Implémentation d'une source d'atomes ultra-froids pour l'amélioration de l'exactitude d'un gravimètre atomique

Romain Karcher

▶ **To cite this version:**

Romain Karcher. Implémentation d'une source d'atomes ultra-froids pour l'amélioration de l'exactitude d'un gravimètre atomique. Astrophysique [astro-ph]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT : 2019SORUS165 . tel-03369193

HAL Id: tel-03369193

https://theses.hal.science/tel-03369193v1

Submitted on 7 Oct 2021

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.

SORBONNE UNIVERSITÉ

l'Observatoire de Paris — SYRTE
Systèmes de Référence Temps-Espace

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ SORBONNE UNIVERSITÉ

Spécialité : Physique atomique

École doctorale n° 564: Physique en Île-de-France

réalisée

au Laboratoire SYstèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE)

sous la direction de Franck PEREIRA DOS SANTOS

présentée par

Romain KARCHER

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ SORBONNE UNIVERSITÉ

Sujet de la thèse :

Implémentation d'une source d'atomes ultra-froids pour l'amélioration de l'exactitude d'un gravimètre atomique

soutenue le 15 octobre 2019

devant le jury composé de :

M.	Thomas BOURDEL	Rapporteur
M^me	Anne LOUCHET-CHAUVET	Rapportrice
M.	Sébastien MERLET	Invité
M.	François NEZ	Examinateur
M.	Franck PEREIRA DOS SANTOS	Directeur de thèse
M^me	Hélène PERRIN	Examinatrice

Remerciements

J'ai effectué ma thèse au sein du SYRTE dans l'équipe d'Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels (IACI) sur le gravimètre atomique du LNE-SYRTE. Je tiens à exprimer ma gratitude envers le SYRTE et son directeur Arnaud Landragin qui m'a accueilli au sein du laboratoire et qui malgré ses responsabilités, a toujours trouvé le temps de venir participer aux réunions d'équipes et de discuter de l'avancée des résultats de l'expérience. J'en profite pour remercier tout le service administratif et informatique qui veille au bon fonctionnement de la machine bien huilée du SYRTE.

Je tiens à remercier particulièrement Anne Louchet Chauvet, ancienne post doctorante sur le gravimètre, et Thomas Bourdel dont nous nous sommes inspirés pour la conception du piège dipolaire, d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ce mémoire, et de montrer leur intérêt pour mes travaux de thèse. Je remercie également François Nez président de mon jury de thèse, et Hélène Perrin d'avoir tous deux examinés mon travail de thèse avec soin.

J'ai appris énormément pendant ces trois années de thèse, en travaillant sur un instrument rigoureux et technique. Si la prise en main a été difficile au début, j'ai pu bénéficier de la grande expérience de mes deux directeurs de thèse : Sébastien Merlet, dont l'exigence n'a d'égale que sa profonde connaissance du gravimètre dans ses moindres rouages (chaque vis ou câble est là pour une bonne raison et avec la bonne dimension). Grâce à lui, j'ai pu mieux comprendre le travail exigeant du métrologue.

J'ai pu aussi bénéficier de l'aide précieuse de Franck Pereira Dos Santos, directeur de l'équipe IACI en plus d'être mon directeur de thèse, il a toujours su me pousser avec beaucoup d'énergie à approfondir mes analyses et à me conseiller sur les manip' clés pouvant faire avancer notre compréhension. J'ai toujours été impressionné par l'étendue de tes connaissances et j'ai énormément appris à travailler sous ta direction je peux m'estimer satisfait si j'ai pu acquérir ne serait-ce qu'un dixième de tes connaissances.

Je remercie chaleureusement Almazbek Imanaliev, Almaz, post-doctorant sur le gravimètre arrivé juste avant que je débute mon stage de fin d'études d'ingénieur, nous avons appris à connaître et maîtriser le gravimètre ensemble. Tu m'as tout appris sur le travail d'expérimentateur et l'univers des atomes froids. Tu m'as aussi fait découvrir la culture kirghize. Je ne te remercierai jamais assez pour ta volonté et ta ténacité pendant les longues soirées hivernales de mesures avec nos atomes ultra froids (presque condensés) et vive le tennis l'été. Je te souhaite bon courage pour la suite.

Merci à l'équipe de la balance de Kibble, nos voisins du LNE avec qui nous avons pu participer à la redéfinition du kg grâce à leurs efforts et leur travail acharné.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble du service électronique, Michel Lours, Laurent Volodimer et José Pinto pour leur aide qui ont largement contribué au bon fonctionnement du gravimètre.

Merci à l'équipe IACI dans son ensemble pour la bonne entente que vous avez su installer au sein de ce groupe, Rémi Geiger pour son dynamisme aux réunions d'équipes et ses relectures de l'article. J'ai pu travailler dans des conditions idéales au sein d'une équipe où l'entraide règne. Je remercie les doctorants et post doctorants qui m'ont accompagnés au cours de ces trois ans, les vrais expérimentateurs se battant chaque jour pour faire fonctionner et améliorer ces expériences capricieuses, Romain et Matteo pour le marathon de la thèse que nous avons partagé ensemble.

Je veux finalement remercier mes amis, la Confrérie, (Marco pour les moments détente !) toute ma famille étendue la "Planson Family" ainsi que ma famille proche, ma mère particulièrement pour les nombreuses relectures, mon père, ma soeur et mon beau frère, mes nièces et ma moitié pour leur soutien de tous les jours, qui, même s'ils ne comprennent pas l'ensemble de mes travaux ont toujours été fiers de moi et m'ont toujours aidé à avancer. Une pensée pour toi ma Maminou.

Merci à tous.

Table des matières

Introduction **viii**
Gravimétrie, exactitude et applications . . . ix
Les instruments de mesure de l'accélération de la pesanteur . . . xi
Plan du mémoire . . . xii

1 Le Cold Atom Gravimeter **1**
1.1 Interférométrie atomique . . . 1
1.1.1 Les séparatrices lumineuses : transitions Raman stimulées . . . 1
1.1.2 Interféromètre Raman . . . 6
1.1.3 Sensibilité à l'accélération de la pesanteur . . . 7
1.1.4 Mesure de g et effet Doppler . . . 8
1.1.5 Conclusions . . . 9
1.2 Descriptif expérimental . . . 10
1.2.1 Vue d'ensemble . . . 10
1.2.2 Corps du gravimètre . . . 11
1.2.3 Banc optique : systèmes lasers et électroniques de contrôles . . . 14
1.2.4 Le site de mesure . . . 16
1.2.5 Séquence de mesure classique . . . 17
1.2.6 Mesures et outils supplémentaires . . . 22
1.3 Conclusion . . . 24

2 Effets systématiques et suivi des paramètres de mesures **25**
2.1 Effets systématiques . . . 25
2.1.1 Les effets indépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$ . . . 25
2.1.2 Les effets dépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$ . . . 26
2.2 Algorithme de mesure . . . 31
2.3 Suivis de mesure et caractérisation des effets systématiques . . . 32
2.3.1 Suivi et réjection du champ magnétique . . . 32
2.3.2 Effet de la rampe de fréquence . . . 34
2.3.3 Mesure du décalage de la détection . . . 40
2.3.4 Mesure de l'inclinaison nominale . . . 42
2.3.5 Mesure de l'effet Coriolis . . . 44
2.3.6 Variation environnementale : exemple du niveau d'eau . . . 47
2.3.7 Suivi long terme de g . . . 48
2.4 Bilan d'exactitude . . . 49

2.5 Conclusion 50

3 Piège dipolaire et biais des aberrations du front d'onde 51
3.1 Introduction au piégeage optique 51
3.2 Montage optique et caractérisation 54
3.2.1 Montage optique 54
3.2.2 Caractérisation atomique 57
3.3 Piégeage et refroidissement optique 62
3.3.1 Chargement du MOT vers le piège dipolaire 62
3.3.2 Séquence d'évaporation 63
3.3.3 Séquence alternative de préparation atomique 66
3.4 Accélération de la pesanteur en fonction de la température 67
3.4.1 Protocole de mesure 67
3.4.2 Mesure dans deux orientations du CAG 68
3.4.3 Mesure différentielle de la phase de l'interféromètre Δg 71
3.5 Évaluation du biais des aberrations du front d'onde 73
3.5.1 Simulation numérique du CAG 73
3.5.2 Polynômes à symétrie de révolution 75
3.5.3 Modélisation du front d'onde 76
3.5.4 Extrapolation à $0K$ 76
3.6 Effet des interactions atomiques 78
3.7 Mesure continue de g avec atomes évaporés 81
3.8 Discussion et perspectives 83
3.9 Conclusion 83

4 Contrôle et étude de l'influence des impulsions Raman 85
4.1 Nouvelle mesure des puissances Raman 85
4.1.1 Les échantillonneurs bloqueurs 85
4.1.2 Caractérisation du système de mesure des puissances 87
4.1.3 Mesure des puissances 92
4.2 Asservissement des puissances 96
4.2.1 Durant la mesure de g 96
4.2.2 Suivi du déplacement lumineux à un photon $LS1$ 98
4.3 Le déplacement lumineux à deux photons (LS2) 99
4.4 Influence de la puissance de l'impulsion miroir 101
4.4.1 Introduction 101
4.4.2 Comparaison avec une séquence alternative pour l'interféromètre . 101
4.4.3 Variation de l'impulsion miroir 103
4.5 Conclusions 111

5 Applications métrologiques 113
5.1 Calibration d'un gravimètre supra-conducteur 113
5.1.1 Fonctionnement de l'iGrav 113
5.1.2 Calibration de l'iGrav 114
5.1.3 Conclusion 119
5.2 Transfert de g pour la balance du Kibble et redéfinition du kg SI 119

5.2.1 Le kg SI . . . 119
5.2.2 La balance de Kibble du LNE . . . 120
5.2.3 Transfert de g . . . 121
5.2.4 Redéfinition du kg . . . 123
5.3 Comparaison nationale et lien à l'ICAG 2017 . . . 124
5.3.1 La salle de mesure . . . 124
5.3.2 Descriptif des gravimètres présents . . . 124
5.3.3 Résultat de la comparaison . . . 127
5.4 Conclusion . . . 130

Conclusion générale **131**
Conclusions sur le travail d'amélioration du CAG . . . 131
Perspectives . . . 132

A Grandeurs physiques **135**

B Variation de g avec les effets environnementaux **137**

C Polynômes de Zernike **141**

D Liste d'articles publiés **143**

Bibliographie **157**

Introduction

La gravité fait partie des quatre interactions fondamentales de la physique. Elle décrit l'interaction entre deux corps massiques. Galilée, lors de son expérience mythique du haut de la tour de Pise, fut l'un des premiers à proposer une loi régissant la chute libre d'un corps massique telle que la distance parcourue est proportionnelle au carré du temps écoulé. Quelques dizaines d'années plus tard, Newton pose les bases de la gravitation classique telle qu'on la connait aujourd'hui ; sa théorie cherche à unifier les comportements des planètes comme celui des objets terrestres. Il considère alors l'interaction gravitationnelle comme une force instantanée, à distance et réciproque s'appliquant en ligne droite entre deux masses A et B distantes de d qui s'écrit :

$$\mathbf{F_{A\to B}} = -\mathbf{F_{B\to A}} = -G \times \frac{m_A.m_B}{d^2}\mathbf{u_{A,B}} \tag{0.1}$$

où G est la constante gravitationnelle et $\mathbf{u_{A,B}}$ le vecteur unitaire entre A et B.

Aux alentours de 1915, c'est Einstein qui apporte de nouvelles perspectives sur la théorie de la gravitation avec la relativité générale. La gravitation devient alors une manifestation de la déformation de l'espace-temps sous l'effet de l'énergie de corps massiques. La théorie de Newton devient une approximation de la relativité générale restreinte aux cas des faibles champs gravitationnels et aux vitesses petites devant la vitesse de la lumière. Lorsqu'un objet massif est accéléré, il peut se produire des oscillations de l'espace-temps sous forme d'ondes gravitationnelles, détectées pour la première fois en 2015 [1]. Depuis, les physiciens tentent d'unifier l'infiniment petit décrit par la physique quantique avec l'infiniment grand de la gravitation céleste par de nouvelles théories de gravitation quantique.

