interféromètre de double diffraction. Les lignes ou pointillés fins gris représentent les ondes non transférées par une impulsion de double diffraction, qui interfèrent éventuellement dans des interféromètres parasites. Les impulsions du faisceau pousseur, représentées par des croix, les suppriment et améliorent le contraste. Les paquets d'ondes dans l'état $|f\rangle$ sont dessinés en lignes solides tandis que ceux dans l'état $|e\rangle$ le sont en lignes pointillées.

transfert le plus complet d'un état hyperfin vers l'autre intervient après une impulsion de durée $\tau_s = \pi/\sqrt{2}\Omega_{eff}$, tandis qu'il faut attendre un temps deux fois plus long $\tau_m = \sqrt{2}\pi/\Omega_{eff}$ pour obtenir l'impulsion "miroir" la plus efficace. La diffraction par les 4 faisceaux présents dans l'enceinte raccourcit les impulsions "τ_s" et "τ_m" d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport aux impulsions analogues "$\pi/2$" et "π" avec une configuration Raman classique. Il est théoriquement possible d'obtenir une impulsion "miroir" parfaite pour chaque atome. Seulement ces transferts sur trois niveaux d'impulsion sont très sélectifs en vitesse. Puisque la classe de vitesse sélectionnée n'est pas parfaitement monocinétique, et qu'il existe de plus un gradient d'intensité non nul entre les positions des différents atomes du nuage, les fréquences de Rabi effectives vues par ceux-ci ne sont pas toutes identiques. Ces effets conjugués réduisent l'efficacité des impulsions de double diffraction par rapport à des transitions Raman classiques. Un laser pousseur supprime les paquets d'ondes non transférés de $|e\rangle$ à $|f\rangle$, susceptibles de réaliser des interféromètres de géométrie Mach-Zehnder parasites.

Les figures 4.2 et 4.3 présentent respectivement les états d'impulsion et d'énergie parcourus par les deux paquets d'ondes durant l'interféromètre. La première impulsion τ_s de l'interféromètre transfère presque tous les atomes de l'état $|e\rangle$ vers l'état

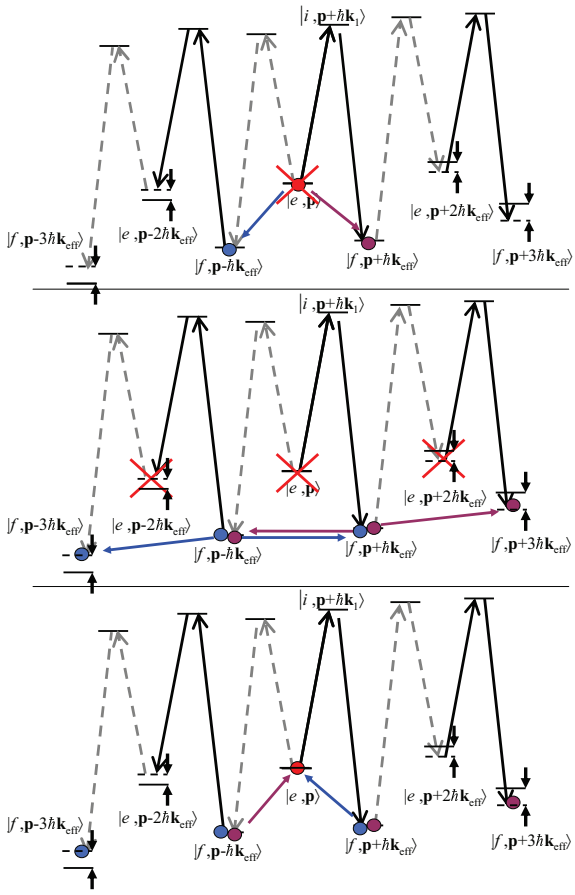

FIG. 4.3 – Etats quantiques "traversés" au cours de l'interféromètre de double diffraction. L'atome est d'abord envoyé depuis l'état hyperfin $|F=2\rangle$ vers l'état hyperfin $|F=1\rangle$. Sa fonction d'onde est un mélange des états d'impulsions $\pm k_{eff}$. Ensuite les états d'énergie des deux ondes sont échangés, puis on les recombine dans l'état $|F=2\rangle$. Les flèches continues réprésentent une paire de faisceau contrapropageantes et les flèches discontinues représentent l'autre paire. Le faisceau pousseur est représenté par une croix rouge.

$|f\rangle$ et sépare le nuage en deux paquets d'ondes équiprobables séparés de $2\hbar\mathbf{k_{eff}}$ dans l'espace des impulsions. Une impulsion pousseur nettoie alors ceux restés en $|e\rangle$. Un temps T après la première diffraction, une impulsion deux fois plus longue τ_m transfère $\mp 2\mathbf{k_{eff}}$ à l'onde d'impulsion $\pm\mathbf{k_{eff}}$ en réalisant un aller-retour de l'état interne de $|f\rangle$ à $|f\rangle$ en passant par $|e\rangle$. Les deux paquets d'onde sont ainsi redirigés l'un vers autre par cette impulsion. Une impulsion du pousseur nettoye de nouveau les atomes qui se trouvent dans $|e\rangle$. Il faut un temps T aux deux bras pour se retrouver au même endroit. Une troisième impulsion τ_s les recombine sur les trois états d'impulsion $0, \mathbf{k_{eff}}, -\mathbf{k_{eff}}$ A cette dernière impulsion, les deux amplitudes de transition correspondant à $|f, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p}\rangle$ et $|f, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p}\rangle$ interfèrent. La population dans $|e, \mathbf{p}\rangle$ est modulée en fonction de la différence de phase accumulée.

Fonction de transfert La sensibilité de la mesure au bruit d'accélération aux basses fréquences dépend linéairement de la séparation en impulsion $\mathbf{k}_{\text{eff}}$. Le bruit de vibration croît donc lui aussi avec l'aire de l'interféromètre. Lorsqu'il domine, aucun gain significatif de sensibilité à l'accélération de pesanteur ne peut être espéré.

Intérêt En plus de doubler l'aire de l'interféromètre et donc sa sensibilité intrinsèque, la double diffraction présente plusieurs avantages.

La symétrie de la double diffraction implique que lorsqu'un saut sur la phase du laser R2 apparaît, la position des paquets d'onde par rapport aux deux plans équiphases des deux réseaux de diffraction Raman va se déplacer d'un même pas dans un sens opposé pour chaque bras. La position moyenne des atomes dans les plans équiphases, et donc la mesure de g, sont insensibles au bruit de phase. En conséquence, un avantage de la double diffraction en terme de stabilité est d'assouplir les contraintes sur le bruit de phase de la référence micro-onde.

Les deux bras de l'interféromètre voyagent dans le même état hyperfin pendant toute la chute. Donc les décalages de la résonance sont les mêmes pour les deux paquets d'ondes d'impulsions différentes. Ainsi les phases accumulées dans chaque bras de l'interféromètre sont les mêmes quels que soient les décalages en fréquence des niveaux hyperfins. Ceci est censé supprimer les biais dûs à l'effet Zeeman quadratique et au déplacement lumineux, antérieurement évalués sur le prototype de gravimètre avec la configuration "Mach-Zehnder". Le gradient de champ magnétique présent dans l'enceinte à vide peut donc être plus important sans dégrader la mesure de g.

L'étiquetage des états d'impulsion par l'énergie interne des atomes présentée au chapitre 2.1.1 est toujours valable pour un interféromètre de double diffraction. La méthode de détection n'a pas besoin d'être modifiée par rapport à la géométrie verticale classique.

Enfin, contrairement aux autres méthodes de séparation plus large des paquets d'onde, la double diffraction ne requiert pas de source laser supplémentaire.

4.2 Historique de la manipulation des paquets d'ondes atomiques

4.2.1 Séparation des paquets d'ondes atomiques

Réseaux physiques Afin d'étudier la polarisabilité d'atomes, notamment de sodium, des réseaux matériels, dont les fentes sont espacées de quelques centaines de nanomètres, ont été placées sur le trajet d'un jet d'atomes pour le diffracter. Trois diffractions successives ont réalisé un interféromètre de géométrie Mach-Zehnder. Dans cette expérience [39, 40], les deux bras de l'interféromètre furent isolés l'un de

l'autre et l'un d'eux fut soumis à un champ électrique. La phase de l'interféromètre a permis d'estimer l'effet Stark quadratique. Cependant, à cause des forces à courte distance de Van Der Waals, il est impossible de contrôler la diffraction d'atomes par un réseau matériel aussi bien qu'avec des impulsions de lumière.

Transitions à 1 photon Un gyromètre à jet d'atomes de calcium ^{40}Ca a été développé en 1991 [36]. Un jeu de miroir, de lentilles et d'oeil-de-chat adresse, perpendiculairement au jet d'atomes, une succession d'impulsions accordées sur la transition (à $\lambda = 657{,}46$ nm) entre l'état fondamental $^1S_0$ et l'état excité métastable $^3P_1$. 4 impulsions à 1 photon séparent, redirigent puis recombinent les paquets d'ondes. Elles créent une aire interférométrique entre les paquets d'onde, sensibles par effet Sagnac à la rotation terrestre.

Séparateurs magnéto-optiques Cette technique consiste à faire traverser perpendiculairement à un jet d'atomes des faisceaux laser contra-propageants $\sigma^+\sigma^-$ [41]. Un champ magnétique de biais est appliqué dans la zone d'interaction, ce qui lève la dégénérescence des sous-niveaux m_f. A la traversée du faisceau, les atomes initialement dans l'état $|m_f = 0\rangle$ du niveau fondamental sont diffractés à la fois dans les états excités $|m_f = \pm 1\rangle$ par l'un ou l'autre des faisceaux contra-propageant. Les deux paquets d'ondes d'impulsions opposées se séparent spatialement. Ils possèdent des sous-niveaux m_f différents, ce qui induit sur la phase de l'interféromètre un biais Zeeman élevé du 1^{er} ordre.

Diffraction dans le régime de Bragg La diffraction de Bragg consiste à transférer l'impulsion de paires de photons contra-propageants à des atomes lors de cycles d'absorption et d'émission induite [42, 43]. Les faisceaux contra-propageants proviennent d'un même laser, rétro-réfléchi sur un miroir, qui crée une onde stationnaire. Les fréquences des faisceaux sont identiques, et ils ne s'adressent qu'à un unique état quantique fondamental. Puisque les fréquences sont les mêmes, la conservation de l'impulsion lors d'une transition de Bragg implique que la transition ne s'effectue que si l'atome possède la même impulsion que le photon qu'il absorbe selon l'axe des faisceaux de Bragg. L'émission induite donne à l'atome l'impulsion opposée à son impulsion initiale sur l'axe des faisceaux de Bragg. Si on éclaire l'atome assez longtemps, la probabilité de réaliser la transition de Bragg devient quasi complète. Il est aussi possible de désaccorder le faisceau laser afin de coupler des états d'impulsions et donc d'énergie cinétique supérieurs [50]. Ce procédé permet de transférer l'impulsion d'un grand nombre de photons aux atomes de façon parfaitement contrôlée et avec une grande efficacité. Il est cependant impossible de contrôler l'état de sortie en impulsion d'un interféromètre de Bragg par la bijection

énergie impulsion. Les deux ondes voyagent sur le même état d'énergie hyperfin. Les biais dû à l'effet Zeeman et au déplacement lumineux décalent d'une même quantité les niveaux d'énergie des deux ondes et l'interféromètre y est donc insensible. Pour la même raison il n'est pas possible de discriminer les états d'impulsion avec la technique d'étiquetage développée précedemment. Une source d'atomes très bien collimatée (par exemple un condensat de Bose Einstein) est alors nécessaire pour détecter les deux états d'impulsions sur les ports de sortie de l'interféromètre.

Réseau de phase mince et échos de photons Une expérience de gravimètre atomique, réalisée à l'université de York, mesure les interférences multiples entre les paquets d'onde diffractés par un réseau de phase mince. Des ondes stationnaires, produites par un laser rétro-réfléchi, jouent le rôle de séparatrices. Dans le régime de Kapitza-Dirac, une impulsion de haute puissance sépare chaque atome en une multitude d'états d'impulsion. La durée des impulsions est choisie très courte (100 ns), et leur distribution en fréquence est donc très large. Ainsi, la condition de résonance du couplage du paquet d'onde incident est satisfaite pour N ordres de diffraction. La mesure est basée sur le principe des échos de photons [44, 45]. Une fois que le nuage d'atomes froids est en chute libre, deux transitions de Bragg sont appliquées, séparées d'un intervalle de temps T. Chaque transition forme un réseau épais d'onde stationnaire. Après la seconde impulsion, les paquets d'onde diffractés reforment la fonction d'onde initiale à intervalles de temps réguliers $N \times T$: c'est l'"écho" des états d'impulsion. L'accélération de la pesanteur déphase l'onde résultante d'une quantité $\mathbf{k}_{\text{eff}}\mathbf{g}T^2N^2/2$. Les interférences des multiples paquets d'ondes qui se recoupent à intervalles réguliers sont cependant difficiles à modéliser, et donc à interpréter [51].

Double diffraction Raman sans effet Doppler La géométrie d'interféromètre en double diffraction a également été réalisée avec le gyromètre à atomes froids du SYRTE [48]. Le gyromètre atomique permet de mesurer, grâce à différentes orientations des faisceaux Raman et à différentes séquences d'interféromètre, les accélérations et les rotations des atomes de césium dans les trois dimensions de l'espace. L'une de ces configurations consiste à manipuler le nuage lancé en fontaine au moyen de faisceaux Raman disposés horizontalement pour une durée totale d'interféromètre de $2T = 60\ ms$. Les deux paires de faisceaux Raman contra-propageant et le plan perpendiculaire à la trajectoire des atomes de césium formaient un angle de 6°, ce qui permettait justement de discriminer les résonances des deux paires de faisceaux Raman et ainsi d'éviter des transitions de double diffraction incontrôlées. En rétablissant cette perpendicularité, avec les faisceaux Raman toujours horizontaux, la double condition de résonance Raman pour les deux paires contra-propageantes est ainsi naturellement assurée. La différence de fréquence entre

les deux faisceaux Raman dépend de la fréquence hyperfine et du recul dû au transfert d'impulsion des photons. Un interféromètre de double diffraction a ainsi été mis en oeuvre par l'équipe du gyromètre à atomes froids du SYRTE. Le contraste a atteint expérimentalement 20% pour une séparation des paquets d'ondes de $4\hbar k$. Le schéma de la double diffraction a été étendu à des séparations plus large dans l'espace des impulsions. Quatre impulsions de double diffraction ont été ajoutées pendant un temps $2t = 40\ ms$ pour séparer les impulsions jusqu'à $8\hbar k$ et ont ainsi permis d'élargir encore l'aire de l'interféromètre.

Dans les paragraphes suivants, je décris comment nous avons mis en place cette technique de double diffraction sur le gravimètre atomique, où contrairement au cas du gyromètre atomique, les deux réseaux de diffraction ne sont a priori pas résonants simultanément à cause de l'effet Doppler.

4.3 Géométrie de la double diffraction

Dans notre expérience, les atomes, lâchés dans l'état $|F = 2\rangle$, subissent avant leur entrée dans l'interféromètre une phase de préparation "classique" [27]. La sélection en vitesse se fait comme d'habitude avec une impulsion Raman n'utilisant, à cause de l'effet Doppler, qu'une paire de faisceaux R1 R2 (voir chapitre 3.1.3).

Lors de la première impulsion de l'interféromètre, la condition de résonance pour le couplage entre les états $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e^+\rangle = |e, \mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ par la première paire de lasers, avec $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, s'écrit :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{\text{HFS}} + \frac{\mathbf{p}.\mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} + \omega_{\text{rec}} + \delta\omega_{LS1} + \delta\omega_{LS2} \tag{4.5}$$

où $\delta\omega_{LS1}$ désigne le déplacement lumineux à 1 photon et $\delta\omega_{LS2}$ celui à 2 photons.

La seconde paire, définie par le vecteur d'onde $-\mathbf{k}_{\text{eff}}$, peut quant à elle coupler l'état initial $|f, \mathbf{p}\rangle$ à l'état $|e^-\rangle = |e, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, via l'état $|i, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1\rangle$:

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_{\text{HFS}} - \frac{\mathbf{p}.\mathbf{k}_{\text{eff}}}{m} + \omega_{\text{rec}} + \delta\omega_{LS1} - \delta\omega_{LS2} \tag{4.6}$$

Afin que les transitions Raman puissent se faire dans les deux directions, on applique une modulation sur les lasers Raman afin de créer des bandes latérales qui garantissent le respect des deux conditions de résonance simultanément.

Cette configuration des Raman crée aussi des couplages vers les états d'impulsions d'ordre supérieur. Comme on souhaite minimiser les transferts vers ces états latéraux, qui ne sont pas parfaitement résonants, on réduit à dessein la puissance Raman et ainsi la fréquence de Rabi effective, et on allonge en conséquence la durée des impulsions.

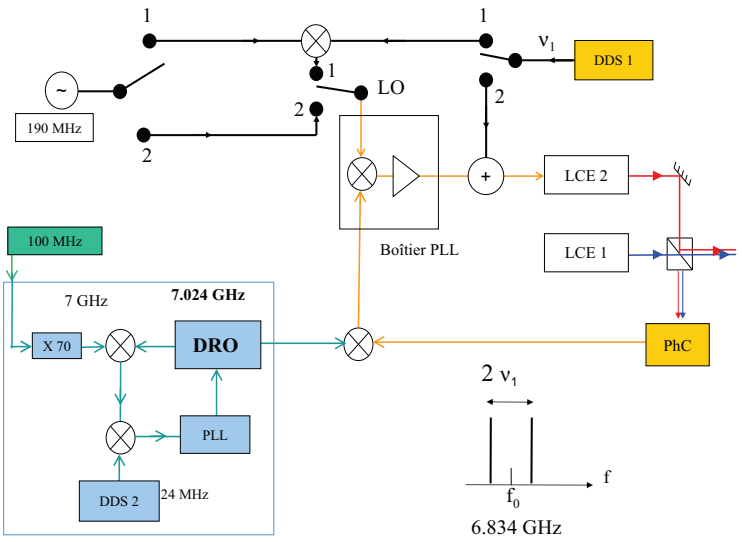

FIG. 4.4 – Schéma global de l'asservissement de phase de R2 (LCE2) sur R1 (LCE1). Dans le cas n°1, la modulation est exercée sur l'oscillateur local (LO) de la boucle d'asservissement de phase. Dans le second cas, elle est directement appliquée sur le courant du laser à cavité étendue (LCE2). DRO : Oscillateur à Résonateur Diélectrique, PhC : Photoconducteur.

4.4 Génération de bandes latérales optiques

4.4.1 Deux résonances de paires Raman simultanées

Dans le cas du gravimètre atomique, où les atomes sont en chute libre, la différence de fréquence des faisceaux Raman verticaux contra-propageants doit être balayée pour compenser l'effet Doppler. Cette contrainte complique sa mise en place puisque chaque paire contra-propageante doit satisfaire sa propre condition de résonance, déplacée dans un sens différent suivant que l'onde soit orientée selon $+k_{eff}$ ou $-k_{eff}$. Pour vérifier cette condition, on applique une modulation du signal de correction du laser R2 afin de générer dans son spectre d'émission deux bandes latérales. Lorsque la fréquence du signal de modulation est balayée, les deux bandes latérales sont balayées simultanément dans les deux sens opposés, ce qui permet de compenser la gravité respectivement pour k_{up} et k_{down}.

Nous décrivons dans le prochain paragraphe et sur les figures 4.4 et 4.5 deux montages différents que nous avons utilisés pour produire ces bandes latérales et que nous avons comparés entre eux. Dans les deux cas, nous appliquons une modulation sur le courant du laser. Cette modulation induit une variation de la densité de porteurs de charges et du gain et donc de l'indice optique dans la cavité du laser et ainsi de la fréquence du champ électromagnétique émis. Le spectre du laser contient des bandes latérales écartées de la fréquence de modulation.

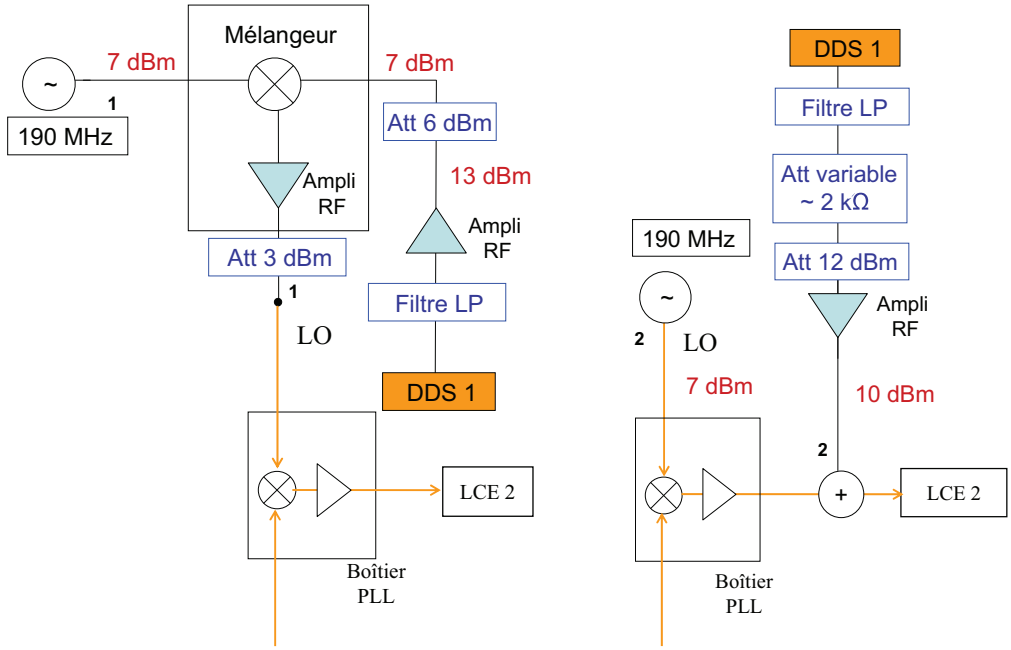

FIG. 4.5 – A gauche : Modulation du laser LCE2 via l'oscillateur local. Le signal de référence à 190 MHz y est modulé par la DDS1. La puissance de la modulation est fixe au cours de l'interféromètre. A droite : Modulation directe du courant de la diode. Un atténuateur variable adapte la puissance de modulation afin de minimiser la porteuse dans le spectre d'émission du laser LCE2 aux cours des trois impulsions de l'interféromètre.

4.4.2 Modulation de l'asservissement du laser R2

Les schémas électroniques détaillés des deux modulations que nous avons testées sont présentés figure 4.5. Le battement entre les lasers R1 et R2 est comparé à une référence de fréquence micro-onde qui le porte au voisinage de 190 MHz.

Cas 1 : Modulation de l'oscillateur local Les signaux d'un générateur de fonction à 190 MHz et de la DDS sont mélangés pou rproduire un oscillateur local (LO) modulé, qui présente deux pics principaux à 190 $MHz \pm 340$ kHz. L'asservissement de phase recopie ces deux fréquences sur le spectre du laser LCE2.

Cas 2 : Modulation du courant de la diode Dans le cas de la modulation directe du courant de la diode, l'asservissement de phase compare le battement à l'oscillateur local (LO) à exactement 190 MHz. On ajoute au signal de correction de l'asservissement de phase le signal d'une DDS pour moduler directement la fréquence d'émission du laser LCE2. Ici, l'asservissement de phase du laser LCE2 s'oppose à la modulation qu'on lui imprime.

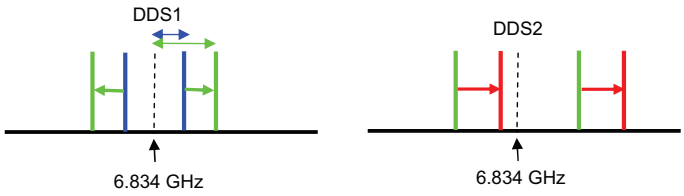

FIG. 4.6 – Battement entre R1 et R2 pendant la phase d'interféromètre. On illustre le déplacement des bandes latérales : une fréquence plus élevée de la DDS1 écarte les bandes latérales tandis que la DDS2 translate communément les deux bandes latérales.

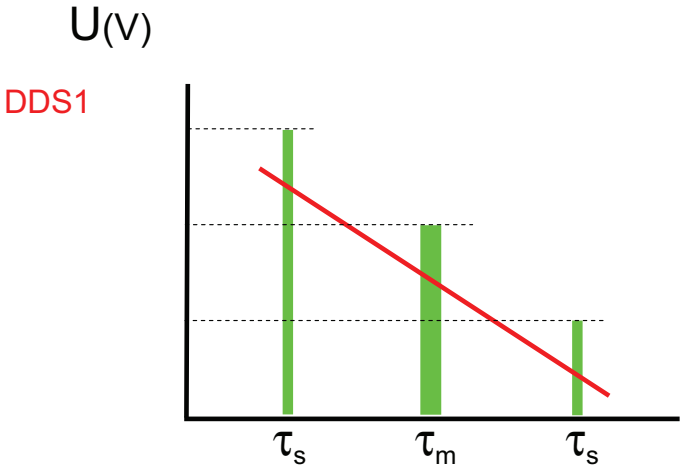

FIG. 4.7 – En vert : tension délivrée à l'atténuateur pendant les trois impulsions de l'interféromètre de double diffraction. En rouge : évolution de concert de la fréquence de la DDS1.

4.4.3 Régulation de l'amplitude pour la modulation directe du courant (cas 2)

La figure 4.6 indique que la DDS1 modifie l'écartement des deux bandes latérales tandis que la DDS2 de la référence de fréquence micro-onde translate ces deux fréquences. Comme l'écartement entre les bandes latérales doit suivre l'effet Doppler, leurs fréquences s'écartent progressivement au cours de l'interféromètre. La modulation du laser n'est efficace que si le gain de la boucle d'asservissement de phase et l'amplitude de modulation sont bien ajustées par rapport à la fonction de transfert de modulation de la diode. A chaque fréquence de modulation correspond donc une amplitude de modulation optimale pour laquelle les bandes latérales apparaissent et la porteuse disparaît.

Sur le schéma de la modulation du courant, nous plaçons un atténuateur variable qui modifie de façon contrôlée l'amplitude de la DDS1 pendant l'interféromètre, afin d'obtenir une amplitude de modulation optimale tout au long des trois impulsions,

comme le représente la figure 4.7. Des bandes latérales supplémentaires apparaissent cependant aux multiples de la fréquence de la DDS1.

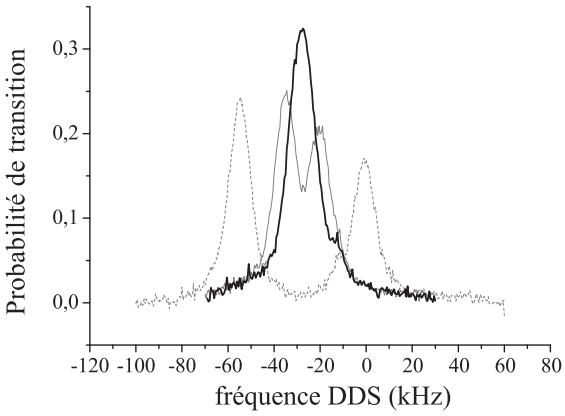

FIG. 4.8 – Spectroscopie de la résonance Raman avec une modulation du courant, obtenue en balayant la DDS2, pour trois différentes fréquences de modulation : 350 kHz (pointillés), 370 kHz (ligne fine) and 375 kHz (ligne épaisse). A 375 kHz, un pic unique émerge. Ceci indique que les deux conditions de résonance entraînant des diffractions vers le haut et vers le bas sont satisfaites simultanément.

4.5 Spectroscopie et oscillations de Rabi

Nous nous plaçons dans la situation d'une génération des bandes latérales par modulation directe du courant appliqué à la diode du laser R2. La durée de l'impulsion de sélection est de 120 μs. La première étape est de réaliser la spectroscopie d'une transition Raman de double diffraction. 17 ms après le lâcher du nuage et la sélection qui s'ensuit, nous adressons aux atomes une impulsion unique de double diffraction. Nous montrons dans la figure 4.8 que, pour des fréquences de modulation de la DDS1 de 350 kHz et 370 kHz, deux pics émergent, correspondant à la diffraction dans les états d'impulsions respectifs $\pm\mathbf{k_{eff}}$. On observe des amplitudes différentes, qu'on attribue au fait que les bandes latérales ont des amplitudes et ainsi des fréquences de Rabi correspondantes différentes. Les deux pics se superposent pour une fréquence DDS1 de 375 kHz. Ils sont alors capable de diffracter simultanément les atomes dans les deux états d'impulsion $\pm$ $\mathbf{k_{eff}}$.

Une fois trouvée la fréquence de la DDS1 qui assure cette double condition de résonance, nous avons mesuré l'évolution de la probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion qui traduit l'équivalent des oscillations de Rabi pour ce système à trois niveaux. La figure 4.9 présente cette évolution dans les cas correspondant à la première (figure de gauche) et la deuxième (figure de droite) impulsion de

l'interféromètre. A gauche, les mesures ont été réalisées pour deux durées différentes des impulsions de sélection, de 23 μs et 60 μs, respectivement carrés gris et carrés noirs.

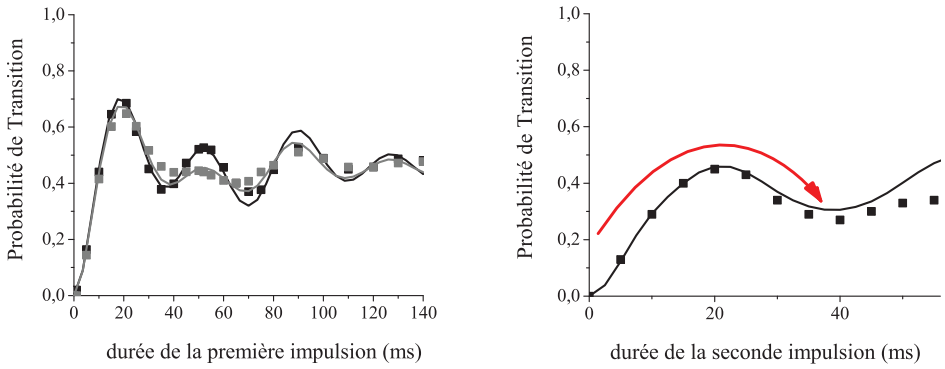

FIG. 4.9 – Efficacité de transfert d'une impulsion de double diffraction. Les mesures sont représentées avec des carrés et les calculs par des lignes continues. Gauche : efficacité de la première impulsion avec une sélection préalable de 23 μs (carrés gris) et 60 μs (carrés noirs). Droite : efficacité de la seconde impulsion Raman après une première impulsion de durée 18 μs et une impulsion pousseur. La flèche rouge indique la transition miroir effectivement réalisée pendant l'interféromètre.

Les oscillations obtenues ne sont pas de simples sinusoïdes amorties comme dans le cas d'une diffraction Raman classique. Nous observons qu'une sélection plus fine améliore légèrement l'efficacité de la première oscillation de double diffraction, et accroît très nettement l'amplitude des oscillations qui suivent.

Dans un second temps, nous faisons succéder à la première impulsion τ_s de double diffraction de durée 18 μs une impulsion du pousseur puis une seconde impulsion de double diffraction, dont la durée sera fixée à τ_m pendant l'interféromètre. La figure 4.9_{droite} montre l'évolution de la probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion. On observe ici que la probabilité de transition augmente jusqu'à $P = 0,45$, avant de redescendre à $P = 0,26$, alors que dans le cas idéal (rigoureusement monochromatique), cette probabilité de transition monte jusqu'à $P = 1$, c'est-à-dire dans l'état $|F = 2\rangle$, avant de redescendre à $P = 0$. La faible efficacité de cette seconde transition réduit considérablement le contraste final de l'interféromètre.

Plusieurs facteurs expliquent le comportement non sinusoïdal de l'oscillation de Rabi effective de double diffraction avant la seconde impulsion. Une partie de l'atténuation provient simplement de l'émission spontanée. Ensuite l'efficacité des

impulsions de double diffraction est très sensible à la classe de vitesse considérée. T. Lévèque a réalisé pour le gyromètre atomique une simulation numérique des impulsions de double diffraction, décrite dans sa thèse [52] qu'il a ensuite adaptée au cas du gravimètre. Les résultats de ce calcul numérique sont présentés sous forme de ligne dans la figure 4.9 et comparés aux mesures. Les calculs rendent bien compte des observations expérimentales. Nous retrouvons dans ceux-ci l'influence de la largeur de la classe de vitesse verticale sélectionnée sur l'imperfection de l'impulsion de double diffraction.

4.6 Interféromètre

4.6.1 Importance du faiseau pousseur

La figure 4.10 présente les franges d'interférences mesurées pour des interféromètres réalisés à l'aide d'une séquence de trois impulsions de double diffraction. La phase en sortie de l'interféromètre est balayée en modifiant la rampe de fréquence de la DDS1. Pour ces mesures, l'oscillateur local est modulé (cas 1) et la durée de l'interféromètre est de $2T = 2ms$. Les données représentées en lignes continues correspondent à des durées d'impulsion de $18 - 36 - 18\ \mu s$. Pour celle en trait noire (resp. rouge), on utilise (resp. pas) le faisceau pousseur après la première impulsion. Nous avons représenté en pointillés bleus les franges obtenues avec des durées d'impulsions deux fois moindre ($9 - 18 - 9\ \mu s$) et sans faisceau pousseur.

Le facteur d'échelle des interféromètres en double diffraction (avec pousseur) espace les franges selon $2aT^2$. Par ailleurs nous avons vérifié avec succès une autre caractéristique de l'interféromètre de double diffraction, qui veut qu'un saut dans la différence de phase entre les lasers R1 et R2 déphase symétriquement chaque bras de l'interféromètre, et ne change pas la phase de l'interféromètre. Par contre, en observant la figure d'interférence de double diffraction ($18 - 36 - 18\ \mu s$) sans pousseur, nous notons la présence d'un battement de la probabilité de transition entre une dépendance selon $2aT^2$ et une selon aT^2 de la rampe de fréquence. Cette dernière provient des interféromètres parasites de géométrie Mach-Zehnder. Le troisième interféromètre, dont les impulsions de double diffraction ont été raccourcies de moitié, rend cet effet largement dominant et présente plus nettement une dépendance selon aT^2.

4.6.2 Allongement du temps d'interaction

La figure 4.11_{gauche} présente des franges obtenues avec une modulation directe du courant de la diode laser pour un temps d'interféromètre de $2T = 100\ ms$. Grâce à cette méthode le contraste reste élevé au temps longs comme nous le verrons dans

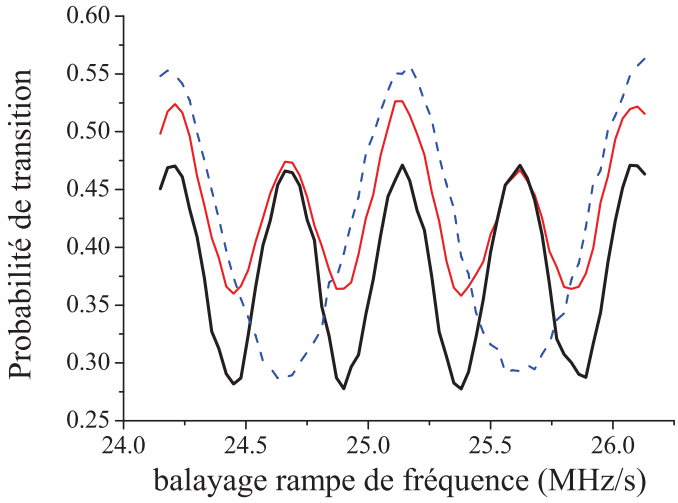

FIG. 4.10 – Franges d'interférences obtenues en modulant l'oscillateur local pour $2T = 2$ ms : Sont présentées les franges d'interférences obtenues avec une séquence 18-36-18 μs avec et sans pousseurs (respectivement lignes noire et rouge). En pointillés bleus, on représente les franges obtenues sans pousseur avec une durée deux fois plus courte.

le prochain paragraphe. Le faisceau pousseur pousse ici les atomes après la première et la seconde impulsion de double diffraction.