La compréhension des forces gravitationnelles a toujours été un sujet d'étude majeur de la physique pour comprendre la dynamique des objets massiques qui nous entourent, à l'échelle de la Terre avec la géophysique, de l'espace pour l'étude des étoiles et même en cosmologie pour comprendre la formation des galaxies et de l'évolution de l'Univers et peut être finalement de l'infiniment petit.

Gravimétrie, exactitude et applications

La gravimètrie est l'étude spatiale et temporelle du champ de pesanteur $\mathbf{g}$, de sa norme g et de son gradient $\nabla\mathbf{g}$.

En prenant le cas simplifié d'une Terre sphérique, de rayon R_T et de masse m_T appliquant une force $\mathbf{F_{Terre\to Objet}}$ sur un objet de masse m à sa surface, on obtient en utilisant la loi de Newton (0.1) :

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_{\mathbf{Terre}\rightarrow\mathbf{Objet}} &= -G.\frac{m_T.m_{Objet}}{R_T^2}\,\mathbf{u}_{\mathbf{Terre}\rightarrow\mathbf{Objet}} \\ &= -G.\frac{m_T}{R_T^2}.m_{Objet}\,\mathbf{u}_{\mathbf{Terre}\rightarrow\mathbf{Objet}} \\ &= -m_{Objet}.\mathbf{g}\end{aligned} \tag{0.2}$$

Si l'on s'intéresse à la dynamique de cet objet dans le référentiel lié à la Terre, il subit alors une accélération $\mathbf{g}$, définie par : $\mathbf{F}_{\mathbf{Terre}\rightarrow\mathbf{Objet}} = -m_{Objet}.\mathbf{g}$. $\mathbf{g}$ est l'accélération locale de la pesanteur dont la norme vaut :

$$g = \frac{G.m_T}{R_T^2} \tag{0.3}$$

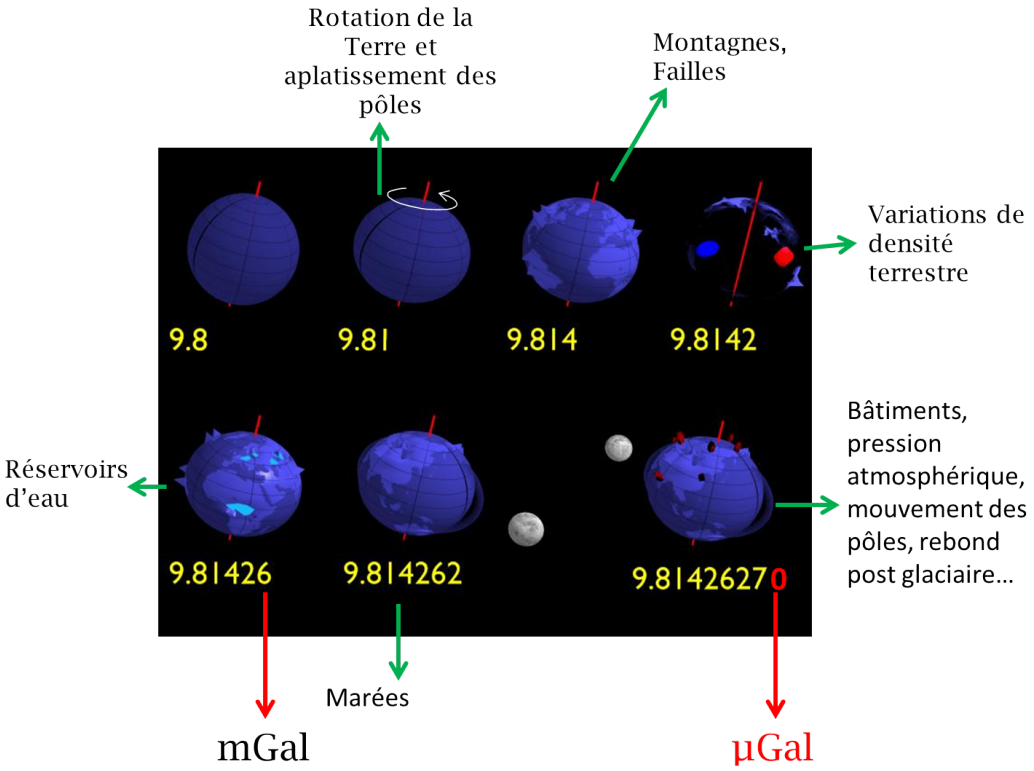

Fig. 0.1 *Représentation des différentes causes impactant la valeur de g (source : IPGP).*

Cette valeur n'est ni uniforme ni constante à la surface de la Terre. $\mathbf{g}$ se définit comme un champ de pesanteur dont la valeur locale dépend des forces d'inertie (centrifuge et de Coriolis), des planètes, des océans, des montagnes, de la densité des sols, mais aussi de la pression et des bâtiments, c'est à dire de l'ensemble de l'environnement qui entoure l'objet qui se déplace dans ce champ de pesanteur. Tous ces effets n'affectent pas g à la même échelle comme on peut le voir sur la figure 0.1. C'est pourquoi, afin d'étudier le détail de l'environnement qui nous entoure, nous devons être capable de mesurer l'accélération de la pesanteur avec la plus grande exactitude possible.

Les applications de la gravimètrie sont nombreuses, à la fois sur Terre dans le domaine de la géophysique ([2]) pour la prospection des ressources naturelles ou bien l'étude de la structure interne de la Terre, mais aussi dans l'espace avec la gravimètrie spatiale (missions spatiales GOCE et GRACE [3]). La gravimètrie peut être utile à la navigation mais aussi être utilisée pour la physique fondamentale avec le test du principe d'équivalence, ou la détection d'ondes gravitationnelles (projet MIGA [4]). Finalement, elle est employée dans la métrologie fondamentale au travers du projet de la balance de Kibble pour la nouvelle détermination du kg du système international d'unités comme on le verra au chapitre 5.

On utilisera pour définir l'accélération de la pesanteur non pas les $\mathrm{m.s^{-2}}$, mais le Gal, nommé en l'honneur de Galilée et souvent utilisé par les géophysiciens.

$$1\mathrm{Gal} = 1\mathrm{cm.s^{-2}} \text{ et } 1\mu\mathrm{Gal} = 10^{-8}\mathrm{m.s^{-2}} \approx 10^{-9} \times g \text{ [5]} \tag{0.4}$$

Les instruments de mesure de l'accélération de la pesanteur

Le gravimètre le plus simple consiste à mesurer la période d'oscillation d'un pendule au voisinage de sa position d'équilibre. Il suffit d'accrocher une masse m au bout d'une tige de longueur l. En appliquant le postulat fondamental de la dynamique, on équilibre la force de gravitation à la tension de la tige et on trouve une équation sur l'angle θ de la tige par rapport à la normale donnée par $\mathbf{g}$:

$$\ddot{\theta} + \omega_0^2 \sin(\theta) = 0 \tag{0.5}$$

La gravité a tendance à ramener le pendule vers sa position d'équilibre et pour de petites oscillations on a $\sin(\theta) \approx \theta$ avec $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$. Une solution de cette équation est alors :

$$\theta(t) = \theta_0 \cos(\omega_0 t) \text{ dont la période est } T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \tag{0.6}$$

Cette équation simple peut être améliorée par des développements mathématiques (avec la formule de Borda par exemple) ou en utilisant des pendules plus sophistiqués comme le pendule réversible [6].

Cependant, les pendules simples ne permettent pas d'atteindre des exactitudes meilleures que le mGal. Ils ont été supplantés par de nouveaux instruments plus performants dont le principe repose sur l'observation d'un corps en chute libre. On utilise alors des techniques d'interférométrie optique ou atomique pour mesurer la position d'une masse au cours de sa chute libre. Ces instruments permettent de mesurer g avec une exactitude relative proche de 10^{-9}.

On peut distinguer deux types de gravimètres :

- Les gravimètres relatifs, sensibles aux variations de g, ils maintiennent en position une masse test et mesurent (en utilisant des capteurs capacitifs) la contre réaction. Ils ont l'avantage d'être compacts et transportables mais possèdent une dérive et ont besoin d'être calibrés.
- Les gravimètres absolus, souvent moins compacts, ils observent la chute libre d'un corps.

On présentera, dans ce manuscrit, l'étude de l'exactitude d'un gravimètre absolu reposant sur l'observation de la chute libre d'atomes froids de Rubidium. La gravimétrie atomique est une méthode prometteuse qui a mené de nombreux laboratoires à développer des instruments de recherche désormais compétitifs avec l'état de l'art de la gravimétrie absolue. Historiquement, elle s'est développée à Stanford, puis en Europe, notamment au SYRTE. Depuis, il y a une forte activité en Chine avec la participation de six gravimètres atomiques lors de la comparaison internationale des gravimètres de 2017, représentés sur la figure 0.2. La maturité de cette technologie a permis le développement industriel de gravimètres atomiques qui démontrent une réelle utilité sur le terrain avec, par exemple, la campagne de mesure marine réalisée conjointement par le SHOM et l'ONERA [7].

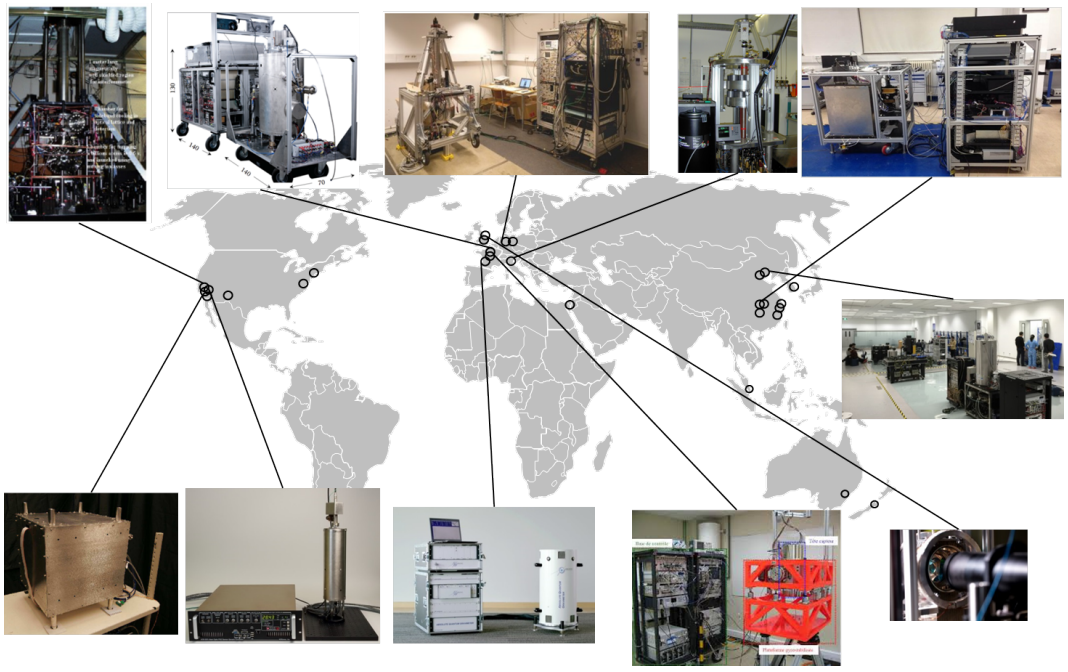

Fig. 0.2 *Carte représentative de la distribution des gravimètres atomiques dans le monde.*

Plan du mémoire

Ce manuscrit s'articule en cinq chapitres. La première partie se concentre sur les aspects théoriques de l'interférométrie atomique et expose plus particulièrement comment on manipule l'onde atomique grâce à des séparatrices lumineuses : les transitions Raman. On montrera comment on obtient un signal proportionnel au champ de pesanteur en sortie de notre interféromètre. On s'attardera sur les différentes parties composant notre gravimètre dans une brève description des principaux éléments de l'expérience. On clôturera ce chapitre par la présentation d'une séquence classique de mesure de l'accélération de la pesanteur et des différents outils à notre disposition.