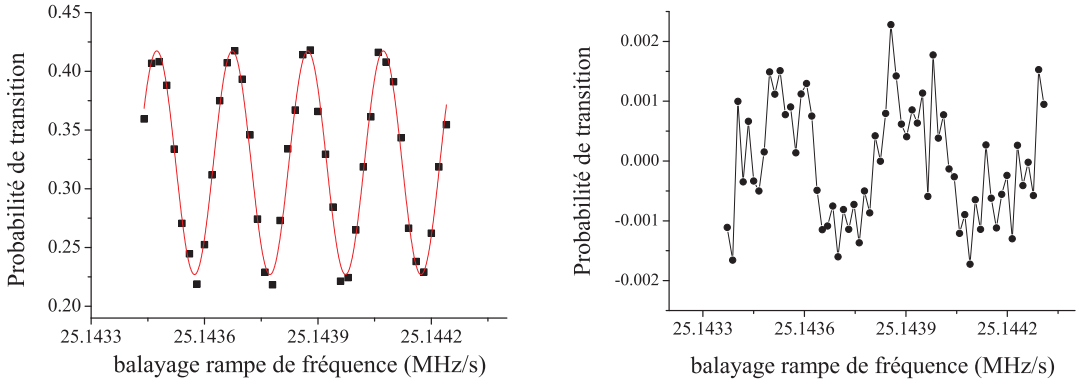

FIG. 4.11 – A gauche : diagramme de franges d'interférences de double diffraction obtenues avec une unique modulation sur le courant, pour une durée totale d'interféromètre de $2T = 100\ ms$. A droite : résidu en aT^2 de frange d'interféromètre parasite en géométrie Mach Zehnder après une heure de moyennage. La composante en $2aT^2$ de l'interféromètre de double diffraction a été supprimée. L'amplitude de ces interférences est de 50 à 100 fois plus petite que celle de double diffraction.

On moyenne pendant une heure la frange d'interférence de contraste 19% afin de l'obtenir avec meilleure résolution, en balayant la rampe de fréquence. Nous pouvons rechercher les fines déviations du comportement sinusoïdal des franges. En supprimant numériquement la dépendance en $2aT^2$ de l'oscillation, la figure 4.11_{droite} révèle une contribution des franges d'interférences en aT^2 d'environ 1% du contraste total.

Cette contribution parasite résiduel ne dégrade pas la sensibilité de l'interféromètre de double diffraction, mais est susceptible d'affecter la mesure d'un biais.

4.6.3 Comparaison des méthodes de modulation du signal d'erreur

Dans la figure 4.12, nous comparons l'évolution du contraste interférométrique pour les deux méthodes de génération des bandes latérales décrites précédemment avec différentes durées d'interféromètre. Lorsque l'on module la référence de fréquence, nous observons un contraste de l'ordre de 20 % aux temps courts et une rapide diminution de celui-ci au-delà de $2T = 20\ ms$. Cette décroissance s'explique par la bande passante finie de l'asservissement de phase du laser R2. Le gain de la boucle d'asservissement est insuffisant aux fréquences élevées pour efficacement copier le spectre de fréquence de l'oscillateur local modulé sur la différence de fréquence des lasers. La puissance des bandes latérales diminue alors, ce qui entraîne une fréquence de Rabi plus faible et des transitions de plus en plus imparfaites à mesure que les bandes latérales s'éloignent.

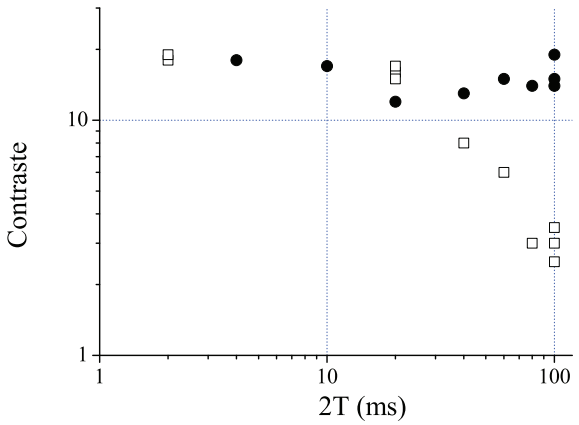

FIG. 4.12 – Contraste de l'interféromètre en fonction de la durée totale de celui-ci $2T$ pour deux différentes techniques : modulation de l'oscillateur local (carré ouvert) et modulation sur le courant appliqué à la diode laser (cercles pleins).

Par contre, pour la modulation directe du courant, le contraste reste à peu près

constant à 20 %, des temps courts au temps le plus long possible $2T = 100\,ms$. Nous avons cependant noté que dans ce dernier cas le contraste dépend sensiblement du point de fonctionnement, parce que le gain de la boucle d'asservissement est sensible à la proximité des sauts de modes.

4.6.4 Limitation du contraste

La principale limitation au contraste provient de la faible efficacité du retransfert de l'impulsion τ_m de l'interféromètre, due à l'extrême sensibilité de la transition à la classe de vitesse verticale sélectionnée. Ensuite une partie de la baisse du contraste est due à l'émission spontanée, à la présence d'interféromètres parasites ainsi qu'aux couplages vers les états d'impulsions $\pm 4\hbar k$, situés en fréquence d'une trentaine de kHz des résonances principales. Nous avons ici volontairement utilisé une fréquence de Rabi relativement faible pour les exprériences afin de limiter l'excitation des ordres de diffraction supérieurs.

4.6.5 Performances optimales

Nous nous plaçons dans les conditions de mesures optimales, avec un interféromètre le plus long possible de durée $2T = 100\ ms$, des durées d'impulsion de $18 - 36 - 18\ \mu s$ et 2.10^5 atomes sélectionnés pour l'interféromètre. La sensibilité atteinte est de $1,2.10^{-7} g$ sur un coup, ce qui correspond à un rapport signal sur bruit à mi-frange de $1/\sigma_\phi = 10$. Comme toujours, une grande partie du bruit de vibration est rejetée par le tandem plate-forme d'isolation passive - réjection du sismomètre.

4.7 Influence sur l'évaluation des effets systématiques

Puisque les deux paquets d'ondes voyagent à chaque instant dans le même état d'énergie, l'interféromètre en mode double diffraction est en principe insensible aux biais liés à l'effet Zeeman quadratique et au déplacement lumineux à 1 photon. La figure 4.13 présente la série des mesures différentielles réalisées en abaissant la puissance des lasers R1 et R2. Naturellement nous avons modifié en conséquence la durée des impulsions. Nous trouvons une forte dépendance de g avec la variation du rapport entre les intensité des faisceaux Raman sans retrouver la linéarité caractéristique du LS2. L'évolution du biais avec ce rapport est indépendant de la largeur de la classe de vitesse sélectionnée.

Nous suspectons que ce biais est lié à la présence des multiples bandes latérales d'ordre supérieures qui apparaissent à intervalles réguliers lorsque l'on module le

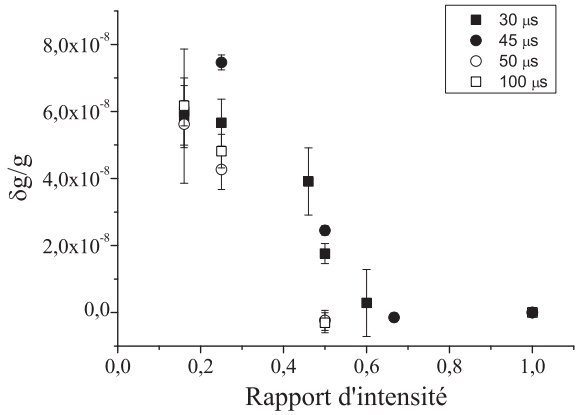

FIG. 4.13 – Déphasage interférométrique en fonction de l'intensité des faisceaux Raman. Celle-ci est normalisée par rapport à l'intensité maximale disponible, pour laquelle l'efficacité de transfert maximale correspond à une durée de 18 μs. Chaque symbole représente une durée de l'impulsion de sélection différente.

laser et qui engendrent des couplages non résonants et des déplacements lumineux parasites.

4.8 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre comment doubler l'aire de notre interféromètre atomique, et ainsi sa sensibilité intrinsèque, en respectant la résonance atomique avec les quatre faisceaux verticaux présent dans l'enceinte, malgré l'effet Doppler dû à la chute des atomes.

Cette nouvelle géométrie de gravimètre atténue la dégradation de la stabilité due au bruit de phase des lasers, ce qui rend l'interféromètre indépendant de la qualité du signal de référence de phase. De plus elle est censée faire disparaître un certain nombre d'effets systématiques liés aux déplacements des niveaux atomiques. Nous avons pourtant encore mesuré l'existence d'un déplacement lumineux à 1 photon. Ensuite des améliorations sensibles peuvent être envisagées. Une source laser supplémentaire permettrait de réaliser cette géométrie d'interféromètre sans moduler le laser R2. Il n'y aurait alors plus de bandes latérales résiduelles aux fréquences multiples de celle du battement. La question de la dépendance de la mesure de g aux effets systématiques mesurés du déplacement lumineux reste encore ouverte.

En ce qui concerne le gravimètre atomique absolu métrologique, la double diffraction n'est clairement pas de nature à améliorer sa sensibilité puisque le bruit de vibration domine les autres. Mais il est permis d'envisager l'utilisation de cette méthode dans le cadre d'un gravimètre spatial où les vibrations sont absentes, et

où l'absence d'accélération intense assure naturellement la résonance simultanée des quatre faisceaux issus des deux paires rétroréfléchies.

Chapitre 5

La pyramide creuse

5.1 Présentation générale

Pour piéger les atomes dans le gravimètre, nous chargeons le PMO 3D à partir d'un PMO 2D situé dans une enceinte séparée de l'enceinte principale par un petit trou, ce qui permet d'établir un vide différentiel et de limiter la pression de vapeur de ^{87}Rb dans la zone de l'interféromètre. Ce type de refroidissement requiert donc un bras de l'enceinte à vide dédié au PMO 2D. Il augmente ainsi le volume global de l'expérience, multiplie le nombre de fibres optiques (3 pour le PMO 2D et 6 pour le PMO 3D provenant de coupleurs de fibres Schäfter-Kirschoff) et entraîne une plus grande complexité du banc optique. Nous proposons ici de remplacer ce dispositif de refroidissement par un chargement à partir d'une vapeur dans une pyramide creuse (figure 5.1), dans laquelle nous envoyons un unique et large faisceau montant vertical [53]. Nous montrerons comment cette pyramide permet de réaliser de façon très simple l'interféromètre Raman.

5.1.1 Géométrie de l'expérience

Le faisceau est issu d'une fibre optique unique. Les lasers repompeur et refroidisseur y sont injectés en polarisation circulaire croisée. Les réflexions successives du faisceau refroidisseur sur les faces internes de la pyramide préservent les bonnes configurations de polarisation pour le PMO 3D et l'interféromètre, comme je le détaillerai par la suite. Les faisceaux repompeur et refroidisseur présentent sur l'axe vertical des polarisations soit $\sigma^+\sigma^+$ soit $\sigma^-\sigma^-$ selon la paire contra-propageante considérée. On utilise toujours le même banc optique qui permet de facilement désaccorder les fréquences. Ce gravimètre dit "gravimètre pyramidal" n'utilise qu'un seul faisceau pour refroidir, repomper, réaliser les transitions Raman et détecter les atomes. Les très bonnes performances en sensibilité et en exactitude que nous obtenons avec ce gravimètre simplifié ouvrent la voie vers une production industrielle de gravimètres

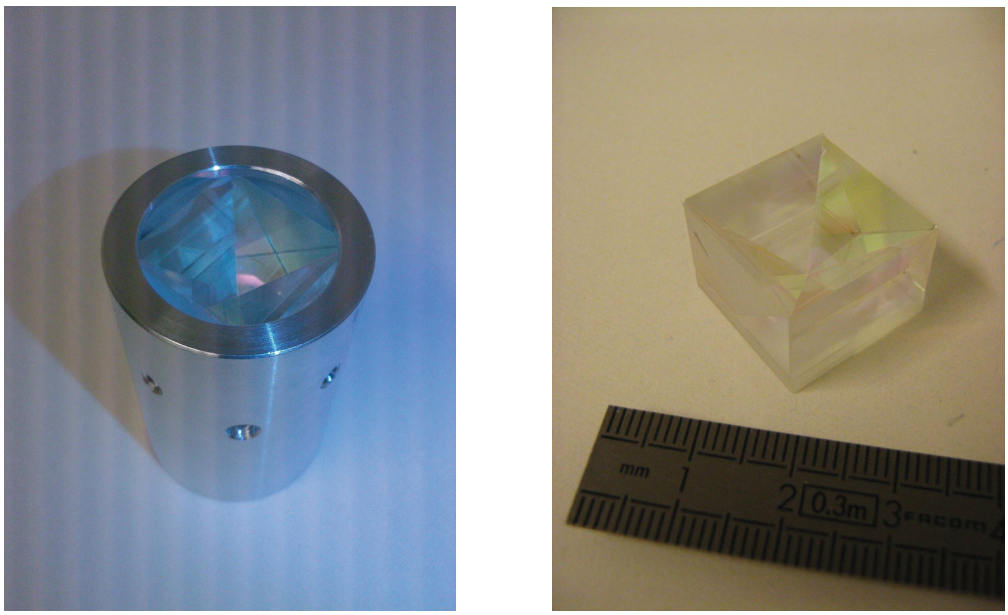

FIG. 5.1 – Pyramide creuse avec et sans son support

atomiques absolus de taille réduite, transportables, plus robustes et plus endurants que les gravimètres optiques couramment employés.

5.1.2 Historique de l'utilisation des pyramides

Le premier refroidissement d'atomes dans une pyramide eut lieu dans le groupe de W. Jhe à Séoul en 1996 [54]. Des faisceaux refroidisseurs et repompeurs polarisés circulairement furent envoyés à l'intérieur d'une pyramide creuse en présence d'une vapeur de ^{85}Rb. Le PMO 3D résultant du refroidissement par rétro-réflexion fut imagé grâce à une caméra CCD et estimé à $1,2.10^7$ atomes. L'année suivante, le même groupe refroidit environ 10^7 atomes dans un cône de révolution [55] avec la même polarisation incidente. L'étape suivante fut réalisée en 1998 avec des atomes de potassium dans le groupe de T.Walker [56] dans le Wisconsin et quasi simultanément avec des atomes de césium dans celui de C.J.Foot [57] à Oxford. Elle consista à découper le sommet de pyramides creuses. Les atomes étaient alors poussés dans le trou pour former un jet d'atomes lents, soit de manière continue pour le potassium, soit de manière pulsée pour le césium, via l'extinction d'un second faisceau refroidisseur situé derrière le trou qui s'opposait à celui qui y pousse les atomes. L'expérience d'Oxford caractérisa un jet de $1,1.10^9 at/s$ issu de la pyramide tandis que celle du Wisconsin chargea grâce au jet d'atomes un PMO 3D classique situé à 35 cm du sommet ouvert de la pyramide, avec une efficacité de capture de 6%. Une expérience similaire [58] à celle d'Oxford fut réalisée dans le groupe de E. Arimondo à Pise. Ils obtinrent un flux d'atomes de $4.10^9 at/s$, tout en maintenant l'expansion transverse à un écart-type de 1,5 m/s. Le JPL [59] choisit quant à lui une large pyramide de

20 cm de base de façon à piéger le plus d'atomes possible, mais en plaçant derrière le trou au sommet de sa pyramide une lame $\lambda/4$ et un miroir pour refroidir sur quasiment toute la surface. Un second trou d'1 mm fut creusé à travers ces optiques de rétro-réflexion, de façon à laisser sortir un flux continu de $2,2.10^9$ atomes à une vitesse longitudinale moyenne de 15 m/s et une divergence angulaire réduite d'environ 15 mrad. Plus récemment, des expériences de refroidissement sur des puces atomiques pyramidales ont été réalisées [60] [61]. Ces pyramides sont creusées par gravure chimique d'une vapeur d'hydroxyde de potassium sur un substrat de silicium. Ces micro-pyramides peuvent mesurer de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres en fonction du temps que l'on laisse la réaction avoir lieu. Un PMO de 2000 atomes a déjà été chargé lors d'une expérience préliminaire dans une pyramide de $2,5$ mm de profondeur [60]. Ces pièges pourraient être utilisés dans des expériences de capture d'atome ou de molécule unique. Par ailleurs, des géométries originales de pyramides sont à l'étude, comme un piège tétrahédral [62]. L'angle entre les faces réfléchissantes place le PMO en-dehors de la pyramide, facilitant son usage comme source d'atomes lents.

5.2 Détails expérimentaux

5.2.1 Orientation du dispositif

Nous utilisons pour cette expérience le banc optique du gravimètre et le prototype de l'enceinte à vide, avant son remplacement par la nouvelle enceinte. La pyramide creuse a été disposée sommet vers le haut, à l'intérieur de l'enceinte du gravimètre, comme présenté figure 5.2_{droite}. La pyramide creuse repose à l'intérieur d'un support cylindrique en aluminium, que nous avons vissé sur un tube en titane plongeant du haut de l'enceinte. Les faisceaux mélangés du repompeur et du refroidisseur sortant d'une fibre optique sont agrandis par une succession d'optiques montées sur un support horizontal, au bout duquel un miroir orienté à 45° dirige le faisceau vers le haut. Le faisceau pénètre ensuite dans l'enceinte à vide par le hublot inférieur puis se réfléchit sur la pyramide creuse. Nous disposons à la hauteur de la pyramide deux bobines de PMO horizontales en configuration anti-Helmholtz, ainsi que deux paires de bobines verticales en configuration Helmholtz servant à déplacer la position du PMO. Un second faisceau, utilisé comme pousseur, frappe le nuage au niveau du PMO. Il pénètre dans l'enceinte en biais via le même hublot que le faisceau principal.

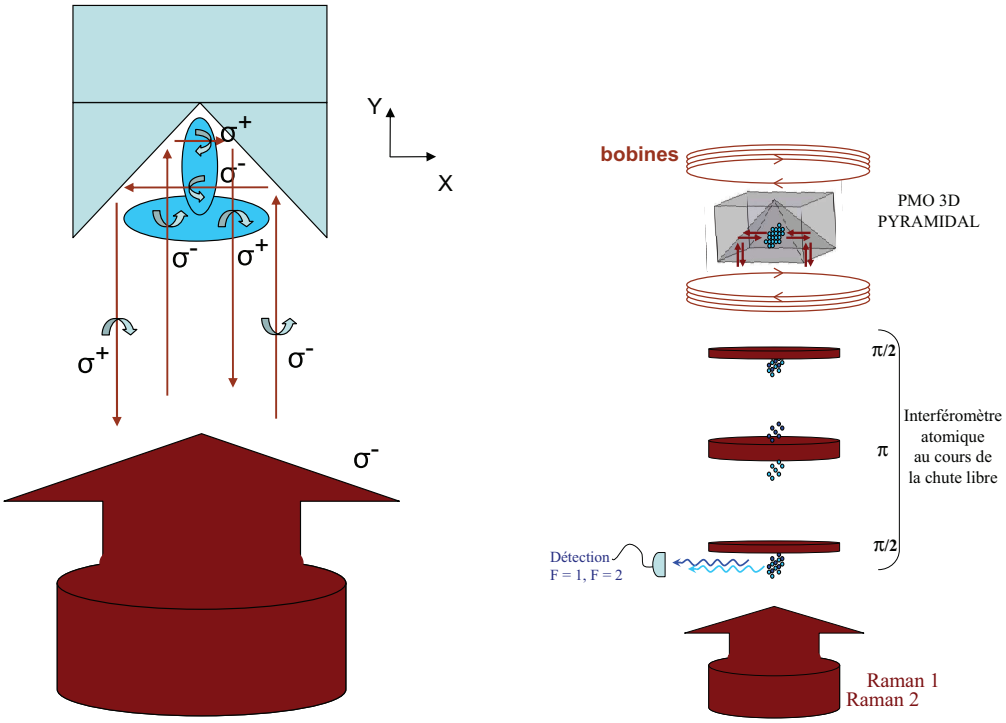

FIG. 5.2 – Gauche : Configuration de la polarisation de la lumière du refroidisseur dans la pyramide. Droite : Géométrie de l'expérience

5.2.2 Elaboration de la pyramide creuse

La figure 5.3 illustre la fabrication de la pyramide creuse. Elle est constituée d'une paire de coins de cube (des cubes de verres séparés en deux au niveau de leurs sommets), de deux prismes isocèles-rectangles en verre BK7 et d'un socle à base carrée de 2 cm de côté. Les deux prismes sont placés côte à côte sur le socle. Les deux coins de cube sont glissés dans la tranchée des prismes et l'ensemble est collé au niveau des arêtes. Les faces internes opposées de la pyramide creuse doivent être perpendiculaires deux à deux. De plus, les quatre faces de la pyramide ont été recouvertes de traitement diélectrique assurant un déphasage égal des deux polarisations orthogonales sur chaque face pour une longueur d'onde de 780 nm. La fabrication de la pyramide a été confiée à la société Optique-Fichou [63].

5.2.3 Caractérisation de la pyramide

Réflexion sur les quatre faces Le montage 5.4 présente le schéma d'étude préliminaire de la pyramide creuse. Le faisceau sonde polarisé linéairement par une lame $\lambda/2$ et un premier cube passe dans un second cube, puis à travers une lame $\lambda/4$ qui le circularise et enfin dans la pyramide, qui inverse sa polarisation circulaire. Le second passage dans la $\lambda/4$ le linéarise de nouveau. Dans le cas où la lame $\lambda/4$ circularise les polarisations dans la pyramide, et si les différentes optiques du

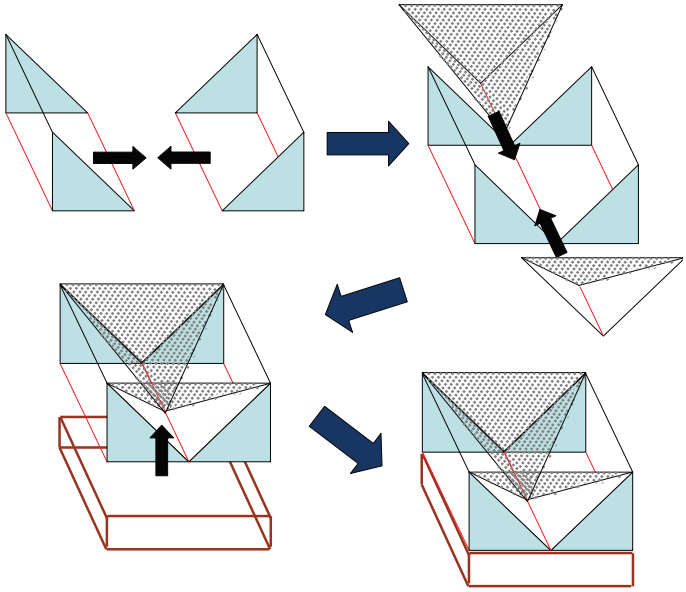

FIG. 5.3 – Assemblage de la pyramide

montage n'ont aucun défaut de polarisation, le second cube ne défléchit rien au retour de la pyramide. Par contre, lorsque la polarisation est délibérément ou non dégradée, l'image de la rétro-réflexion apparaît sur la déflexion du second cube. Elle recèle des indications sur la qualité de la pyramide. Nous observons que le faisceau est rétro-réfléchi sous la forme de quatre quarts individuels d'un faisceau gaussien. Nous n'avons malheureusement pas gardé d'image de la rétro-réflexion du faisceau sonde par la pyramide, mais elle est dessinée sur l'image 5.5. Les arêtes entre les différentes faces de la pyramide ne peuvent être parfaitement jointes. On peut attribuer ces lignes sombres à l'absorption ou la diffusion d'une mince bande de lumière aux niveaux des arêtes. Nous n'avons pas caractérisé en détail ces arêtes, mais nous observons (plus loin dans ce chapitre figure 5.10) l'apparition de franges sombres au niveau du piège et le long de la chute des atomes. Ces franges sombres induisent des variations de phase assez importantes dans le profil transverse des faisceaux Raman, susceptibles d'affecter le contraste de l'inetrféromètre et de donner lieu à des effets sytématiques importants. Elles vont constituer le biais limitant sur g de ce gravimètre pyramidal.

Vérification de la perpendicularité Nous avons contrôlé la perpendicularité des faces opposées de la pyramide. Pour cela, nous avons dégradé la polarisation incidente afin de réfléchir une partie importante du faisceau retour dans le cube. Nous avons cherché à vérifier que les quatre réflexions sur la pyramide ne se superposent entre elles ni se détachent sur plusieurs mètres. Lorsque nous avons reçu la pyramide pour la première fois, l'une des réflexions n'était pas du tout parallèle au faisceau

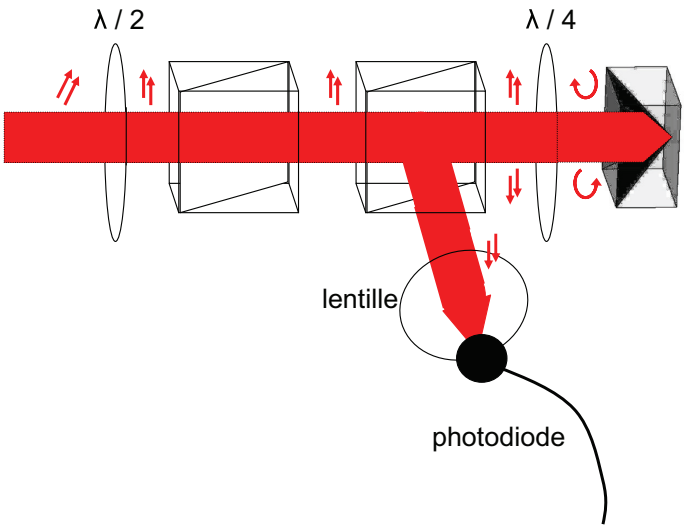

FIG. 5.4 – Montage pour l'étude de la perpendicularité et de la polarisation de la pyramide.

incident. Nous avons donc renvoyé la pyramide au fabricant, qui a détaché puis recollé un des coins de cubes. Cette fois-ci, la perpendicularité des faces s'est rèvèlée exacte à mieux qu'une minute d'arc. On observe cependant deux rainures sombres au niveau des arêtes des coins de cube.

Vérification de la polarisation La pyramide a fait l'objet d'un traitement diélectrique spécifique afin d'assurer des déphasages égaux à la réflexion pour les deux polarisations s et p à 45°. Ce traitement (dit 0-shift) préserve le caractère circulaire de la polarisation. Dans notre cas, des défauts de polarisation lors de la réflexion dans la pyramide creuse entraînent des transitions parasites dans l'interféromètre. Nous avons contrôlé ce défaut de polarisation en reprenant le même schéma 5.4 que pour l'étude de la perpendicularité des faces opposées. Cette fois-ci, on ajuste l'orientation de la lame $\lambda/4$ de façon à obtenir une polarisation circulaire, pour laquelle la puissance défléchie par le second cube après la rétro-réflexion est minimale. On mesure une puissance minimale défléchie par le second cube de $P_{pyr+cube+lame} = 1,3\ \mu W$, qui correspond aux défauts de polarisation cumulés de la pyramide, de la lame $\lambda/4$, et du cube. La puissance totale du faisceau laser sonde polarisé linéairement par le premier cube était de $P_{tot} = 120\ \mu W$. Nous avons ensuite cherché à évaluer quelle proportion de ce défaut provenait non pas de la pyramide mais de la lame et du cube. En premier lieu, nous avons évalué le défaut de polarisation du second cube en remplaçant la lame $\lambda/4$ et la pyramide par un miroir. Le second cube défléchit au retour du faisceau $P_{cube} = 600nW$. Les défauts de polarisation du cube et du miroir supplémentaire sont donc de $0,5\%$. Les défauts de polarisation cumulés de la lame $\lambda/4$ précédant la pyramide et du cube sont évalués

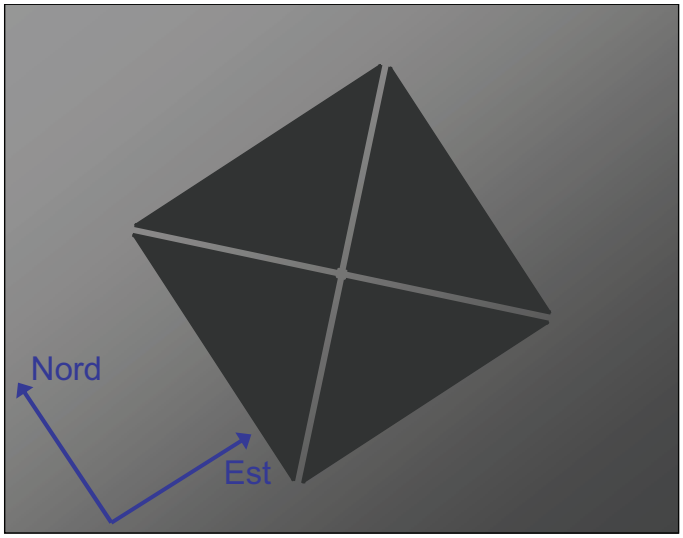

FIG. 5.5 – Dessin du profil du faisceau sonde rétro-réfléchi par la pyramide creuse.

en remplaçant à partir du montage initial la pyramide par une autre lame $\lambda/4$ et un miroir. On obtient alors une puissance minimale défléchie de $P_{lame+cube} = 550\,nW$, sensiblement égale à celle du cube et du miroir seuls, aux fluctuations de la lumière de fond près. En ce qui concerne ces deux dernières mesures, il n'est pas possible de discriminer la contribution des défauts de la lame $\lambda/4$ et du cube du montage initial des contributions du miroir ou de la $\lambda/4$ ajoutés. Cependant les très faibles puissances défléchies lorsqu'on n'utilise pas la pyramide indiquent un très faible défaut de polarisation, suffisament faible pour établir un PMO 3D et diriger des transitions Raman.

La dégradation de la polarisation de la lumière incidente dans la pyramide est notable mais correspond tout de même à une qualité de polarisation suffisante pour notre expérience $\frac{1,3-0,6}{120} = 0,6\%$.

Par ailleurs, suivant les couples de faces dont on veut éteindre la réflexion, l'orientation de la lame $\lambda/4$ optimale est différente d'un angle de 4°. L'angle de la $\lambda/4$ choisi pour l'expérience se situe entre ces deux positions. Il suffit de chercher à maximiser le nombre d'atomes chargé dans la pyramide.

5.2.4 Configuration du faisceau laser

La première étape consiste à optimiser le taux de chargement du piège pyramidal. Pour cette expérience, la puissance laser des faisceaux mélangés repompeur et refroidisseur sortant de la fibre n'excède pas 50 mW. Nous élargissons au moyen d'une lentille le faisceau gaussien issu de la fibre à maintien de polarisation. La lentille est choisie pour maximiser l'intensité au bord de la pyramide, ce qui correspond à un rayon à $1/e^2$ de 14 mm. La réflexion d'une onde électromagnétique

polarisée circulairement sur un miroir change le sens de l'hélicité σ_{gauche} en σ_{droite} et inversement. La nomenclature de la polarisation σ^+ ou σ^- dépend aussi du sens de propagation du faisceau par rapport à l'orientation du référentiel orthonormé choisi.

Polarisation pour le PMO La figure 5.2_{gauche} décrit l'évolution de la polarisation du faisceau incident dans la pyramide sur un axe horizontal. Le repère choisi est fixé dans le référentiel de la pyramide. La première réflexion sur les quatre faces sépare le faisceau refroidisseur σ^- en quatre faisceaux de polarisations σ^+ et σ^- opposées deux à deux. Cela assure une juste polarisation dans les deux dimensions horizontales pour le refroidissement. La seconde réflexion renverse la polarisation du quart de faisceau qui est toujours à la polarisation σ^- et laisse inchangée celle du quart opposé déjà renversé en σ^+.

On retrouve aussi dans la dimension verticale entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi la configuration $\sigma^+\sigma^-$. Les réflexions à 45° sur deux faces opposées de la pyramide agissent comme des réflexions sur un ensemble "$\lambda/4$ - miroir". Le faisceau refroidisseur circulaire σ^- incident génère ainsi bien dans les 3 dimensions spatiales la configuration contra-propageante $\sigma^+\sigma^-$ requise pour le piègeage et le refroidissement sub-Doppler. Les atomes voient les mêmes polarisations qu'avec la géométrie classique de refroidissement 3D.

Polarisation pour les Raman Tout au long de leur chute, et dès lors qu'ils ont quitté la hauteur de la pyramide, les atomes ne sont plus sensibles qu'aux deux réseaux de diffraction dont la composante descendante est rétro-réfléchie par la pyramide. Les polarisations permettent les cycles $\sigma^+\sigma^+$ ou $\sigma^-\sigma^-$, associant des transitions dans le champ du repompeur et dans celui du refroidisseur. Pour cette expérience, les faisceaux Raman sont désaccordés de 151 MHz par rapport à la résonance du niveau $\left|5P_{3/2}, F' = 1\right\rangle$ pendant la phase de l'interféromètre. La figure 5.6 illustre un balayage Raman au voisinage de la résonance.

5.2.5 Séquence de l'interféromètre

Nous injectons les faisceaux repompeur et refroidisseur dans la même fibre du banc optique du gravimètre pendant les phases de piègeage et d'interféromètre. Le MAO la précédant sur le banc optique n'est plus utilisé que comme obturateur optique rapide. La figure 5.7 montre la dynamique du chargement des atomes à différentes puissances de refroidisseur et pour un temps de chargement de 360 ms. Le PMO pyramidal piège 4.10^6 atomes de la vapeur à pleine puissance. Les bobines anti-Helmholtz sont alimentées par un courant de 5 A chacune, donnant un gradient de champ magnétique maximal dans la pyramide de 10 G/cm. Parallèlement les bobines verticales supplémentaires sont alimentées en configuration Helmholtz. Les

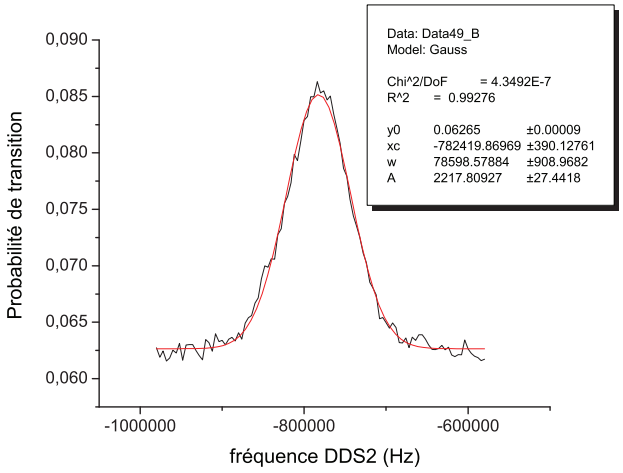

FIG. 5.6 – Evolution de la probabilité de transition d'une impulsion π lorsqu'on balaye le désaccord de la DDS2 au voisinage de la résonance (en rouge : courbe de meilleur ajustement et ses coefficients). 79 kHz correspond à une température de $2{,}5\mu K$ dans l'espace des fréquences.

faces réfléchissantes de la pyramide ont été préalablement orientées sur les axes Est-Ouest et Nord-Sud afin de pouvoir éloigner le piège des arêtes les plus proches avec une seule paire de bobines. Nous avons déplacé la position horizontale de lâcher du PMO indépendamment dans les directions Est-Ouest et Nord-Sud. Cette étude est présentée figure 5.10 au côté de celle sur l'efficacité des faisceaux Raman.

Après une phase de mélasse de 20 ms, la lumière est coupée adiabatiquement et les atomes tombent. Nous mesurons par vélocimétrie Raman une température de $2,5\ \mu K$, la même qu'avec le prototype de gravimètre. Cela signifie que les franges sombres issues des arêtes et du sommet de la pyramide creuse ont peu d'influence sur la température atteinte par le refroidissement. De la même manière qu'avec la configuration classique, nous sélectionnons les atomes de l'état $|F = 1, m_f = 0\rangle$ au début de leur chute, grâce à une antenne micro-onde disposée à une extrémité de l'enceinte. La seconde impulsion micro-onde retransfère les atomes dans l'état $\left|5S_{1/2}, F = 2\right\rangle$ et intervient lorsqu'ils sont toujours à l'intérieur de la pyramide. Dans un premier temps, le transfert s'est révélé très inefficace, seuls 15% des atomes en $m_f = 0$ étaient retransférés par la seconde impulsion micro-onde, alors que dans les mêmes conditions on observait un transfert de 95% avant l'introduction de la pyramide. En optimisant la puissance micro-onde, nous avons obtenu un retransfert optimal de seulement 66%.