Le CAG, pour Cold Atom Gravimeter est un gravimètre atomique absolu qui sert de référence métrologique. Nous souhaitons donc caractériser l'ensemble des biais systématiques affectant la mesure de g. Le second chapitre fait l'état de leur caractérisation mais aussi de la manière dont on parvient à les contrôler ou à s'affranchir d'un certain nombre de ces biais par des méthodes astucieuses de mesures.

Son bilan d'incertitude est dominé par l'incertitude sur le biais des aberrations du front d'onde. C'est un biais difficile à résoudre qui dépend notamment de la température des atomes. Sa caractérisation a nécessité d'implémenter un nouveau système de refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire tout optique décrit au chapitre 3. L'étude présentée dans ce chapitre montre l'implémentation d'une source d'atomes ultra froids pour la caractérisation métrologique du biais des aberrations du front d'onde. Ces mesures ont permis d'améliorer l'incertitude sur l'extrapolation de ce biais avec une incertitude trois fois plus faible que précédemment permettant ainsi d'améliorer grandement l'exactitude du CAG.

Dans le but de poursuivre les améliorations du CAG, nous avons adapté le système de mesure de puissance initiale pour la mesure des impulsions Raman de courte durée. On souhaite avoir une mesure fidèle des impulsions Raman et un meilleur contrôle de leur puissance.

Finalement le dernier chapitre conclura sur les applications métrologiques du CAG. C'est un gravimètre absolu qui sert de référence dans le projet pluridisciplinaire de la balance de Kibble du LNE. On détaillera la calibration d'un gravimètre relatif qui sert au transfert de g pour la balance de Kibble. Le CAG est conçu pour être mobile, compact et pour pouvoir se comparer à d'autres gravimètres. C'est pourquoi, nous avons organisé une comparaison nationale après la comparaison clé de gravimètre de 2017 afin de mettre à l'épreuve le bilan d'exactitude du CAG par rapport à d'autres gravimètres.

Chapitre 1

Le Cold Atom Gravimeter

Ce chapitre a pour objectif de présenter le gravimètre, le Cold Atom Gravimeter (CAG) du LNE SYRTE.

On se place dans le cadre de l'atome de Rubidium 87 qui est l'espèce atomique utilisée dans notre expérience. Le Rubidium a été choisi car c'est un alcalin dont les deux sous niveaux hyperfins de l'état fondamental, ceux qui sont utilisés comme états quantiques, ont une grande durée de vie par rapport à la durée de l'expérience.

Nous allons introduire ici le formalisme théorique nécessaire à la compréhension du gravimètre. On montrera comment manipuler des paquets d'ondes avec de la lumière, comment on peut mesurer le champ de pesanteur avec des atomes. Nous allons aussi faire un bref descriptif de l'expérience afin de voir le fonctionnement pratique du CAG.

1.1 Interférométrie atomique

L'interférométrie atomique est un outil mature particulièrement efficace pour mesurer des grandeurs inertielles. Elle fait usage de la propriété ondulatoire de la matière, on traitera par la suite les atomes comme des fonctions d'onde. Ainsi, un paquet d'onde atomique est diffracté ou séparé de manière cohérente par une impulsion lumineuse puis après un certain temps d'évolution du système dans le champ de pesanteur, les paquets d'ondes partiels sont recombinés et interfèrent. Le signal de phase de cet interféromètre créé est alors proportionnel à la valeur absolue de g. Il existe une analogie profonde entre notre interféromètre et un interféromètre optique à deux ondes de Mach-Zehnder si ce n'est qu'ici le rôle de la matière et de la lumière est inversé. Au lieu de manipuler la lumière avec des miroirs et des lames séparatrices nous utilisons des séparatrices lumineuses pour manipuler la matière. Je rappellerai ici les principes théoriques nécessaires à la compréhension de la thèse, extrait de l'étude détaillée de [8].

1.1.1 Les séparatrices lumineuses : transitions Raman stimulées

Les transitions Raman couplent deux états électroniques (dans notre cas les deux états hyperfins $|f\rangle$ et $|e\rangle$ de l'état fondamental de l'atome de Rubidium 87) via une transition à deux photons. A l'issue de ce processus, l'atome change en fait non seulement d'état interne, mais encaisse aussi un recul, changeant son état externe. La figure 1.1 montre les différents niveaux électroniques d'intérêts du Rubidium 87 que nous allons utiliser pour

faire des transitions Raman. Elle met en avant à la fois le changement d'état interne à gauche et externe à droite.

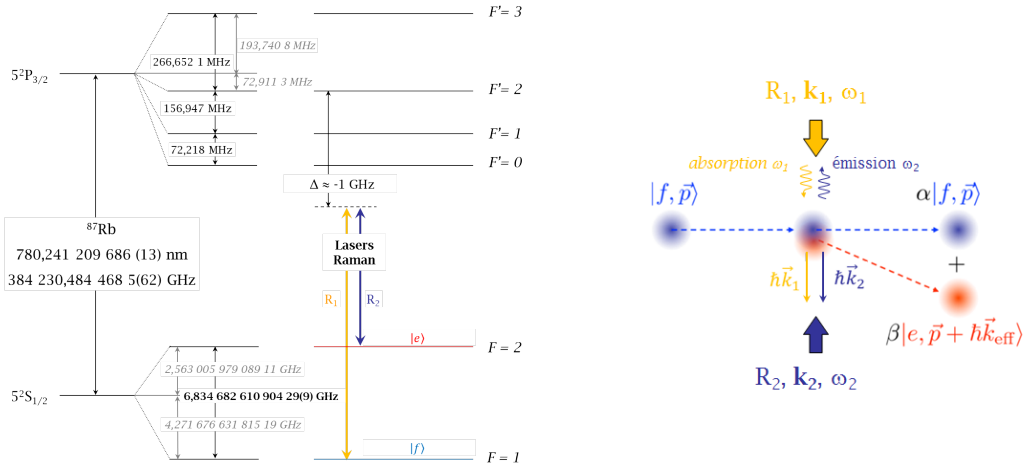

Fig. 1.1 *Gauche : Structure électronique du Rubidium 87, les fréquences laser Raman sont représentées marquant le changement d'état interne. Droite : Séparation cohérente et changement d'état externe lors d'une transition Raman contra-propageante.*

On considère un atome dans l'état fondamental $|f\rangle$ correspondant ici au sous niveau $|F = 1\rangle$ du niveau hyperfin $5^2S_{1/2}$. Cet atome possède une quantité de mouvements $\mathbf{p}$ son état total est noté $|f, \mathbf{p}\rangle$, et son énergie totale vaut :

$$\hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m_{Rb}} = \hbar\omega_f \tag{1.1}$$

Avec m_{Rb} la masse du Rubidium et $\hbar\omega_f^0$ son énergie au repos.

On applique à l'atome un couple de faisceaux Raman notés ici $R1$ et $R2$. Les champs associés, de fréquences et vecteurs d'ondes ω_i et $\mathbf{k_i}$ avec $i = 1, 2$, s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathbf{E_1}(\mathbf{r}, t) &= \hat{\epsilon}_\mathbf{1} E_1^0 e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k_1}.\mathbf{r} + \phi_1^0(t))} + c.c. \\ \mathbf{E_2}(\mathbf{r}, t) &= \hat{\epsilon_2} E_2^0 e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k_2}.\mathbf{r} + \phi_2^0(t))} + c.c. \end{aligned} \tag{1.2}$$

Leur différence de fréquence est choisie pour être égale à la différence de fréquence entre $|f\rangle$ et $|e\rangle$ (figure 1.1). Durant ce processus, l'atome absorbe un photon du champ Raman $R1$ et acquiert une impulsion $\hbar\mathbf{k_1}$ puis se désexcite par émission stimulée dans le champ Raman $R2$ en émettant un photon d'impulsion $\hbar\mathbf{k_2}$. La quantité de mouvement totale acquise par l'atome est notée $\mathbf{k_{eff}}$ et vaut $\mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}$. Ce processus couple les deux états $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$, par conservation de la quantité de mouvement on écrit l'énergie totale de l'atome dans l'état final comme :

$$\hbar\omega_e^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}})^2}{2m_{Rb}} = \hbar\omega_e \tag{1.3}$$

On voit figure 1.1 que les faisceaux Raman sont désaccordés de la résonance d'une quantité Δ par rapport au sous niveau $|F' = 2\rangle$ du niveau $5^2S_{3/2}$.

Dans notre cas $\Delta \approx 1\text{GHz}$, de sorte d'être largement supérieur à la largeur naturelle des niveaux supérieurs ; ce qui nous assure de ne pas les peupler, sinon faiblement, afin de limiter l'émission spontanée. Dans ce cadre, on ramène le système considéré à celui d'un atome à deux niveaux. La conservation de l'énergie permet d'écrire la condition de résonance pour l'atome qui passe de l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ à $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_f + \hbar\omega_1 &= \hbar\omega_e + \hbar\omega_2 \\ \hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2m_{Rb}} + \hbar\omega_1 &= \hbar\omega_e^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}})^2}{2m_{Rb}} + \hbar\omega_2 \end{aligned} \tag{1.4}$$

On réécrit l'équation 1.4 pour trouver la condition sur les fréquences lasers :

$$\begin{aligned} \omega_1 - \omega_2 &= \omega_e^0 - \omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}.\mathbf{k_{eff}}}{m_{Rb}} + \frac{\hbar.\mathbf{k_{eff}}^2}{2m_{Rb}} \\ \omega_{eff} &= \omega_{HFS}^0 + \omega_{rec} + \omega_D \end{aligned} \tag{1.5}$$

$\hbar\omega_{HFS}^0 = \hbar(\omega_e^0 - \omega_f^0)$ est la différence d'énergie entre les deux sous niveaux hyperfins du niveau du Rubidium 87 dans le vide, $\hbar\omega_{rec} = \frac{(\hbar.\mathbf{k_{eff}})^2}{2m_{Rb}}$ est l'énergie de recul transférée à l'atome lors de la transition, $\omega_D = \frac{\mathbf{p}.\mathbf{k_{eff}}}{m_{Rb}}$ est la pulsation du décalage Doppler.

On résout alors l'équation de Schrödinger pour connaître l'évolution du système dans le temps. En se limitant à l'approximation d'un atome à deux niveaux, la fonction d'onde atomique s'écrit en utilisant les amplitudes de probabilités C_i :

$$|\Phi(t)\rangle = C_f(t)|f, \mathbf{p}\rangle + C_e(t)|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle \tag{1.6}$$

On considère l'atome dans l'état fondamental $|f, \mathbf{p}\rangle$ à t_0. Pour trouver quel sera l'état de l'atome après un temps τ, on applique sur l'état initial une matrice de passage de l'impulsion Raman (on néglige par souci de simplification les déplacements lumineux induits par le champ laser et on considère que le champ est résonant avec la transition atomique). Le calcul complet est effectué dans [8] et cette matrice est alors définie comme suit :

$$M(t_0, \phi_{eff}, \Omega_{eff}, \tau) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f\tau} & -ie^{i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi_{eff})} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f\tau} \\ -ie^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi_{eff})} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e\tau} & \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e\tau} \end{pmatrix} \tag{1.7}$$

Les paramètres de cette matrice sont la différence de phase entre les lasers $\phi_{eff} = \phi_1 - \phi_2$ et la pulsation de Rabi effective :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}^*}{2\Delta} \tag{1.8}$$

Les pulsations de Rabi Ω_{jk} décrivent le couplage d'un champ k ($k = 1, 2$) de vecteur de polarisation ϵ_k avec un état $|j\rangle$ (pour $j = f, e$) par interaction dipolaire électrique définie par son opérateur $\mathbf{d}$.