Nous attribuons cette perte d'efficacité à une forte inhomogénéité de l'amplitude du champ micro-onde à l'échelle du nuage, probablement liée à la présence du

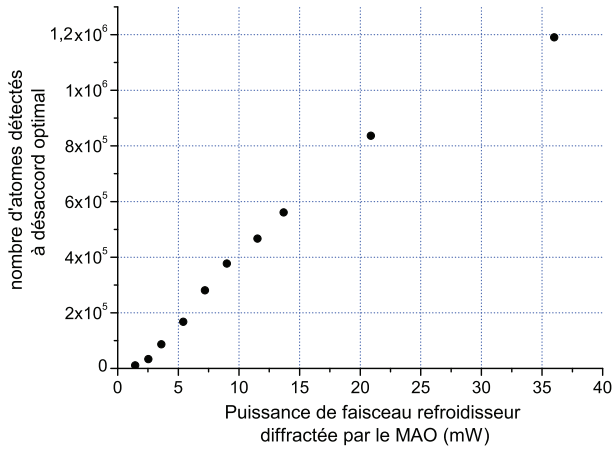

FIG. 5.7 – Nombre d'atomes chargés dans la pyramide au bout de 360 ms en fonction de la puissance du laser refroidisseur.

support en aluminium dans lequel est disposé la pyramide. Nous avons par ailleurs observé au fil des caractérisations de la pyramide une grande sensibilité de ce transfert avec la position initiale du PMO.

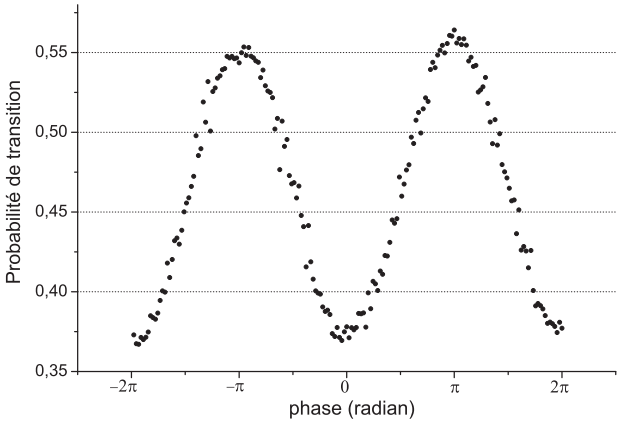

FIG. 5.8 – Franges d'interférences obtenues en balayant la phase de l'interféromètre pour $2T = 80ms$.

Nous réalisons ensuite une sélection verticale en vitesse de 2.10^5 atomes. Un résidu de 10^5 atomes chauds dans $\left|5S_{1/2}, F = 1\right\rangle$ s'ajoute aux atomes sélectionnés en vitesse pour l'interféromètre et réduit son contraste. Nous laissons un certain délai par rapport à la séquence habituelle, le temps que le nuage ait quitté la hauteur de la pyramide. Nous voulons en effet éviter que les faisceaux Raman horizontaux induisent un déplacement lumineux à deux photons supplémentaire sur la phase de l'interféromètre. Nous pouvons alors réaliser les 3 impulsions Raman verticales

$\pi/2 - \pi - \pi/2$. La durée totale de l'interféromètre est de 2T = 80 ms, un peu plus courte donc que prédemment. La détection verticale, réalisée avec les faisceaux Raman, comme présenté figure 3.7, utilise les photodiodes déjà en place. Un cycle de mesure complet dure 560 ms. Le gravimètre est toujours posé sur la plate-forme anti-vibration et nous rejetons les vibrations transmises à la pyramide grâce au signal du sismomètre. Les performances en sensibilité et en exactitude du gravimètre pyramidal peuvent être comparées au prototype de gravimètre puisqu'étudiées dans un environnement vibrationnel et de bruit de phase des lasers à priori identique.

5.3 Résultats expérimentaux

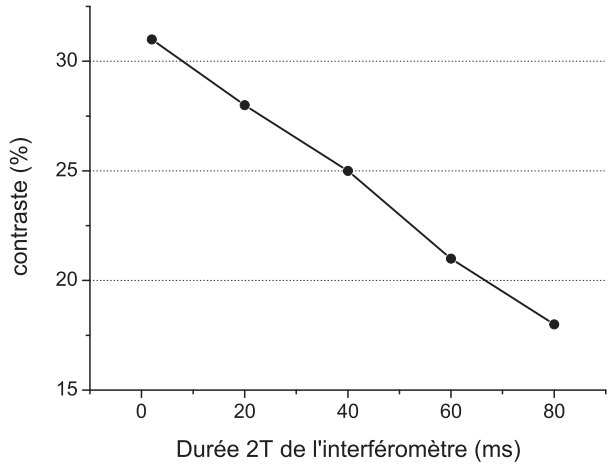

FIG. 5.9 – Evolution du contraste de l'interféromètre avec le temps d'interaction. On observe une diminution nette que nous attribuons à l'expansion du nuage dans les fronts d'ondes inhomogènes des faisceaux Raman (faisceau gaussien et aberrations).

5.3.1 Contraste de l'interféromètre

La figure 5.8 montre les franges d'interférences obtenues pour un interféromètre de durée 80 ms. Nous obtenons un contraste de 19% et un rapport signal à bruit coup à coup à mi-frange de 23. Nous observons figure 5.9 une décroissance linéaire de ce contraste avec le temps d'interaction jusqu'à cette valeur de 19%. Nous attribuons cette perte de contraste aux inhomogénéïtés d'intensité et de phase dans les faisceaux Raman qui augmentent avec l'expansion transverse du nuage. La décohérence par émission spontanée entraîne quant à elle une réduction significative mais non dominante du contraste, de $3,6\%$ pour un désaccord de 151 MHz au-dessous du niveau $\left|5P_{3/2}, F' = 1\right\rangle$.

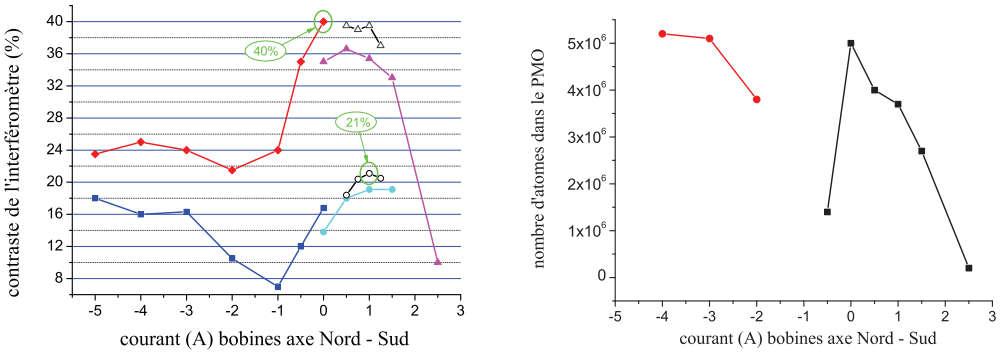

FIG. 5.10 – A gauche : Cartographie du contraste de l'interféromètre pour différentes positions de lâcher du PMO 3D sur l'axe Nord - Sud avec des temps d'interactions $2T = 2\ ms$ (triangles et losanges) et $2T = 80\ ms$ (ronds et carrés). A droite : Cartographie du nombre d'atomes piégés dans le PMO 3D pour différentes positions du PMO sur l'axe Nord - Sud. Si nous observons une symétrie du nombre d'atomes chargés dans le PMO autour des arêtes, le contraste de l'interféromètre est nettement plus élevé côté banc optique.

Dans les conditions initiales, aucun champ magnétique supplémentaire n'était appliqué et le dernier miroir, qui défléchit le faisceau vers la pyramide, était orienté de façon à maximiser le nombre d'atomes dans la pyramide après un ajustement visuel des quarts de faisceau. Le contraste initial de l'interféromètre pour $2T = 80\ ms$ était alors initialement de 5%. Il a d'abord été possible d'atteindre 10% en reprenant l'orientation de ce miroir, sans se soucier de la verticalité du faisceau dans un premier temps. Ensuite nous avons testé de nouveau les différentes positions horizontales de lâcher du PMO dans les directions Est-Ouest et Nord-Sud de façon indépendante. Nous avons repéré les franges sombres sur les deux axes horizontaux. Les résultats d'un axe sont présentés figure 5.10_{gauche}. En l'absence de champ supplémentaire, le centre du PMO seul est situé déjà suffisamment loin des franges sombres.

Par la même méthode, nous avons ainsi cartographié l'efficacité des faisceaux Raman selon les positions de lâcher du nuage. La figure 5.10_{droite} montre qu'il faut comme attendu s'éloigner des franges sombres issues de la diffusion du faisceau sur les arêtes où sont collés prismes et coins de cube. Nous observons comme attendu mais avec satisfaction la coïncidence d'un meilleur contraste de 21% pour $2T = 80\ ms$ (40% pour $2T = 2\ ms$) et d'un nombre d'atomes piégés presque optimal, de 4.10^6 atomes.

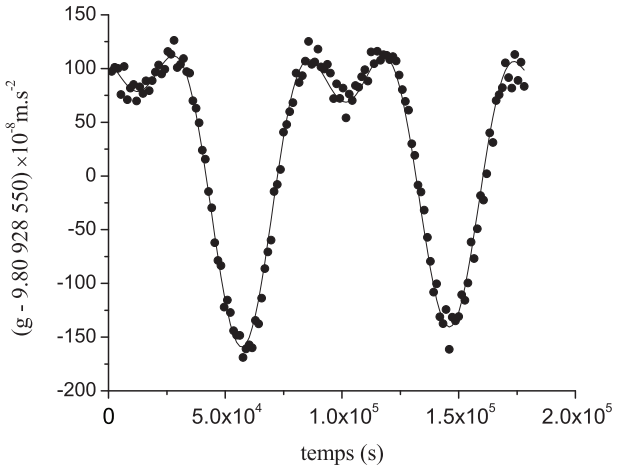

FIG. 5.11 – Point ronds : Mesure de g sur 2 jours avec le gravimètre pyramidal avec un échantillonnage d'un point toutes les 22 minutes. Ligne continue : Modèle de marée sur le site de l'Observatoire.

5.3.2 Stabilité

Mesures continues Dans le but d'étudier la stabilité long terme, fondamentale pour les possibles applications en géophysique, nous avons mesuré l'accélération de pesanteur continûment durant une cinquantaine d'heures. Il a fallu soustraire le biais dû à l'inclinaison progressive de la plateforme, qui éloignait les faisceaux Raman de la verticale, et qui supplantait les fluctuations de gravité dans les données brutes, pour résoudre proprement les marées luni-solaires. Cet effet est habituellement directement supprimé par un réglage optimal de la verticalité des faisceaux Raman. Les résultats de cette mesure de g sont en bon accord avec le modèle de marée, comme présenté figure 5.11.

Ecart-type Nous soustrayons la marée de la mesure de g. Nous obtenons une stabilité de $1,7.10^{-6}\ m.s^{-2}$ à 1 seconde, qui décroît ensuite en $\frac{1}{\sqrt{\tau}}$ jusqu'à 1000 secondes (figure 5.12). A partir de 1000 secondes, la stabilité long terme corrigée connaît un palier à $5.10^{-9}g$. Le bruit de mesure court terme provient, lui, essentiellement des vibrations résiduelles transmises à la plate-forme. De plus, après les mesures, nous nous sommes rendus compte que le bruit de phase de nos lasers Raman avait augmenté, suite à une dégradation du bruit de phase de la référence de fréquence à 100 MHz. Par ailleurs, le bruit de détection dépend du nombre d'atomes chargés dans le PMO. Celui-ci, relativement limité dans notre expérience, limite la sensibilité au niveau de $3.10^{-8}g.Hz^{-1/2}$.

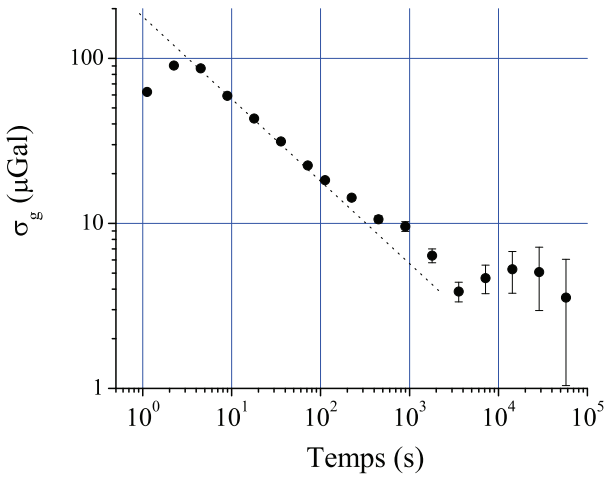

FIG. 5.12 – Ecart-type de g corrigé des variations d'inclinaison de la plateforme et de l'effet des marées.

5.3.3 Etude de quelques effets systématiques

Aberrations

Nous n'avons pas refait l'étude exhaustive des effets systématiques, mais nous nous sommes concentrés sur ceux qui sont plus spécifiques à la pyramide. Une étude de l'effet du biais dû aux aberrations du front d'onde de la pyramide a été réalisée, en mesurant le biais sur la mesure de g en fonction de la température. La figure 5.13 présente des mesures différentielles où l'on alterne des mesures à $2,5\ \mu K$ et des mesures à des températures plus élevées, en plus des renversements de sens du vecteur d'onde tous les 100 coups de mesure pour s'affranchir des effets indépendants de $\mathbf{k_{eff}}$. Nous obtenons une dépendance linéaire du biais sur g de $5.10^{-7} m.s^{-2}/\mu K$. Seul l'ordre de grandeur de cette mesure est significatif. Cette dépendance de 50 $\mu Gal/\mu K$ est supérieure à celle, déjà très importante, que nous avions avec le prototype de gravimètre (20 $\mu Gal/\mu K$). Comme nous le verrons en détail dans le chapitre 6.6.2, on ne peut pas extrapoler de façon sûre l'effet des aberrations dans la pyramide à température nulle tant que nous n'avons pas sondé en détail le front d'onde des faisceaux Raman.

Par ailleurs, une des caractéristiques de la pyramide est que la stabilité des rapports d'intensité entre les différentes réflexions du faisceau unique de refroidissement est meilleure qu'avec des faisceaux indépendants. Il faut prendre cela en compte si l'on veut quantifier les fluctuations plus long terme de la trajectoire moyenne du nuage d'atomes. Cette meilleure stabilité conduit à une meilleure stabilité de la position moyenne du nuage et donc de ce biais d'aberration qui dépend à priori de la position initiale.

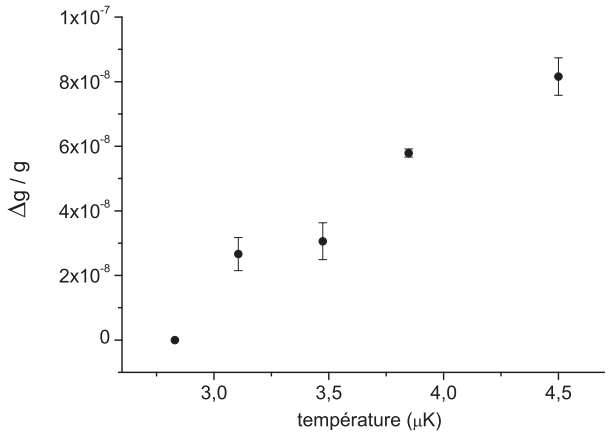

FIG. 5.13 – Différence des déphasages entre des températures du nuage atomique différentes. Ces mesures différentielles révèlent le biais sur g dû aux aberrations du front d'onde pour différentes extensions du nuage.

Effet d'indice

Un autre biais important spécifique à cette série d'expérience est inhérent à la pression de vapeur élevée dans l'enceinte lors du chargement du PMO dans la pyramide. Il est lié à un effet d'indice qui modifie le vecteur d'onde des faisceaux Raman : l'impulsion communiquée par un photon vaut $n\hbar k$ [64], où n est l'indice du milieu. Il faut donc tenir compte de l'indice de la vapeur ($n = 1 + \delta n$) lorsqu'on considère l'impulsion communiquée au paquet d'onde diffracté $n\hbar k_{eff}$. Nous avons quantifié ce biais par deux méthodes différentes successives.

Méthode n°1 : mesure de la pression de vapeur Dans un premier temps, on mesure la pression de vapeur dans l'enceinte à vide par rapport à la pression de vapeur saturante à la température ambiante dans une petite cellule en verre. La figure 5.14 décrit le montage pour deux mesures d'absorption du faisceau refroidisseur modulé au voisinage de la raie D2 du ^{87}Rb, réalisées en parallèle, l'une à travers l'enceinte à vide et l'autre à travers la cellule de ^{87}Rb placée sur le banc optique. En utilisant la loi de de Beer-Lambert, on obtient le rapport entre les densités de ^{87}Rb dans l'enceinte à vide et dans la cellule :

$$\rho_2 = \rho_1 \cdot \frac{l_2}{l_1} \cdot \frac{Iabs_2}{I_2} \cdot \frac{I_1}{Iabs_1} \tag{5.1}$$

avec n_i l'indice du milieu, l_i la distance de propagation, $Iabs_i$ les intensités absorbées et I_i l'intensité totale du faisceau sonde. La densité dans la cellule est quant à elle obtenue en utilisant la loi des gaz parfaits.

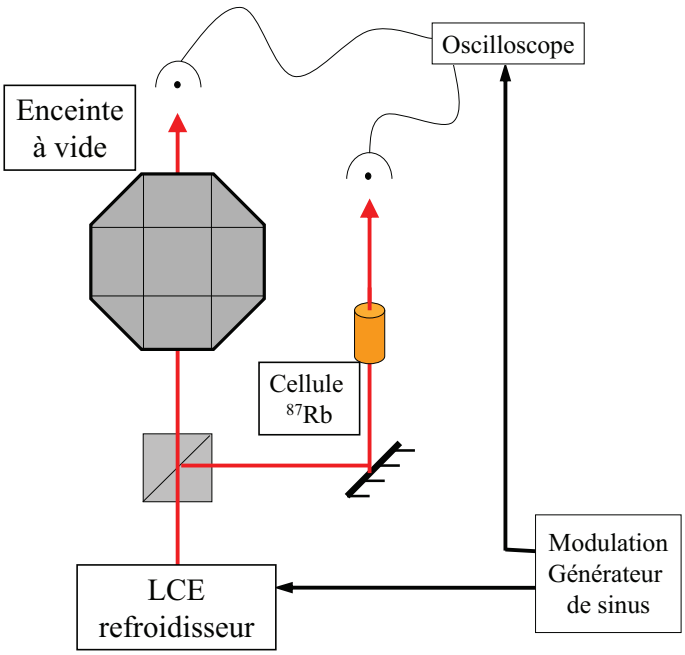

FIG. 5.14 – Schéma de la mesure simultanée de la pression de ^{87}Rb à travers l'enceinte à vide et à travers une cellule.

Pour la vapeur de Rubidium dans l'enceinte à vide, l'excès d'indice δn est proportionnel à la densité déduite précédemment ρ et à la section efficace σ :

$$\delta n = -\frac{1}{4k}\sigma\rho\frac{\Gamma_{sp}}{\Delta}$$

Il faut prendre en compte la structure du ^{87}Rb dans le calcul de la section efficace de l'interaction dipolaire électrique :

1) le nombre d'atomes équi-répartis sur les niveaux du fondamental, puis sur tous les sous-niveaux Zeeman.

2) les forces de raies des transitions entre chacun de ces niveaux.

3) les coefficients de Clebch-Gordan appropriés.

Méthode n°2 : Mesure à différents désaccords L'idée la plus simple serait d'alterner des mesures de g pour différents indices dans l'enceinte. Puisqu'il faut un certain temps pour changer l'indice du rubidium dans l'enceinte, il ne serait pas possible de discerner dans les variations de g la contribution de l'effet d'indice et celle de la variation de la gravité elle-même, causée par les marées luni-solaire.

Cependant nous avons un parfait contrôle de la fréquence des faisceaux lasers. La seconde méthode consiste à assimiler une variation du désaccord des faisceaux Raman à une variation de l'indice du milieu. On réalise ainsi des mesures différentielles à 4 configurations, où se succèdent comme d'habitude des orientations opposées du vecteur d'onde $\pm\mathbf{k_{eff}}$, mais où on modifie tous les 200 coups de mesures. le désaccord

des faisceaux Raman de l'interféromètre. La différence entre les valeurs de g mesurées par les deux paires de configurations se rapporte à une mesure de l'effet d'indice.

Résultat Finalement, nous déduisons de la première méthode qu'il règne dans l'enceinte à vide une pression de vapeur de 3.10^{-9} $mbar$. Les résultats de deux méthodes de mesure sont en accord, et donnent un effet de l'indice du milieu sur g de $6.10^{-8} m.s^{-2}$, par rapport à un vide parfait dans l'enceinte.

5.4 Conclusions

Nous avons montré que l'utilisation d'une pyramide creuse permet de réaliser simplement l'ensemble des fonctions de l'interféromètre avec un faisceau laser unique. Nous avons obtenu des performances comparables à celles du prototype, malgré un contraste relativement faible. Les limites en sensibilité et en exactitude sont en grande majorité techniques et non pas fondamentales. Augmenter la puissance du laser refroidisseur permettrait d'accroître le nombre d'atomes et donc de réduire l'impact du bruit de détection et/ou de réaliser une sélection en vitesse plus drastique, afin d'améliorer le contraste de l'interféromètre et/ou d'agrandir le désaccord pour diminuer l'émission spontanée.

La sensibilité et l'exactitude de la mesure de g sont clairement limitées par l'imperfection des réflexions des Raman sur la pyramide. Ces imperfections proviennent soit des franges sombres issues de la diffusion des faisceaux par les arêtes de la pyramide, soit des aberrations spatiales de la phase des faisceaux Raman. Il est important de souligner qu'il serait cependant possible d'améliorer ces performances en se dotant d'une pyramide creuse plus grande ou avec moins d'aberrations.

5.5 Perspectives

Cette démonstration expérimentale ouvre des perspectives pour le développement de gravimètres pyramidaux portatifs. Les faibles puissances lasers dont nous disposons pour les mesures se révèlent instructives. En effet les puissances lasers limitées (50 mW) suffisent à obtenir d'excellentes performances, compétitives avec celles des gravimètres optiques transportables, de type A10 [38].

Le gravimètre pyramidal est capable de mesurer g de façon continue, avec un taux d'échantillonage élevé et sans souffrir d'usure mécanique, contrairement aux gravimètres optiques dont la mécanique doit être révisée régulièrement. Tout cela présente un fort intérêt pour les mesures de géophysique de terrain.

Les aberrations de la phase des faisceaux Raman limitent clairement les performances du gravimètre pyramidal. L'idéal serait de dédier une zone du front d'onde

plus propre à la réalisation des transitions Raman stimulées. Une solution consisterait à disposer au fond de la pyramide creuse un petit miroir de rétro-réflexion sur lequel serait collé une lame $\lambda/4$, qui assurerait la réflexion du faisceau Raman. Leur planéïté pourrait être de l'ordre de celles du miroir de rétro-réflexion et de la lame de la nouvelle enceinte à vide, et nous le dimensionnerons de façon à ce que le nuage d'atomes froids reste dans cette partie du faisceau en tenant compte de l'expansion thermique horizontale pendant la chute. Cette étude est developpée dans le cadre d'une ANR auquel collabore notamment le Syrte et l'Institut d'Optique à travers le projet "Mini-Atom".

Par ailleurs, nous avons développé pendant ma première année de thèse une nouvelle mesure de g non plus basé sur des mesures successives à flanc de frange mais sur un nouvel algorithme à trois coups, qui rejette le bruit de vibration à l'aide du signal du sismomètre [65]. J'ai choisi de ne pas la décrire dans ce manuscrit mais de la faire figurer dans l'article en annexe. Les performances du gravimètre atomique muni de cet algorithme sans que la plate-forme lévite sont assez proches de la sensibilité usuelle de notre instrument. Puisque la pyramide a pour vocation de rendre le gravimètre transportable, il serait pertinent de se servir en plus de cet algorithme à trois coups pour se dispenser de transporter une plate-forme anti-vibration.

Enfin il est théoriquement possible de contrôler les transitions Raman horizontales qui peuvent avoir lieu avant que le nuage ne quitte la hauteur de la pyramide. Avec une petite pyramide comme l'actuelle, il serait possible de réaliser une sélection selon les deux axes horizontaux dès lors que l'effet Doppler dû à la chute discrimine ces résonances de la résonance verticale. Les transitions horizontales prendraient naturellement tout le long de la chute la forme d'impulsions de double diffraction. Avec une pyramide plus grande, on peut même imaginer séparer puis recombiner sur les deux axes horizontaux les paquets d'ondes afin de mesurer des rotations et d'autres accélérations. Cet interféromètre ferait intervenir de multiples ondes atomiques voyageant à travers des dimensions spatiales différentes pour les faire se recombiner sur les deux ports de sortie en énergie usuels si l'on conserve la détection usuelle par étiquetage. Si on souhaitait distinguer les contributions des différentes accélérations et rotations au déphasage de l'interféromètre, on devrait alors envisager une détection directe de la répartition entre les multiples états d'impulsion de sortie. Cet interféromètre prendrait la forme d'une pieuvre atomique.

Chapitre 6

La nouvelle référence nationale

Contexte L'exactitude de la mesure de l'accélération de pesanteur requise pour le projet de balance du watt est de $10^{-9}g$. Le prototype de gravimètre avait été conçu pour réaliser les premières expériences et pour éprouver la sensibilité de la mesure, mais pas pour permettre d'atteindre ce niveau d'exactitude. En particulier, il était difficile d'évaluer de façon aussi exacte les biais dû à l'accélération de Coriolis et aux aberrations du front d'onde. Nous avons donc développé durant ma thèse une nouvelle enceinte à vide, prévue à cet effet. L'image 6.1 présente le dispositif expérimental que nous avons construit. A côté de l'enceinte à vide au centre, on aperçoit à droite le PMO 2D et en bas de l'enceinte ressortent en noir les deux systèmes de collection de la fluorescence. Une plate-forme passive anti-vibrations isole l'enceinte à vide du bruit environnant. Entre la plate-forme et l'enceinte est placé une plaque rigide sur laquelle sont disposés les coupleurs de fibres des PMO 2D et 3D, et dans un premier temps l'inclinomètre. Ce montage a été réalisé en parallèle des démonstrations expérimentales de double diffraction et de gravimètre pyramidal décrits dans les chapitres précédents. Nous continuons à utiliser le banc optique et l'électronique de contrôle des asservissements des lasers du prototype, qui n'ont été que légèrement modifiés.

6.1 Améliorations apportées à la nouvelle enceinte

- L'ensemble des éléments constitutifs de la nouvelle enceinte à vide est parfaitement amagnétique. Nous avons cherché à réduire le gradient de champ magnétique présent sur la zone de l'interféromètre, afin de rendre complètement négligeable l'incertitude résiduelle sur l'effet Zeeman quadratique, qui était de 3 μGal dans le prototype (voir paragraphe 3.5.1).
- Le biais d'aberration dépend du niveau de planéité des optiques placées au niveau de la rétro-réflexion des faisceaux Raman, soit au minimum d'une lame

FIG. 6.1 – Vue d'ensemble du nouveau gravimètre atomique assis sur sa plate-forme anti-vibration

$\lambda/4$ et d'un miroir, et éventuellement d'un hublot traversé par les faisceaux Raman situé après leur passage au niveau des atomes mais avant leur rétro-réflexion. Dans le prototype de gravimètre, ces optiques étaient de qualité optique standard et placées à l'extérieur de l'enceinte, sous le hublot du bas dont la qualité optique était médiocre. Le biais présenté figure 3.12 était très important. Dans la nouvelle enceinte, la lame $\lambda/4$ et le miroir, de bien meilleure planéité, sont disposés sous vide à l'intérieur de l'enceinte à vide.

– Comme le signe du biais de Coriolis dépend du signe de la vitesse le long de la direction Est - Ouest, il est possible d'éliminer cet effet en réalisant la moyenne de mesures effectuées avant et après avoir tourné l'enceinte de 180°. Le gravimètre muni de la nouvelle enceinte à vide est conçu pour pouvoir se retourner entièrement en peu de temps.
– Pour assurer la stabilité de la vitesse de dérive le long de l'axe Est - Ouest, et donc du biais de Coriolis, nous avons installé un polariseur dans les collimateurs des faisceaux de mélasse Est - Ouest. Cela permet de s'affranchir des fluctuations de polarisation qui en général sont susceptible d'introduire

des fluctuations de la vitesse transverse de la mélasse. Les fluctuations d'intensité résiduelles, éventuellement liées aux fluctuations de la polarisation, sont quant à elles mesurées à l'aide de photodiodes disposées à l'intérieur des collimateurs.

– Les biais dus à l'accélération de Corolis et aux aberrations du front d'onde dépendent tous les deux des trajectoires transverses des atomes. Nous disposons sur la nouvelle enceinte de nombreux (huit) accès optiques supplémentaires, qui vont permettre de mieux contrôler la trajectoire du nuage.
– Enfin les photodiodes de détection des deux états quantiques de sortie de l'interféromètre sont doublées et disposées de façon symétriques de part et d'autres de la nouvelle enceinte afin d'homogénéïser la réponse de la détection. Dans le prototype, le système de détection, placé d'un seul côté, privilégiait la contribution des atomes situés dans la zone de détection la plus proche de lui au détriment des plus éloignés.

6.2 Description de la nouvelle enceinte

6.2.1 Allure générale

Le corps de la nouvelle enceinte, illustré par le schéma 6.2, est réalisé entièrement en titane, matériau amagnétique. Le gravimètre est suspendu par la "tête" à une structure en aluminium à trois pieds qui repose sur la plate-forme anti-vibration. Deux blindages magnétiques entourent l'enceinte et isolent les atomes de ^{87}Rb du champ magnétique terrestre. Les vis qui permettent de les assembler sont elles aussi en titane, et tous les éléments à l'intérieur des blindages sont rigoureusement amagnétiques. Quatre bobines de champ en configuration Helmholtz sont réparties à l'intérieur des blindages. Elles génèrent l'axe de quantification magnétique vertical, nécessaire à la réalisation de transitions singulières $\sigma^{\pm}$ entre sous-niveaux d'énergie Zeeman bien définis. La zone de l'interféromètre entre le piège et la détection s'étend sur 20 cm en dessous du PMO 3D contre 10 cm dans le prototype. La durée maximale de l'interféromètre passe ainsi de 120 ms dans le prototype de gravimètre à 180 ms dans la nouvelle enceinte et permet une séparation plus large des paquets d'ondes.

6.2.2 Ultra-vide

L'étanchéïté au niveau des hublots est assurée par des joints en indium. Nous avons étuvé l'enceinte à 120$^{\circ}C$ pendant trois mois. Différents types de pompage sont alors utilisés pour atteindre un vide poussé. Nous utilisons une pompe ionique de

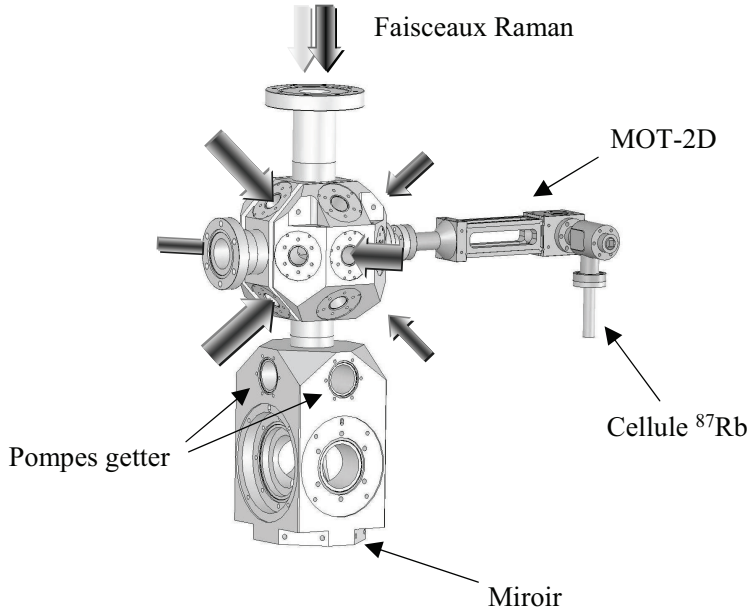

FIG. 6.2 – Dessin de la nouvelle enceinte. Elle est entièrement réalisée en titane afin de minimiser les champs magnétiques parasites. Elle présente de plus de nombreux accès optiques supplémentaires, qui permettent d'installer une caméra, un faisceau de sélection transverse, et un piège dipolaire. Les flèches symbolisent les faisceaux du PMO 3D

2 $L.s^{-1}$ et deux pompes getter de 50 $L.s^{-1}$ disposées au niveau du PMO 2D et de l'enceinte principale. Par ailleurs, 4 petites pastilles getters ont été disposées dans la zone de chute. La lecture du courant d'alimentation de la pompe ionique de 2 $L.s^{-1}$ indique une pression meilleure que 8.10^{-10} $mbar$ au niveau du bras de pompage.

6.2.3 Disposition des accès optiques et des bobines de PMO

Des tranchées ont été creusées dans la tête en titane dans laquelle on réalise le PMO 3D, à l'intérieur desquels ont été disposées les bobines de PMO alimentées en configuration anti-Helmholtz, isolées de l'enceinte par une gaine en plastique. 14 accès optiques entourent le piège, 4 la zone de chute et 4 la zone de détection. Six d'entre eux sont dédiés aux faisceaux du piège magnéto-optique, orientés selon les axes (1,0,0), (0,1,1) et (0,-1,1). L'axe de refroidissement (1,0,0), le seul horizontal, correspond à l'axe Est-Ouest. L'accès optique vertical est uniquement utilisé pour les faisceaux Raman, contrairement au prototype de gravimètre. Huit accès supplémentaires sur la tête de l'enceinte sont disponibles pour qu'une caméra enregistre la position du lâcher du nuage lors d'études d'aberrations et/ou bien pour injecter les deux composantes d'un futur laser dipolaire dédié au refroidissement évaporatif. En dessous de la zone de chute, deux accès symétriques dans l'axe du PMO 2D reçoivent les montures des optiques de détection des états quantiques de sortie de l'interféromètre. Enfin, à 90° de celles-ci, on dispose de deux autres accès op-

tiques, sur lesquels sont fixés respectivement le collimateur des faisceaux de détection horizontale des atomes et le miroir qui rétro-réfléchit ces faisceaux.

6.2.4 Disposition de l'antenne micro-onde

Les transitions micro-onde qui réalisent la sélection du sous-niveau $|m_f = 0\rangle$ ont lieu peu de temps après le lâcher du nuage, et donc à faible distance du centre du piège. L'antenne micro-onde est réalisée au moyen d'un simple conducteur de cuivre, fixé sur un passage SMA au niveau du bras de pompage. Ce dernier débouche directement sur la tête de l'enceinte au niveau du PMO 3D. Le champ émis par l'antenne se couple à des modes dont nous ne maîtrisons pas la géométrie. Il est probablement inhomogène au niveau des atomes.

6.2.5 Distribution de la lumière

Dans le prototype de gravimètre, le trajet des faisceaux Raman empruntait la même fibre optique que la lumière assurant le refroidissement dans la direction verticale. Il nous fallait utiliser deux modulateurs acousto-optiques pour répartir la puissance entre les fibres des faisceaux horizontaux et verticaux. L'extinction fournie par les deux AOM était de 70 dB, ce qui rendait complètement négligeable l'influence du résidu de lumière non diffractée sur l'interféromètre. Dans la nouvelle enceinte, pour séparer axe vertical et axes de refroidissement, nous avons orienté les axes de refroidissement à 45° par rapport aux axes Nord - Sud et vertical. En conséquence nous avons modifié le banc optique puisqu'un seul MAO suffit à aiguiller la puissance laser tantôt vers les PMO tantôt vers les Raman. En pratique les impulsions Raman sont obtenues en utilisant des impulsions brèves de l'ordre diffracté du MAO. Comme l'extinction est moins bonne que précédemment, nous disposons un scanner optique sur le trajet du faisceau Raman qui laisse passer la lumière pendant des créneaux de 200 μs autour de chacune des impulsions.

La sortie de la fibre Raman est mise en forme à l'aide d'un nouveau collimateur. Le diamètre à $1/e^2$ du faisceau Raman est de 28 mm. Les faisceaux Raman issus du collimateurs sont dirigés dans l'enceinte à l'aide un miroir orienté à 45° placé à l'aplomb de l'enceinte, puis rétro-réfléchis. Les fibres du PMO 2D et 3D passent respectivement dans deux coupleurs Schäfter-Kirchhoff $1 \rightarrow 3$ et $1 \rightarrow 6$, jusqu'aux collimateurs disposés sur les accès optiques de l'enceinte.

6.2.6 Détection des populations atomiques

Géométrie des faisceaux de détection On reprend pour la sonde horizontale comme pour la sonde verticale les mêmes schémas de sonde du nuage qu'avec le

prototype, présentés sur les figures 3.6 et 3.7. En ce qui concerne la détection horizontale, les 3 nappes de lumière provenant des lasers de détection et repompeur entrent par l'un des accès Est - Ouest et sont rétro-réfléchies par un miroir logé sur le hublot opposé.

Collection de la fluorescence Nous avons conçu un nouveau dispositif de détection qui garantit l'homogénéïté de la fluorescence détectée sur tout le volume du nuage d'atomes. Tout d'abord pour s'affranchir d'inhogénéïtés (en surface) de réponse des photodiodes, le système optique image sur la photodiode non pas le nuage mais une pupille d'entrée que les atomes éclairent de façon uniforme. Par ailleurs, deux montures de détection sont disposées symétriquement des deux côtés du nuage. Cette symétrie permet de ne pas favoriser une classe de vitesse horizontale par rapport à une autre au moment de la détection. Les schémas 6.3 et 6.4 représentent respectivement le schéma de principe des systèmes de détection et le détail de la combinaison des différentes optiques qui les constituent. Chaque monture possède un jeu complexe de lentilles et deux photodiodes. Les lentilles sont communes aux fluorescences des deux nuages détectés. Ce montage et ses performances sont décrits de façon plus détaillée dans la thèse de S. Merlet [4]. La variation du flux sur la surface des photodiodes est inférieure à 0,5 % sur les deux axes horizontaux, sensibles aux effets transverses, pour des déplacements de $\pm 2,5\ mm$ au niveau du nuage.

Cette homogénéïté garantit notamment le bon moyennage du biais lié à l'accélération de Coriolis tant que la distribution en vitesse est symétrique et centrée en 0. Pour les expériences décrites ici, les détections sont orientées selon l'axe Nord - Sud et l'utilisation des deux systèmes de détection n'est pas nécessaire pour garantir l'homogénéïté. Par contre, en s'orientant Est - Ouest, on peut envisager de mesurer le défaut d'homogénéité lié à l'utilisation d'un seul dispositif plutôt que deux.

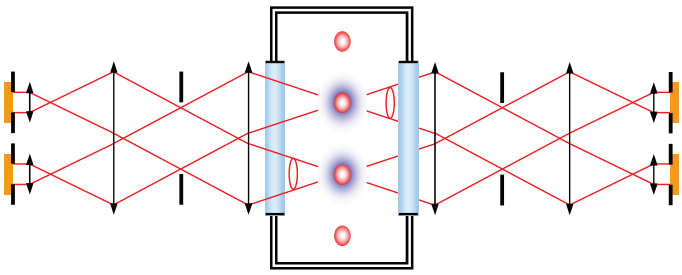

FIG. 6.3 – Schéma de principe de la capture de la fluorescence des atomes de ^{87}Rb en sortie de l'interféromètre. Deux systèmes de détection sont disposés symétriquement de part et d'autre de l'enceinte. Chacun des systèmes permet de détecter la fluorescence des atomes émises dans les deux nappes de lumière à l'aide de deux photodiodes.

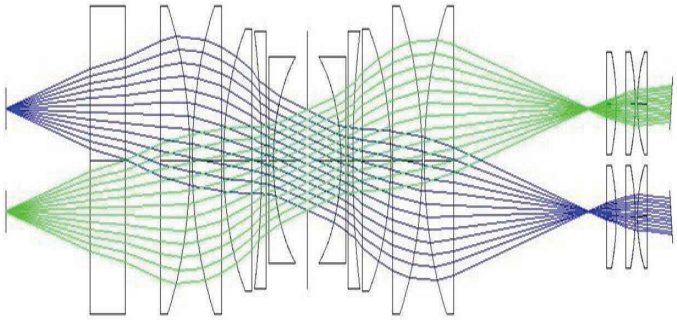

FIG. 6.4 – Résultats d'une simulation des trajets lumineux dans le système optique.

6.2.7 Contrôle des paramètres de mesures

Photodiodes Nous utilisons pour les contrôles de puissances la partie de la lumière transmise à travers les miroirs sur lesquels sont réfléchis les faisceaux aussi bien du PMO que des Raman. Pour les faisceaux du PMO 3D, une photodiode est placée derrière des miroirs orientés à 45° dans les collimateurs. La lumière envoyée aux PMO 2D et 3D est aussi contrôlée au niveau des coupleurs Schäfter Kirchhoff. Pour les faisceaux Raman, on utilise aussi une photodiode placée derrière le miroir à 45° à l'aplomb de l'enceinte. On dispose en plus en dessous de l'enceinte d'un système de contrôle de la polarisation et de l'intensité des deux faisceau Raman. Il est constitué d'une lame $\lambda/4$ qui rend les deux polarisations linéaires croisées, suivi d'un cube et de deux photodiodes permettant de mesurer la puissance dans chacun des deux ports du cube. En alignant les axes propres de la $\lambda/4$ et du cube, l'intensité de chacun des faisceaux Raman est séparée en deux parties égales. Les fluctuations de ce rapport d'intensité traduisent les fluctuations de la polarisation.

Paramètres du gravimètre De nombreux paramètres qui influencent la mesure de l'accélération de pesanteur sont enregistrés pendant les mesures de g sur l'ordinateur de contrôle. Parmi ceux-ci, les vibrations sont enregistrées par un sismomètre placé avec la nouvelle enceinte au dessus des blindages du gravimètre sur l'axe des faisceaux Raman. Le lien du sismomètre avec le miroir de rétro-réflexion est moins immédiat qu'avec la configuration du prototype, lorsque ce miroir était fixé sur le sismomètre. Cependant la structure en aluminium supportant l'enceinte est très rigide et doit permettre de transmettre au sismomètre l'ensemble du spectre de vibration du miroir.

Par ailleurs, nous disposons un inclinomètre qui enregistre l'inclinaison de la plate-forme à côté du sismomètre, déjà utilisé auparavant. Il est placé au-dessus du gravimètre, de façon à garantir une bonne rigidité entre le support de l'inclinomètre et le miroir de rétro-réflexion. L'incertitude sur l'inclinaison du gravimètre

est repoussée à 0,1 μGal.

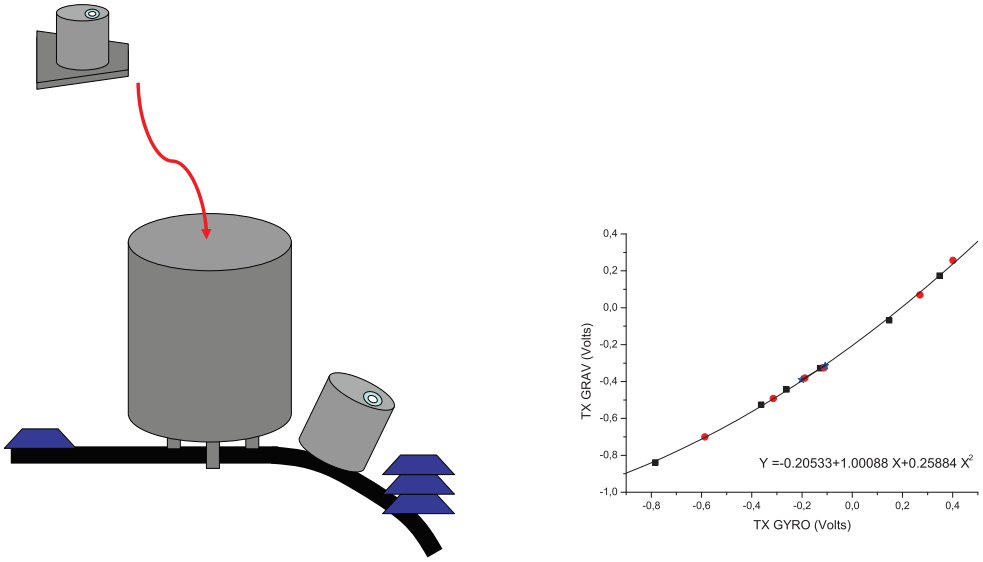

FIG. 6.5 – A gauche : Torsion de la plaque sur l'axe Est - Ouest pour différentes répartitions de masses : l'inclinomètre du GYRO, placé au-dessus du gravimètre et lié rigidement à l'axe de l'enceinte, n'est pas concerné par cette torsion. A droite : le graphique montre l'évolution non linéaire du signal issu de l'inclinomètre du GYRO placé au-dessus du gravimètre par rapport à celui provenant de l'inclinomètre du GRAVI identique posé sur la plaque.

Lors des mesures que nous avions réalisées au BIPM, l'inclinomètre était fixé sur la plaque du bas, qui se déformait de façon non négligeable. Cette déformation dépendait de la distribution des masses sur la plaque et éloignait l'axe des Raman de la verticale. Ceci fut la cause d'un effet systématique supplémentaire. La figure 6.5 présente un schéma de la déformation de la plaque par les masses de réglage de la plate-forme, et l'impact quantitatif de la répartition de masse sur le défaut de mesure avec l'inclinomètre posé en bas.

Nous avons installé un contrôle du point de fonctionnement du laser de référence. Il consiste à appliquer transitoirement tous les 400 coups de mesures un décalage au signal d'erreur de l'asservissement du laser, alternativement $\pm$, de façon à l'asservir de part et d'autre du pic d'absorption saturée. Le déséquilibre entre les mesures du signal d'absorption saturée correspondant à ces deux points de fonctionnement permet d'en déduire l'écart au centre de la raie.

6.2.8 Qualité des optiques de rétro-réflexion

La lame $\lambda/4$ et le miroir de rétro-réflexion disposés en bas de l'enceinte possèdent un diamètre de 4 cm. La planéïté des fronts d'onde issus de ces optiques à été préalablement mesurée avec l'analyseur Shack Hartmann au laboratoire et avec le

ZYGO de l'Institut d'Optique. On obtient des profils d'aberrations comme présenté figure 6.6. Pour tenir compte de la déformation liée à la pesanteur, les optiques ont été disposées horizontalement pour cette caractérisation. L'amplitude maximale du déphasage transverse lorsqu'on considère l'ensemble de leur surface atteint $\lambda/10$ pic à pic et $\lambda/100$ en *rms*. L'expansion transverse du nuage ainsi que le diamètre des faisceaux de détection verticale s'étendent cependant sur une zone du front d'onde nettement plus réduite. Calculer un biais d'aberrations sur g à partir de la forme du front d'onde et des trajectoires ballistiques est à priori possible pourvu que l'on connaisse parfaitement le front d'onde et la distribution en position et en vitesse initiale des atomes. En pratique, rien ne garantit que les distorsions du front d'onde sont les mêmes dans l'enceinte que pendant les tests. Par ailleurs, nous ne disposons pas pour l'instant d'une mesure de la position initiale des atomes dans le profil des faisceaux Raman. Ainsi seule une mesure expérimentale de ce déphasage, qui nécessite un parfait contrôle des trajectoires atomiques pourrait nous permettre d'estimer le biais lié aux aberrations. Afin d'empêcher la réflexion parasite des faisceaux Raman verticaux sur la lame $\lambda/4$ seule sur les atomes, le support sur lequel elle repose l'incline de 6°. Les supports et les optiques de rétro-réflexion sont présentés dans la thèse de S.Merlet [4].

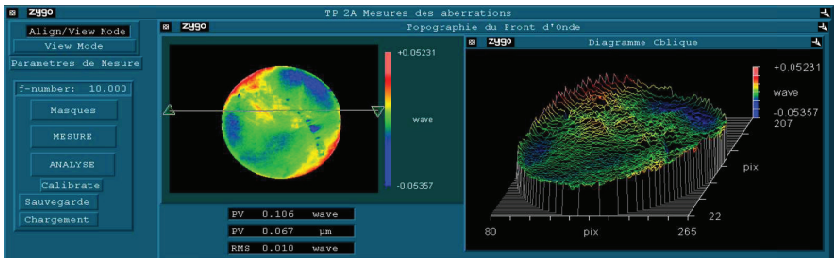

FIG. 6.6 – Front d'onde du miroir de rétro-réflexion mesuré au ZYGO.

6.2.9 Transportabilité de l'expérience

Qu'il s'agisse des comparaisons avec d'autres gravimètres, de la balance du watt elle-même ou bien de l'estimation du biais dû à l'accélération de Coriolis, il est nécessaire d'être en mesure de déplacer l'ensemble de l'expérience (enceinte, banc optique et électronique). L'enceinte et ses blindages ont donc été disposés sur une large plaque en aluminium en dessous de laquelle il est possible d'accrocher quatre roues en la surélevant à l'aide de crics. Nous avons spécialement fabriqué une boîte de transport pour le banc optique (voir les photos de la figure 6.7). Une des façades de cette boîte permet de déconnecter et de reconnecter aisément les alimentations et câbles de contrôle sans modifier l'équilibre thermique règnant à l'intérieur. L'ensemble est placé sur une table roulante. Environ deux heures sont nécessaires pour

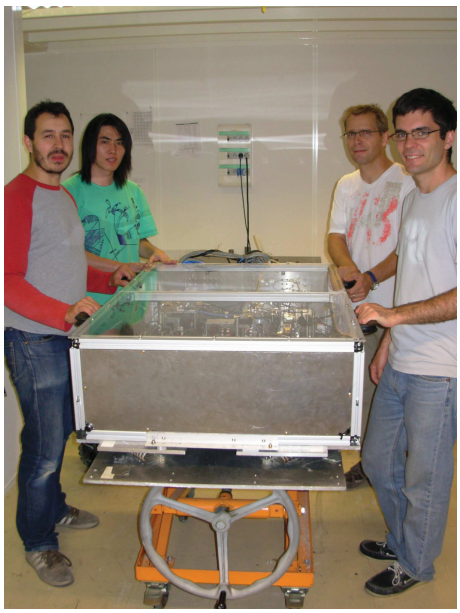

FIG. 6.7 – Transport du banc optique et du gravimètre muni de la nouvelle enceinte à vide de l'atelier du SYRTE au BIPM par camion : à gauche le banc optique et à droite la nouvelle enceinte à vide et ses blindages magnétiques

retourner ou déplacer l'ensemble de l'expérience et relancer une mesure dans de parfaites conditions.

6.3 Site de Trappes

6.3.1 Caractéristiques du site

Paramètres environnementaux au LNE Le laboratoire de la balance du watt du LNE, illustré à la figure 7.4 du chapitre suivant, est composé de deux salles. Leur partie centrale est constituée d'une dalle assise sur des piliers en béton qui reposent à 12 mètres de profondeur sur un sol stable constitué de sables de Fontainebleau [66]. L'une des salles, dédiée à l'expérience de la balance elle-même, possède de plus un blindage magnétique. La seconde est entièrement réservée à l'exploitation du gravimètre atomique. Cette salle possède plusieurs points de référence. Leur différence de gravité à hauteur fixe est extrêmement bien connue puisque ce lien est mesuré à intervalles réguliers à l'aide d'un gravimètre relatif [67]. Un système de climatisation stabilise de façon homogène la température du laboratoire à $20^{\circ}C \pm 0,1^{\circ}C$. Celle-ci est enregistrée de façon permanente. Sa variation pourrait modifier les alignements sur le banc optique et altérer l'injection des fibres. La pression atmosphérique est liée à la météorologie du site. A l'instar de la nappe phréatique, elle influence la mesure de la gravité. Un baromètre mesure donc en permanence la pression atmosphérique et on corrige de cet effet la valeur de g. Enfin comme je l'ai décrit précédemment,

l'accélération de pesanteur est constituée de la gravité et de l'accélération d'entraînement. Cette dernière est modifiée de façon non négligeable lorsque l'axe de rotation de la terre fluctue. L'IERS (International Earth Rotation and Reference Service) [68] fournit régulièrement, notamment via le "Service de Rotation de la Terre" de l'Observatoire de Paris, les informations concernant les fluctuations de l'axe de rotation terrestre.

Isolation des vibrations - Spectre de bruit de vibration à Trappes Nous avons fabriqué une nouvelle boîte en bois rectangulaire adaptée à la taille de la nouvelle enceinte à vide. Nous l'avons tapissée de mousse isolante. Elle filtre la grande majorité des vibrations acoustiques et l'effet, réduit à Trappes, des cycles de climatisation. Bien que les conditions soient plus calmes qu'à l'Observatoire, le bruit de fond caractéristique de la région parisienne est toujours présent sur le spectre entre 1 Hz et 100 Hz. De plus, le LNE réside au coeur d'une zone d'activité et le bruit de vibrations transmis à la dalle diminue la nuit et entre midi et 13 heures.

Référence de fréquence sur le site de Trappes La stabilité de l'interféromètre est intrinsèquement limitée par le bruit sur la différence de phase entre les deux faisceaux lasers Raman. Le quartz (5 MHz Bluetop Wenzel) qui génère le signal de référence de phase dérive cependant en fréquence. Cette dérive, qui est assez linéaire, induit un biais sur la mesure de g. A Trappes, un simple signal GPS fournit une référence à 10 MHz qu'on compare au signal du quartz de l'expérience.

6.4 Détails expérimentaux

6.4.1 Caractéristiques du PMO 3D

Nous mesurons un taux de chargement du PMO 3D de 4.10^9 atomes par seconde et un nombre d'atomes à l'état stationnaire de 2.10^9 atomes. La figure 6.8 présente l'évolution de la fluorescence dans le temps après coupure de la lumière du PMO 2D et qu'on coupe ainsi l'arrivée des atomes de ^{87}Rb. Il est intéressant de noter que le temps caractéristique de décroissance du nombre d'atomes du PMO 3D est de $60s$. Ce temps caractéristique, qui dépend pour partie du taux de collisions entre atomes de rubidium et gaz résiduels dans l'enceinte, indique un niveau de vide excellent, compatible non seulement avec l'interféromètre atomique, mais aussi plus largement avec le niveau de vide requis pour l'obtention d'un condensat de Bose Einstein par une méthode de refroidissement évaporatif.

A l'issue de la phase de piégeage, qui dure de l'ordre de 70 ms, le nuage de ^{87}Rb est refroidi au cours d'une phase de mélasse optique très désaccordée, d'une durée

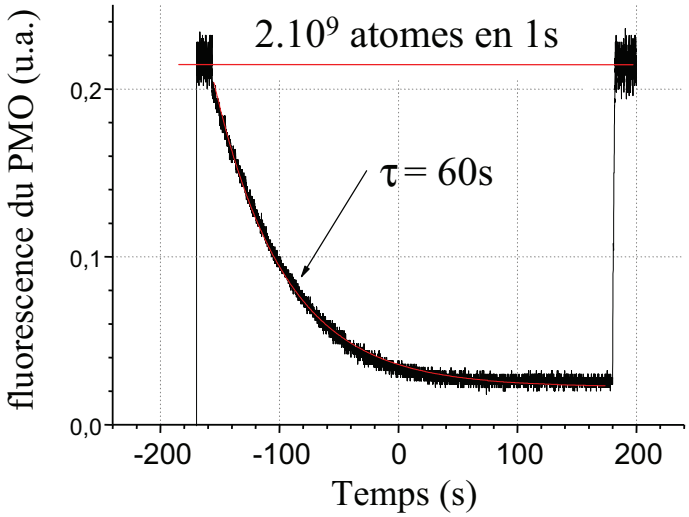

FIG. 6.8 – Décroissance de la fluorescence du PMO 3D à partir de la coupure des faisceaux du PMO 2D.

20 ms (voir paragraphe 6.4.2), jusqu'à une température de 2 μK, correspondant à la limite du refroidissement $\sigma^+\sigma^-$.

6.4.2 Optimisation du profil de champ magnétique et courants de Foucault

Même si notre méthode de réjection du biais magnétique est très efficace [27], nous souhaitons que le champ magnétique de quantification appliqué sur le trajet des atomes tout au long de la chute soit le plus constant possible. Les blindages magnétiques protègent l'enceinte des champs magnétiques extérieurs mais réfléchissent aussi les lignes de champs internes. Des fils traversent en permanence les blindages au cas où il faille procéder à une nouvelle démagnétisation. Nous avons mesuré à l'intérieur des blindages grâce à une sonde de champ magnétique l'effet indépendant de chaque bobine de biais dans l'idée d'équilibrer le champ magnétique sur la zone de l'interféromètre. Il est possible d'alimenter avec un courant différent chaque bobine. Nous avons calculé, à partir des mesures des champs individuels, qu'on peut atteindre sur les 20 cm de l'interféromètre une homogénéïté pic à pic de 480 μG pour un champ de biais de l'ordre de 10 mG, avec un coefficient spécifique pour chaque bobine. Soit une inhomogénéïté sur les 20 cm inférieure à 5%.

Malheureusement des courants de Foucault induits par les bobines en anti-Helmholtz se propagent à la surface du titane de l'enceinte à vide et le support en aluminium. Nous avons essayé alors d'isoler le support de l'enceinte des courants de Foucault. Nous mesurons ensuite l'amplitude du champ magnétique résiduel au niveau du PMO 3D grâce à une impulsion micro-onde sensible aux déplacements de fréquence Zeeman à différents délais après l'extinction des bobines anti-Helmholtz.

On observe [4] qu'un champ magnétique de plus de 20 $mGauss$ est toujours présent 20 ms après l'extinction des bobines. Celui-ci décroît rapidement avec le temps et ne peut être compensé par un champ de biais. Il n'est pas nécessaire de décaler l'impulsion de sélection puisque l'effet Zeeman n'a pas d'effet sur la classe de vitesse sélectionnée. Nous cherchons à réduire l'amplitude de ce champ résiduel sur les atomes au moment de la première impulsion de l'interféromètre. D'abord on abaisse de 4,5 A à 1,8 A le courant envoyé dans les bobines anti-Helmholtz. Ensuite on avance de 10 ms la coupure du champ du PMO 3D. La première impulsion Raman s'effectue désormais 35 ms après la coupure du courant dans les bobines anti-Helmholtz. Nous appliquons tout au long de l'interféromètre un champ de biais de 10 mG. La réjection effectuée par l'inversion du sens du vecteur d'onde donne un biais Zeeman de $0,6$ μGal et réduit l'incertitude sur ce biais à $0,1$ μGal.

6.4.3 Augmentation du temps d'interaction T

La hauteur de chute passe de 10 cm dans la version du prototype de gravimètre à 20 cm dans la nouvelle enceinte. La durée totale 2T de l'interféromètre passe à 140 ms pour le moment. Le déphasage dû à l'accélération de pesanteur augmente comme T^2. Le bruit de vibration croît à peu près comme T^2. La contribution des vibrations sur une mesure de l'accélération de pesanteur dépend des détails du spectre de vibration et de la fonction de sensibilité de l'interféromètre. La fonction de sensibilité (paragraphe 2.2.5) se comporte comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure diminue quand la valeur de T augmente. Le bruit de vibration haute fréquence est alors mieux filtré. Le bruit sur la phase de l'interféromètre dû aux instabilités de phase des lasers augmente lui nettement moins vite que T^2. L'influence du bruit de phase des lasers sur la sensibilité de l'interféromètre est donc plus faible qu'avec le prototype de gravimètre. Augmenter le temps d'interaction améliore donc la sensibilité sur g.

6.5 Stabilité

6.5.1 Bruit de détection

Le bruit de détection se définit comme la somme quadratique de trois bruits indépendants : le bruit intrinsèque au circuit électronique de détection, le bruit de projection quantique et le bruit technique.

Rappelons simplement que le bruit de projection quantique représente la dégradation intrinsèque de l'incertitude sur la probabilité de transition avec un nombre d'atomes à projeter sur les sous-niveaux hyperfins limité. L'écart-type d'Allan de ces fluctuations diminue selon $\sigma_P = \frac{1}{2\sqrt{N_{\mathrm{at}}}}$ [69, 70] (pour une valeur moyenne

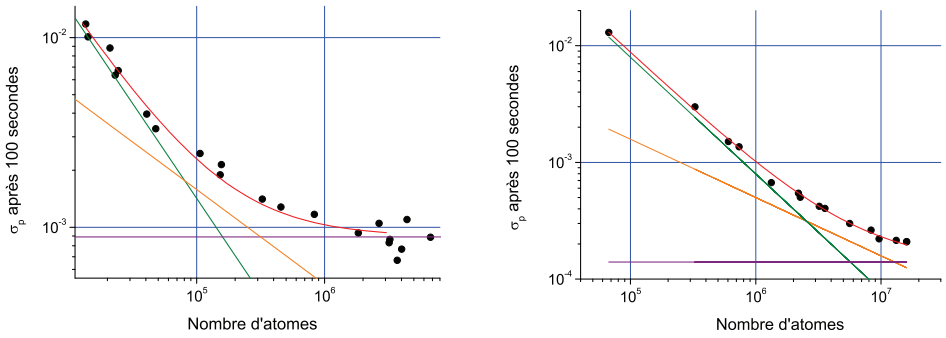

FIG. 6.9 – Les courbes vertes, oranges et violette représentent respectivement la caractéristique du bruit intrinsèque au circuit électronique, le bruit de projection quantique et le bruit technique. Chaque figure correspond à un mode de détection. A gauche : Bruit de détection vertical en fonction du nombre d'atomes détecté. A droite : Bruit de détection horizontal en fonction du nombre d'atomes détecté. La courbe rouge s'ajuste sur les écarts-type mesurés.

P=1/2) lorsque le nombre d'atomes grandit, où N_{at} est le nombre d'atomes dans l'interféromètre. Le bruit technique de détection est lié aux fluctuations de puissance et de fréquence des lasers qui réalisent la détection, mais aussi à un bruit de normalisation. Il est proportionnel au nombre de photons diffusés et donc au signal utile. Il est plus élevé avec la détection verticale qu'avec la détection horizontale. Le bruit d'origine électronique, quant à lui, domine lorsque le nombre de photons captés devient suffisament faible.

La figure 6.9 présente les fluctuations de la probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes pour les deux deux modes de détection. On remarque que l'impact du bruit électronique est plus important avec la détection horizontale qu'avec la détection verticale, ce qui s'explique par le fait que le nombre de photons diffusés par atome est beaucoup plus important en détection verticale. Par contre, le rapport signal à bruit limite à grand nombre d'atomes est moins bon en détection verticale, ce qui n'était pas le cas avec le prototype. Nous n'avons pas cherché à comprendre cette différence qu'on peut attribuer à du bruit de normalisation et à un réglage imparfait de la séquence temporelle de détection. Cette limite reste encore largement inférieure aux fluctuations dues au bruit de vibration.

L'allongement de la durée de l'interféromètre repousse toutefois la contribution globale du bruit de détection beaucoup plus bas qu'avec le prototype de gravimètre. L'écart-type sur la probabilité de transition en détection verticale correspond pour 10^6 atomes à une dégradation de la sensibilité sur g à $5.10^{-9}g/\sqrt{Hz}$.

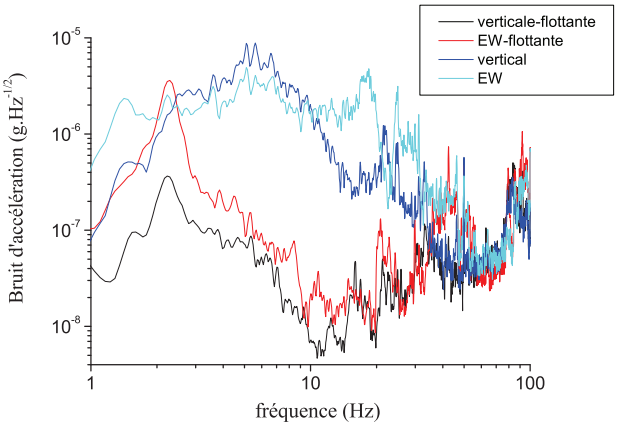

FIG. 6.10 – Spectre de vibration de jour mesuré au FFT à proximité du gravimètre à Trappes. Les lignes bleues ont été prises plate-forme au sol tandis que les courbes noires et rouges sont prises lorsque la plate-forme lévite. Les courbes verticales (bleue foncée et noire) sont légèrement en-dessous des spectres horizontaux Est-Ouest (courbes bleue claire et rouge).

6.5.2 Bruit de vibration

Le sismomètre que nous utilisons est sensible aux accélérations dans les trois dimensions de l'espace avec une bande passante de 0,03 Hz à 50 Hz. A priori, seule la composante verticale nous intéresse pour corriger la phase de l'interféromètre des fluctuations de phase dues au bruit de vibration vertical. Cependant, il existe des couplages mécaniques, de l'ordre de quelques %, qui transmettent des vibrations horizontales aux axes verticaux ou l'inverse. A Paris, les composantes horizontales des vibrations ne représentaient que 10% du bruit vertical. Il n'était alors pas nécessaire d'en tenir compte dans le calcul de la correction à appliquer à la phase de l'interféromètre. A Trappes, cette fois, les bruits horizontaux sont plus importants que le bruit vertical sur une grande partie du spectre, comme l'illustre la figure 6.10. Nous mesurons donc aussi les signaux correspondant aux axes horizontaux et retranchons au signal atomique, en plus de la composante verticale contaminée par le couplage, les deux composantes horizontales pondérées de coefficients distincts. Ceux-ci sont déterminés en cherchant à ajuster une série de mesures consécutives de la probabilité de transition, réalisées a mi-frange, par une combinaison linéaire des trois corrections calculées à partir de chacun des trois signaux. Cette recherche de coefficients optimaux est réalisée avant de lancer une mesure de g. Comme le contraste de l'interféromètre est stable sur les temps longs, ces coefficients ont une valeur fixe pour toute la mesure.

La figure 6.11 représente les écart-types d'Allan des fluctuations de la mesure de

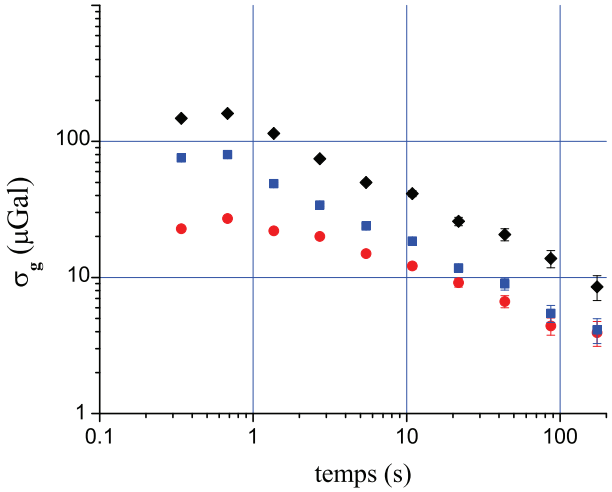

FIG. 6.11 – Ecart-type d'Allan de la mesure de g. Les points noirs représentent l'écart-type du signal atomique sans correction du signal du sismomètre. Les points bleus sont l'écart-type des même mesures corrigées uniquement du signal vertical du sismomètre, tandis que celles en points rouges sont corrigées des 3 axes du sismomètre. La stabilité court terme s'améliore avec les trois axes tandis que la stabilité long terme reste la même.

g sans correction, avec correction verticale et avec correction 3 axes. Elle montre que la correction par les signaux des 3 axes du sismomètre est nécessaire pour optimiser la stabilité court terme. Dans des conditions environnementales qui ne sont pas optimales, l'écart-type d'Allan à 1 seconde passe de $\sigma_g = 6,2.10^{-8}$ à $\sigma_g = 2,5.10^{-8}$.

6.5.3 Activité sismique

Les premiers mois de l'année 2010 ont été riches d'une activité sismique particulièrement intense. Un séïsme au Chili de magnitude 8.8 sur l'échelle de Richter a été suivi de nombreuses répliques que nous avons pu enregistrer, dont une est présentée figure 6.12. L'amplitude des oscillations de la phase de l'interféromètre dépassaient largement un interfrange. La fonction de transfert du sismomètre ne permet pas de rejeter les vibrations d'environ 17 secondes de période, caractéristiques de l'activité sismique. On peut continuer à mesurer g lorsqu'un séisme se produit malgré une dégradation de la sensibilité. On observe ensuite pendant plusieurs heures un bruit de vibration élevé à cause des ondes résiduelles.

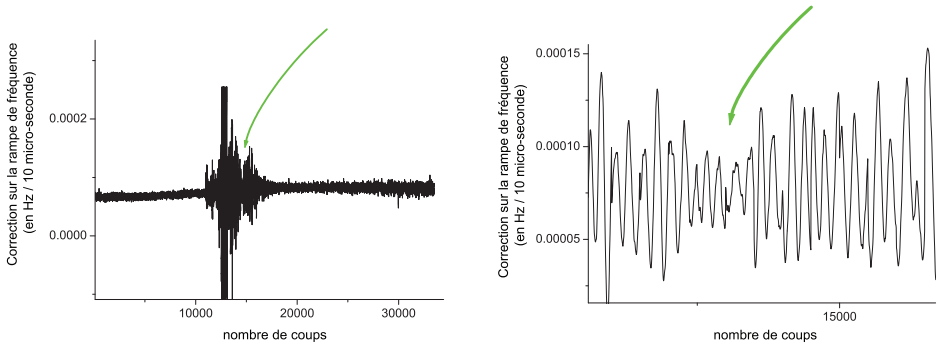

FIG. 6.12 – Séisme de magnitude 7.8 survenu au Chili dans la nuit du 6 au 7 avril 2010.

6.5.4 Bruit des faisceaux lasers Raman

Pour tester les contributions du déplacement lumineux et du bruit d'horloge, on passe en interféromètre co-propageant. Pour cela, nous insérons avant la fibre Raman une lame $\lambda/2$ et un cube, ce qui permet d'obtenir des polarisations linéaires parallèles pour les deux faisceaux Raman au prix d'une perte de la moitié de la puissance. Les deux faisceaux Raman sont ensuite injectés suivant un même axe propre de la fibre à maintien de polarisation, comme illustré sur la figure 3.2.

Dans le cas de transitions co-propageantes, les impulsions transmises par les deux faisceaux Raman se compensent presque entièrement et les paquets d'ondes ne se séparent pas spatialement. Dans ce cas, l'interféromètre est insensible au bruit de vibration, mais reste sensible au bruit lié aux fluctuations de phase et d'intensité des faisceaux Raman.

Bruit dû aux fluctuations de puissance Raman Lorsque nous avons effectué ces mesures, nous avons remarqué que la puissance transmise par la fibre Raman possédait de rapides fluctuations plus ou moins prononcées au cours du temps. Dans les pires conditions de mesure, les fluctuations sur seulement 1 seconde sont de 10%, ce qui correspond durant la mesure de g à une fluctuation de puissance de 3%. Des modifications du déplacement lumineux des atomes, proportionnels à la puissance optique, entre les trois impulsions engendrent au premier ordre un bruit sur la phase de l'interféromètre (voir fonction de sensibilité paragraphe 2.2.5). Nous avons examiné à la loupe l'entrée de la fibre, qui semble abîmée, ce qui peut causer des fluctuations de la polarisation et de la transmission des faisceaux Raman. Nous n'avons pour l'instant pas changé cette fibre parce qu'elle est collée à sa sortie au collimateur des faisceaux Raman dans les blindages. Un nouveau collimateur muni d'une nouvelle fibre a été réalisé récemment. Il sera installé prochainement sur

l'expérience.