Elles s'écrivent :

$$\Omega_{jk} = -\frac{2}{\hbar}\langle i|\mathbf{d}.\epsilon_{\mathbf{k}}E_k^0|j\rangle \tag{1.9}$$

Après un temps τ, les amplitudes de probabilités C_f et C_e des états $|f,\mathbf{p}\rangle$ et $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$ s'écrivent alors :

$$\begin{pmatrix} C_f(t_0+\tau) \\ C_e(t_0+\tau) \end{pmatrix} = M(t_0,\phi_{eff},\Omega_{eff},\tau)\begin{pmatrix} C_f(t_0) \\ C_e(t_0) \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

Pour l'atome initialement dans l'état $|f,\mathbf{p}\rangle$, $C_f(t_0)=1$ et $C_e(t_0)=0$ nous obtenons une oscillation de Rabi entre les populations des deux états :

$$\begin{cases} |\ C_f(t_0+\tau)\ |^2 = 1-\sin^2\left(\Omega_{eff}\dfrac{\tau}{2}\right) \\ |\ C_e(t_0+\tau)\ |^2 = \sin^2\left(\Omega_{eff}\dfrac{\tau}{2}\right) \end{cases} \tag{1.11}$$

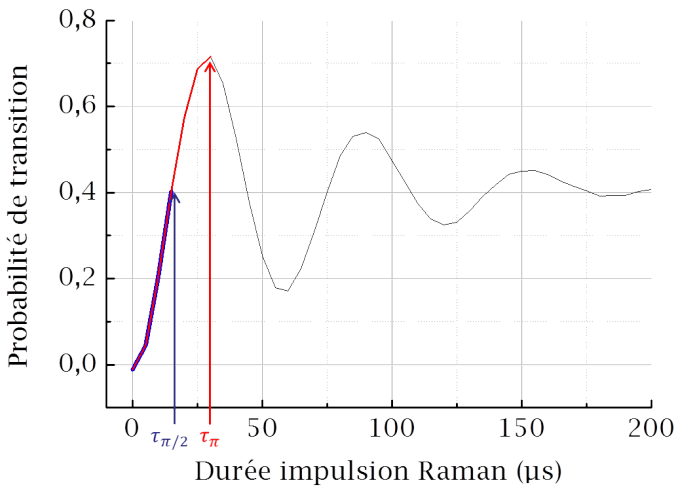

Fig. 1.2 *Oscillation de Rabi, probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion Raman.*

La figure 1.2 montre une oscillation de Rabi typique dans notre expérience, obtenue en modifiant la durée de la transition Raman et en mesurant la probabilité de transitions des atomes définie comme la probabilité qu'un atome initialement dans $|f,\mathbf{p}\rangle$ ait transité vers $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$. Sur cette figure 1.2, le contraste est limité à 70% et les oscillations s'amortissent. On observe, en effet, une décohérence en raison de l'inhomogénéité d'éclairement et donc de couplage des atomes avec les faisceaux Raman.

Dans le cas plus général où les transitions Raman ne sont pas parfaitement résonantes, l'évolution est gouvernée, comme dans l'atome à deux niveaux, par la pulsation de Rabi généralisée Ω_R qui se définit avec la pulsation de Rabi effective en présence d'un désaccord $\delta\omega$, entre les fréquences lasers et celle de la transition atomique :

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + \delta\omega^2} \tag{1.12}$$

L'oscillation de Rabi (1.11) est alors modifiée :

$$\begin{cases} \mid C_f(t_0+\tau) \mid^2 \; = \; 1 - \dfrac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\Omega_R \dfrac{\tau}{2}\right) \\ \mid C_e(t_0+\tau) \mid^2 \; = \; \dfrac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\Omega_R \dfrac{\tau}{2}\right) \end{cases} \tag{1.13}$$

Cas particuliers à résonance :

- $\Omega_R\tau = \pi/2$, alors l'état final s'écrit :

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|f,\mathbf{p}\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle \tag{1.14}$$

  On réalise une séparatrice lumineuse pour laquelle le paquet d'onde atomique est dans une superposition cohérente de l'état $|f,\mathbf{p}\rangle$ et $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$. On appellera cette impulsion : une impulsion Raman $\pi/2$ ou une impulsion Raman de durée $\tau_{\pi/2}$. C'est l'équivalent d'une lame séparatrice pour un interféromètre optique.
- $\Omega_R\tau = \pi$, alors l'état final s'écrit :

$$|\Phi\rangle = |e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle \tag{1.15}$$

  Le paquet d'onde est totalement diffracté pour une durée d'impulsion Raman τ_π. On réalise ainsi un miroir atomique : l'équivalent d'un miroir pour un interféromètre optique.

Le développement réalisé ici a été fait pour une transition de l'état $|f,\mathbf{p}\rangle$ vers $|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$ noté par la suite $k_\uparrow$ car la quantité de mouvement transférée est égale à $+\hbar\mathbf{k_{eff}}$. Cependant il est, de manière identique, possible de coupler l'état $|f,\mathbf{p}\rangle$ vers $|e,\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$ noté alors transition $k_\downarrow$ pour une quantité de mouvement $-\hbar\mathbf{k_{eff}}$. Il suffit pour cela, d'échanger la direction des deux faisceaux Raman 1 et 2.

Spécificités des transitions Raman

A chaque impulsion Raman la différence de phase des lasers est imprimée sur le paquet d'onde atomique diffracté (1.7). Elle s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \phi_{eff} &= \phi_1 - \phi_2 \\ &= (k_1-k_2)z - (\omega_1-\omega_2)t + \phi_1^0 - \phi_2^0 \\ &= k_{eff}z - \omega_{eff}t + \phi_{eff}^0 \end{aligned} \tag{1.16}$$

Avec ω_i , k_i et ϕ_i^0 la pulsation, le vecteur d'onde et la phase initiale du faisceau Raman R_i. Les deux faisceaux Raman sont acheminés par la même fibre et mis en forme par le même collimateur afin de limiter les fluctuations temporelles et spatiales de phase relative. Ils sont ensuite rétro-réfléchis sur le même miroir et on dispose alors de quatre transitions à deux photons possibles : deux transitions co-propageantes de polarisations $[\sigma^-_{R_1}, \sigma^+_{R_2}]$ et $[\sigma^+_{R'_1}, \sigma^-_{R'_2}]$ et deux transitions contra-propageantes de polarisations $[\sigma^+_{R_1}, \sigma^+_{R'_2}]$ et $[\sigma^-_{R'_1}, \sigma^-_{R_2}]$ (voir figure 1.6). On favorise ainsi, par un choix adéquat de la polarisation des faisceaux Raman, l'utilisation de transitions contra-propageantes afin de maximiser la sensibilité à g avec $k_{eff} = k_1 + k_2$ plutôt que $k_{eff} = k_1 - k_2$ où l'amplitude est cinq ordres de grandeur moins importante.

Les transitions Raman contra-propageantes sont par ailleurs sélectives en vitesse dans la direction de sélection, ce qui permet de lever la dégénérescence entre les différentes transitions possibles. La condition de résonance (1.5) dépend de la vitesse des atomes à cause du déplacement Doppler, le transfert n'est donc efficace que pour les seules classes de vitesse qui satisfont la condition de résonance. Dans le cas où l'impulsion Raman est une impulsion τ_π la probabilité de transition pour une vitesse $\mathbf{v}$ s'écrit :

$$P_\pi(\mathbf{v}) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 sinc^2 \left(\frac{\pi \sqrt{1 + \left(\frac{\mathbf{v}.\mathbf{k_{eff}}}{|\Omega_{eff}|}\right)^2}}{2} \right) \tag{1.17}$$

La largeur de l'impulsion sélectionnée dans l'espace des vitesses est donnée par Ω/k_{eff} et vaut typiquement $6.1\text{mm.s}^{-1} \approx v_{rec}$ soit une température de 0.8µK dans la direction de sélection.

Un autre intérêt des transitions Raman stimulées est l'étiquetage des états de sorties de l'interféromètre [9]. Il existe en effet, une bijection entre état interne et état externe. On mesure alors la probabilité de transition d'un état d'impulsion $|\mathbf{p}\rangle$ vers l'état $|\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$ qu'on détermine par une mesure des populations dans les deux états internes. La séparation spatiale des deux ports de sortie n'est, en effet, pas suffisante pour les distinguer car la largeur de la distribution en vitesse est de l'ordre du transfert de vitesse communiqué par les transitions Raman. C'est pourquoi il est très utile de pouvoir les distinguer en utilisant leurs énergies internes.

1.1.2 Interféromètre Raman

L'interféromètre Raman est constitué d'une première impulsion $\pi/2$ qui sépare l'onde atomique en deux. Après un temps d'évolution T une deuxième impulsion π redirige les paquets d'ondes atomiques, puis après un deuxième temps d'évolution T une dernière impulsion $\pi/2$ recombine les ondes atomiques et les fait interférer. Le schéma de principe de cet interféromètre est présenté figure 1.3.

On peut modéliser cet interféromètre grâce aux matrices de passage des transitions Raman (1.7) ainsi que la matrice de passage de l'évolution libre $M_{el}(T)$, qui est donnée par :

$$M_{el}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

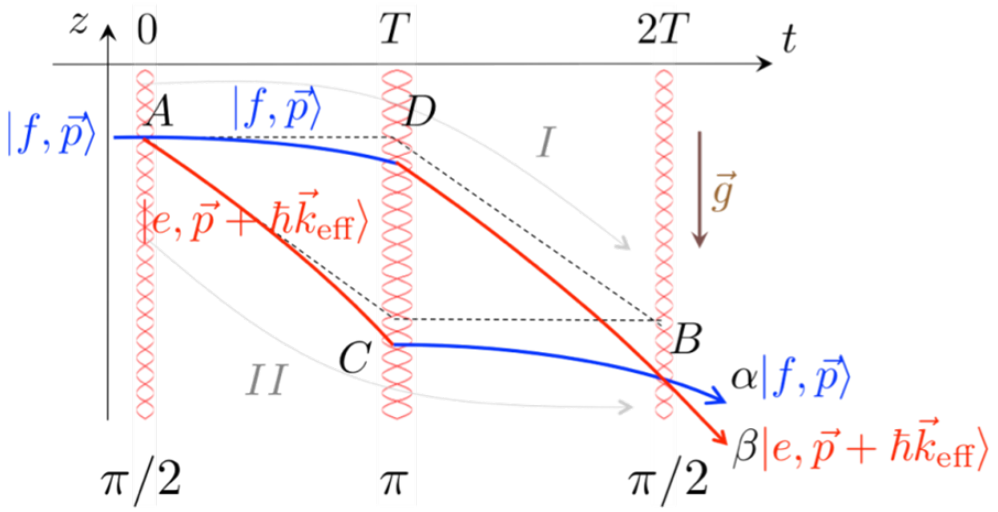

Fig. 1.3 *Schéma de principe d'un interféromètre atomique ou interféromètre Raman. Une séquence d'impulsions : $\pi/2 - \pi - \pi/2$ séparées par des temps d'évolution libre T constitue l'interféromètre.*

En fixant l'origine des temps au début de la première impulsion $\pi/2$, la matrice totale de l'interféromètre s'écrit comme un produit des différentes matrices d'évolution :

$$\begin{aligned} M_{tot} = & M(2T + 3\tau_{\pi/2}, \phi_3, \Omega_{eff}, \tau_{\pi/2}) M_{el}(T) M(T + \tau_{\pi/2}, \phi_2, \Omega_{eff}, 2\tau_{\pi/2}) \\ & M_{el}(T) M(0, \phi_1, \Omega_{eff}, \tau_{\pi/2}) \end{aligned} \tag{1.19}$$

On calcule la probabilité de transition P pour un atome initialement dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ sortant de l'interféromètre dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$:

$$P = \frac{|\, C_e(2T + 4\tau)\,|^2}{|\, C_f(2T + 4\tau)\,|^2 + |\, C_e(2T + 4\tau)\,|^2} = \frac{1}{2}(1 - \cos\Delta\Phi) \tag{1.20}$$

Où $\Delta\Phi$ est la phase de l'interféromètre soit la différence de phase accumulée le long des deux chemins I et II de l'interféromètre. Son calcul sera détaillé dans la partie suivante.

1.1.3 Sensibilité à l'accélération de la pesanteur

On constate sur les termes de la matrice (1.7) que lors d'une transition Raman, la différence de phase des lasers s'imprime positivement sur le paquet d'onde atomique pour un état allant de $|f, \mathbf{p}\rangle$ vers $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$ et négativement de $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$ vers $|f, \mathbf{p}\rangle$.