Bruit d'horloge Que les transitions soient co- ou contra-propageantes, le retransfert de l'impulsion centrale π de l'interféromètre n'est pas parfait. Dans le cas de transitions co-propageantes, les ondes qui ne réalisent que les transitions $\pi/2$-$\pi/2$ interfèrent, et font osciller la probabilité de transition à la fréquence d'horloge du ^{87}Rb. Pour quantifier le bruit de phase dû aux fluctuations de puissance, il faut d'abord le discriminer de la contribution de ce bruit d'horloge. Nous avons tenté de minimiser l'impact de cet interféromètre parasite sur un interféromètre co-propageant, en améliorant le plus possible l'impulsion π centrale. Nous avons diminué l'intensité des faisceaux Raman et allongé en conséquence les durées d'impulsion. Ainsi les transitions Raman peuvent s'ajuster plus finement. La figure 6.13_{gauche} montre les écart-types d'Allan de bruit de phase d'interféromètre à mi-frange pour des durées de l'impulsion π voisines de l'optimum (courbes noire, rouge et verte). Si on réalise un interféromètre avec une durée d'impulsion π deux fois plus courte, le bruit d'horloge est de l'ordre de 4 fois plus important.

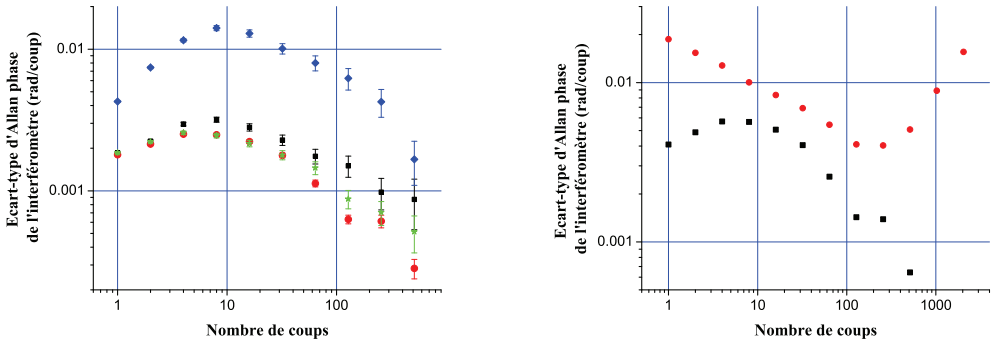

FIG. 6.13 – A gauche : écart-type d'Allan de bruit de phase d'interféromètre à mi-frange en mode co-propageant pour différentes durées d'impulsion π. Les courbes noire, rouge et verte correspondent à des impulsions centrales différentes mais proches d'une impulsion π parfaites. La courbe bleue représente une impulsion deux fois trop courte et amplifie le bruit d'horloge. A droite : écart-type d'Allan de bruit de phase d'interféromètre à mi-frange en mode contra-propageant (en rouge) comparée à un écart-type similaire en mode co-propageant où domine le bruit de fluctuation de puissance des Raman (le bruit d'horloge y est minimisé). Le bruit de fluctuation de puissance (6 *mrad* à 8 coups) ne constitue pas le bruit principal de l'interféromètre contra-propageant (10 *mrad* à 8 coups) mais dégrade tout de même significativement la stabilité.

En supposant que ce résidu de bruit d'horloge est complètement négligeable pour une durée de l'impulsion π optimisée, on peut attribuer les fluctuations de phase mesurées à l'impact des fluctuations de puissance des faisceaux Raman. On trouve un bruit de 6 *mrad* à 8 coups, qu'il faut comparer au bruit de l'interféromètre

en mode contra-propageant (10 $mrad$ à 8 coups). Ce bruit d'intensité ne constitue pas le bruit principal de l'interféromètre contra-propageant, mais dégrade tout de même sa stabilité de façon significative.

6.5.5 Stabilité long terme

Au cours de la comparaison de la 3^{eme} semaine d'avril 2010, dont les résultats seront présentés plus loin, le nouveau gravimètre a atteint une stabilité long terme de $3,7.10^{-10}g$ après cinq heures de moyennage.

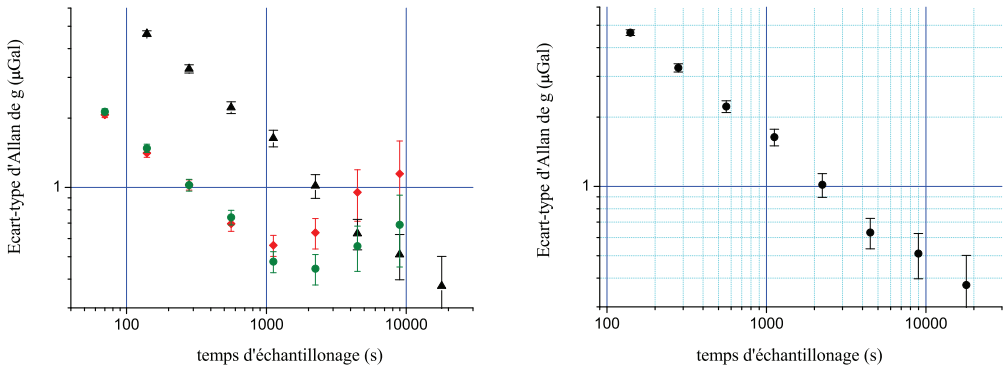

FIG. 6.14 – L'écart-type d'Allan de la mesure de l'accélération de pesanteur (courbes noires figures de gauche et de droite) suit à partir de 120 secondes d'échantillonnage une caractéristique de bruit blanc grâce aux multiples réjections, notamment du LS2, qui lui sont appliquées. Sur la figure de gauche sont présentées les écarts-types des configurations k_{up} et k_{down} à pleine puissance (courbe rouge) et k_{up} et k_{down} à puissance de moitié (courbe verte). Leur sensibilité court et moyen terme sont meilleures puisqu'elles ne sont pas dégradées par le facteur $\sqrt{10}$ de réjection du LS2. Au temps long, l'écart-type des configurations à pleine puissance se dégrade le premièr puisque l'effet du LS2 est plus important à pleine puissance. Celle des configurations à puissance de moitié se dégrade un peu moins et un peu plus tard puisque cet effet est réduit de moitié. Nous ne percevons pas d'effet du LS2 sur la mesure de g au temps longs. Cela signifie que l'algorithme de réjection mis en place rejette cet effet.

La stabilité de cette mesure est exceptionnelle. Nous attribuons cette performance à une réduction du bruit de vibration et à des conditions atmosphériques stables. Pour obtenir cette stabilité, il est nécessaire de corriger au mieux les mesures des effets systématiques propres à l'instrument, mais aussi des variations environnementales, et principalement des fluctuations de gravité liées au modèle de marée [71, 66]. Nous estimons l'exactitude de notre modèle de marée de l'ordre de 0,5 μGal (voir thèse [4]), ce qui est comparable à la stabilité long terme du gravimètre atomique. Il est donc difficile de savoir si cette stabilité limite est liée de façon non ambigüe à l'instrument ou à notre modèle de marée.

La figure 6.14_{gauche} présente en rouge et vert les écarts-types d'Allan des me-

sures de g après la réjection par inversion du sens du vecteur d'onde, et en noir celle des mesures corrigée du LS2 par l'algorithme à quatre configurations décrit au paragraphe 3.6.2. Nous observons que la réjection du LS2 est efficace et indispensable à l'établissement de ce record. Nous avons de plus établi sur ce jeu de données l'absence de corrélations entre g, la fréquence de Rabi (une fois les réjections déduites) et les fluctuations de polarisations, toutes deux enregistrées par le système de collection de la lumière transmise à travers le miroir de rétro-réflexion. L'amplitude du biais dû au LS2 est quant à elle proportionnelle à la fréquence de Rabi, qui fluctue avec l'intensité des faisceaux Raman. Par rapport aux expériences réalisées avec le prototype, ici la fréquence de Rabi et donc ce biais de déplacement lumineux à deux photons, sont plus faible. Par contre, pour conserver un bon contraste, il faut sélectionner plus drastiquement dans l'espace des vitesses, ce qui diminue le nombre d'atomes utiles pour la détection. Malgré cela, nous disposons encore de suffisament d'atomes pour ne pas être limités par le bruit de détection.

On peut envisager d'asservir la puissance des faisceaux Raman pour stabiliser le déplacement lumineux à deux photons et appliquer aux mesures une correction fixe déterminée au préalable, ce qui nous dispenserait d'alterner mesure à pleine et mi-puissance de façon systématique. Cela permettrait de jouir de la pleine sensibilité de l'interféromètre et d'éviter d'utiliser l'algorithme de réjection du déplacement lumineux à deux photons qui la dégrade d'un facteur $\sqrt{10}$.

6.6 Evaluation de l'exactitude

6.6.1 Accélération de Coriolis

Puisque le biais d'aberration de Coriolis dépend linéairement de la vitesse transverse Est - Ouest du nuage, il suffit d'éloigner de l'équilibre dans un sens puis dans l'autre les faisceaux de refroidissement du PMO 3D opposés selon l'axe Est - Ouest pour exacerber cet effet. On modifie pour cela l'orientation d'une des lames demi-onde du coupleur fibré utilisée pour répartir l'intensité dans les 2 bras horizontaux du PMO 3D. Comme les atomes se déplacent transversalement dans le faisceau gaussien, le déplacement lumineux peut varier d'une impulsion à l'autre, et nous alternons toujours le sens du vecteur d'onde. Nous n'utilisons pas la méthode de réjection du déplacement lumineux à deux photons, qui varie de façon négligeable avec la vitesse transverse des atomes. Par contre, nous corrigeons les mesures de tous les autres effets, notament les marées.

La figure 6.15 présente les résultats de mesures de g en fonction du rapport de puissances dans les bras Est - Ouest de la mélasse, pour deux orientations opposées de l'enceinte à vide. Chaque point de mesure a été obtenu après 20 minutes de

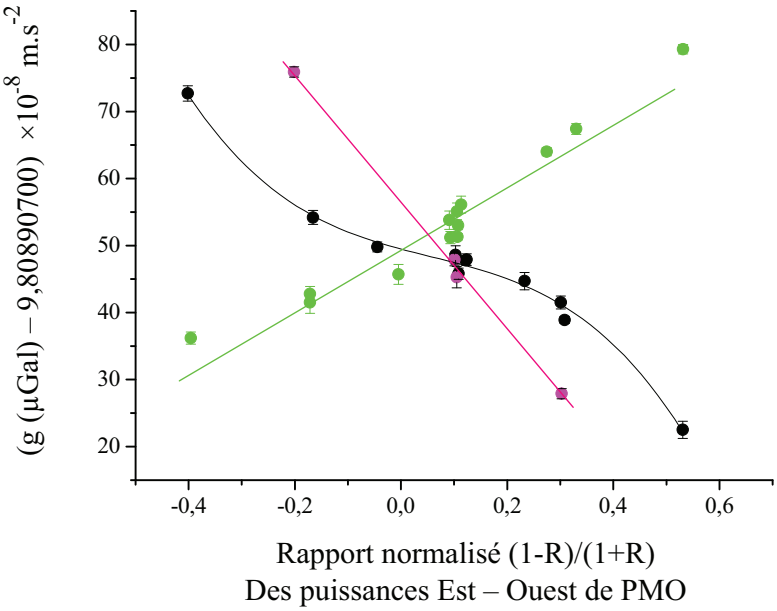

FIG. 6.15 – Résultats des mesures du biais dû à l'accélération de Coriolis selon les deux orientations Nord - Sud. L'axe des abscisses représente le déséquilibre de puissance entre les deux faisceaux Est - Ouest du PMO 3D. L'échelle retenue fixe à 0 l'abscisse pour laquelle la puissance des faisceaux opposés est égale. Les points noirs correspondent à une certaine orientation Nord - Sud et les points verts à une orientation inversée. Les quatre points rouges alignés sur une droite ont été mesurés avec une puissance totale Est - Ouest de PMO de 14,4 mW et tous les autres avec environ 1,6 mW.

moyennage, ce qui garantit une incertitude statistique inférieure au μGal. Les points roses ont été mesurés avec une puissance totale Est - Ouest de PMO de 14,4 mW, et tous les autres avec environ 1,6 mW. On observe comme attendu que les courbes présentent des pentes de signes opposés selon l'orientation de l'enceinte, puisque le signe de l'accélération de Coriolis change. Ensuite on voit qu'à faible puissance de refroidisseur, la courbe noire et dans une moindre mesure la courbe verte présentent une dépendance non linéaire avec le rapport de puissance.

Dans ces mesures, il y a une contribution liée aux aberrations des fronts d'ondes qui dépendent de façon non triviale du rapport d'intensité des faisceaux de la mélasse parce que les vitesses et positions initiales du nuage dépendent du rapport d'intensité. En effectuant la moyenne (resp. la demi différence) des mesures réalisées pour des orientations opposées, on trouve la contribution des aberrations (resp. l'accélération de Coriolis). En particulier, le point où les deux courbes verte et noire se croisent correspond à un biais de Coriolis nul. On choisit de régler le rapport d'intensité pour rester sur ce zéro.

Ce type de mesure avait déjà été mené sur le prototype de gravimètre. Il était cependant impossible, dans cette expérience immobile, de trouver le rapport d'intensité qui annule le biais de Coriolis. Il était par ailleurs difficile de séparer la

composante des aberrations de l'effet de l'accélération de Coriolis. Ce n'est plus le cas avec la nouvelle enceinte.

Enfin, il est intéressant de noter que les points en roses sont alignés sur une droite dont la pente est plus forte, mais qui ne croise pas les autres courbes au même point. L'effet dû à l'accélération de Coriolis y est plus élevé puisque pour un même rapport de puissance, la vitesse transverse du nuage est plus importante à puissance totale plus élevée. Les points de croisement sont distincts parce qu'en changeant la puissance totale, on change aussi la forme et la position initiale du nuage et donc le biais d'aberration.

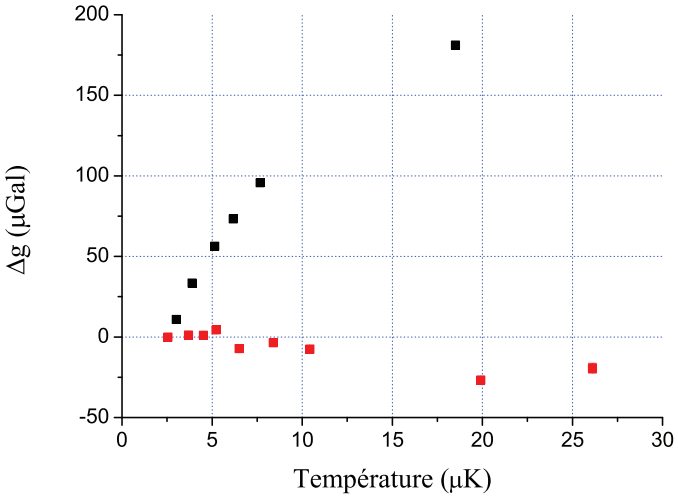

FIG. 6.16 – Comparaison des biais d'aberrations en fonction de la température des atomes avec le prototype de gravimètre et avec la nouvelle enceinte : en noir le biais du prototype exclut toute extrapolation à $0\mu K$ avec une incertitude de l'ordre du μGal. En rouge est presentée la même mesure avec la nouvelle enceinte.

6.6.2 Aberrations du front d'onde

Evaluation du biais Nous avons réalisé des mesures préliminaires du biais d'aberration du front d'onde dans la nouvelle enceinte, de la température de référence $2,5\mu K$ à $26\mu K$. La figure 6.16 montre que son amplitude est réduite d'un facteur 8 par rapport au prototype de gravimètre. Opter pour des optiques de meilleure qualité, placées à l'intérieur de l'enceinte se révèle payant. Nous observons sur une échelle plus petite (figure 6.17) que le biais d'aberration ne croît plus linéairement avec la température. Contrairement au cas du prototype, le front d'onde dans la nouvelle enceinte doit donc posséder des aberrations d'ordre élevé.

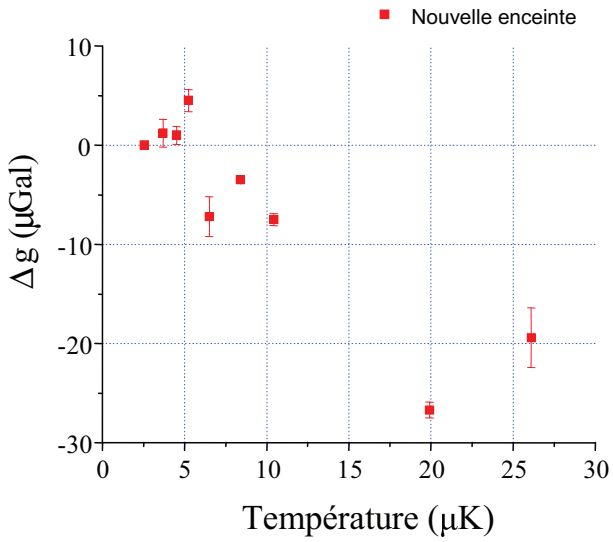

FIG. 6.17 – Agrandissement du biais d'aberrations de la nouvelle enceinte

Extrapolation à $0\mu K$ des aberrations du front d'onde Pour décrire les aberrations du front d'onde, on cherche à ajuster un modèle mathématique sur les mesures expérimentales du biais d'aberrations à différentes températures. Les polynômes de Zernike permettent de décrire la phase d'un faisceau collimaté. Les aberrations du front d'onde peuvent être simulées par une combinaison linéaire de coefficients de Zernike. Le calcul du déphasage de l'interféromètre, réalisé par Anne Louchet-Chauvet avec le logiciel matlab, nécessite de convoluer les aberrations du front d'onde simulées et l'expansion du nuage sur la surface du faisceau. Une fois que le comportement expérimental du biais d'aberration aux différentes températures accessibles du nuage est reproduit, on peut extrapoler avec les mêmes coefficients la valeur de g à 0 μK.

Nous simplifions le calcul en faisant l'hypothèse que le front d'onde présente une symétrie cylindrique de révolution.

$$P_n(r,\phi,\theta) = Z_{2n}^0(r) = \sum_{s=0}^{2n} \frac{(-1)^s\,(4.n-s)!}{s!(2n-s)!(2.n-s)!}\, r^{2(2n-s)} \tag{6.1}$$

Les extrapolations les plus simples ne requièrent que 5 ordres d'aberrations tandis que les plus distordues en demandent 8. La phase du faisceau à la position de la mesure s'écrit donc dans le second cas :

$$\varphi_{\text{mesure}}(r) = \bar{\varphi} + \sum_{2n=0}^{8} Z_{2n}^0(r).a_n \tag{6.2}$$

Le déphasage atomique imprimé sur le nuage est obtenu en intégrant le déphasage mesuré sur la distribution en vitesse des atomes. Nous considérons aussi la distribu-

tion spatiale initiale comme étant ponctuelle, et au centre du faisceau.

$$\bar{\varphi}_{\text{mesure}}(t) = \frac{1}{2\pi\sigma_v^2} \int_{\mathbb{R}^2} \varphi_{\text{mesure}}(\mathbf{v}t)\, e^{-\frac{\mathbf{v}^2}{2\sigma_v^2}}\, d^2\mathbf{v} \tag{6.3}$$

et le biais correspondant se calcule comme (d'après le calcul présenté au paragraphe 2.17) :

$$\Delta\Phi_{\text{ab}} \quad = \quad \bar{\varphi}_{\text{mesure}}(t_0) - 2\bar{\varphi}_{\text{mesure}}(t_0+T) + \bar{\varphi}_{\text{mesure}}(t_0+2T) \tag{6.4}$$

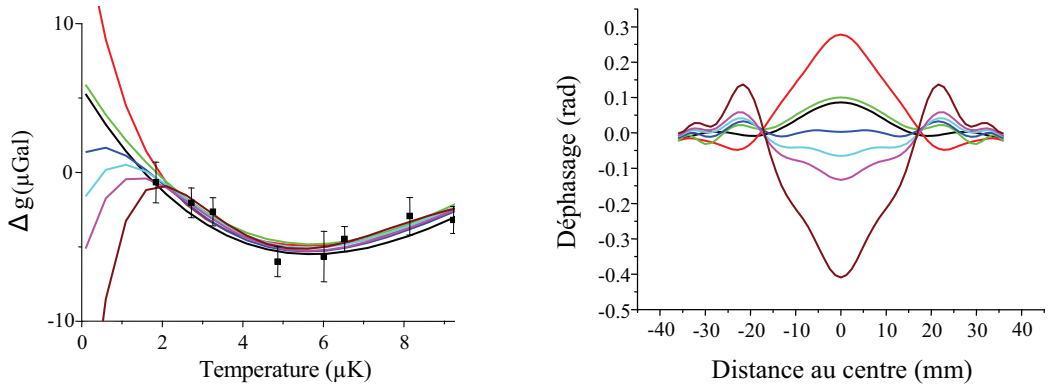

FIG. 6.18 – Extrapolations à $0\mu K$ du biais d'aberration. A gauche : les courbes multicolores extrapolent la valeur de g à partir des mesures expérimentales (points noirs). Une grande diversité de résultats est obtenue. A droite : Déphasage au travers des optiques de rétro-réflexion correspondant aux fronts d'ondes de gauche. Les extrapolations les plus fortes représentent des déphasages très importants.

La figure 6.18_{gauche} présente les extrapolations calculées de la valeur de g pour une température du nuage de ^{87}Rb entre 0 μK et 10 μK. Les aberrations excentriques sont obtenues en augmentant l'ordre des aberrations. La figure 6.18_{droite} indique pour chacune des extrapolations la forme du front d'onde qui lui correspond. L'expansion spatiale du nuage, de l'ordre de $1,2\ cm.s^{-1}$ pour une température de $2,5\ \mu K$, écarte en moyenne les atomes à quelques $200\mu m$ du centre du faisceau. Les extrapolations les plus excentriques présentées ici correspondent à des déphasages induits par les optiques très supérieurs à ceux mesurés (illustration 6.6) avant la mise sous vide de l'enceinte. On peut donc les considérer assez improbables. Il semble cependant difficile de donner une valeur de g à 0 μK avec certitude.

6.7 Fluctuations long terme

6.7.1 Fluctuations du comportement des aberrations

Nous avons répété les mesures différentielles d'étude de l'incidence de la température sur le biais d'aberration tout au long de l'année 2010. Le comportement

du biais d'aberration diffère entre les retournements et déplacements successifs de l'expérience. Les séries de mesures de mars 2010 et mai 2010 sont présentées en figure 6.19. Au cours d'une même série, le comportement de ce biais est reproductible et indépendant de la méthode de détection employée.

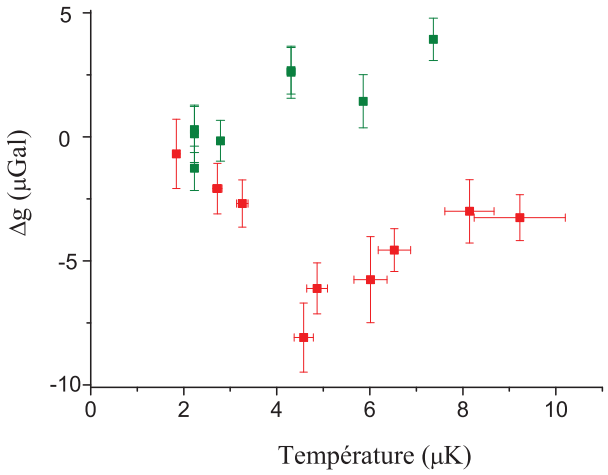

FIG. 6.19 – Mesures différentielles du biais d'aberrations à différentes températures. La points rouges ont été mesurés en mars et les verts en mai. On observe un changement radical du comportement du biais d'aberration.

Les biais des séries d'octobre 2009 (figure 6.16) et de mars 2010 décroissent lorsque l'on augmente la température tandis que le biais mesuré en mai croît. Ces modifications sont liées à des variations des distorsions des optiques et/ou à des fluctuations des trajectoires des atomes. En particulier, l'évolution des contraintes mécaniques et thermiques, mais aussi des éventuels chocs que subit le dispositif expérimental lorsqu'on le déplace ou le retourne, pourrait être la cause de variations du front d'onde qui tout en restant très faibles peuvent expliquer les variations qu'on observe.

Les fluctuations des trajectoires atomiques aux temps longs, quant à elles, peuvent provenir soit de fluctuations de polarisations, soit de fluctuations du rapport de puissance entre ces faisceaux. Cet effet est double, il modifie simultanément la position du centre du PMO au moment du lâcher ainsi que la vitesse initiale du nuage. Une caméra CCD est depuis peu installée sur le plan horizontal du PMO à 45° du faisceau refroidisseur Est-Ouest. Elle permet désormais de suivre aux temps longs la position du PMO.

Ces variations du comportement du biais d'aberration en fonction de la température nous ont conduit à reconsidérer la validité de l'incertitude sur ce biais de 3 μGal que nous avions établi pour la comparaison ICAG'09, qui est présentée

au prochain chapitre 7.2. Aussi longtemps que nous n'avons pas accès à des classes de vitesse plus fines, ce qui nous permettrait d'en savoir plus sur le front d'onde, nous élargissons l'incertitude sur le biais d'aberrations à 6 μGal.

6.7.2 Suivi des mesures de g

Dans la figure 6.20 sont présentées les mesures de g effectuées avec la nouvelle enceinte et corrigées de tous les effets recensés et du modèle de marée depuis un peu moins d'un an.

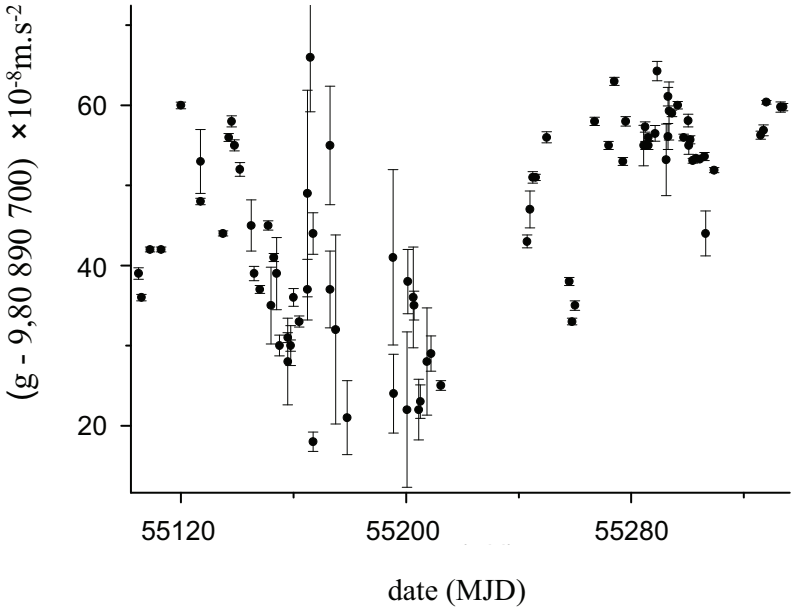

FIG. 6.20 – Suivi des mesures de g depuis octobre 2009. En cours de réglage, l'expérience a subi de nombreux déplacements. La dispersion des valeurs de g mesurée est importante et a tendance à se réduire.

Le contrôle progressif des paramètres du nouveau gravimètre atomique réduit au fur et à mesure les fluctuations des mesures de g. Ce graphique indique que nous n'avons pas encore stabilisé g en dessous du μGal au temps longs, comme le nécessite le projet de balance du watt. Nous observons des variations du biais d'aberrations avec la température sur ces durées. Nous ne pouvons être sûrs pour le moment que d'autres effets non recensés ne participent pas à ces fluctuations long terme.

6.7.3 Perspectives d'amélioration

Des fluctuations de trajectoire du nuage peuvent expliquer une partie ou la totalité des fluctuations long terme présentées figure 6.20.

Afin de sonder les aberrations du front d'onde, il est prévu d'installer des faisceaux Raman de sélection horizontale transverse, grâce aux nombreux accès optiques présents sur l'enceinte. Ces éléments de contrôle de la trajectoire des atomes doivent

permettre d'estimer l'effet des biais de Coriolis et d'aberrations sur les différentes classes de vitesse du nuage. Ces transitions pourront avoir lieu dans la zone du PMO juste après la sélection de l'état quantique.

De plus la dispersion en vitesse sélectionnée par une transition Raman horizontale peut être contrôlée par la durée de l'impulsion. La position du PMO, contrôlée avec les bobines de champ supplémentaire, est elle aussi assujettie à de possibles fluctuations long terme. Le seul moyen de contrôle dont nous disposons est une caméra CCD qui image régulièrement la position du PMO.

Afin de diminuer encore la dispersion en vitesse du nuage dans l'interféromètre, et de contrôler parfaitement la trajectoire atomique, un piège dipolaire doit à terme réaliser un refroidissement évaporatif et condenser le nuage de rubidium après la phase de mélasse optique. Puisque l'interféromètre ne tolère pas de champ magnétique important, le refroidissement évaporatif se fera uniquement avec un laser haute puissance à 1565 nm, recyclé pour un second passage dans l'enceinte. L'intersection des deux faisceaux déterminera l'emplacement du condensat.

Le chargement d'un condensat devrait multiplier par un facteur dix la durée totale d'un cycle de mesure. Malgré cela, la sensibilité sera suffisamment bonne pour résoudre g à mieux qu'1μGal pour la balance du watt. Afin de s'opposer à la diminution de la sensibilité, il est prévu d'ajouter au-dessus de l'enceinte un espace supplémentaire pour, à terme, lancer en fontaine le condensat. Il sera possible d'allonger largement le temps d'interaction et ainsi faire croître la sensibilité intrinsèque à chaque cycle.

Chapitre 7

Comparaisons

7.1 Introduction

Comparaisons clefs et études pilotes Les gravimètres qui sont utilisés par les Instituts Nationaux de Métrologie (INMs) pour effectuer des mesures précises de référence de l'accélération de pesanteur sont tous basés sur le principe de l'interrogation par des lasers de corps en chute libre. Ces gravimètres sont régulièrement inter-comparés, notamment dans le cadre de campagnes organisées tous les quatre ans par le BIPM.

Les participants se plient à des protocoles établis à l'avance, qui consistent à mesurer simultanément les différents points de mesure de salles de comparaisons. Lorsque l'incertitude statistique est suffisament résolue, les gravimètres échangent leur point de mesure. Les liens entre les points de mesure de g des différentes salles de comparaison, ainsi que les gradients de gravité correspondants, sont vérifiés régulièrement et donc connus avec une bonne incertitude.

Motivations Le bilan d'exactitude du gravimètre à atomes froids, ainsi que sa sensibilité sur quelques jours de mesures, sont suffisamment matures pour participer à ces comparaisons internationales. La transportabilité nouvelle du gravimètre atomique permet de mesurer successivement les différents points de mesures des salles de comparaison, comme l'exigent les protocoles.

Gravimètre optique FG5 La plupart des instituts de métrologie, et parmi ceux-ci tous ceux qui développent une balance du watt, excepté le LNE, possèdent des gravimètres de type FG5. Ils constituent la référence actuelle en matière de mesure absolue et transportable de l'accélération de pesanteur. Leur principe est celui d'un interféromètre de Michelson optique. L'un des bras est rétro-réfléchi par un coin de cube initialement maintenu en haut d'une enceinte à vide par attraction magnétique. Le coin de cube est inclus dans une chambre dont le déplacement est contrôlé par un

moteur. Un instant après le lâcher du coin de cube, la chambre est descendue avec une accélération proche de la gravité. En fin de chute, le coin de cube est capturé par la chambre en douceur. Le coin de cube se dépose de nouveau sur la chambre et décélère avec elle. Lors de la chute libre du coin de cube, qui s'étend sur 20 cm, un capteur échantillonne les franges d'interférences optiques balayées en sortie de l'interféromètre. Le FG5 utilise un laser HeNe stabilisé en fréquence sur une cellule d'iode. Après chaque lâcher, la monture remonte le coin de cube. Il est nécessaire d'attendre l'amortissement des vibrations avant de procéder à la mesure suivante. Le miroir de référence du second bras de l'interféromètre est fixé à une référence inertielle active (superspring [72]). Les vibrations constituent la principale limite en sensibilité. Par ailleurs, le taux de répétition est le plus souvent espacé par mesure d'économie.

Trois comparaisons La première, ICAG'09, a eu lieu au Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) à Sèvres, limitrophe de Paris, en septembre 2009. Cette proximité nous a permis d'y participer en évitant les contraintes inhérentes à un déménagement lointain. Le gravimètre a été ensuite déplacé au LNE dans la salle qui lui est dédiée, à proximité directe de la salle de la balance du watt. Nous avons comparé dans la foulée (octobre 2009) notre instrument au $FG5\#220$ de l'Université Leibniz de Hannovre. Plus tard, en avril 2010, nous avons réalisé une troisième comparaison avec les gravimètres $FG5\#209$ du METAS et IMGC-02 de l'INRIM. Ces comparaisons nous permettent de vérifier les dérives long terme de notre gravimètre atomique. Les détails des deux premières comparaisons sont donnés dans [73, 74] et dans la thèse de S.Merlet [4].

7.2 Comparaison ICAG 2009 au BIPM

La comparaison ICAG'09 a fait intervenir des gravimètres de référence nationaux de divers pays suivant un protocole de mesure de points bien précis. Pour la première fois, des gravimètres désignés comme références par un certain nombre d'institutions de pays signataires de la convention du mètre, ont été comparés entre eux, lors d'une comparaison dite "clef" (Key-comparison). Dans le même temps, d'autres gravimètres ont été comparés entre eux dans le cadre de deux études pilotes (Pilot Studies).

Nous avons participé avec succès à cette comparaison et démontré notre capacité à suivre le protocole de mesure, qui nécessitait de déplaçer et retourner l'expérience à de nombreuses reprises. Cependant le système de climatisation était défectueux dans la salle de comparaison. Nous avons pu observer que le gravimètre continuait de mesurer l'accélération de pesanteur de façon satisfaisante même lorsque les va-

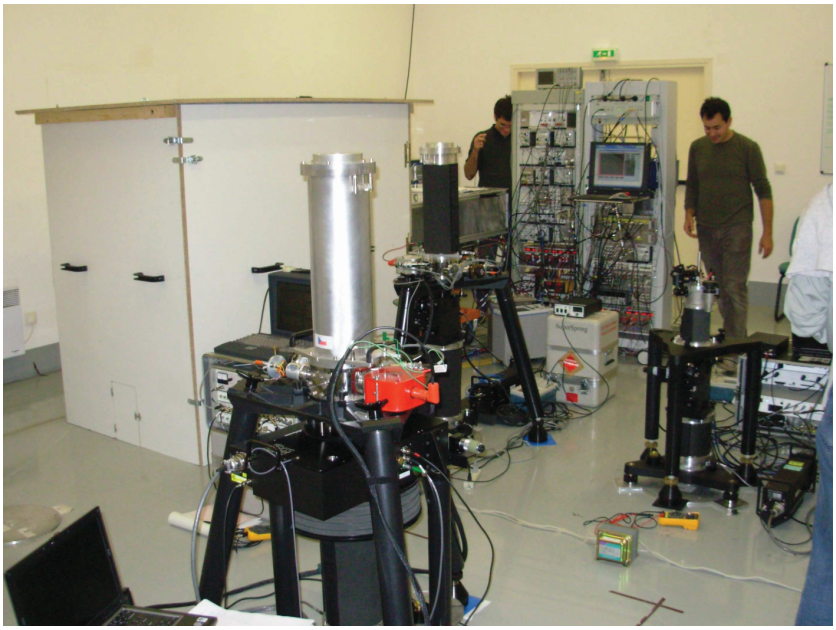

FIG. 7.1 – Gravimètre atomique en fonctionnement au BIPM, protégé des vibrations acoustiques par la boîté en bois. On voit au premier plan quelques-uns des gravimètres optiques participant à la comparaison.

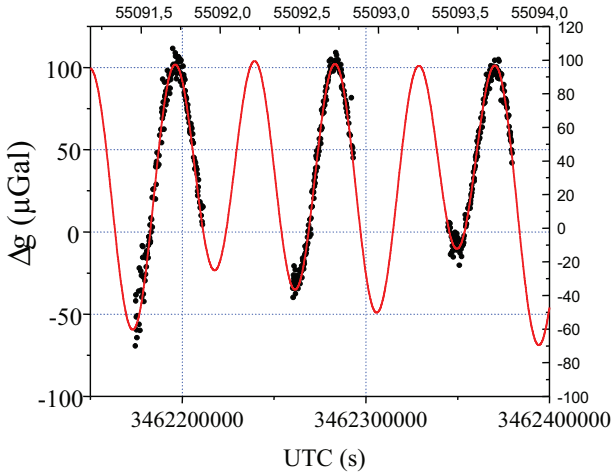

FIG. 7.2 – Mesure de l'accélération de pesanteur de jour par le gravimètre atomique pendant 3 jours de comparaison au BIPM. Les points de mesure suivent le modèle de marée (ligne rouge).

riations de températures atteignaient $5^{\circ}C$. Sous un tel régime de fluctuations des températures, les dilatations du banc optique modifiaient largement l'injection des fibres. Chaque nuit, la température augmentait jusqu'à désaligner les faisceaux des battements et délocker les lasers. Lors de mesures de jour, présentées figure 7.2, la sensibilité corrigée du modèle de marées du gravimètre s'est établie pour la première fois en dessous de 1 μGal sur 3 jours. La publication des résultats de cette compa-

raison est encadrée par des règles très strictes. Ils ne peuvent être divulgués pour le moment. Cependant comme d'habitude, les différents gravimètres sont en relativement bon accord entre eux et il semblerait que notre mesure soit toute proche de la valeur moyenne mesurée.

7.3 Comparaison avec le gravimètre $FG5\#220$ de l'Université Leibniz de Hannovre

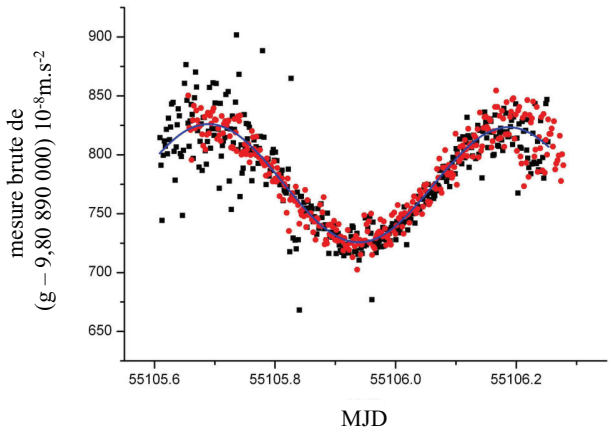

FIG. 7.3 – Mesure simultanée de g par le gravimètre atomique (points rouges) et le $FG5$ 220 (points noirs). La ligne bleue représente le modèle de marée. Les points sont échantillonnés toutes les 2 min 30 sec. Ils sont plus dispersés avec le FG5 qu'avec le gravimètre atomique.

La nuit du 1^{er} octobre 2009, le gravimètre à atomes froids et le $FG5\#220$ ont réalisé des mesures simultanées, respectivement sur les points GR_{40} et GR_{29} de la salle gravimétrie des laboratoires de la balance de watt. Ces deux points sont distants de $2,12\ m$ et leur lien, obtenu avec un gravimètre portatif relatif Scintrex CG5, est $g_{GR_{40}} - g_{GR_{29}} = 6.5\ \pm\ 1.0\ \mu Gal$. La figure 7.3 montre les résultats obtenus pendant plus d'une demi-journée, essentiellement la nuit. On y a représenté en rouge les mesures du gravimètre atomique et en noir celle du FG5. Les mesures des deux gravimètres suivent le modèle de marée. On observe d'abord au centre du graphique que la dispersion des points est à peu près la même durant la nuit, tandis que l'après-midi et le matin notre gravimètre semble plus stable. Transférés sur le point GR40 à 120 cm, la différence entre les instruments est $(4.3\ \pm\ 6.4)\ \mu Gal$. Notre gravimètre se révéla alors en accord avec ce FG5.

7.4 Comparaison avec le gravimètre $FG5\#209$ du METAS et le IMGC-02 de l'INRIM.

7.4.1 Caractéristiques des gravimètres

La comparaison d'avril 2010 fit intervenir en plus de notre gravimètre atomique et du gravimètre $FG5\#209$ du METAS le gravimètre optique IMGC-02 de l'INRIM [75], réunissant les références respectives de la France, de la Suisse et de l'Italie. Le $FG5\#209$ réalise toute les 30 minutes 100 lâchers espacés de 10 secondes à une hauteur de 122 cm. Le IMGC-02 est basé sur le même principe que le $FG5$, excepté le fait que le coin de cube est lancé vers le haut au début de la mesure afin d'augmenter le temps d'interaction. Son taux de répétition est d'un lancer toutes les 30 secondes. Sa hauteur de mesure est $47,2$ cm. Le transfert de g est calculé à partir du gradient de gravité. Les valeurs de g vont être rapportées à $84,25$ cm, moyenne des hauteurs des trois instruments. Le déplacement ou le retournement de notre gravimètre à atomes froids ne dure que deux heures environ. Les trois appareils mesurent la gravité successivement sur différents points de la salle du gravimètre. La figure 7.4 illustre le programme de la procédure de comparaison. La gravité a été mesurée sur quatre points du pilier : GR_{40}, GR_8, GR_{26}, GR_{29}. Chaque gravimètre a mesuré trois des quatre points en question. Un gravimètre relatif de type CG5 mesure avant et après la comparaison les liens entre les points de mesure et les gradients de gravité verticaux.

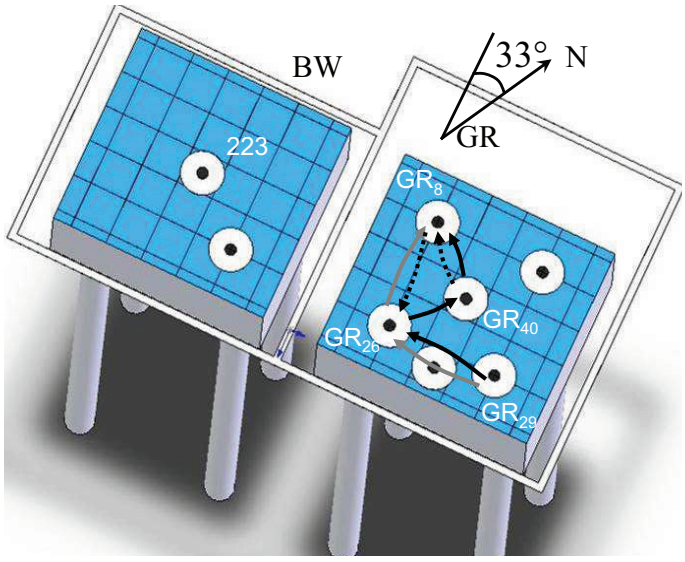

FIG. 7.4 – Schéma du laboratoire de la balance du watt du LNE, et la séquence de la comparaison du 11 avril 2010 au 21 avril 2010. Les déplacements du FG5, du IMGC-02 et du gravimètre atomique sont représentés respectivement par des flèches pointillées, des flèches grises et des flèches noires.

La séquence entière de mesure des trois appareils est présentée sur la figure 7.5. Les mesures de g, quasiment superposées, ont été arbitrairement décalées sur l'axe vertical. La comparaison s'est étendue sur une dizaine de jours, mais les trois appareils n'ont pu être comparés tous ensemble sur cette période. Chaque point du graphe représente 150 secondes de mesures. Cela correspond à 8 lâchers pour le FG5, 5 lancers pour le IMGC-02 et 400 lâchers d'atomes froids pour le gravimètre atomique.

7.4.2 Points de mesures considérés

En plus des points aberrants que les membres du METAS ont décidé de ne pas retenir, les mesures du $FG5$ distantes de plus de 3σ de la valeur moyenne ne sont pas prises en compte. 18% de la totalité des mesures du $FG5\#209$ sont rejetées.

Le IMGC-02 prend en compte les points selon le critère de réjection de Chauvenet [76]. A chaque lancer est réalisé un ajustement de l'intensité en sortie de l'interféromètre sur la loi de défilement des franges $I = \cos(k.z(t))$ avec $z(t) = \frac{1}{2}gt^2 + v_0t + z_0$. Les ballottements du coin de cube font osciller le contraste des interférences. L'ajustement ne s'accorde de façon satisfaisante que si le contraste ne descend pas en dessous d'un certain seuil. Avec ce critère supplémentaire, 47% en tout des points de mesures de l'IMGC-02 ne sont pas pris en compte.

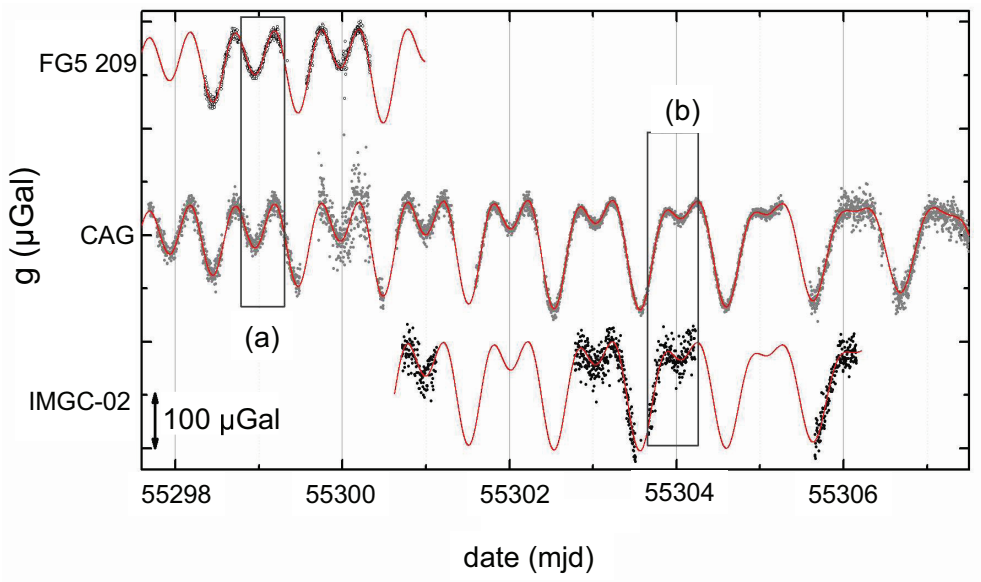

FIG. 7.5 – Mesure de g par les trois gravimètres sur les 10 jours de la comparaison. Un décalage vertical a été ajouté pour mieux voir les mesures de chaque instrument.

Notre gravimètre à atomes froids a accompli une mesure de l'accélération de pesanteur quasiment continue sur les 10 jours de la comparaison. Les seules interruptions proviennent soit des ré-alignements optiques nécessaires à la réjection des

biais de déplacement lumineux, soit des ré-asservissement des lasers, soit enfin des déplacements de l'expérience aux différents points de mesure. $99,4\%$ des points sont distants de moins de 3σ de la moyenne des mesures et nous n'appliquons aucune réjection.

7.4.3 Sources de bruit

Le bruit sur la mesure de notre gravimètre a évolué au cours de la comparaison. Nous pensons que ces variations proviennent de l'ajustement de la plate-forme anti-vibration. Cependant, nous ne pouvons exclure que le bruit diffère en fonction de la station du pilier considérée. Le bruit plus élevé au jour julien modifié (MJD) 55300 pourrait aussi provenir de coefficients de réjection des vibrations inexacts. La sensibilité de notre gravimètre a atteint son record actuel entre les jours MJD 55303 et 55305. Ces mesures ont été interprétées dans le chapitre 6.7.1. Le niveau de stabilité atteint provient probablement d'une conjonction des différents paramètres que sont des conditions climatiques favorables, l'arrêt hebdomadaire des activités humaines dans la zone industrielle de Trappes, des paramètres de correction des vibrations adéquats ainsi qu'un faible niveau des fluctuations de puissance des Raman.

Sur l'ensemble de la comparaison, le biais sur g induit par le déplacement lumineux à deux photons varie de $8,9$ à $15,5$ μGal, avec une incertitude associée de $0,5$ μGal. Ces valeurs sont bien inférieures à celles relevées sur le prototype du gravimètre. En effet la puissance des impulsions Raman a été à dessein diminuée depuis lors. De plus, la séquence de l'interféromètre avec la nouvelle enceinte à vide n'est pas encore optimisée. Le délai entre le lâcher et l'interféromètre est plus grand que celui du prototype. Comme le biais du LS2 est inversement proportionnel au premier ordre à la vitesse au moment de la 1^{ere} impulsion de l'interféromètre, ce retard explique aussi en grande partie la réduction de cet effet.

$$\delta\Phi_{\mathrm{LS2}} \simeq -\frac{\Omega_{\mathrm{eff}}}{4k_{\mathrm{eff}}v(0)} \tag{7.1}$$

7.5 Concordance des résultats

Chaque gravimètre fournit une unique valeur de g à la comparaison. Pour cela, nous corrigeons la mesure des trois instruments des perturbations environnementales, à savoir les variations de l'axe de rotation de la terre, les changements de pression atmosphérique, les marées luni-solaires et le chargement des océans, par différents modèles en accord. Des effets systématiques communs aux trois instruments doivent aussi être corrigés. Il s'agit par exemple des erreurs d'alignements des lasers, de la gravité induite par les gravimètres eux-même sur la masse en chute

libre, de l'effet Coriolis ou de la référence de fréquence. A ceux-ci s'ajoutent des effets spécifiques, décrits dans les chapitres précédents pour le gravimètre atomique et dans [77] et [78] respectivement pour le FG5 et l'IMGC-02.

Définitions des incertitudes Dans le tableau 7.6 et la figure 7.7, nous présentons les valeurs de l'accélération de pesanteur mesurées simultanément par les trois gravimètres absolus, transférés à une hauteur de $84,25\ cm$ au-dessus du sol. L'incertitude statistique et l'incertitude sur le lien entre la hauteur de mesure de g et $84,25\ cm$ sont respectivement notés s_{gm} et u_{tie}. La combinaison de l'incertitude sur les effets systématiques et de l'incertitude statistique propres à chaque instrument est notée u_{gm}. Dans la figure 7.6, l'incertitude combinée est donnée par $U = k\sqrt{u_{gm}^2 + u_{tie}^2}$, avec $k = 2$. Pour les trois instruments, l'incertitude sur le lien représente une contribution négligeable à l'incertitude totale.

	Exactitude (µGal)	s_{gm} (µGal)	U (k=2) (µGal)
FG5#209	2.0	1.1 – 1.7	5.4 – 5.9
IMGC-02	4.1	1.2 – 2.0	9.0 – 9.5
CAG	6.5	0.2 – 1.2	13.0 – 13.2

FIG. 7.6 – Incertitude intrisèque associée à chaque instrument. L'incertitude combinée U prend en compte l'incertitude sur le tranfert de gravité à la hauteur de référence.

Ecarts Si l'on met de côté le point de mesure GR_{40}, les différences entre les gravimètres sont reproductibles quelque soit la station de mesure du pilier considérée. Ensuite, l'évolution commune des mesures de g sur ces différents points correspond aux variations de gravité issues du modèle déterminé avec le CG5. Déjà en octobre 2006, trois gravimètres FG5 avaient vérifié que les différences mesurées entre les points de mesure GR_{29} et GR_{40} étaient en accord avec les mesures relatives [79]. Le gravimètre atomique a mesuré une différence $g_{GR_8} - g_{GR_{40}} = -4,1\ \mu Gal$, ce qui est en accord avec la différence de $-4,5\ \mu Gal$ obtenue avec le modèle. En ce qui concerne le gravimètre IMGC-02, cette différence est de 17 μGal. Cet écart plus large s'explique par un dysfonctionnement du laser pendant la mesure de GR_{40}.

La différence mesurée entre le gravimètre atomique et le $FG5\#209$ au point GR_8 est de 12 μGal, à 8 μGal de la précédente comparaison avec le gravimètre $FG5\#220$. Par ailleurs, les $FG5\#209$ en 2009 et $FG5\#220$ en 2010 ont obtenu des mesures en accord sur GR_{27} sur une année, tandis que le gravimètre atomique observe une variation de 15 μGal sur un an à une hauteur de 120 cm. Ces différences

sont donc probablement liées à des fluctuations des effets systématiques de notre expérience plutôt qu'à des fluctuations de g. Les différences mesurées entre le gravimètre atomique et l'IMGC-02 atteignent 24 μGal (GR_{26}), hors des barres d'erreurs des incertitudes.

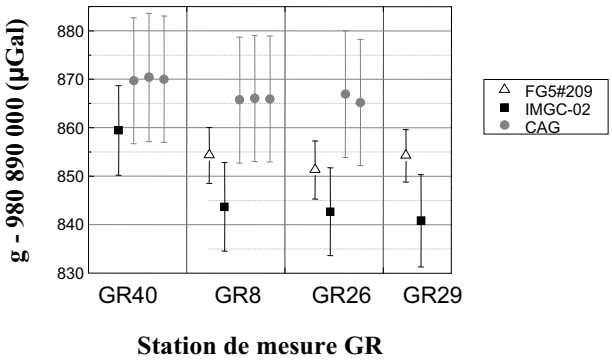

FIG. 7.7 – Mesure de g et incertitude après soustraction du modèle de marée et des effets systématiques de chaque instrument, pour chaque station de mesure du pilier. Le gravimètre atomique est en accord avec le FG5 tandis qu'il ne se trouve qu'à la limite de l'accord avec l'IMGC-02 (sans prendre en compte le premier point GR_{40}).

7.6 Etude de la sensibilité des instruments

Même si les gravimètres n'ont pas mesuré tous les trois simultanément la gravité au cours de cette comparaison, nous avons calculé les écarts-types d'Allan des mesures situées dans les rectangles *a*) et *b*) de la figure 7.5 : FG5 et gravimètre atomique au MJD 55299, et IMGC-02 et gravimètre atomique au MJD 55303. Nous avons représenté les écarts-types des trois instruments sur la figure 7.8. L'incertitude sur la mesure de g des trois instruments décroît en bruit blanc. La sensibilité à 1 seconde du gravimètre atomique s'établit à $\sigma_g = 140$ μGal sur GR_{40} et atteint $\sigma_g = 60$ μGal sur GR_8. Le $FG5\#209$ possède une sensibilité sur g ramenée à une seconde du même ordre de $\sigma_g = 70$ μGal et l'IMGC-02 $\sigma_g = 330$ μGal.

Les mesures simultanées en a) entre le $FG5\#209$ et le gravimètre atomique indiquent une sensibilité un peu meilleure pour le $FG5\#209$. Plusieurs éléments nous amènent à douter que cette supériorité provienne de la sensibilité intrinsèque des instruments. Le gravimètre est deux fois moins sensible en a) qu'en b). Ce qui peut s'expliquer ou bien par des variations d'amplitude du bruit de vibration, ou bien par un réglage imparfait des coefficients de corrélation du sismomètre.

Ensuite une comparaison juste des stabilités intrinsèques des instruments suppose que l'on optimise leur performances. Pour le gravimètre atomique, la sensibilité à court terme est dégradée par le protocole de réjection du LS2. Ce biais n'affecte la

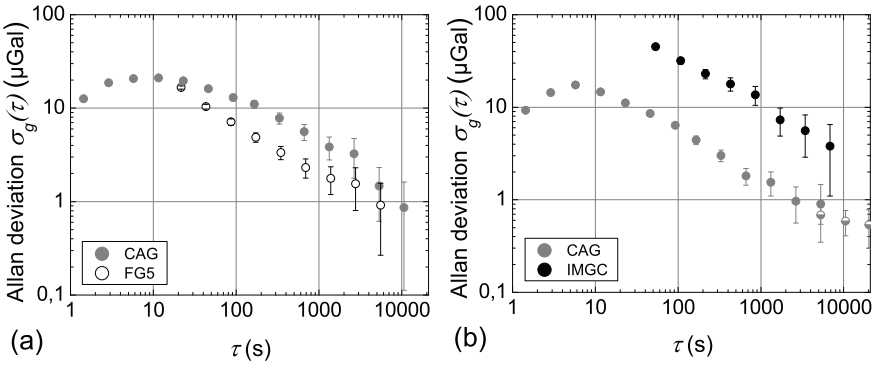

FIG. 7.8 – Ecart-type d'Allan des signaux corrigés. a : FG5 et gravimètre atomique le 11 Avril, b : gravimètre atomique et IMGC-02 le 17 Avril.

sensibilité du gravimètre qu'au delà de 1000 secondes. Au-dessus de 1000 secondes, il est en théorie possible de déduire les variations de ce biais des fluctuations de puissance ou de polarisation des faisceaux Raman, comme discuté au paragraphe 6.5.5. En l'absence de mesure du LS2, la sensiblité serait meilleure d'un facteur $\sqrt{10}$. Pour le FG5, il est possible d'améliorer la sensiblité en augmentant le taux de répétition, qui peut atteindre un lâcher toutes les 5 secondes environ au lieu de 10 actuellement. Il est moins aisé de quantifier les performances ultimes de l'IMGC-02 .

7.7 Conclusion

Pour ses premières comparaisons, le gravimètre atomique s'est trouvé presque à chaque fois en accord avec les gravimètres optiques. Des fluctuations apparaissent cependant entre les valeurs relevées au cours des trois comparaisons. Comme les gravimètres optiques sont comparés entre eux très souvent et que les FG5 proviennent d'un seul fabricant, il semble peu probable que leurs mesures diffèrent. Les fluctuations d'écarts relevés entre les comparaisons doivent donc être liés aux fluctuations long terme de notre appareil. Puisqu'il semble qu'une partie au moins des variations provienne du biais d'aberration, la prochaine étape est de mieux évaluer cet effet. Cela devrait d'abord réduire la barre d'erreur associée à la mesure délivrée par notre gravimètre atomique, qui pour ces trois comparaisons était de $\pm 6,5 \mu Gal$. Nous participerons alors à d'autres comparaisons pour voir si nous sommes toujours en accord avec les autres gravimètres ou si l'on observe encore des fluctuations.

Chapitre 8

Conclusion

L'interférométrie à onde de matière est un domaine aux multiples façettes, à la croisée de différentes communautés scientifiques. Ce manuscrit décrit le développement de la nouvelle enceinte à vide du gravimètre atomique absolu et présente les avancées majeures qu'elle a rendue possible en terme d'exactitude et de sensibilité. La grande robustesse et la facilité d'utilisation des différentes composantes, pourtant complexes, du gravimètre atomique, qu'il s'agisse de l'électronique, du banc optique qui génère les fréquences optiques, ou de l'enceinte à vide elle-même, ont permis d'expérimenter de nouveau concepts de gravimètre tournés vers la géophysique ou les capteurs inertiels embarqués sans nous détourner de l'objectif métrologique principal.

En particulier, nous avons démontré qu'un gravimètre pyramidal, qui réalise l'ensemble des fonctions d'un gravimètre atomique au moyen d'un unique faisceau de lumière, atteint une sensibilité court terme de $1,7.10^{-6}\ m.s^{-2}$ à 1 seconde. Il s'impose donc comme un concurrent sérieux des gravimètres optiques portatifs. De plus, un tel gravimètre pyramidal peut mesurer g à l'aide de l'algorithme de mesure à trois coups que nous avons développé [65], ce qui devrait lui permettre d'atteindre une très bonne stabilité court terme sans plate-forme d'isolation des vibrations.

Par ailleurs, nous avons étudié une nouvelle géométrie de séparatrices, dites de "double diffraction", qui permettent de doubler l'aire de l'interféromètre. L'interféromètre en double diffraction affranchit en plus le gravimètre d'avoir accès au signal à très bas bruit de phase, qui était jusqu'à présent sa limite intrinsèque en sensibilité, et est censé supprimer les biais dus au déplacement lumineux à un photon et à l'effet Zeeman quadratique. Cette démonstration a atteint au laboratoire un contraste de 20% et une stabilité de $1,2.10^{-7}g$ sur un coup. Cette technique d'interféromètre s'adresse aux accéléromètres atomique dans un environnement spatial.

Le gravimètre atomique absolu muni de la nouvelle enceinte à vide a atteint une très bonne stabilité long terme de $3,7.10^{-10}g$ après cinq heures de moyennage, et

une exactitude de $\pm 6,5 \mu Gal$. La dispersion des valeurs de g mesurées à intervalles de temps éloignés, ainsi que les faibles écarts entre le gravimètre atomique et des gravimètres optiques relevés au cours de trois comparaisons, indiquent cependant que certains effets systématiques de notre instrument sont encore mal contrôlés. Il paraît désormais certain que l'effet systématique dû aux aberrations du front d'onde participe à ces fluctuations. Il ne serait pas étonnant que la transportabilité du gravimètre pose un défi au vu des infimes distorsions auxquelles correspond l'exactitude visée d'$1 \mu Gal$. Il se peut aussi très bien qu'il s'agisse uniquement de variations de la trajectoire du nuage à travers les aberrations du front d'onde.

L'incertitude cumulée sur la contribution de tous les autres effets systématiques recensés ne dépasse pas le μGal, comme le requiert le projet de balance du watt, en mettant de côté l'effet de la gravité propre de l'enceinte qui n'a pas encore été calculé, mais qui ne devrait pas poser de difficultés.

8.1 Perspectives

Actuellement, nous mettons à profit le grand nombre d'accès optiques pour contrôler la trajectoire du nuage de ^{87}Rb. Le but est double : d'abord sonder expérimentalement les aberrations du front d'onde, en modifiant la position du lâcher du PMO ou en sélectionnant différentes classes de vitesses tranverses ; ensuite nous assurer de la stabilité de la trajectoire du nuage au temps longs et suivre l'évolution de la mesure de g afin de trouver des corrélations avec de fines déviations de la trajectoire du nuage. Nous continuerons d'ailleurs à participer aux comparaisons internationales.

L'effet des aberrations ne sera évalué de manière satisfaisante qu'avec l'apport au gravimètre d'un piège dipolaire. Nous abaisserons la température par la méthode du refroidissement évaporatif sans champ magnétique, dite "tout optique". Nous souhaitons reprendre le protocole expérimental établi par l'Institut d'Optique [80, 81], grâce auquel le condensat de Bose-Einstein a pu être obtenu en moins d'une seconde. Il s'agit aujourd'hui du plus rapide jamais chargé. En-dessous de la température critique de condensation, un nouvel effet systématique dû aux interactions quantiques devrait dominer le biais d'aberration. La température du nuage idéale pour la mesure de g pourrait se trouver au seuil de la condensation. La réduction de la sensibilité induite par la réduction du rythme des mesures permettrait tout de même d'abaisser l'incertitude statistique largement en dessous du μGal. Par ailleurs elle pourrait être compensée par un contrôle du LS2 via la puissance des faisceaux Raman et le lancer en fontaine du condensat qui allongerait le temps d'interaction.

A plus long terme, il serait envisageable de mesurer g par lévitation du condensat de Bose à l'aide d'impulsions lumineuses [82, 83] et de mesures non destructives [84].

A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam

Q. Bodart,[1] S. Merlet,[1] N. Malossi,[1] F. Pereira Dos Santos,[1] P. Bouyer,[2] and A. Landragin[1,a)]
[1]*LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*
[2]*Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS et Univ Paris Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France*

(Received 17 December 2009; accepted 5 March 2010; published online 29 March 2010)

We demonstrate a scheme for realizing a compact cold atom gravimeter. The use of a hollow pyramidal configuration allows to achieve all functions: trapping, interferometer and detection with a unique laser beam leading to a drastic reduction in complexity and volume. In particular, we demonstrate a relative sensitivity to acceleration of gravity (g) of 1.7×10^{-7} at one second, with a moderate laser power of 50 mW. This simple geometry combined to such a high sensitivity opens wide perspectives for practical applications. © *2010 American Institute of Physics*.
[doi:10.1063/1.3373917]

Gravimeters, based on atoms interferometry, measure the earth's gravity as a phase shift between two paths of matter waves.[1] Applications of such sensitive gravimeters cover numerous fields, from fundamental physics[2–5] to navigation and geophysics. However transportable interferometers are required for foreseen applications in the field of navigation and gravity field mapping.[6] In this paper, we show that an atom interferometer based on Raman transitions[7] can be realized exploiting an hollow pyramid. This geometry enables a drastic reduction in complexity of atomic gravimeters, replacing all laser beams (typically nine independent beams[1,8]) by only one. Its permits building much more compact instruments with moderate laser power and with performances comparable to state of the art sensors. Pyramidal magneto-optical traps (MOT) (Ref. 9) have been introduced to reduce the size and simplify cold atoms experiments since they require a single laser beam. They have been used for different kinds of alkali atoms in various experiments, with a hole at the vertex for generating continuous beams,[10–12] for direct loading of three-dimensional (3D) MOTs,[13] for quantum gases experiments[14] and eventually in microscopic pyramids on atom chips.[15] In our experiment, the many reflections of the single incident beam onto the four mirrors of the hollow pyramid allow to obtain the needed polarizations not only for trapping the atoms inside the pyramid but also for efficiently driving the Raman transitions and for detecting the atoms.[16]

We first briefly describe the experimental setup, pictured in Fig. 1, and the principle of operation of the gravimeter. We load a magneto optical trap directly from a vapor of 3×10^{-9} hPa of Rubidium 87 (Rb). At each cycle, the pyramidal MOT traps typically 4×10^{6} atoms in 360 ms. After a molasses stage of 20 ms, we switch off the light adiabatically and let the atoms fall. We have measured by Raman velocimetry[17] a temperature of 2.5 μK, as low as the one obtained with the usual configuration based on six independent laser beams. In order to reduce the sensitivity to magnetic field, we select atoms in the $|F=1,m_F=0\rangle$ state, using a sequence of a micro-wave and pusher beam pulse at the beginning of the free fall. As soon as the atoms have left the pyramid, we perform a velocity selection in the vertical direction, leaving about 3×10^{5} cold atoms within state $|F=1,m_F=0\rangle$. Then we realize an interferometer with a $\pi/2-\pi-\pi/2$ sequence,[7] with an interrogation time of up to 80 ms. Thanks to the internal state labeling technique,[18] the interferometer phase shift is extracted from the measurement of the population in both output ports of the interferometer by laser-induced fluorescence on their associated internal states $|5S_{1/2},F=1\rangle$ and $|5S_{1/2},F=2\rangle$. The total sequence duration lasts 560 ms. In addition, the entire experiment is placed onto a passive isolation platform in order to reduce the influence of spurious vibrations.

The use of a single laser beam leads to many simplifications in the laser system as it avoids all optical elements for the splitting, transport and independent power control of many beams. This single beam is composed of two frequencies, whose difference corresponds to the microwave transition of the Rb ground levels (i.e., 6.8 GHz). The laser system consists in a simplified version of the one already described in detail in Ref. 19. We briefly recall here the main features. Two extended-cavity diode lasers are tuned respectively close to the $|5S_{1/2},F=1\rangle\rightarrow|5P_{3/2}\rangle$ and $|5S_{1/2},F=2\rangle\rightarrow|5P_{3/2}\rangle$ transitions at 780 nm. The laser frequencies are independently controlled thanks to a versatile electronic sys-

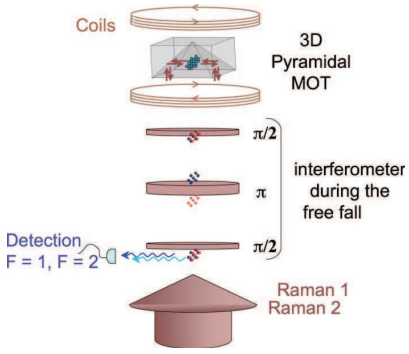

FIG. 1. (Color online) Experimental setup of the experiment; the two frequency collimated laser beam arrives from the bottom by one single fiber and cools down 1.2×10^{6} atoms to 2.5 μK. At each measurement cycle, these two laser frequencies are detuned to realize the Raman pulses of the interferometer. The total height from the top of the pyramid to the detection is 15 cm.

a)Electronic mail: arnaud.landragin@obspm.fr.

 © 2010 American Institute of Physics

Author complimentary copy. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

FIG. 1 –

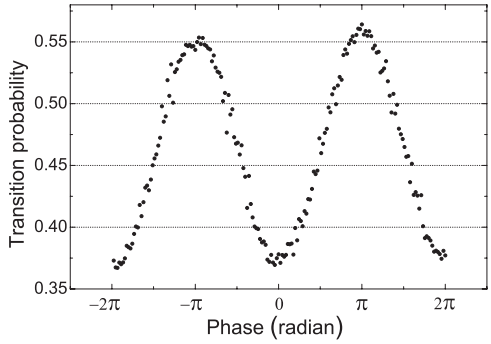

FIG. 2. Interferometer fringe pattern for a total interferometer time of 80 ms. Each point corresponds to a single measurement.

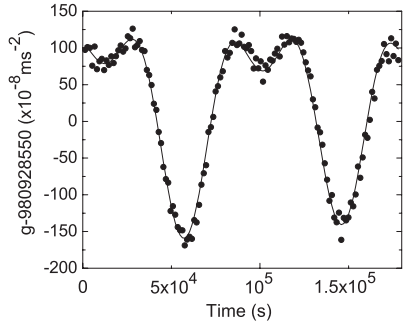

FIG. 3. Variation of Earth's gravity as a function of the time. The dots present experimental data averaged over 22 min. The line corresponds to predicted Earth's tides.

tem, based on beatnote measurements and frequency to voltage conversion. This system allows fast changes of the laser frequencies, from very close to resonance for the cooling phase to detuned by 151 MHz with respect to $|5P_{3/2}, F'=1\rangle$ for the interferometer. These two laser beams are superimposed onto a polarizing beamsplitter cube, and finally injected into the same polarization-maintaining fiber with a 1:4 ratio. At the output of the fiber, the beam has a total power of 50 mW and is circularly polarized. It is collimated with a waist of 14 mm ($1/e^2$ radius) before entering the vacuum chamber from the bottom.

The inverted pyramid was manufactured[20] out of two glass corner cubes and two glass isosceles rectangular prisms glued together, on a pedestal. The corner cubes are glued on the four ridges in order to obtain right angles between the opposite faces inside the pyramid. We have controlled the angle to be 90° within one arc minute. The pyramid base is a square of 20×20 mm^2 area. The pyramid is attached to the upper flange pointing upward. Inner faces are dielectrically coated for maximum reflection at 45° and for equal phase-shift between the two orthogonal polarizations. Therefore, reflections of the single beam onto the four inner faces of the pyramid creates the required 3D σ^+/σ^- polarization configuration for the trap inside the pyramid.[9] In addition, outside the pyramid, the laser field configuration allows driving either σ^+/σ^+ or σ^-/σ^- vertical velocity selecting Raman transitions[7] needed to realize the interferometer and the detection.

We now characterize the performances of the interferometer using the pyramid. The measurement of g is extracted from the frequency chirp of the Raman laser difference that compensates exactly the time-dependent Doppler shift, as described in.[19] Figure 2 displays the fringe pattern obtained for the maximal total interferometer duration of 80 ms and a Raman pulses sequence $\tau-2\tau-\tau$, with $\tau=9$ μs. The fringe pattern is obtained by scanning the transition probability between hyperfine quantum states versus the interferometer phase-shift induced by a phase jump on the Raman lasers phase difference between the second and the third pulse. The vibration noise is reduced by using corrections obtained from the signal of a highly sensitive seismometer.[8] We obtain a contrast of 19% and a signal to noise ratio of 23 shot to shot at half fringe.

Continuous gravity measurements have been recorded during 50 h and agree with the results of predicted earth's tides,[21] as displayed on Fig. 3. In order to track fluctuations of gravity, we servo-lock the value of the frequency chirp to compensate for the Doppler effect at any time. The error signal of the servo-loop is calculated from the difference of alternative measurements on the two sides of the central fringe.

Figure 4 shows the Allan standard deviation of the relative g measurements when subtracting the tides signal calculated from the model. The sensitivity improves as 1.7×10^{-6} m s^{-2} $\tau^{-1/2}$ up to 1000 s, where τ is the measurement time. This correspond to a relative short term sensitivity to g at one second of 1.7×10^{-7}). This performance lies about one order of magnitude above best atomic gravimeters.[5,8] The technical limits were attributed to residual vibrations on the platform on one hand and spurious phase noises on the microwave reference frequency used for the Raman transitions on the other hand. Long term stability reaches a flicker floor below 5×10^{-9} g. Its limit is attributed to fluctuations of the systematic error corresponding to Raman laser wave-front distortions.