Nous allons utiliser cette relation entre signe de la phase et sens du transfert pour calculer la phase accumulée sur le chemin I de l'interféromètre figure 1.3 entrant dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ et sortant dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k_{eff}}\rangle$. Lors de la première et dernière impulsion le paquet d'onde ne subit aucun déphasage, en revanche il acquiert un déphasage $+\phi_{eff}$ (noté ϕ pour la suite du développement) en D et donc :

$$\Phi_I = \phi_D \tag{1.21}$$

De manière identique la phase accumulée sur le chemin II s'écrit :

$$\Phi_{II} = +\phi_A - \phi_C + \phi_B \tag{1.22}$$

La phase de l'interféromètre est la différence de phase des deux chemins I et II :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \Phi_{II} - \Phi_I \\ &= \phi_A - \phi_C + \phi_B - \phi_D \\ &= \phi(0) - 2\phi(T) + \phi(2T) \end{aligned} \tag{1.23}$$

On suppose ici que $\tau << T$. Dans le référentiel défini par les équiphases des lasers, les atomes sont en chute libre et leur position au cours du temps est décrite par $z(t) = -\frac{1}{2}gt^2$ car les lasers sont alignés sur la verticale. Les différences de phases constantes ou linéaires dans le temps s'annulent car elles donnent des contributions identiques le long du chemin I et II. Seule compte la position des atomes au cours du temps $z(t)$ ainsi que le bruit de phase $\delta\phi(t)$.

On réécrit l'équation 1.23 :

$$\Delta\Phi = -k_{eff}gT^2 + \delta\phi_0 - 2\delta\phi_T + \delta\phi_{2T} \tag{1.24}$$

Les équiphases des lasers définissent alors une "règle" sur laquelle on lit la position des atomes au cours de la chute à trois instants différents : aux trois impulsions Raman. Ces trois positions sont imprimées sur la phase du paquet d'onde, c'est ce qui nous permet de connaître le champ de pesanteur auquel il est soumis.

1.1.4 Mesure de g et effet Doppler

Durant l'interféromètre les atomes sont en chute libre et le décalage Doppler croît linéairement au cours du temps comme $\delta\omega_D(t) = k_{eff}gt$. Pour maintenir la condition de résonance (1.5) au cours de la chute, on compense le décalage Doppler en appliquant une rampe de fréquence à l'un des lasers : $\omega = \omega_0 + \alpha t$ [10]. Le déphasage de l'interféromètre (en négligeant le bruit de phase) s'écrit alors $\Delta\Phi = (\alpha - k_{eff}g)T^2$ et la probabilité de transition (1.20), en tenant compte du contraste C de l'interféromètre, s'écrit finalement :

$$P = \frac{1}{2}C\left[1 - \cos\left((k_{eff}g - \alpha)T^2\right)\right] \tag{1.25}$$

La figure 1.4 représente les franges d'interférences obtenues en balayant la valeur de la rampe α pour différentes valeurs de T.

On remarque une frange sombre, dont la position dans le spectre est indépendante de T. Cette frange correspond à la valeur de la rampe de fréquence qui compense exactement le décalage Doppler induit par la chute libre des atomes sous l'effet de la gravité.

$$g = \frac{\alpha_0}{k_{eff}} \tag{1.26}$$

Pour déterminer précisément la valeur de α_0, on effectue un asservissement de la valeur de cette rampe de fréquence pour la maintenir sur la position de la frange centrale de l'interféromètre. Pour ce faire, on module la rampe en effectuant un saut de phase $\pm\pi/2$.

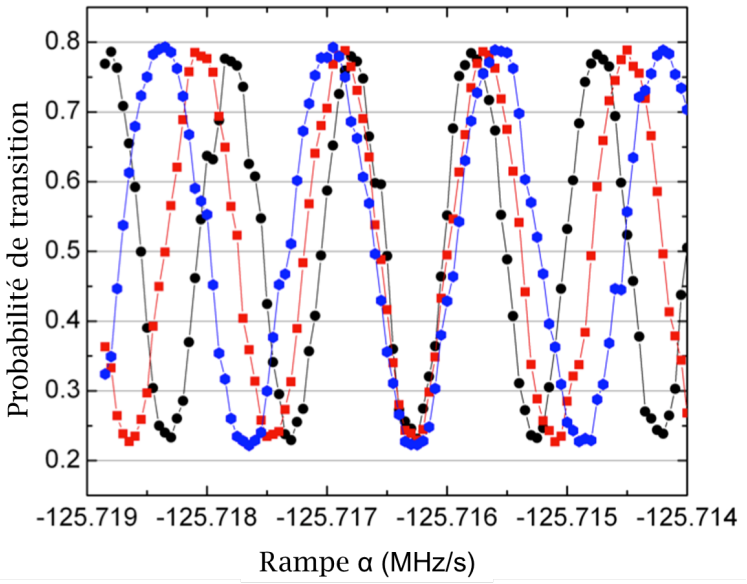

Fig. 1.4 *Franges d'interférences pour différents T. Probabilité de transition en fonction de la valeur de la rampe α. La frange sombre est obtenue pour : $\alpha = \alpha_0 = k_{eff}g$*

A mi-frange on obtient la meilleure sensibilité aux variations de g. Les mesures se font en alternant le saut de phase afin de mesurer la probabilité de transition à droite (P_d) puis à gauche (P_g) de la frange centrale. De ces mesures, on estime l'erreur de phase et on applique une correction $G \times (P_d - P_g)$ où G est le gain de l'asservissement [11]. Cela permet à la fois de s'affranchir des variations du contraste et du décalage de l'interférogramme qui pourraient être interprétées comme des variations de g et de maximiser la sensibilité de la mesure à g en s'asservissant sur la frange sombre. La mesure de g se ramène finalement à une mesure de fréquence.

1.1.5 Conclusions

Trois paramètres jouent un rôle majeur sur la sensibilité de notre mesure :

- Le contraste C qui dépend du rapport entre le nombre d'atomes participant pleinement à l'interféromètre et le nombre d'atomes détectés. La perte de contraste est due aux imperfections des séparatrices Raman qui ne transfèrent pas totalement les atomes, à cause de la largeur finie de la distribution en vitesse et des inhomogénéités de couplage par exemple. Une des solutions pouvant être envisagée est de réduire la température du nuage atomique permettant de limiter l'impact de l'effet Doppler vertical, mais aussi de limiter son étalement spatial dans les faisceaux Raman au cours de la chute [12].
- Le vecteur d'onde k_{eff} permet aussi d'améliorer la sensibilité à g en augmentant sa norme. Cela a l'avantage de ne pas augmenter le temps de cycle à priori. On peut envisager d'augmenter l'angle de diffraction avec un système de double diffraction par exemple [13] [14]. On peut aussi envisager de réaliser des transitions multi-photoniques consistant à transférer non pas une impulsion $\hbar k_{eff}$ mais plusieurs en réalisant $N\hbar k_{eff}$. L'implémentation de ces transitions multi-$\hbar k_{eff}$ est facilitée par

l'utilisation de sources d'atomes ultra froides [15] [16] [17] [18].
– Le temps d'évolution libre T est le paramètre le plus intéressant à priori pour améliorer la sensibilité de l'instrument car il a une dépendance en T^2. Cependant il est limité par la taille de l'enceinte à vide de l'expérience. C'est pourquoi certaines équipes développent des enceintes à vide de 10m [19], [20]. Pour tirer profit au maximum de la taille finie de l'enceinte à vide, il est aussi possible non pas de lâcher les atomes après leur refroidissement, mais de les lancer afin d'augmenter le temps T. Une autre limite sur T vient de l'expansion spatiale du nuage à cause de sa température non nulle. Il est possible alors d'utiliser des sources d'atomes ultra froides ou d'autres alternatives comme le Delta Kick Collimation par exemple [21].

Les sources d'atomes froids sont un sujet d'étude majeur pour l'amélioration de la sensibilité des capteurs inertiels. Cette thèse montrera aussi leur importance pour l'amélioration de l'exactitude du gravimètre dans le chapitre 3.

1.2 Descriptif expérimental

1.2.1 Vue d'ensemble

Le gravimètre est un instrument de mesure qui est opérationnel depuis 2009. Il est constitué de deux parties :

l'enceinte à vide qui repose sur une plateforme d'isolation des vibrations où la mesure se déroule et d'un bâti qui abrite le banc optique et les différents éléments de l'électronique de contrôle. Des roues peuvent être fixées sur les deux structures afin de pouvoir transporter et déplacer le CAG qui a notamment pu participer, grâce à sa mobilité, à des comparaisons nationales (chapitre 5), internationales [22] [23] [24] et d'autres sessions de comparaisons [25], [26], [27], organisées dans le laboratoire à Trappes mais aussi dans d'autres laboratoires en France et en Europe. La figure 1.5 est une photographie montrant le CAG dans son ensemble.

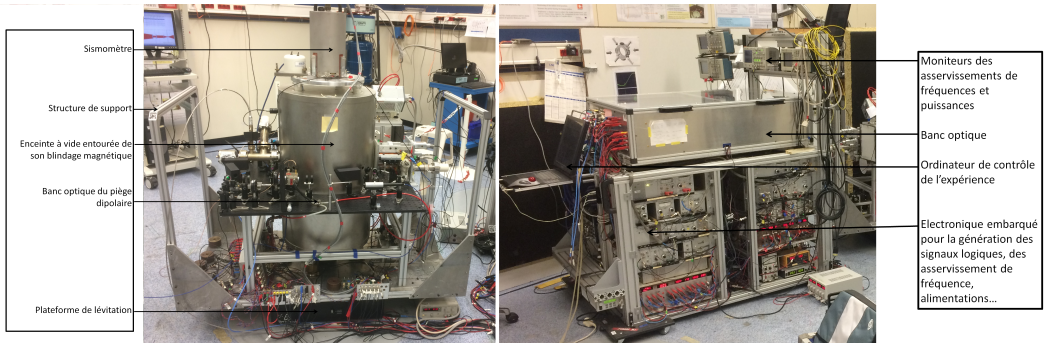

Fig. 1.5 *Photographie du dispositif expérimental dans la salle du laboratoire situé au LNE à Trappes. On y voit les deux modules du CAG : l'enceinte à vide ainsi que le système de contrôle et le banc optique.*

1.2.2 Corps du gravimètre

a) Vue générale

Le gravimètre, qu'on peut voir sur la figure 1.6, est composé d'une enceinte à vide en titane qui mesure 44cm de haut. Elle se décompose en trois parties différentes : la zone de refroidissement, la zone de chute et la zone de détection. La distance entre la zone de refroidissement et celle de détection permet de réaliser des interféromètres avec une durée maximale de $2T = 180$ms, de plus, un cylindre de 7cm est placé au dessus de la zone de refroidissement pour garder la possibilité de lancer les atomes et d'augmenter T. Le tout est entouré d'un double blindage magnétique permettant d'isoler l'enceinte du champ magnétique ambiant.

Au total vingt hublots permettent un accès optique à l'intérieur de la chambre à vide. Quatorze sont réservés au piégeage dans la zone de refroidissement pour les pièges magnéto optique 2D et 3D ainsi que pour le piège dipolaire dont la mise en place est présentée au chapitre 3. Un hublot situé au dessus de l'enceinte permet l'acheminement des faisceaux Raman et un autre situé en dessous permet de récolter une faible partie de la puissance des faisceaux Raman, qui n'est pas rétro-réfléchie, et que nous allons utiliser pour son contrôle. Le miroir de rétro réflexion des faisceaux Raman est placé sous vide pour éviter les déformations du front d'onde à cause de ce hublot. Enfin, les quatre derniers hublots sont utilisés pour le système de détection.

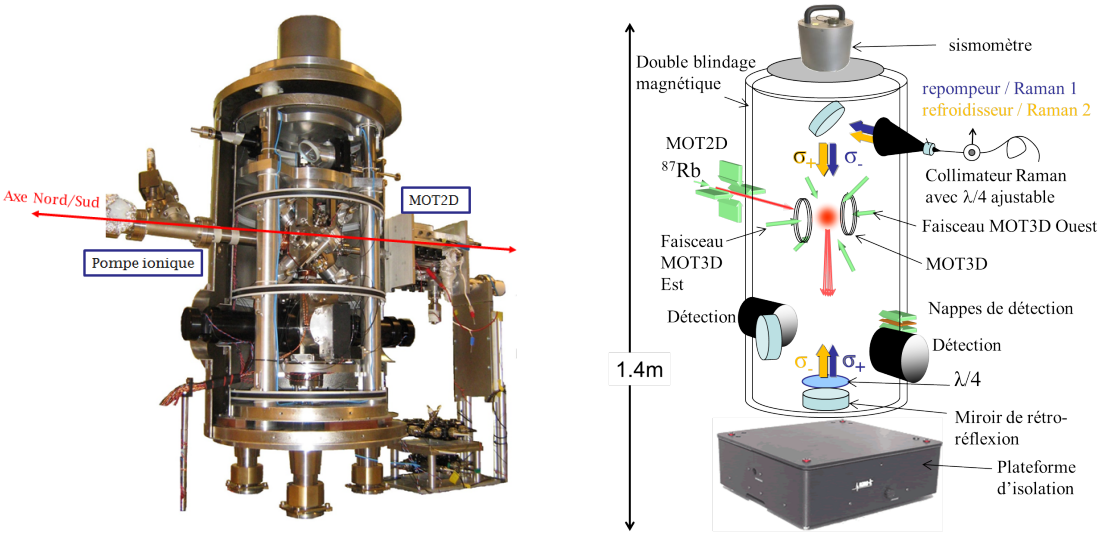

Fig. 1.6 *A gauche : enceinte à vide du CAG en vue ouverte, à droite : vue schématique de l'ensemble avec les différents éléments et fonctions du CAG.*

Cette enceinte repose sur une plateforme d'isolation passive qui atténue les vibrations du sol sur une bande de fréquence allant de 1Hz à 50Hz. Enfin, pour isoler la mesure des courants d'air produits par la climatisation ainsi que du bruit acoustique, une boite en bois recouverte de mousse protège l'ensemble du dispositif [28].

b) Les pièges magnéto-optiques

La source atomique est préparée et refroidie dans un piège magnéto optique 3D (MOT3D) alimenté par un piège magnéto optique 2D (MOT2D) à partir d'une vapeur de Rubidium. Deux coupleurs (Schafter Kirchoff) sont utilisés pour séparer les faisceaux optiques des deux pièges magnéto optique. Le premier sépare le faisceau utilisé pour alimenter le MOT2D en trois. Le deuxième coupleur sépare le faisceau utilisé pour le MOT3D en six (figure 1.7). On oriente les deux faisceaux 5 et 6 (sur la figure 1.7) avec l'axe Est/Ouest pour avoir un contrôle unique des vitesses de dérive transverses dans cette direction.

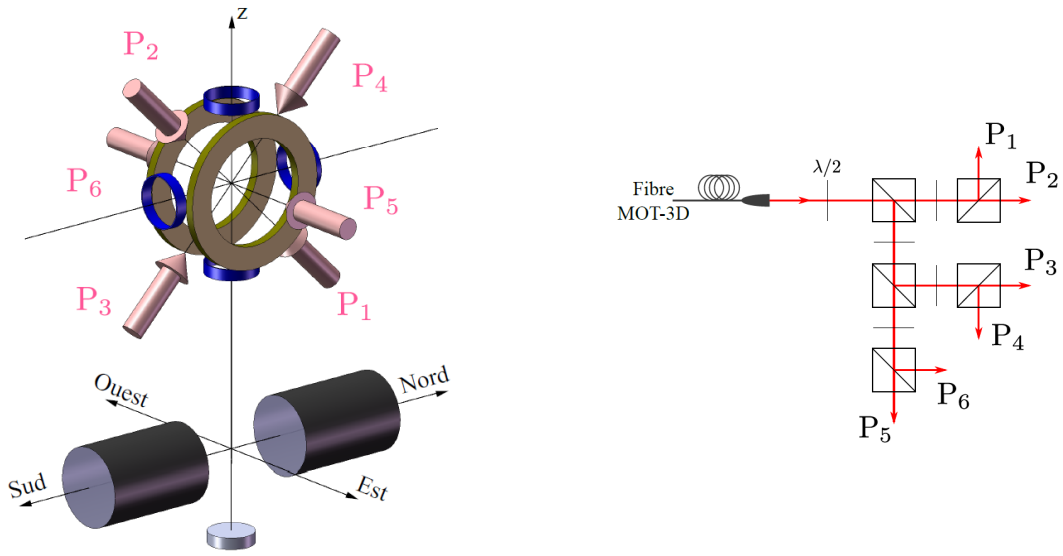

Fig. 1.7 *Schéma des faisceaux et bobines du MOT3D et sa position par rapport aux directions cardinales. Coupleur de fibre Schafter Kirchoff séparant le faisceau MOT3D en 6*

On note aussi que la puissance des faisceaux 1 et 4 est légèrement supérieure aux puissances 2 et 3 pour ralentir plus efficacement les atomes venant du MOT2D par l'axe Sud sur la figure 1.7. On définit l'axe Nord/Sud représenté par l'axe entre la pompe ionique au MOT2D sur la figure 1.6. On parlera alors d'orientation Nord du CAG lorsque les atomes viennent du MOT2D par le Sud sur la figure 1.7 et inversement d'orientation Sud du CAG lorsque les atomes viennent du MOT2D par le Nord sur la figure 1.7.

c) Les faisceaux Raman

Dans notre gravimètre la mise en forme des faisceaux Raman est faite à l'aide d'un collimateur commun aux deux faisceaux, qui arrive sur le dispositif dans une même fibre à maintien de polarisation, mais avec des polarisations croisées. Ce collimateur est situé au dessus de l'enceinte comme on peut le voir sur la figure 1.6. Ce collimateur est composé d'un doublet de focale 140mm et contient une lame $\lambda/4$ qui circularise les deux polarisations incidentes. Le diamètre utile en sortie de collimateur est de 28mm pour un waist du faisceau Raman de 12mm. A l'autre extrémité de l'enceinte, les faisceaux sont réfléchis

par un même miroir précédé d'une deuxième lame $\lambda/4$ qu'ils traversent donc deux fois. Ces faisceaux réfléchis R_1' et R_2' ont alors des polarisations opposées. On a donc quatre faisceaux pouvant interagir avec les atomes comme représenté sur la figure 1.6. Le miroir de rétro-réflexion possède des défauts de planéité inférieurs à $\lambda/20$ PV (*Peak to Valley*) pour un diamètre de 40mm. La $\lambda/4$ fait 50mm de diamètre pour une qualité annoncée par le constructeur de $\lambda/20$ également. Ces deux éléments optiques ont été caractérisés à l'aide d'un analyseur Zygo avant d'être mis sous vide dans la thèse [29].

d) Le système de détection

La détection des atomes se fait en collectant la fluorescence émise lors de leur excitation avec un faisceau laser accordé au voisinage de la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

Un système de quatre photodiodes en double collection dont le schéma est présenté figure 1.8 permet de collecter ces photons. On dispose d'un système de double détection symétrique. Cette double détection a été caractérisée dans [29] comme on peut le voir sur la figure 1.9.

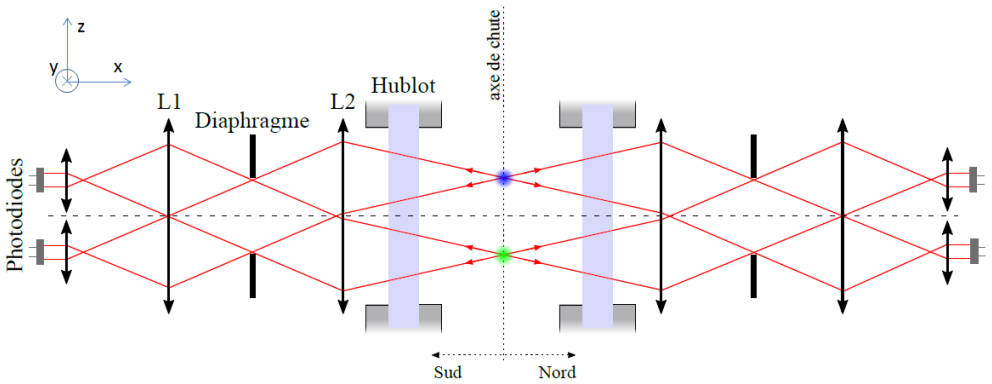

Fig. 1.8 *Schéma de la double collection symétrique composée de quatre photodiodes.*

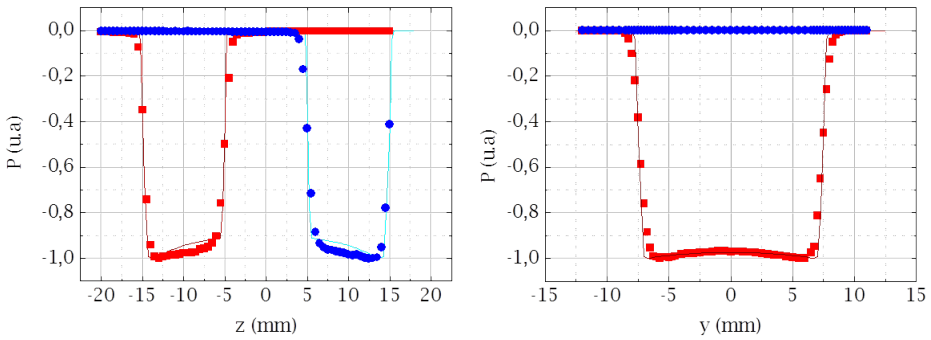

Fig. 1.9 *Caractérisation d'une zone de détection : puissance optique normalisée mesurée sur les photodiodes selon l'axe z à gauche pour $x = y = 0$, puis selon l'axe y pour $x = 0$ et $z = -10$mm. Chaque couleur représente une photodiode et les simulations sont représentées en lignes pleines.*

La figure 1.9 est le résultat de la caractérisation d'un des deux systèmes de détection mais elle est identique pour la deuxième détection. Les centres des deux zones de collection sont séparés de 20mm sur l'axe vertical z et ne se recouvrent pas afin de pouvoir distinguer les deux nuages d'atomes dans les deux états de sorties différents. Pour une photodiode la zone de collection est homogène avec une variation de flux inférieure à 0.2% sur l'axe x et 2.7% sur l'axe y sur 10mm.

1.2.3 Banc optique : systèmes lasers et électroniques de contrôles

Dans un souci de compacité, l'ensemble des fréquences nécessaires sont produites par seulement trois sources lasers. Chacune de ces sources est une diode laser montée en cavité étendue [30], qui aura plusieurs fonctions lors de la séquence de mesure grâce à la polyvalence de l'électronique de contrôle. Toute l'électronique de contrôle est embarquée sous le banc optique et permet à la fois de générer l'ensemble des signaux de contrôle de l'expérience mais aussi l'acquisition des données. Un schéma simplifié du banc optique, développé dans [8], est présenté figure 1.10.

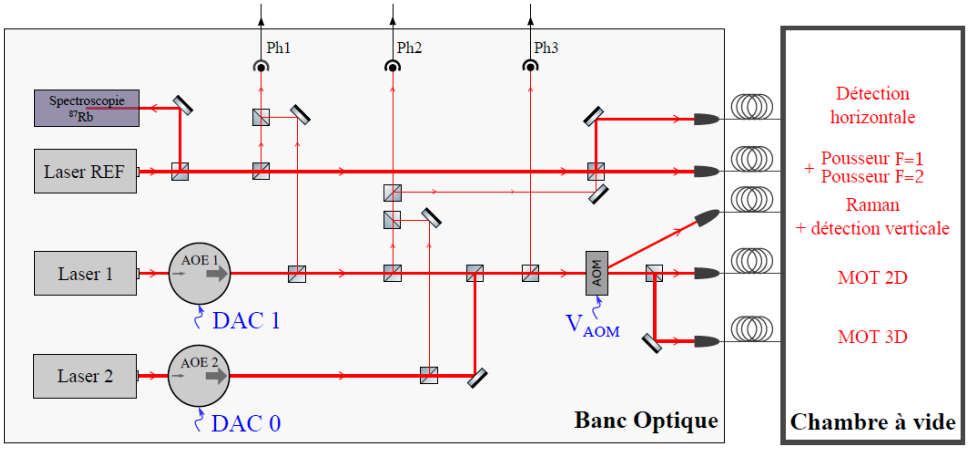

Fig. 1.10 *Schéma de principe du banc optique mettant en avant les différentes fonctions nécessaires à la mesure .*

La figure 1.11 nous présente les différentes fréquences nécessaires pour la mesure avec la structure électronique du Rubidium 87. On s'appuie sur un laser maître qui est asservi sur la transition $|5^2S_{1/2}\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}\rangle$ par spectroscopie d'absorption saturée dans une cellule de Rubidium [31]. Le laser 1 ou laser Repompeur est lui, asservi en phase sur le laser maître en comparant la fréquence du battement optique dans la photodiode 1 avec celle d'un oscillateur micro-onde. Le laser 2 ou laser Refroidisseur est asservi en fréquence sur le laser 1 grâce au battement de la photodiode 2. Il est aussi asservi en phase lors de l'interféromètre en utilisant le battement optique sur la photodiode 3 au plus près de la superposition des deux lasers 1 et 2. La majorité du chemin parcouru après l'asservissement en phase est commun pour les deux faisceaux. Les fluctuations de phase temporelle équation (1.24) sont ainsi limitées.