The wavefront distortion from the reflections leads to a systematic effect on the interferometer phase. We evaluate this phase shift as a function of the transverse expansion of the cloud by changing the temperature during the molasses phase. We found a linear dependence of about 5×10^{-7} m s^{-2} per microkelvin. Finally, we have also estimated the modification of the effective wave-vector of the Raman transition by the Rb background pressure compared to perfect vacuum, which leads to a systematic error of the level of 6×10^{-8} m s^{-2}.

These performances, which have been obtained despite a moderate contrast, can be improved in many ways. Higher atom number, which enables a thinner velocity class selection by the Raman transition, can be achieved with higher

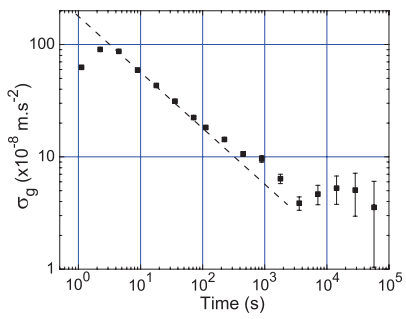

FIG. 4. (Color online) Allan Standard deviation of relative gravity measurements corrected from the Earth's tides.

Author complimentary copy. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

FIG. 2 –

laser power. This will also allow for a larger laser beam size and Raman detuning, thus reducing transverse laser intensity variations and the decoherence by spontaneous emission (3.6% in this experiment). Improvement of the pyramid reflector will reduce the intensity and phase inhomogeneities across the beam. Because of the radial expansion of the cloud, the transverse motion of the atoms or a change in their initial position, these homogeneities result in a reduction of the contrast, from 31% for 2T=2 ms to 19% for 2T =80 ms. In our experiment, the better contrast was obtained when atoms were located far from the dark lines corresponding to the edges of the pyramid faces.

In conclusion, we demonstrated that a pyramidal reflector allows to realize a compact atomic gravimeter with only one laser beam of moderate power. The short term sensitivity was limited by technical noises, which can be reduced to 6×10^{-8} g $\tau^{-1/2}$, as demonstrated in another experiment with similar parameters (interrogation time, vibration level of the ground, repetition rate, number of atoms).[22] The fundamental limit, which is due to the atomic shot noise, has been estimated to be 3×10^{-8} g $\tau^{-1/2}$, and can be pushed down with larger laser power. Compared to commercial ballistic corner cube gravimeters, these performances are already comparable with compact models,[23] and can reach performances at the level of the state of the art.[24]

The reduction in the complexity leads to a drastic reduction of the volume of the physical package from few hundred to few liters. As it also simplifies the optical bench and requires only a moderate optical power, similar reduction of the size of the optical part is also expected compared to these of standard cold atom experiments (for example by using an all fibered system[25]). Moreover, this gravimeter is scalable: increasing or decreasing the size of the pyramid and the height of free fall allows to change in the same time the expected performances by changing the number of collected atoms and the interrogation time. Such a system, combined with a compensation of the residual vibrations by correlation with the signal of a mechanical seismometer,[26] opens the way for practical field applications in gravimetry and more generally in inertial force measurements with atom interferometry.

We would like to thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (EuroQUASAR/IQS project, Contract No. 07-EuroQUASAR-FP-004_IQS) for financial support. Q.B. thanks the CNES for supporting his work.

[1]A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Nature (London) **400**, 849 (1999).
[2]G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, and S. Topçu, IEEE Trans. Instrum. Meas. **54**, 850 (2005).
[3]J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, Science **315**, 74 (2007).
[4]G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **100**, 050801 (2008).
[5]H. Müller, S. Chiow, S. Herrmann, S. Chu, and K. Y. Chung, Phys. Rev. Lett. **100**, 180405 (2008).
[6]R. E. Bell, V. A. Childers, R. A. Arko, D. D. Blankenship, and J. M. Brozena, J. Geophys. Res. **104**, 15281, doi:10.1029/1999JB900122 (1999).
[7]M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
[8]J. Le Gouët, T. E. Mehlsäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Appl. Phys. B **92**, 133 (2008).
[9]K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe, Opt. Lett. **21**, 1177 (1996).
[10]J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, L. Maleki, J. L. Bliss, and K. G. Libbrecht, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 1161 (2003).
[11]A. Camposeo, A. Piombini, F. Cervelli, F. Tantussi, F. Fuso, and E. Arimondo, Opt. Commun. **200**, 231 (2001).
[12]J. Arlt, O. Maragò, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot, Opt. Commun. **157**, 303 (1998).
[13]R. S. Williamson III, P. A. Voytas, R. T. Newell, and T. Walker, Opt. Express **3**, 111 (1998).
[14]M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold, Opt. Express **17**, 13601 (2009).
[15]S. Pollock, J. P. Cotter, A. Latiotis, and E. A. Hinds, Opt. Express **17**, 14109 (2009).
[16]P. Bouyer and A. Landragin, Patent No. WO 2009/118488 A2 (published on October 1, 2009).
[17]M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991).
[18]Ch. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
[19]P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **84**, 643 (2006).
[20]The pyramidal reflector have been realized by Optique de Précision J. Fichou, 30 rue de la Garenne, 94260 Fresnes, France.
[21]The model was carried out by applying the PETGTAB software, version 3.01, produced by G. Wenzel, Institut für Erdmessung, University of Hannover, Germany.
[22]A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi, and A. Landragin, Phys. Rev. A **80**, 063604 (2009).
[23]J. M. Brown, T. M. Niebauer, B. Richter, F. J. Klopping, J. G. Valentine, and W. K. Buxton, Eos Trans. AGU **80**, 355 (1999).
[24]T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt, and F. Klopping, Metrologia **32**, 159 (1995).
[25]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, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **84**, 673 (2006).
[26]S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and P. Rouchon, Metrologia **46**, 87 (2009).

Author complimentary copy. Redistribution subject to AIP license or copyright, see http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp

FIG. 3 –

IOP Publishing Metrologia
Metrologia **46** (2009) 87–94 doi:10.1088/0026-1394/46/1/011

Operating an atom interferometer beyond its linear range

S Merlet[1], J Le Gouët[1], Q Bodart[1], A Clairon[1], A Landragin[1], F Pereira Dos Santos[1] and P Rouchon[2]

[1] LNE-SYRTE, CNRS UMR 8630, UPMC, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
[2] Mines ParisTech, Centre Automatique et Systèmes, 60, bd Saint-Michel, 75272 Paris Cedex 06, France

E-mail: franck.pereira@obspm.fr

Received 30 May 2008, in final form 22 October 2008
Published 6 January 2009
Online at stacks.iop.org/Met/46/87

Abstract
In this paper, we show that an atom interferometer inertial sensor, when associated with the auxiliary measurement of external vibrations, can be operated beyond its linear range and still keep a high acceleration sensitivity. We propose and compare two measurement procedures (fringe fitting and non-linear lock) that can be used to extract, without adding any bias, the mean phase of the interferometer when the interferometer phase fluctuations exceed 2π. Despite operating in the urban environment of inner Paris without any vibration isolation, the use of a low noise seismometer for the measurement of ground vibrations allows our atom gravimeter to reach at night a sensitivity as good as $5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s. Robustness of the measurement to large vibration noise is also demonstrated by the ability of our gravimeter to operate during an earthquake with excellent sensitivity. For such low vibration frequency though, high pass filtering of the seismometer degrades its correlation with the interferometer signal, so that low frequency seismic vibrations appear on the gravity measurement. Nevertheless, our high repetition rate allows for efficient sampling of these perturbations, ensuring proper averaging. Such techniques open new perspectives for applications in other fields, such as navigation and geophysics.

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

Atom interferometers [1] are used to develop highly sensitive inertial sensors, which compete with state of the art 'classical' instruments [2]. Applications of such interferometers cover numerous fields, from fundamental physics [3–7] to navigation and geophysics. For instance, transportable devices are being developed with foreseen applications in the fields of navigation, gravity field mapping, detection of underground structures etc.

In most of these experiments, atomic waves are separated and recombined using two-photon transitions, induced by a pair of counterpropagating lasers. The inertial force is then derived from the measurement of the relative displacement of free-falling atoms with respect to the lasers' equiphase, which provide a precise ruler. As the inertial phase shift scales quadratically with the interrogation time, very high sensitivities can be reached using cold atoms along parabolic trajectories [8, 9], provided that the experiments are carefully shielded from ground vibrations. In the usual geometry where the laser beams are retroreflected on a mirror, the position of this mirror sets the position of the lasers' equiphase, so that only this 'reference' optical element is to be shielded from ground vibrations. Such an isolation can be realized either with an active stabilization scheme, using a long period superspring [2, 10, 11], or by using a passive isolation platform [12]. For instance, the use of a superspring allowed the interaction time to be increased to 800 ms and permitted a best short term sensitivity to acceleration of 8×10^{-8} m s^{-2} at 1 s [13]. An alternative technique, which we study in this paper, does not require any vibration isolation, but exploits an independent measurement of ground vibrations, realized by a low noise accelerometer, in order to correct for their impact on the gravity measurement. This technique is based on a simple idea: any measurement corrupted by parasitic vibrations can in principle be efficiently corrected from them, providing these vibrations

0026-1394/09/010087+08$30.00 © 2009 BIPM and IOP Publishing Ltd Printed in the UK

FIG. 4 –

are measured and the transfer function of vibrations on the quantity of interest is known. It could thus be applied to light interferometers or to lasers stabilized on high finesse cavities, for instance. A technique based on the same principle has already been used with a 'classical' corner cube gravimeter [14, 15] and allowed its sensitivity to be improved by a factor of 7 [15].

In this paper, we investigate the limits to the sensitivity of an atomic gravimeter when operating without vibration isolation. This transportable gravimeter is developed within the frame of the watt balance project led by the Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) [16, 17]. We first briefly describe our experimental setup and recall the usual procedures for measuring the mean phase of the interferometer. We then introduce and compare two measurement schemes (fringe fitting and non-linear lock) that allow the sensor to be operated in the presence of large vibration noise and show how phase measurements can be performed even though the interferometer phase noise amplitude exceeds 2π. These schemes, which use an independent measurement of vibration noise with a low noise seismometer, allow good sensitivities to be achieved without vibration isolation. In particular, we reach a sensitivity as good as $5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s during night measurements, in the urban environment of inner Paris. Finally, the robustness of these measurement schemes versus changes in the vibration noise is illustrated by the capability of our instrument to operate and measure large ground accelerations induced by an earthquake.

2. Limits due to vibration noise in a conventional setup

2.1. Experimental setup

The experimental setup, which we briefly recall here, has been described in detail in [12, 18]. About 10^7 ^{87}Rb atoms are first loaded in a 3D-MOT (magneto-optical trap) within 50 ms, and further cooled down to 2.5 μK before being dropped in free fall. Before creating the interferometer, a narrow vertical velocity distribution of width about 1 cm s^{-1} is selected in the $|F = 1, m_F = 0\rangle$ state, using several microwave and optical Raman pulses.

The interferometer is then created using Raman transitions [8] between the two hyperfine levels $F = 1$ and $F = 2$ of the $^5S_{1/2}$ ground state, which are induced by two vertical and counterpropagating laser beams of frequencies ω_1, ω_2 and wavevectors $\vec{k}_1, \vec{k}_2$. A sequence of three Raman pulses ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) allows one to split, redirect and recombine the atomic wave packets. The relationship between external and internal state [1] allows one to measure the interferometer phase shift from a fluorescence measurement of the populations of each of the two states. At the output of the interferometer, the transition probability P from one hyperfine state to the other is given by $P = a + b\cos\Delta\Phi$, where $2b$ is the interferometer contrast, and $\Delta\Phi$, the difference in the atomic phases accumulated along the two paths, is given by $\Delta\Phi = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} T^2$ [19]. Here $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ is the effective wave vector (with $|\vec{k}_{\text{eff}}| = k_1 + k_2$ for counterpropagating beams), T is the time interval between two consecutive pulses and g is the acceleration of gravity.

The Raman light sources are two extended cavity diode lasers based on the design of [20], which are amplified by two independent tapered amplifiers. Their frequency difference, which is phase locked onto a low phase noise microwave reference source, is swept according to $(\omega_2 - \omega_1)(t) = (\omega_2 - \omega_1)(0) + \alpha t$ in order to compensate for the gravity-induced Doppler shift. This adds αT^2 to the interferometer phase shift, which eventually cancels it for a perfect Doppler compensation, for which $\alpha_0 = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}$.

2.2. Conventional measurement procedures

Maximal sensitivity to phase fluctuations is achieved when operating the interferometer at mid-fringe, which corresponds to $\Delta\Phi = \pm\pi/2$. In this case, though, variations in the offset a can be interpreted as fluctuations of the interferometer phase. A standard technique [10] then consists in recording a full fringe, by measuring the transition probability as a function of a controlled phase shift induced on the interferometer. Fitting this fringe then allows g to be measured. This technique degrades the short term sensitivity as measurements performed at the top or bottom of the fringes are not sensitive to phase fluctuations. An alternative way consists of using a method inspired by microwave atomic clocks. The phase is modulated by $\pm\pi/2$ so that the measurement is always performed at mid-fringe, alternatively to the right and to the left side of the central fringe. From two consecutive measurements P_i and P_{i+1}, the phase error can be estimated. In practice, a correction $G \times (P_i - P_{i+1})$ is added at each cycle to α, in order to steer the chirp rate onto the central fringe. This realizes an integrator, whose time constant can be set to a few cycles by adjusting the gain G. This locking technique has the advantage of rejecting offset and contrast fluctuations, while preserving maximal sensitivity to phase fluctuations.

2.3. Influence of vibration noise

In the case where the duration of the Raman pulses can be neglected, the phase shift $\Delta\Phi$ induced by vibrations is given by

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= k_{\text{eff}}(z_g(-T) - 2z_g(0) + z_g(T)) \\ &= k_{\text{eff}} \int_T^{-T} g_s(t) v_g(t)\, \mathrm{d}t, \end{aligned} \tag{1}$$

where z_g and v_g are the position and velocity of the experimental setup, and g_s is the sensitivity function [21], given by

$$g_s(t) = \begin{cases} -1 & -T < t < 0, \\ 1 & 0 < t < T. \end{cases} \tag{2}$$

The expected sensitivity of the interferometer to g fluctuations of the interferometer is then given by a weighted sum of the vibration noise at the harmonics of the cycling rate f_c [21]:

$$\sigma_g^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sin(\pi k f_c T)}{\pi k f_c T} \right)^4 S_a(2\pi k f_c), \tag{3}$$

where $\sigma_g(\tau)$ is the Allan standard deviation of acceleration fluctuations for an averaging time τ and S_a is the power spectral density of acceleration fluctuations.

FIG. 5 –

Figure 1 displays the power spectral densities of vibrations, measured with a low noise seismometer (Guralp CMG-40T, response option 30 s) on the platform which is either floating (ON) (day time) or put down (OFF) (day time and night time). In the case where the platform is OFF, the spectrum is similar to the spectrum measured directly on the ground. For our typical parameters, $2T = 100$ ms and $f_c = 3.8$ Hz, we calculate using equation (3) sensitivities at $\tau = 1$ s of $2.9 \times 10^{-6} g$ during the day and $1.4 \times 10^{-6} g$ during the night with the platform OFF. With the platform ON, the sensitivity is expected to be $7.6 \times 10^{-8} g$.

3. Vibration noise correction

3.1. Correlation between atomic and seismometer signals

The signal of the seismometer can be used to determine the phase shift of the interferometer due to residual vibrations, as measured by the seismometer, $\phi^S_{\rm vib}$, which is given by

$$\phi^S_{\rm vib} = k_{\rm eff} \int_T^{-T} g_{\rm s}(t) v_{\rm s}(t)\, {\rm d}t = k_{\rm eff} K_{\rm s} \int_T^{-T} g_{\rm s}(t) U_{\rm s}(t)\, {\rm d}t, \tag{4}$$

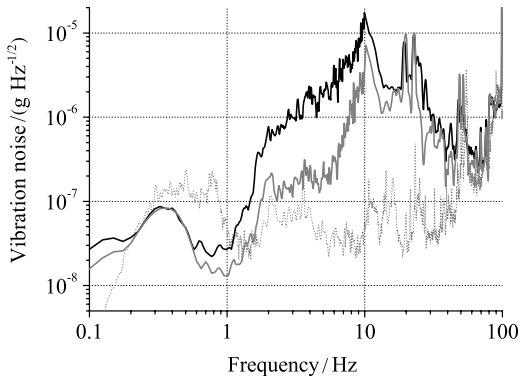

Figure 1. Amplitude spectral densities of vibration noise. The black (respectively, grey) thick curve displays the vibration noise with the isolation platform down (OFF) at day time (respectively night time), while the dotted curve displays the vibration noise with the floating platform (ON) at day time.

where $U_{\rm s}$ is the seismometer voltage (velocity) output and $K_{\rm s} = 400.2\,{\rm V\,m^{-1}\,s^{-1}}$ is the velocity output sensitivity of the seismometer.

Figure 2 displays the measured transition probability as a function of $\phi^S_{\rm vib}$, in the two cases of platform ON and OFF, for an interferometer time $2T = 100$ ms. The noise is low enough in the ON case (figure 2(*b*)) for the interferometer to operate close to mid-fringe, while in the OFF case (figure 2(*a*)) interferometer phase noise is larger than 2π, and the interferometer signal jumps from one fringe to another. Figure 2 shows the good correlation between measured and calculated phase shifts. In the ON case, we find a correlation factor as high as 0.94.

The calculated $\phi^S_{\rm vib}$ can thus be used to significantly improve the sensitivity of the measurement, by applying a post-correction on the transition probability measured at mid-fringe. This correlation is not perfect though due to the response function of the seismometer, which is not flat, and behaves like a low-pass filter with a cut-off frequency of 50 Hz. This response function thus limits the efficiency of the vibration rejection. Figure 3 displays as a continuous black line the rejection efficiency as a function of frequency, which is calculated from the seismometer transfer function.

3.2. Digital filtering

We implemented a numerical filtering of the seismometer signal to compensate for the phase lag of the seismometer at intermediate frequencies. The design of the filter is described in detail in [12]. It consists of the product of a recursive infinite impulse response (IIR) filter, with corner frequencies f_0 and f_1, and a non-causal low-pass filter. The IIR filter compensates the phase shift of the seismometer signal and the non-causal filter prevents the IIR filter from amplifying the intrinsic noise of the seismometer at high frequencies, without affecting the phase advance needed to improve the rejection. The total transfer function of the filter is given by

$$F(f) = \frac{1 + jf/f_0}{1 + jf/f_1} \frac{1}{1 + (f/f_{\rm c})^2}, \tag{5}$$

where f_0, f_1 and $f_{\rm c}$ are then optimized in order to reach the best sensitivity. This digital filtering significantly improves

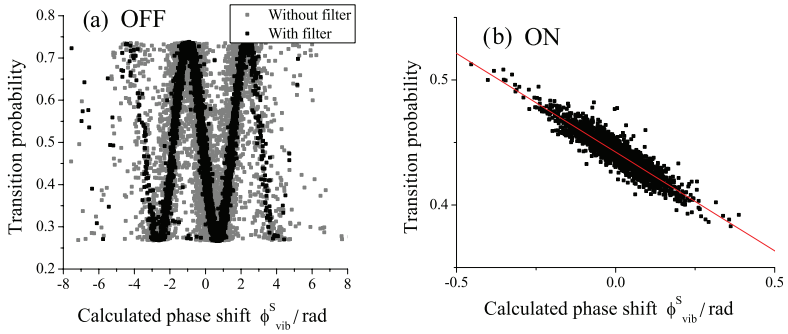

Figure 2. Correlation between the transition probability of the interferometer and the phase shift calculated from the seismometer data, for $2T = 100$ ms. (*a*) The isolation platform is OFF. Grey points: without digital filter, black points: with digital filter. (*b*) The isolation platform is ON. Black points: with digital filter. Line: fit to the data, with correlation factor of 0.94.

FIG. 6 –

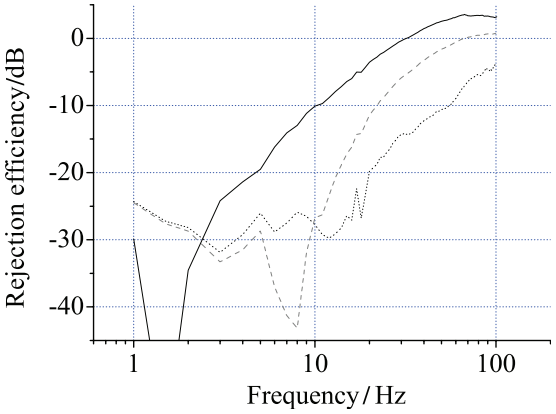

Figure 3. Efficiency of the vibration rejection as a function of frequency without any processing (black straight line), with a digital filter (dashed line), with a compensation of a delay of 4.6 ms (dotted line).

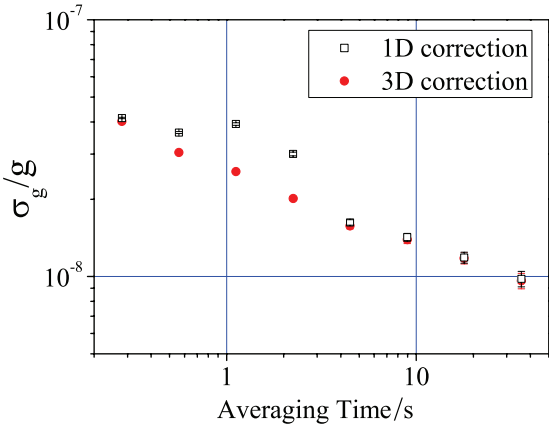

Figure 4. Sensitivity to g with 1D and 3D corrections. The measurement was realized during the day, with a floating platform.

the rejection efficiency, as can be seen in figure 3, where it is displayed as a dashed line, for the frequencies $f_0 = 30$ Hz, $f_1 = 180$ Hz and $f_c = 29$ Hz. Despite this increase in the rejection efficiency, the gain in the sensitivity, when implementing this filter in the ON mode, was limited to 25% only [12], which we attributed to excess noise of the seismometer arising from coupling between the horizontal and the vertical axes.

3.3. Cross couplings

In order to detect these couplings, we recorded simultaneously the seismometer outputs along the three directions, calculated three corrections, one along each axis (only the vertical correction was numerically filtered though) and fitted the transition probability measured at mid-fringe with a linear combination of the three corrections. The result of this fit showed couplings of 4% and 5% with the horizontal axes. We finally determined the influence of these couplings on the sensitivity of the measurement, by comparing the Allan standard deviation of the phase fluctuations in the case where the correction is performed only with the vertical correction (1D) or with the optimal combination of the three (3D). The results are shown in figure 4, where the sensitivity is expressed relative to g.

Using the three corrections allows one to remove a bump that appears when using the 1D correction. This indicates that horizontal vibration noise, as also appears in the vertical seismometer signal, adds noise when performing a 1D correction.

3.4. Efficiency of the filter without vibration isolation

The digital filter is much more efficient in the OFF mode, as one can see in figure 2(*a*) where the noise on the interferometer fringes is significantly reduced when seismometer data are processed with the digital filter. In that case, the dominant contribution of the vibration noise to the degradation of the sensitivity corresponds to frequencies around 10 Hz, for which the effect of the filter improves the rejection efficiency from 10 dB to about 30 dB [12].

3.5. Case of a pure delay

We later noticed that the phase lag of the seismometer signal varies almost linearly with respect to the frequency in the 1 Hz to 100 Hz band, with a slope corresponding to a delay of about 5 ms. The phase shift of the seismometer can thus be compensated for, by simply shifting the acquisition of the seismometer data by this delay. We measured the correlation factor as a function of the delay, with the platform OFF, and found an optimal delay of 4.6 ms. The rejection efficiency for this optimal delay is displayed as a dotted line on figure 3. Surprisingly, we find a correlation similar to the optimal digital filter, despite a significantly different behaviour of the rejection efficiency versus frequency.

4. Measurement protocols

4.1. Standard procedures

The standard measurement protocols described above need phase fluctuations to remain significantly smaller than 2π. This requires the interferometer duration in the OFF mode to be reduced to $2T \leqslant 20$ ms. For $2T = 20$ ms, the integrator scheme described above allows one to reach sensitivities of $1 \times 10^{-5} g$ at 1 s when applying no correction to the measured transition probability, $5 \times 10^{-6} g$ when correcting without filtering and $1.5 \times 10^{-6} g$ when correcting with digital filtering. The simple post-correction (without filter) thus improves the sensitivity by a factor 2, and the digital filter improves it further by a factor 3.5. Better performances are expected with large interrogation time for which the transfer function of the interferometer filters high frequency vibration noise more efficiently. In order to operate the interferometer with large interrogation times despite excess noise, we propose two alternative measurement procedures described in the following subsections. Both are based on the combination of measurements of the transition probability and of $\phi^S_{\rm vib}$ by the

FIG. 7 –

seismometer. Though developed for the case of large vibration noise, these techniques can be extended to low vibration noise by adding a well controlled phase modulation.

4.2. Fringe fitting

The first technique simply consists of fitting fringes, as in [10], except that here the phase of the interferometer is now scanned randomly by vibration noise. The signal displayed in figure 2 and obtained when plotting the transition probability versus $\phi^S_{\rm vib}$, calculated with the digital filter, can be fitted by the function $P = a + b\cos(\eta\phi^S_{\rm vib} + \delta\phi)$, where a, b, η and $\delta\phi$ are free parameters. Due to the influence of the seismometer transfer function, η will in general differ from 1. In practice, we operate the interferometer close to the central fringe, which corresponds to a small phase error $\delta\phi$. Every 20 points, we perform a fit of the signal and extract a value for the phase error $\delta\phi_m$. We then calculate the Allan standard deviation of the $\delta\phi_m$ in order to determine the sensitivity of the measurement. Note that this fitting procedure is not very efficient if the noise amplitude is significantly less than 2π, because the interferometer signal remains close to the bottom of the central fringe. An additional and perfectly controlled phase modulation of $\pm\pi/2$ is thus applied in order to optimize the sensitivity of the interferometer to phase fluctuations. Moreover, the sensitivity improves by about 50% when taking cross couplings of the seismometer into account, which can be realized by adjusting the data with a linear combination of the corrections along three directions $\Sigma\eta_j\phi^S_{{\rm vib},j}$, where $j = x, y, z$ and $\phi^S_{{\rm vib},j}$ is the phase shift calculated from the filtered seismometer data along axis j.

4.3. Non-linear lock

The lock procedure described in section 2.2 can be adapted in the case where the phase noise exceeds 2π. Let us consider the measurement at cycle i of the transition probability P_i

$$\begin{aligned} P_i &= a - b\cos((k_{\rm eff}g - \alpha)T^2 + S_i) \\ &= a - b(\cos e\cos S_i - \sin e\sin S_i), \end{aligned} \tag{6}$$

where $e = (k_{\rm eff}g - \alpha)T^2$ is the phase error and S_i is the phase shift induced by residual vibrations, estimated from the seismometer signal. We assume here that the phase error e varies slowly, so that we can consider it as constant between three consecutive measurements. Eliminating a and $\cos e$ from the following three equations

$$\begin{aligned} P_{i-1} &= a - b(\cos S_{i-1}\cos e - \sin S_{i-1}\sin e), \\ P_i &= a - b(\cos S_i\cos e - \sin S_i\sin e), \\ P_{i+1} &= a - b(\cos S_{i+1}\cos e - \sin S_{i+1}\sin e) \end{aligned}$$

gives

$$bB_i\sin e = A_i$$

with

$$\begin{aligned} A_i &= (\cos S_{i+1} - \cos S_i)(P_{i-1} - P_i) \\ &\quad - (\cos S_{i-1} - \cos S_i)(P_{i+1} - P_i), \\ B_i &= (\cos S_{i+1} - \cos S_i)(\sin S_{i-1} - \sin S_i) \\ &\quad - (\cos S_{i-1} - \cos S_i)(\sin S_{i+1} - \sin S_i). \end{aligned}$$

In order to steer the chirp rate onto the Doppler shift rate, an iterative correction is applied to α according to

$$\alpha_{i+2} = \alpha_{i+1} + K\frac{2B_i}{1+B_i^2}A_i, \tag{7}$$

where K is a positive gain. Here $\frac{2B_i}{1+B_i^2}$ is used as a pseudo-inverse of bB_i with $b \approx 1/2$, in order to prevent the correction from diverging when B_i is close to zero. Choosing $K < 1/T^2$ guarantees the stability of the servo loop.

4.4. Adaptation of the non-linear lock

When phase fluctuations are significantly less than 1 rad, B_i becomes much smaller than 1 (note that B_i is null in the absence of vibration noise, which implies that the lock scheme does not work, as it is not able to steer the chirp rate), so that $\frac{B_i}{1+B_i^2}$ is not a good pseudo-inverse of B_i. This decreases the effective gain of the loop, which can be compensated for either by increasing K or by replacing $\frac{B_i}{1+B_i^2}$ with $\frac{B_i}{\sigma_B^2+B_i^2}$, where σ_B is the standard deviation of the B_is.

The scheme is then to be modified by adding extra phase shifts in order to increase the sensitivity to phase fluctuations. A simple phase modulation of $\pm\pi/2$, which implies that the interferometer operates alternately at the right and left sides of the central fringe, is not sufficient, as in that case B_i is still null for null vibration noise. With a three-phase modulation $(-\pi/2, 0, \pi/2)$, $B_i = 1$ for null vibration noise, and replacing $\frac{B_i}{1+B_i^2}$ with $\frac{B_i}{\sigma_B^2+B^2+B_i^2}$, with B the mean of B_is, guarantees the full efficiency of the lock, whatever the amplitude of vibration noise.

The lock technique can be further modified to first determine and servo the vibration phase coefficients η_j. The phase of the interferometer is $e + S_i + \delta\phi_i$, where $\delta\phi_i$ is a controlled additional phase shift (alternately $-\pi/2, 0, \pi/2$), and the vibration phase S_i is (best approximated by) $\Sigma\eta_j\phi^S_{{\rm vib},j}$, where $j = x, y, z$ and $\phi^S_{{\rm vib},j}$ is the phase shift calculated from the seismometer data along axis j. At the ith measurement, S_i is calculated by $\sum_{j=1}^3 \eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}$, where $\eta_{j,i} = \eta_j - \delta\eta_{j,i}$. P_i is thus given by

$$P_i = a - b\cos\left(\delta\phi_i + \sum_{j=1}^3 \eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i} + e + \sum_{j=1}^3 \delta\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}\right),$$

$$P_i = a - b\left(\cos S_i - \left(e + \sum_{j=1}^3 \delta\eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}\right)\sin S_i\right),$$

where $S_i = \delta\phi_i + \sum_{j=1}^3 \eta_{j,i}\phi^S_{{\rm vib},j,i}$.

Generalizing the algebra above, one gets

$$b\left(B_i e + \sum_{j=1}^3 C_{j,i}\delta\eta_{j,i}\right) = A_i, \tag{8}$$

where

$$\begin{aligned} C_{j,i} &= (\cos S_{i+1} - \cos S_i)(\phi^S_{{\rm vib},j,i-1}\sin S_{i-1} - \phi^S_{{\rm vib},j,i}\sin S_i) \\ &\quad - (\cos S_{i-1} - \cos S_i)(\phi^S_{{\rm vib},j,i+1}\sin S_{i+1} \\ &\quad - \phi^S_{{\rm vib},j,i}\sin S_i). \end{aligned}$$

FIG. 8 –

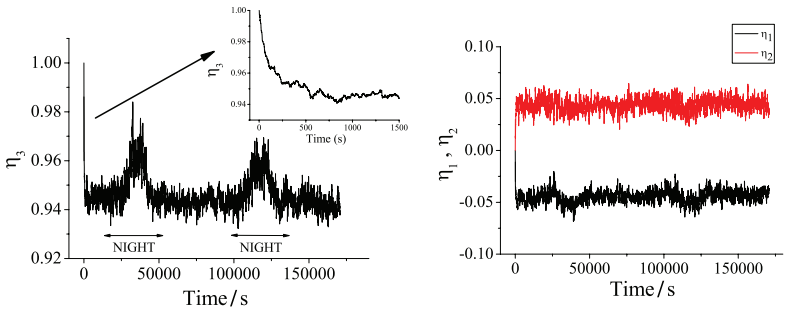

Figure 5. Evolution of the vibration phase coefficients, during a measurement realized using the non-linear lock scheme, with initial settings $\eta_{j,0} = (0, 0, 1)$. The graph on the left (respectively, right) displays the vertical (respectively, horizontal) phase coefficient(s).

Chirp rates and vibration phase coefficients are then corrected according to

$$\alpha_{i+2} = \alpha_{i+1} + K \frac{B_i}{\sigma_B^2 + B^2 + B_i^2} A_i,$$

$$\eta_{j,i+2} = \eta_{j,i+1} + L_j \frac{C_{j,i}}{\sigma_{C_j}^2 + C_{j,i}^2} A_i,$$

where L_j is the gain for direction j. Such non-linear feedback and estimation algorithms are inspired from Lyapounov stability theory, for the main loop given by equation (7), and adaptive techniques, for the estimation of parameters η_j (see [22] for a tutorial presentation of such techniques and [23] for a more advanced one).

Figure 5 displays the evolution of the vibration phase coefficients during a two-day measurement. The time constant of the lock is about 200 s (see inset). Note that the vertical phase coefficient η_3 differs significantly from 1 and is different at day and night times, which can be attributed to a change in the vibration noise PSD. Moreover, the lock converges towards horizontal phase coefficients of about 5%, in agreement with the values previously determined with the fit.

4.5. Comparison of the two techniques

Figure 6 displays the Allan standard deviation of g fluctuations for $2T = 100$ ms, with the two techniques described above (fringe fitting and non-linear lock), during day and night times. The vibration phase shifts were calculated from the 3D signals, using the optimal delay of 4.6 ms.

We obtain equivalent sensitivities at 1 s of $2.7 \times 10^{-7} g$ (respectively $1.8 \times 10^{-7} g$) with the non-linear lock (respectively fringe fitting) technique during the day and $8.5 \times 10^{-8} g$ (respectively $5.5 \times 10^{-8} g$) during the night. We find that the fit of the fringes is slightly better than the lock technique, by about 50%. The efficiency in removing vibration noise from the gravimeter signal can be calculated from the ratio of the sensitivities obtained here with the calculated contribution of the vibration noise (see section 2.3). A gain from 11 to 25 is obtained depending on the technique and noise conditions.

Best sensitivities are obtained during night measurements, as the vibration noise in the 1 Hz to 10 Hz band is significantly lower. We reach at best an equivalent sensitivity as low as

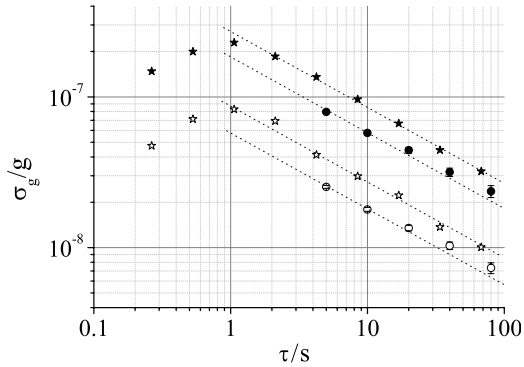

Figure 6. Allan standard deviation of g fluctuations versus averaging time. Measurements with the non-linear lock technique at day (respectively, at night) are displayed as full stars (respectively, open stars). Measurements with the fringe fitting technique at day (respectively, at night) are displayed as full circles (respectively, open circles).

$5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s when fitting fringes, which is only 4 times worse than our best reported value with the platform floating [12] and only twice as large as the sensitivity obtained in our laboratory with a commercial FG-5 corner cube gravimeter [2] in the same vibration noise conditions.