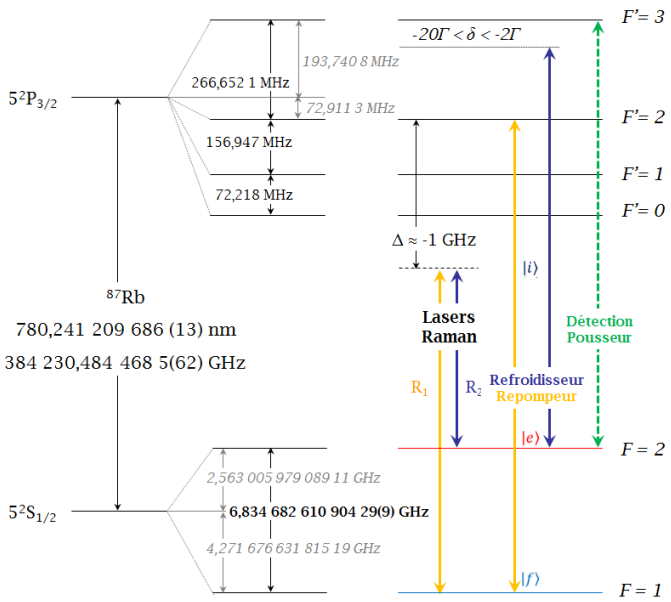

Fig. 1.11 *Niveaux électroniques du Rubidium 87 avec les différentes fonctions des lasers*

Les lasers 1 et 2 sont tous les deux amplifiés par des amplificateurs optiques évasés (AOE) avant d'être combinés sur un cube. Un modulateur accousto-optique (AOM) permet sur la suite du chemin d'adresser soit la fonction Raman soit la fonction de refroidissement. Cet AOM possède l'avantage de pouvoir passer d'une fonction à l'autre très rapidement, (refroidissement/détection à interféromètre) et de réaliser des impulsions courtes de l'ordre de la µs avec des temps d'extinction de l'ordre de quelques dizaines de ns. Des obturateurs mécaniques permettent de couper chaque faisceau individuellement comme sur le chemin des faisceaux de piège par exemple. Cependant, ce système ne coupe pas les faisceaux assez rapidement (coupure de l'ordre de la centaine de µs pour un délai de l'ordre de la ms, qui fluctue de l'ordre de la centaine de µs) pour les besoins de certaines fonctions clés. Pour gagner en rapidité de coupure et en précision, nous utilisons des scanners optiques. Ce sont des galvanomètres entrainant la rotation d'un miroir dont la position est asservie. Cela permet d'avoir un meilleur contrôle temporel de la coupure du faisceau refroidisseur, qui définit le moment du lâcher, et par conséquent la vitesse des atomes (et la différence de fréquence Raman correspondante) au moment de la première impulsion Raman. Le temps initial de lâcher détermine le moment auquel on commence la rampe de fréquence. Pour garantir la stabilité de la condition de résonance (1.5), il est donc nécessaire que l'instant de la coupure soit stable dans le temps.

La figure 1.11 représente les différentes fonctions lasers utilisées pendant une séquence de mesure, ainsi que les niveaux d'énergies du Rubidium 87 qui nous intéressent ici. Le laser maître a le rôle de la détection horizontale mais aussi celui de faisceau pousseur lors des étapes de préparation. Les lasers 1 et 2 jouent le rôle de lasers Raman pour l'interféromètre mais aussi celui de lasers de refroidissement pour les pièges magnéto-optiques, ainsi que celui de lasers de détection. Le chronogramme de la mesure représenté figure 1.12 rend compte des changements de fréquences des trois lasers au cours d'une séquence de mesure ainsi que les différentes phases d'un cycle.

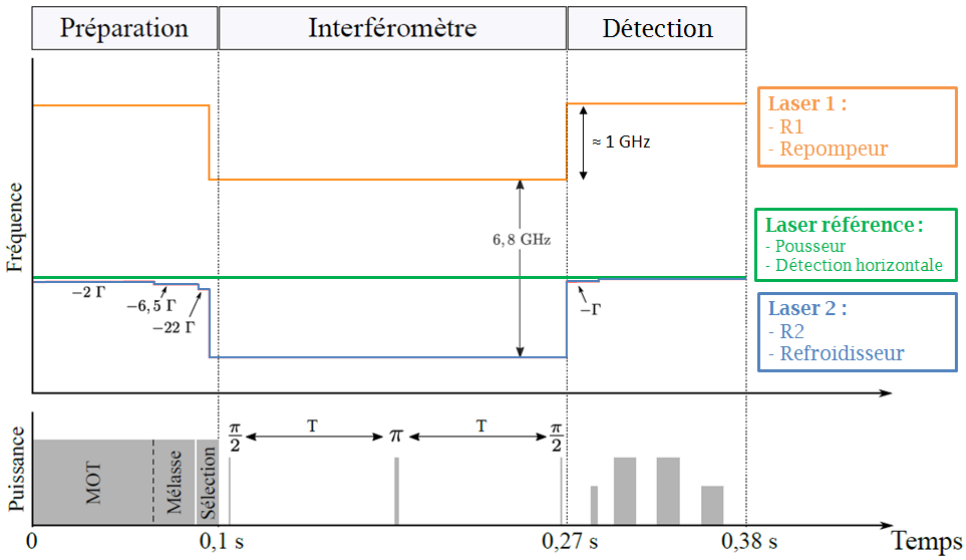

Fig. 1.12 *Chronogramme complet de la séquence. Evolution des fréquences et puissances au cours d'un cycle de mesure.*

Si la fréquence du laser de référence n'évolue pas au cours du cycle, ce n'est pas le cas en ce qui concerne les deux autres lasers. Le laser 1 qui sert de repompeur au début du cycle subit un saut de fréquence de $\sim$ 1GHz pour être désaccordé de la résonance afin d'être utilisé comme un des deux lasers Raman puis encore une fois en fin de mesure pour retrouver sa fonction de repompeur. Le laser 2 lui, change de fréquence à plusieurs reprises. Il est tout d'abord désaccordé de -2Γ pour la phase de MOT, puis à -6.5Γ pour la phase de mélasse optique et est ensuite fortement désaccordé à -22Γ pour une dernière phase de mélasse. Il suit le laser 1 lorsque celui-ci saute $\sim$ 1GHz puis revient proche de la résonance pour effectuer une série d'impulsions pour la détection verticale. Je ne détaillerai pas ici la chaine d'asservissement pour la génération de ces fréquences mais une étude détaillée se trouve dans [8].

1.2.4 Le site de mesure

Le site de mesure se situe à Trappes dans le bâtiment Maxwell du LNE. La salle de mesure repose sur une dalle de béton supportée par quatre piliers cylindriques de 12m de long qui prennent appui sur des couches de sable en profondeur plus stable. Cela nous permet de découpler la salle du reste du bâtiment.

Le laboratoire et le gravimètre sont équipés de nombreux instruments de mesure et capteurs qui permettent de suivre les paramètres environnementaux de l'expérience :

- un baromètre
- un sismomètre
- un inclinomètre
- des sondes de température
- un hygromètre
- une référence de fréquence asservie sur le signal GPS
- des relevés de l'eau présente sous la salle.

Le site dispose aussi de deux gravimètres relatifs : un gravimètre à ressort ($CG-5$) de marque Scintrex ([32]) et un gravimètre supraconducteur (iGrav) de marque GWR dont le principe de fonctionnement repose sur la lévitation d'une sphère supraconductrice lévitant dans un champ magnétique [33]. Le $CG-5$ a permis de réaliser la cartographie du champ de pesanteur de la salle et de la salle de la balance de Kibble afin de pouvoir relier entre eux n'importe quels points de ces deux salles [34]. L'iGrav est un appareil de mesure très sensible qui réalise des mesures continues en un point fixe, et qui est régulièrement étalonné par le CAG. Nous reviendrons sur cet aspect au chapitre 5.

1.2.5 Séquence de mesure classique

Le cycle de mesure se décompose en trois phases : la phase de préparation, l'interféromètre et la détection que nous allons détailler dans cette section.

a) Préparation

Refroidissement atomique Nous utilisons un MOT2D semblable à celui décrit dans [8] pour alimenter le MOT3D. Ce MOT2D est chargé à partir d'une vapeur de Rubidium dans un petite enceinte à vide, raccordée à l'enceinte principale par une vanne et un tube. Nous chargeons le MOT3D à partir du jet lent produit par le MOT2D pendant une durée de 78ms. On coupe ensuite le champ magnétique pour réaliser une phase de mélasse optique désaccordée à -6.5Γ pendant 180ms puis -22Γ pendant 70ms On obtient alors un nuage d'atomes froids, contenant typiquement 10^8 atomes.

Sélection de l'état atomique A la fin de l'étape de refroidissement, le faisceau de refroidissement est coupé en premier et le faisceau repompeur 1ms plus tard. Les atomes en chute libre se trouvent alors préparés dans l'état $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle$), répartis sur les cinq sous-niveaux Zeeman (figure 1.13. Pour s'affranchir des variations spatiales et temporelles du champ magnétique, nous préparons les atomes dans le sous-niveau $|m_F=0\rangle$ qui est insensible au premier ordre au champ magnétique.

On applique pour cela un champ magnétique de biais qui lève la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman. Une première impulsion micro-onde π de durée 400µs transfère les atomes $|F=2, m_F=0\rangle$ vers le niveau $|F=1, m_F=0\rangle$. Les atomes restants dans $|F=2\rangle$ sont ensuite poussés par une impulsion du laser maître, de durée 500µs, et accordée sur la transition cyclante $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$. Ce faisceau pousseur arrive à 45ř du plan horizontal et pousse les atomes hors de la zone de détection en 500µs. Les atomes restants sont alors dans $|F=1, m_F=0\rangle$. Ils sont ensuite retransférés dans $|F=2, m_F=0\rangle$ à l'aide d'une seconde impulsion micro-onde composite (dont le principe est décrit dans [35]), de durée 800µs.

Sélection Raman On applique ensuite aux atomes dans $|F=2, m_F=0\rangle$ une impulsion Raman de sélection, de durée τ_π. On sélectionne ainsi les atomes dans une distribution en vitesse dont la largeur est déterminée par la fréquence de Rabi de l'impulsion Raman, plus étroite que la distribution initiale (environ 80kHz à l'issue des étapes de refroidissement). Cela permet d'améliorer l'efficacité des impulsions de l'interféromètre et

donc son contraste. En pratique, nous utilisons les mêmes paramètres pour les impulsions de la sélection et de l'interféromètre. La fréquence de Rabi typique est de 15kHz.

L'effet de cette impulsion de sélection Raman a été étudié dans [36] montrant son impact sur la symétrie de l'interféromètre.

Les atomes sont finalement dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et on applique une dernière impulsion du faisceau pousseur pour nettoyer l'état $|F = 2\rangle$ des atomes non sélectionnés.