These two techniques were also compared in a numerical simulation, where the phase of the interferometer was generated randomly as the sum of two independent terms $\phi = \phi_1 + \phi_2$, with Gaussian distribution of standard deviations σ_1 and σ_2. ϕ_1 simulates the vibration phase noise measured by the seismometer ϕ_{vib}^S and ϕ_2 the phase difference between the real vibration phase noise and ϕ_{vib}^S. We then implemented the two techniques with such simulated data, with $\sigma_2 = 0.02$ rad and with σ_1 ranging from 0.06 rad to 30 rad. For each technique, we find the corresponding sensitivity of the interferometer at 1 shot σ_Φ and calculate a normalized sensitivity by dividing σ_Φ with σ_2. We verified that this normalized sensitivity does not depend on σ_2. The results of the simulations are displayed in figure 7 and for both techniques the normalized sensitivity exhibits the same behaviour. It increases for vibration noise larger than a few hundred millirads, for which linear approximation of the transition probability is no longer valid, and finally saturates for large vibration noise. This degradation is due to the non-linearity of the transition probability versus interferometer

FIG. 9 –

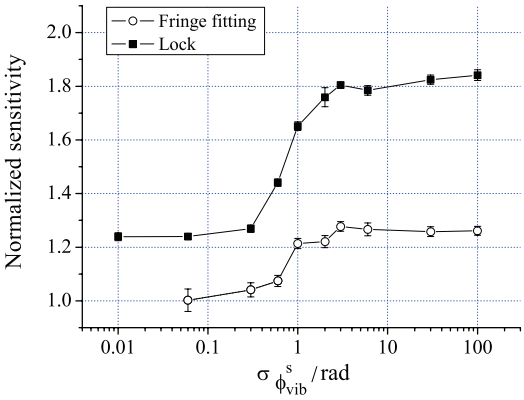

Figure 7. Numerical simulation of the normalized sensitivity of the interferometer as a function of the vibration noise standard deviation. Black squares (respectively, open circles) display the sensitivity degradation for the non-linear lock (respectively, fringe fitting) technique.

phase: measurements at top and bottom of the fringes have no sensitivity to phase fluctuations. The simulation confirms that this degradation is higher for the lock technique than for the fringe fitting technique, as observed in the measurements. In particular, for $\sigma_2 = 3$ rad, which corresponds roughly to day conditions, we find normalized sensitivities of 1.28 and 1.80 for the fringe fitting and lock techniques. The ratio of the sensitivities is thus 1.4, in reasonable agreement with the measurements.

4.6. Investigation of systematic effects

It is important to verify that the techniques presented here provide an accurate measurement of the interferometer phase, free from any bias. The lock procedure, which is intrinsically non-linear, could in principle induce such a bias. The numerical simulation indicates that neither of the two techniques suffers from such systematics. This was confirmed experimentally by performing differential measurements, alternating the standard integration technique described in section 2.2 with the lock procedure described in section 4.4, in the case where the platform was ON and thus the noise level low. The difference between the two techniques was found to be $0.3\,\mu\text{Gal} \pm 0.8\,\mu\text{Gal}$, which is consistent with no bias. Moreover, the two techniques were compared together during the day with the platform OFF, which corresponds to a noise level of $\sigma_{\phi^s_{\text{vib}}} = 3$ rad. The difference for a 6 h measurement was found to be -2 mrad $\pm$ 4 mrad, which corresponds to $-5\,\mu\text{Gal} \pm 10\,\mu\text{Gal}$, which is also consistent with no bias.

4.7. Interest of the non-linear lock procedure

The main advantage of the non-linear lock scheme is a better time resolution. Indeed, the time constant of the lock loop can be reduced to a few cycles only, so that a time constant $\leqslant$1 s can be reached. In comparison, fitting the fringes requires to fit data in packets of at least 20 cycles for optimal sensitivity, which reduces the time resolution to about 5 s. Both techniques can operate with low vibration noise. Indeed, the fit of the fringes can also be adapted by modifying the phase modulation to add measurements performed at the top and bottom of the interferometer, in order to constrain the sinusoidal fit (in doing so sensitivity will as well be degraded because these measurements are not sensitive to phase fluctuations). We finally illustrate the efficiency of the lock algorithm by demonstrating its robustness versus large changes in the vibration noise. Figure 8 displays the measurement during an earthquake of magnitude 7.7 that occurred in China on 20 March 2008. The gravimeter efficiently detects the occurrence of seismic waves, of period about 20 s. As our seismometer, of long period 30 s only, measures these vibrations with a large phase lag of about 1 rad, they are not efficiently removed from the gravimeter phase shift by the lock algorithm. They thus appear as a clear and well-resolved signal in the gravimeter data. This demonstrates the robustness of our system versus large excitations, which is not the case for traditional absolute corner cube gravimeters, which have neither adequate repetition rate (usually about 0.1 Hz) nor sufficient dynamic range, due to the finite range of the superspring mechanism. Note that the use of a longer period seismometer would in principle allow removal of these low frequency vibrations from the gravimeter data.

5. Conclusion

In this paper, we demonstrate that an atom interferometer can reach high sensitivities without vibration isolation, when using an independent measurement of vibrations by a low noise seismometer. We develop here several measurement protocols that allow determination of the mean phase of the interferometer, even when the interferometer phase noise amplitude exceeds 2π. In particular, fitting the fringes scanned by vibration noise allows one to reach a sensitivity as low as $5.5 \times 10^{-8} g$ at 1 s during night measurements. This performance is obtained with a rather short interaction time ($2T = 100$ ms), for which the vertical length of the interferometer corresponds to a few centimetres only.

The techniques presented here are of interest for the realization of a portable atom gravimeter, with potential application to geophysics and gravity measurements in noisy environments. A compact gravimeter associated with a good ac accelerometer and operating at a high repetition rate would reach fairly high sensitivities, without much hardware isolation against ground vibrations. Moreover, in contrast to other classical instruments, such as ballistic corner cube gravimeters, a high sensitivity would still be reached in the presence of earthquakes, if using a long period seismometer (100 s) to measure vibration noise. The technique demonstrated here could, for instance, be of interest for applications of atom interferometers to mobile gravimetry, in strap-down configuration.

More generally, these techniques can be extended to differential measurements with atom interferometers, such as gradiometers and cold atom gyroscopes. In particular, the phase difference can easily be extracted from the fits of the

FIG. 10 –

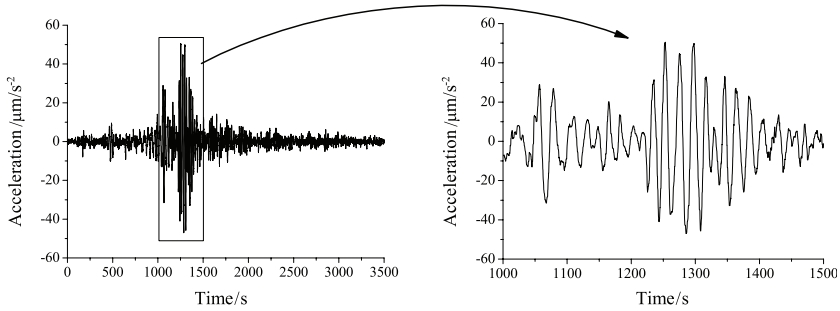

Figure 8. Fluctuations of the gravimeter signal during the earthquake of magnitude 7.7 that occurred in China on March 20, 2008. Data were obtained with the non-linear lock procedure.

two interference patterns. Much interest in these techniques lies in the ability to extend the dynamic range of the sensors and to extract the inertial phase without bias.

Acknowledgments

We would like to thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (FINAQS) for financial support. QB and JLG, respectively, thank CNES and DGA for supporting their work.

References

[1] Bordé Ch J 1989 Atomic interferometry with internal state labeling *Phys. Lett.* A **140** 10
[2] Niebauer T M, Sasagawa G S, Faller J E, Hilt R and Klopping F 1995 A new generation of absolute gravimeters *Metrologia* **32** 159–80
[3] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M and Kasevich M A 2007 Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity *Science* **315** 74–7
[4] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, Prevedelli M and Tino G M 2008 Determination of the Newtonian gravitational constant using atom interferometry *Phys. Rev. Lett.* **100** 050801
[5] Wicht A, Hensley J M, Sarajlic E and Chu S 2002 A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry *Phys. Scr.* **T102** 82–8
[6] Cladé P, de Mirandes E, Cadoret M, Guellati-Khélifa S, Schwob C, Nez F, Julien L and Biraben F 2006 Determination of the fine structure constant based on bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice *Phys. Rev. Lett.* **96** 033001
[7] Jacquey M, Büchner M, Trénec G and Vigué J 2007 First measurements of the index of refraction of gases for lithium atomic waves *Phys. Rev. Lett.* **98** 240405
[8] Kasevich M and Chu S 1991 Atomic interferometry using stimulated Raman transitions *Phys. Rev. Lett.* **67** 181–4
[9] Canuel B, Leduc F, Holleville D, Gauguet A, Fils J, Virdis A, Clairon A, Dimarcq N, Bordé Ch J, Landragin A and Bouyer P 2006 Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry *Phys. Rev. Lett.* **97** 010402
[10] Peters A, Chung K Y and Chu S 2001 High-precision gravity measurements using atom interferometry *Metrologia* **38** 25–61
[11] Hensley J M, Peters A and Chu S 1999 Active low frequency vertical vibration isolation *J. Sci. Instrum.* **70** 2735–41
[12] Le Gouët J, Mehlstäubler T E, Kim J, Merlet S, Clairon A, Landragin A, Pereira Dos Santos F 2008 Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter *Appl. Phys.* B **92** 133–44
[13] Müller H, Chiow S, Herrmann S, Chu S and Chung K Y 2008 Atom-interferometry tests of the isotropy of post-Newtonian gravity *Phys. Rev. Lett.* **100** 180405
[14] Canuteson E, Zumberge M and Hanson J 1997 An absolute method of vertical seismometer calibration by reference to a falling mass with application to the measurement of the gain *Bull. Seismol. Soc. Am.* **87** 484–93
[15] Brown J M, Niebauer T M and Klingele E 2001 Towards a dynamic absolute gravity system *Gravity, Geoid, and Geodynamics 2000, Int. Assoc. Geodesy (Banff, Canada, 31 July–4 August 2000)* vol 123 pp 223–8
[16] Genevès G *et al* 2005 The BNM Watt balance project *IEEE Trans. Instrum Meas.* **54** 850–3
[17] Merlet S, Kopaev A, Diament M, Genevès G, Landragin A and Pereira Dos Santos F 2008 Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project *Metrologia* **45** 265–74
[18] Cheinet P, Pereira Dos Santos F, Petelski T, Le Gouët J, Kim J, Therkildsen K T, Clairon A and Landragin A 2006 Compact laser system for atom interferometry *Appl. Phys.* B **84** 643–6
[19] Bordé Ch J 2001 Theoretical tools for atom optics and interferometry *C.R. Acad. Sci. Paris, Série IV* **2** 509–30
[20] Baillard X, Gauguet A, Bize S, Lemonde P, Laurent Ph, Clairon A and Rosenbusch P 2006 Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers *Opt. Commun.* **266** 609–13
[21] Cheinet P, Canuel B, Pereira Dos Santos F, Gauguet A, Leduc F and Landragin A 2008 Measurement of the sensitivity function in a time-domain atomic interferometer *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57** 1141–8
[22] Slotine J J E and Li J W 1991 *Applied Nonlinear Control* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall)
[23] Khalil H K 1992 *Nonlinear Systems* (London: MacMillan)

FIG. 11 –

IOP Publishing Metrologia
Metrologia **47** (2010) L9–L11 doi:10.1088/0026-1394/47/4/L01

SHORT COMMUNICATION

Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers

S Merlet[1], Q Bodart[1], N Malossi[1,3], A Landragin[1], F Pereira Dos Santos[1], O Gitlein[2] and L Timmen[2]

[1] LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS et UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
[2] Institut für Erdmessung, Leibniz Universität of Hannover, Scheinderberg 50, 30167 Hannover, Germany

E-mail: franck.pereira@obspm.fr

Received 9 April 2010, in final form 27 May 2010
Published 18 June 2010
Online at stacks.iop.org/Met/47/L9

Abstract
We report a comparison between two absolute gravimeters: the LNE-SYRTE cold atom gravimeter and FG5#220 of Leibniz Universität of Hannover. They rely on different principles of operation: atomic and optical interferometry. Both are movable which enabled them to participate in the last International Comparison of Absolute Gravimeters (ICAG'09) at BIPM. Immediately after, their bilateral comparison took place in the LNE watt balance laboratory and showed an agreement of (4.3 ± 6.4) μGal.

1. Introduction

Over the last two decades inertial sensors based on atom interferometry have been realized. In particular, as described in [1], cold atom gravimeters can reach performances comparable to 'classical' corner cube gravimeters in terms of both sensitivity [2, 3] and accuracy. The first and only comparison between atomic and optical gravimeters [4] has shown agreement between the sensors ((7 ± 7) μGal [4] difference). In this paper, we present the result of a comparison, realized between the cold atom gravimeter (CAG) developed by LNE-SYRTE in the framework of the French watt balance project [5] and the FG5#220 of Leibniz Universität of Hannover (LUH) [6]. Both rely on the measurement of the trajectory of free falling bodies (corner cube for FG5 and ^{87}Rb atoms for CAG). Unlike the situation described in [4], both sensors are mobile which makes regular comparisons at various sites possible. Such comparisons between instruments based on different technologies are of fundamental interest for accurate metrology of g. This motivated the participation of both devices in ICAG'09 and the subsequent bilateral comparison presented in this paper. For this purpose, both sensors were moved from BIPM to the gravimetry room (GR) of the LNE watt balance laboratory [7], where they performed simultaneous gravity measurements.

2. Experimental setups

The CAG is an improved version of a prototype described in [2] which reached a short term sensitivity to acceleration of $1.4 \times 10^{-8} g$ at 1 s. It is composed of three parts: a dropping chamber on its isolation platform (figure 1), a compact optical bench (60×90 cm^2) [8] and two 2 m lab racks for the electronic control. The measurement of the Earth's acceleration is deduced from the phase difference between the two paths of an interferometer realized with cold atoms. The FG5 absolute gravimeter of LUH is a state-of-the-art commercial gravimeter which is essentially a modified Mach–Zehnder 'in-line' interferometer as described in [9].

3. Results

The gravimeters measured simultaneously the whole night in the well characterized GR room [7]. The FG5#220 was located on point GR_{29} with one drop per 30 s. The result transferred

[3] Present address: Dipartimento di Fisica Enrico Fermi, Universita di Pisa, L. Pontecorvo 3, I-56127, Italy.
[4] 1 μGal $= 10^{-8}$ m s^{-2}.

0026-1394/10/040009+03$30.00 © 2010 BIPM & IOP Publishing Ltd Printed in the UK & the USA

FIG. 12 –

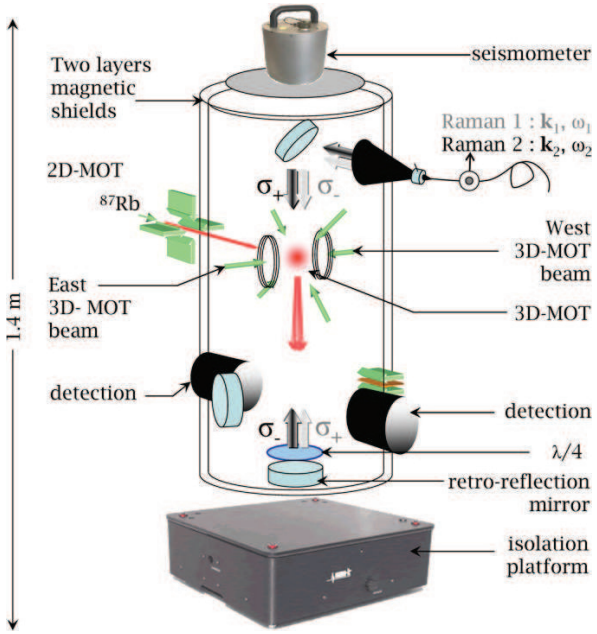

Figure 1. Scheme of the CAG set-up. The drop chamber made of titanium is placed onto a passive isolation platform. Atoms are first trapped in a magneto-optical trap (MOT), cooled with optical molasses and released. During the free fall, the interferometer is realized with vertical Raman laser beams. The g measurement is determined from the interferometer phase shift.

(This figure is in colour only in the electronic version)

Table 1. Gravity results at 120 cm height.

Device	Point	g/μGal	$U(k=1)$ /μGal	s_{gm} /μGal
CAG	GR_{40}	980 890 744.8	5.9	0.7
FG5#220	GR_{29}	980 890 742.6	2.2	1.0
CG5	$GR_{40} - GR_{29}$	6.5	1.0	0.1
CAG–FG5#220	GR_{40}	**−4.3**	**6.4**	**1.6**

at 120 cm is reported in table 1. The CAG was on point GR_{40}, measuring at the high cycling rate of 3 Hz. Its result, also transferred at 120 cm, is reported in table 1. The two points GR_{40} and GR_{29} are 2.12 m apart and the tie between them, obtained with a Scintrex CG5, is $g_{GR40} - g_{GR29} = (6.5 \pm 1.0)$ μGal at the height of 120 cm [7]. Transferred on point GR_{40} at 120 cm, the difference between the devices is (4.3 ± 6.4) μGal. The g measurements uncorrected for tides are displayed in figure 2. The stability is characterized by the Allan standard deviation of the tide-corrected g measurements (figure 3).

Despite different vibration isolation systems and repetition rates, the signal dispersions are similar except during the first hours of the comparison, as can be seen in figure 3. Measurements are found to be less noisy after midnight due to the drastic reduction in human activity in the surrounding industrial area. At best, the FG5 drop scatter is 16 μGal. The CAG's g determination is based on measurement in four successive configurations in order to reject bias due to the two-

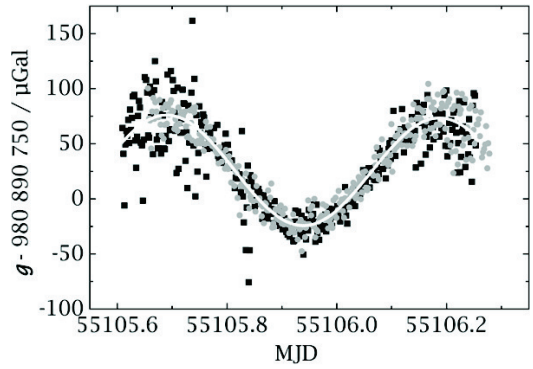

Figure 2. Earth's gravity variation g during the night from the 1st to the 2nd of October 2009 on site GR at LNE. Dots represent average data over 2 min 30 s (black squares: FG5#220, grey circles: CAG). Tidal variation is plotted as a white line on the data.

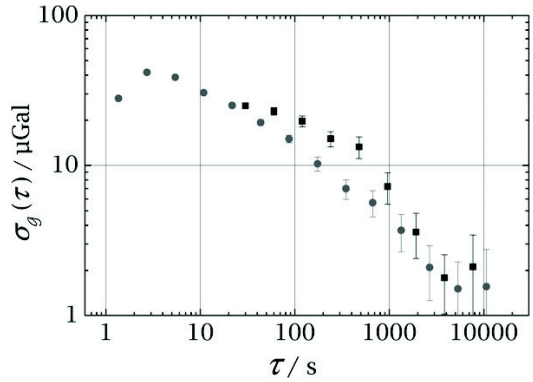

Figure 3. Allan standard deviation of the corrected signals: FG5#220 (black squares), CAG (grey circles).

photon light shift [10]. This degrades the sensitivity by a factor $\sqrt{10}$. Better sensitivity could also be obtained with the FG5 if performed with one drop per 10 s rather than 30 s chosen to preserve the device.

Rotating the CAG by 180° around the vertical axis, we measured a Coriolis shift of (6.5 ± 0.5) μGal. Varying the temperature of the atoms enabled us to evaluate the bias due to wavefront aberrations [11] as (3.0 ± 3.0) μGal. During this comparison, the lack of rigidity of the mechanical structure resulted in a relatively large vertical alignment bias of (4.5 ± 4.5) μGal. The final accuracy was 5.9 μGal. In [9] an error analysis of the FG5 system led to a total uncertainty of 1.1 μGal. From numerous comparisons with other absolute gravimeters since 2002, the LUH group estimates the accuracy of their device to be 2.0 μGal [6, 12]. The g result measured by FG5#220 on point GR_{29} agrees with the mean of previous measurements performed with other FG5s on the same point, in October 2006 [13] (difference of (1.9 ± 2.9) μGal).

4. Conclusion and discussion

We have compared two different portable absolute gravimeters and found an agreement of (4.3 ± 6.4) μGal. More such

comparisons will be made in the future while striving to improve the accuracy of the CAG down to 1 μGal. Already, the vertical alignment bias has been reduced to (0.0 ± 0.5) μGal. Future comparisons will benefit from the mobility of atomic sensors as described here. Transportability is an important and original feature of the CAG, which is necessary for regular participation in comparison campaigns. Nevertheless, CAG is still a laboratory device but such comparisons as the 'field' gravimetric measurements would benefit from the development of a more compact gravimeter as described in [14].

Acknowledgments

The authors would like to thank IFRAF and ESF (EuroQUASAR) for financial support. QB thanks CNES for supporting his work.

References

[1] Kasevich M and Chu S 1992 Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer *Appl. Phys.* B **54** 321–32

[2] Le Gouët J, Mehlstäubler T E, Kim J, Merlet S, Clairon A, Landragin A and Pereira Dos Santos F 2008 Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic interferometer *Appl. Phys.* B **92** 133–44

[3] Müller H, Chiow S W, Herrmann S and Chu S 2008 Atom-interferometry tests of the isotropy of post-Newtonian gravity *Phys. Rev. Lett.* **100** 031101

[4] Peters A, Chung K Y and Chu S 2001 High-precision gravity measurements using atom interferometry *Metrologia* **38** 25–61

[5] Genevès G *et al* 2005 The BNM Watt balance project *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 850–3

[6] Gu X (ed) 2010 *Sciences of Geodesy, Advances and Future Directions* 1st edn (Berlin: Springer) ISBN: 978-3-642-11740-4

[7] Merlet S, Kopaev A, Diament M, Genevès G, Landragin A and Pereira Dos Santos F 2008 Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project *Metrologia* **45** 265–74

[8] Cheinet P, Pereira Dos Santos F, Petelski T, Le Gouët J, Kim J, Therkildsen K T, Clairon A and Landragin A 2006 Compact laser system for atom interferometry *Appl. Phys.* B **84** 643–6

[9] Niebauer T M, Sasagawa G S, Faller J E, Hilt R and Klopping F 1995 A new generation of absolute gravimeters *Metrologia* **32** 159–80

[10] Gauguet A, Mehlstäubler T E, Lévèque T, Le Gouët J, Chaibi W, Canuel B, Clairon A, Pereira Dos Santos F and Landragin A 2008 Off-resonant Raman transitions impact in an atom interferometer *Phys. Rev.* A **78** 043615

[11] Fils J, Leduc F, Bouyer Ph, Holleville D, Dimarcq N, Clairon A and Landragin A 2005 Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope *Eur. Phys. J.* D **36** 257–60

[12] Timmen L *et al* 2006 *Geodetic Deformation Montoring: From Geophysical to Engineering Roles, IAG Symp.* vol 131 ed F Sanso and A J Gil (Berlin: Springer) pp 193–9

[13] Merlet S, Francis O, Palinkas V, Kostelecky J, Le Moigne N, Jacobs T and Genevès G 2007 *Absolute Gravity Measurement at LNE (TG-SMM 2007) Symp. Proc. (St Petersburg, Russia)* pp 173–4

[14] Bodart Q, Merlet S, Malossi N, Pereira Dos Santos F, Bouyer P and Landragin A 2010 A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam *Appl. Phys. Lett.* **96** 134101

FIG. 14 –

Bibliographie

[1] G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, and S. Topçu. The bnm watt balance project. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 54 :850–853, 2005.

[2] G. Genevès, P. Gournay, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, M. Lecollinet, L. Chassagne, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, S. Topçu, D. Haddad, A. Gosset, Z. Silvestri, P-A Meury, T. Madec, and S. Macé. La balance du watt, vers une nouvelle définition de l'unité de masse ? *Revue française de Métrologie*, 9, 2007.

[3] F. Villar. *Conception, réalisation et caractérisation de systèmes mécaniques pour l'expérience française de la "balance du watt"*. PhD thesis, Conservatoire National des Arts et Métiers, 2008.

[4] Sébastien Merlet. *Détermination de g dans le cadre de l'expérience de la Balance du watt*. PhD thesis, Observatoire de Paris, 2006.

[5] *sanction des prototypes internationaux du mètre et du kilogramme*. CPGM 1, CR,34-38, 1889.

[6] S. Schlamminger, K. Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach, and E. G. Adelberger. Test of equivalence principle using a rotating torsion balance. *Physical Review Letters*, 100 :041101, 2008.

[7] Microscope, testing the equivalence principle in space. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics*, 2(9) :1271, 2001.

[8] R.A. Nyman et al. I.c.e. : a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity. *Appl. Phys. B*, 84 :673, 2006.

[9] W. Ertmer, C. Schubert, T. Wendricha, M. Gilowski, M. Zaiser, T. v. Zoest, E. Rasel, A. Clairon Ch.J. Bordé, A. Landragin, P. Laurent, P. Lemonde, and G. Santarelli et al. Matter wave explorer of gravity (mwxg). *Exp. Astron.*, 23 :611, 2009.

[10] G. Varoquaux, R.A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer. How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle. *New Journal of Physics*, 11 :113010, 2009.

[11] P. Bouyer, G. Varoquaux, R. Nyman, J. P. Brantut, G. Stern, T. Bourdel, B. Battelier, A. Landragin, O. Chaibi, F. Pereira, A. Bresson, N. Zahzam, Y. Bidel, O. Carraz, M. Rouzé, and L. Moudin. Testing the universality of free fall in a freely falling two species atom interferometer : the i.c.e. project. *Proceeding ICSO*, 2008.

[12] G. Stern, B. Battelier, R.Geiger, G. Varoquaux, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, O. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer. Light pulse atom interferometry in microgravity. *Eur Phys J D*, 53 :353, 2009.

[13] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch.J. Bordé, and A. Landragin. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :010402, 2006.

[14] Benjamin Canuel. *Etude d'un gyromètre à atomes froids*. PhD thesis, Université Paris XI, Observatoire de Paris, 2007.

[15] M. Diament. Mesure du champ de pesanteur terrestre. *Techniques de l'ingénieur*, page R1814, 2005.

[16] ESA. Gravity field and steady-state ocean circulation explorer. 2009.

[17] D.W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. In *IEEE*, volume 54, page 221, 1966.

[18] M. Kasevich and S. Chu. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :181–184, 1991.

[19] Achim Peters. *High precision gravity measurements using atom interferometry*. PhD thesis, Stanford University, 1998.

[20] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji. The Feynmann path integral approach to atomic interferometry : A tutorial. *J. Phys. II*, 4 :1999, 1994.

[21] A. Einstein. Zur quantentheorie der strahlung. *Physik Zeitsch*, 18 :121, 1917.

[22] D. A. Steck. Rubidium 87 d line data. 2001.

[23] Ch.J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labeling. *Phys. Lett. A*, 140 :110–112, 1989.

[24] K. Moler, D.S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Phys. Rev. A*, 45 :342–348, 1992.

[25] Patrick Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atome froids*. PhD thesis, Université Paris VI, Observatoire de Paris, 2006.

[26] Claude Cohen-Tannoudji. *Interférométrie atomique*. Collège de France, 1992-93.

[27] Julien Le Gouët. *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. PhD thesis, Université Paris XI, Observatoire de Paris, 2008.

[28] A. Gauguet, T. E. Mehlstaübler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Off-resonnant raman transition impact in an atom interferometer. *Physical Review A*, 78 :043615, 2008.

[29] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, and A. Landragin. Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer. *IEEE Trans. On Instrum. Meas.*, 2008.

[30] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59(23) :2631–2634, 1987.

[31] K. Diekmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 58 :3891–3895, 1998.

[32] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Opt. Comm.*, 266 :609–613, 2006.

[33] J.L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, and H.G. Robinson. Optical heterodyne saturation spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 39 :680, 1981.

[34] J. Le Gouët, J. Kim, C. Bourassin-Bouchet, M. Lours, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos. bandwidth phase-locked diode laser with an intra-cavity electro-optic modulator. *Optics Comm.*, 282 :977–980, 2009.

[35] 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. *Appl. Phys. B*, 84(4) :643–646, 2006.

[36] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :177, 1991.

[37] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos. Limits in the sensitivity of a compact atomic interferometer. *Appl. Phys B*, 92 :133, 2008.

[38] J.M. Brown, T.M. Niebauer, B. Richter, F.J. Klopping, J.G. Valentine, and W.K. Buxton. Miniaturized gravimeter may greatly improve measurements. *Eos Trans. AGU*, 80 :355, 1999.

[39] C. Ekstrom, J. Schmiedmayer, M. Chapman, T. Hammond, and D. E. Pritchard. Measurement of the electric polarizability of sodium with an atom interferometer. *Phys. Rev. A*, 51 :3883, 1995.

[40] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, and D. Pritchard. An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :2693, 1991.

[41] T. Pfau, Ch. Kurtsiefer, C.S. Adams, M. Sigel, and J.Mlynek. Magneto-optical beam splitter for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 71 :3427, 1993.

[42] E.M. Rasel, M.K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :2633, 1995.

[43] D.M. Giltner, R.W. McGowan, and S.A. Lee. Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves. *Phys. Rev.Lett.*, 75 :2638, 1995.

[44] S.B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim, and T. Sleator. Time-domain de Broglie wave interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :784–787, 1997.

[45] M. Weel, I. Chan, S. Beattie, A. Kumarakrishnan, D. Gosset, and I. Yavin. Effect of a magnetic field gradient and gravitational acceleration on a time-domain grating-echo interferometer. *Phys. Rev. A*, 73 :063624, 2006.

[46] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben. Large momentum beam splitter using bloch oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :240402, 2009.

[47] H. Müller, S.-W. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, and S.Chu. Atom interferometers with scalable enclosed area. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :240403, 2009.

[48] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Enhancing the area of a raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :080405, 2009.

[49] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévèque, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos. Double diffraction in an atomic gravimeter. *Physical Review A*, 81 :013617, 2009.

[50] S. V. Petropavlovsky and V. P. Yakolev. Multiphoton bragg scattering : Pendellösung effect for momentum-state probabilities. *Laser Physics*, 14 :390, 2004.

[51] I. Chan, A. Andreyuk, S. Beattie, B. Barrett, C. Mok, M. Weel, and A. Kumarakrishnan. Properties of magnetic sublevel coherences for precision measurements. *Phys. Rev. A*, 78(3) :033418, 2008.

[52] Thomas Lévèque. *Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensiblité fondé sur une géométrie repliée*. PhD thesis, Université Paris VI, Observatoire de Paris, 2010.

[53] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin. A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam. *Applied Physics Letters*, 96 :134101, 2010.

[54] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Optics Let.*, 15 :1177–1779, 1996.

[55] J. A. Kim, K. I. Lee, H. R. Noh, and W. Jhe. Atom trap in an axicon mirror. *Optics Let.*, 22 :117–119, 1997.

[56] R. S. Williamson III, P. A. Voytas, R. T. Newell, and T. Walker. A magneto-optical trap loaded from a pyramidal funnel. *Optics Express*, 3 :111–117, 1998.

[57] J. Arlt, O. Maragò, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot. A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Optics Communications*, 157 :303–309, 1998.

[58] A. Camposeo, A. Piombini, F. Cervelli, F. Tantussi, F. Fuso, and E. Arimondo. Characterization of the laser cooled cesium beam leaving the atom funnel. *Optics Communications*, 200 :231–239, 2001.

[59] J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, L. Maleki, J. L. Bliss, and K. G. Libbrecht. Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap : experiment and simulation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20 :1161–1168, 2003.

[60] S. Pollock, J. P. Cotter, A. Latiotis, and E. A. Hinds. Integrated magneto-optical traps on a chip using silicon pyramid structures. *Optics Express*, 17 :14109–14114, 2009.

[61] M. Trupke, F. Ramirez-Martinez, E. A. Curtiss, J. P. Ashmore, S. Eriksson, Z. Moktadir, C. Gollasch, Kraft M, G. Vijaya Prakash, J. J. Baumberg, and E.A. Hinds. Pyramidal micromirrors for microsystems and atom chips. 88 :071116–1–3, 2006.

[62] M. Vangeleyn, P. F. Griffin, E. Riis, and A. S. Arnold. Single-laser, one beam, tetrahedral magneto-optical trap. *Optics Express*, 17 :13601–13608, 2009.

[63] The pyramidal reflector have been realized by "optique de précision j.fichou" 30 rue de la garenne 94260 fresnes france.

[64] G. K. Campbell, A. E. Leanhardt, J. Mun, M. Boyd, E. W. Streed, W. Ketterle, and D. E. Pritchard. Photon recoil momentum in dispersive media. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :170403, 2005.

[65] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Landragin, P. Rouchon, and F. Pereira Dos Santos. Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 46 :87–94, 2009.

[66] N. Debeglia, M. Donsimoni, F. Dupont, , and J. F. Vernoux. Expertise géologique, hydrogéologique et gravimétrique d'un site situé au laboratoire national d'essai à trappes (yvelines). *BRGM/RC-51240-FR*, 2001.

[67] S. Merlet, A. Kopaev, M. Diament, G. Geneves, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos. Micro-gravity investigations for the lne watt balance project. *Metrologia*, 45 :265–274, 2008.

[68] www.iers.org.

[69] W.M. Itano, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, J.M. Gilligan, D.J. Heinzen, F.L. Moore, M.G. Raizen, and D.J. Wineland. Quantum projection noise : Population fluctuations in two-level systems. *Phys. Rev. A*, 47 :3554–3570, 1993.

[70] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N.Dimarcq, D.Holleville, P. Bouyer, and A. Landragin. Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor. *Journal of Optics B*, 5(2) :S136–S142, 2003.

[71] Y. Tamura. A harmonic development of the tide generating potential. *Bull. d'inf. Marées terrsetres*, 99 :6813–6855, 1987.

[72] I. Marson and J. E. Faller. g - the acceleration of gravity : its measurement and its importance. *J. Phys. E*, 19 :22–32, 1986.

[73] S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, O. Gitlein, L. Timmen, and F. Pereira Dos Santos. Comparison between two mobile absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers. *Metrologia*, 47 :9–11, 2010.

[74] A. Louchet-Chauvet, S. Merlet, Q. Bodart, A. Landragin, H. Baumann, G. D'Agostino, and F. Pereira Dos Santos. Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-mass project. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2010.

[75] G. D'Agostino. *Developpement and metrological characterization of a new transportable absolute gravimeter*. PhD thesis, Politecnico Di Torino, Scuola Di Dottorato, 2005.

[76] W. Chauvenet. *A manual of spherical and practical astronomy*. Yale University, 1863.

[77] J. E. Faller R. Hilt T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa and F. Klopping. A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, 32 :159–180, 1995.

[78] W. Bich, G. D'Agostino, A. Germak, and F. Pennecchi. Reconstruction of the free falling body trajectory in a rise and fall absolute ballistic gravimeter. *Metrologia*, 45 :308, 2001.

[79] S. Merlet, O. Francis, V. Palinkas, J. Kostelecky, N. Le Moigne, T. Jacobs, and G. Genevès. Absolute gravimetry measurements at lne, symposium proceedings. St Petersbourg, Russie, TG-SMM 2007.

[80] Jean-Philippe Brantut. *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux*. PhD thesis, Université Paris XI, Institut d'Optique, 2009.

[81] J.-F. Clément, J. P. Brantut, M. Robert de Saint Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 79 :061406, 2009.

[82] F. Impens, P. Bouyer, and Ch.J. Bordé. Matter-wave cavity gravimeter. *Appl. Phys B*, 84 :603–615, 2006.

[83] M. Robert de Saint Vincent, J. P. Brantut, Ch.J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. A quantum trampoline for ultra-cold atoms. *EPL*, 89 :10002, 2010.

[84] T. Vanderbruggen, S. Bernon, A. Bertoldi, A. Landragin, and P. Bouyer. Spin-squeezing and dick state preparation through single-photon heterodyne measurement. *Arxiv :10030157*, 2010.