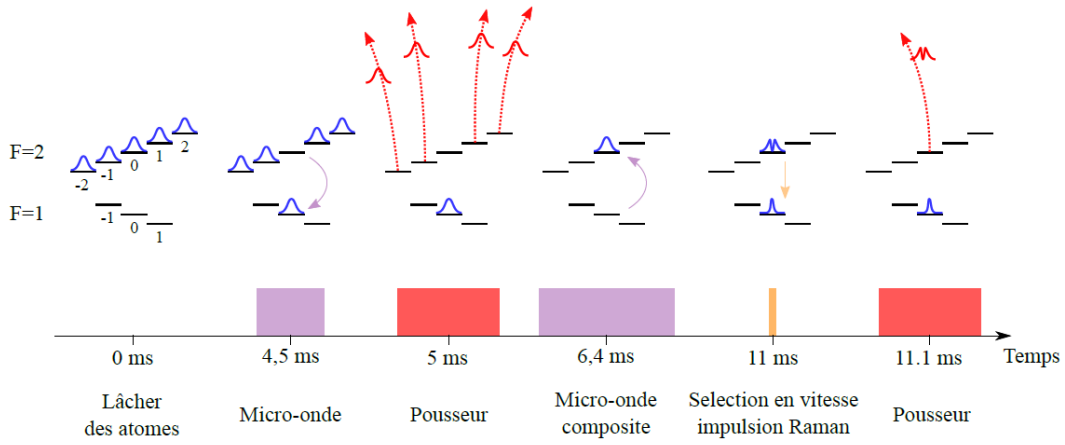

Fig. 1.13 *Étapes de préparation*

La totalité de la séquence de préparation est représentée figure 1.13 et dure 11.1ms. En incluant les étapes de refroidissement l'ensemble dure 107ms soit 30% du temps de cycle total de 380ms.

b) Interférométrie

L'interféromètre est composé d'une série de trois impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$ séparées par un temps T de 80ms. Le faisceau est gaussien d'une largeur à mi hauteur d'environ 15mm suffisamment large par rapport à la taille du nuage atomique. Le but étant que le profil d'intensité soit homogène sur le nuage afin de limiter les inhomogénéités de couplage au cours de la chute des atomes qui s'accompagne d'une expansion balistique.

En pratique, pour maintenir la condition de résonance de l'équation (1.5) on applique une rampe de fréquence α. Elle est réalisée par un synthétiseur numérique : la *Direct Digital Synthesis* ou DDS. Elle permet de réaliser des sauts de fréquence $\delta\nu$ avec un pas temporel δt réglable, fixé dans notre expérience à 10µs. Le signe de cette rampe détermine le choix de la configuration $k_\uparrow$ ou $k_\downarrow$ et permet l'alternance du vecteur d'onde comme on peut le voir sur la figure 1.14.

Cette rampe débute à l'impulsion de sélection et se termine à la dernière impulsion $\pi/2$. Les fréquences sont balayées de façon symétrique par rapport à l'impulsion π. De cette manière, les biais introduits par les différents retards dans la chaine de fréquence sont identiques pour les deux configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$. L'algorithme de mesure décrit par la suite permet de rejeter ce biais.

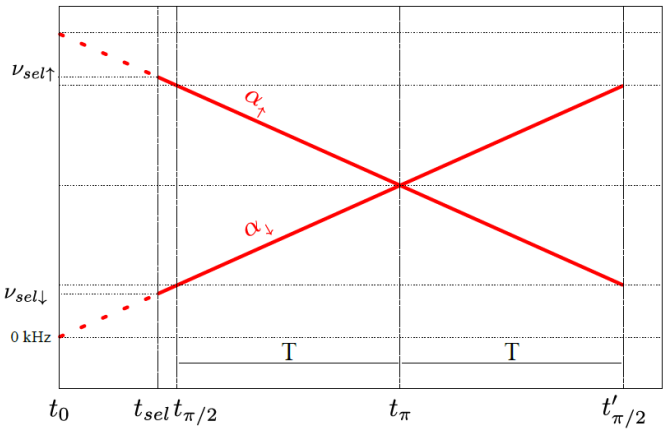

Fig. 1.14 *Rampe de fréquence appliquée aux lasers Raman, dans le cas de la configuration $k_\uparrow$ on applique un saut de fréquence initial pour obtenir cette symétrie par rapport à l'impulsion π.*

c) Détection des populations

Le CAG permet de détecter par fluorescence les populations dans les deux ports de sortie de deux manières différentes. Par abus de langage, on parlera de détection horizontale et verticale, parce que ces deux méthodes diffèrent par l'orientation des faisceaux sondes.

Détection horizontale La détection horizontale est une technique héritée des fontaines atomiques. Cette méthode consiste à utiliser trois nappes de lumières dans le plan horizontal sur le trajet des atomes afin qu'ils passent au travers et émettent des photons qui seront en suite collectés (voir figure 1.15).

La première nappe est constituée du faisceau de détection, qui est issu du laser maître et donc accordé sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Il excite donc uniquement les atomes dans $|F = 2\rangle$. Une seconde nappe issue du laser repompeur uniquement, se situe au milieu des deux nappes de détection afin de repomper les atomes de $|F = 1\rangle$ dans $|F = 2\rangle$ qui traversent finalement la deuxième nappe de laser maître et fluorescent. Les trois faisceaux sont rétro-réfléchis par un miroir commun. La première nappe de détection n'est pas tout à fait stationnaire, un cache noir est mis en place sur la dernière partie de la nappe afin de créer une onde progressive qui poussent et chauffent les atomes dans $|F = 2\rangle$ qui ont été détectés en passant au travers de la première nappe et ne sont donc pas détectés par la seconde nappe. Les nappes de détection mesurent 5mm de hauteur et 15mm de largeur orientées le long de la direction Est/Ouest. La nappe de repompeur est plus fine, elle mesure 2mm de hauteur.

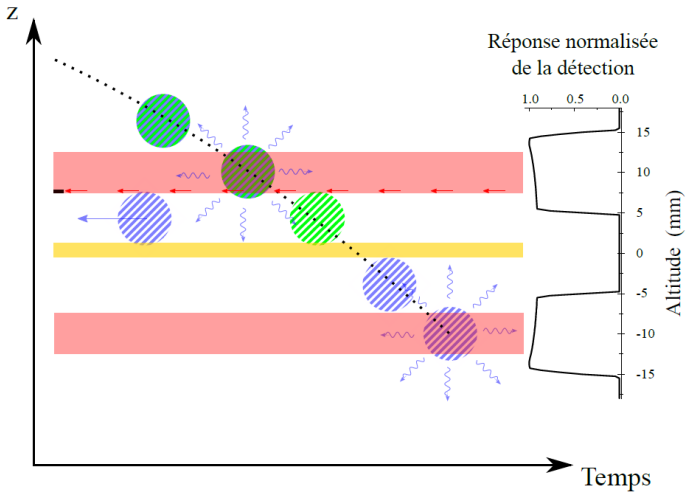

Fig. 1.15 *Schéma de la détection horizontale. La sonde est composée de trois nappes. La première nappe composée du faisceau de détection excite les atomes dans $|F = 2\rangle$ et les poussent en fin d'excitation. La deuxième, composée du repompeur, repompe les atomes initialement dans $|F = 1\rangle$ qui sont excités lors de leur passage dans la troisième nappe de détection.*

Détection verticale Cette détection utilise le faisceau Raman vertical dont nous nous servons pour réaliser l'interféromètre.

Une fois l'interféromètre fermé, les deux lasers reviennent à résonance (ou proches de résonance) avec les transitions de refroidissement et de repompeur. Lorsque les atomes arrivent dans la zone de détection, une impulsion de 90µs (ne contenant que du refroidisseur désaccordé de $-\Gamma$) a l'effet d'une mélasse unidirectionnelle sur les atomes dans $|F = 2\rangle$ et "gèle" les atomes dans la direction verticale. Après un délai de 10ms, qui permet aux atomes dans $|F = 1\rangle$ de chuter de 2cm dans la détection, on envoie une longue impulsion de 10ms qui contient les deux faisceaux de refroidissement et repompeur à résonance.

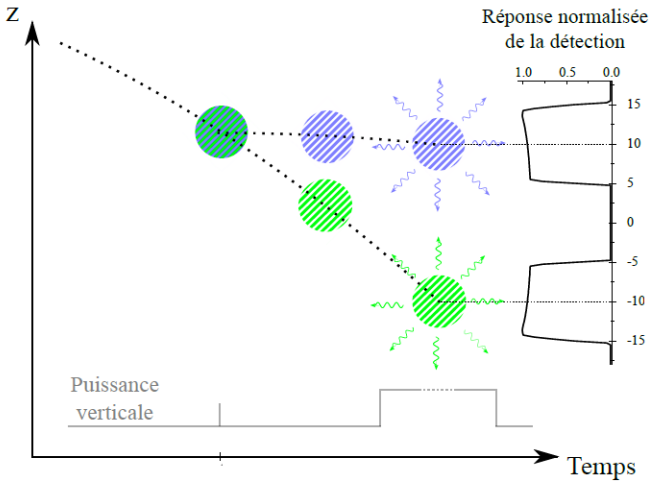

Fig. 1.16 *Schéma de la détection verticale.*

Cette sonde verticale fait fluorescer les deux populations atomiques en face des deux zones homogènes de collection de la fluorescence comme on peut le voir figure 1.16.

Une dernière impulsion de 10ms contenant le laser de repompeur et de refroidissement sans atomes permet de retrancher des signaux de fluorescence détectés la contribution (assez importante ici) de lumière parasite.

Comparaison des détections La détection horizontale est très simple à paramétrer car il suffit d'allumer les nappes avant l'arrivée des atomes dans la détection. Elle permet de mesurer précisément les temps d'arrivée des atomes, on l'utilise principalement pour paramétrer la détection verticale. Elle est aussi utilisée pour la mesure des profils Doppler. Cependant sa puissance est faible car le laser maître n'est pas amplifié et finalement le rapport signal à bruit est moins bon que pour la détection verticale.

On favorise donc l'utilisation de la sonde verticale dans la mesure de g car son bruit de détection est plus faible. Elle dispose des puissances amplifiées des lasers 1 et 2, et les atomes passent plus de temps devant les photodiodes en raison de l'orientation des lasers. On aura donc, en général, un meilleur signal au prix d'un travail de réglage des paramètres plus délicat. L'étude de l'influence des paramètres de la détection réalisée dans [37] montre en effet qu'un mauvais réglage de ces paramètres peut biaiser la mesure de g.

d) Mesure des puissances lasers et asservissement de puissance

Lors de chaque cycle de mesure, un certain nombre de paramètres sont mesurés, à différents instants, et enregistrés. Au début de ma thèse, la fin de la mesure est dédiée à la mesure de la puissance des faisceaux laser Raman 1 et Raman 2. Les faisceaux Raman étant rétro réfléchis sur un miroir, on utilise la faible partie transmise du miroir (environ 1/1000) pour obtenir des informations sur la puissance des lasers et leur polarisation. Un système composé d'une $\lambda/2$ et d'un cube séparateur permet de répartir les deux faisceaux en 50/50 et de mesurer sur deux photodiodes, à la sortie de l'enceinte, les deux faisceaux comme on peut le voir figure 1.17. L'alignement et la conception mécanique assurent que le diaphragme sélectionne la partie centrale du faisceau Raman qui est mesuré par deux photodiodes carrés de 10mm de côté.

La faible puissance des faisceaux transmis et la faible durée des impulsions Raman pendant l'interféromètre ne permettent pas de mesurer pendant les impulsions de l'interféromètre avec le système actuel. De plus, la carte d'acquisition utilisée sur le gravimètre n'est pas assez rapide pour échantillonner correctement de si courtes impulsions. On utilise alors plutôt la troisième impulsion de la détection verticale, qui est composée des deux faisceaux Raman pour mesurer la puissance Raman. Après 10ms, on réalise une dernière impulsion de 10ms contenant uniquement le laser Raman 2 ce qui nous permet alors, en combinant ces deux mesures, de mesurer la puissance et polarisation de chaque faisceau. Par ailleurs, chaque faisceau du MOT3D est aussi mesuré par des photodiodes.

Une boucle d'asservissement basée sur ces mesures est mise en place. Comme on a pu le voir sur le schéma du banc optique figure 1.10, nous avons trois outils pour modifier la puissance de nos faisceaux. A l'aide des deux AOE, on peut moduler indépendamment la puissance des faisceaux laser Raman 1 et 2.

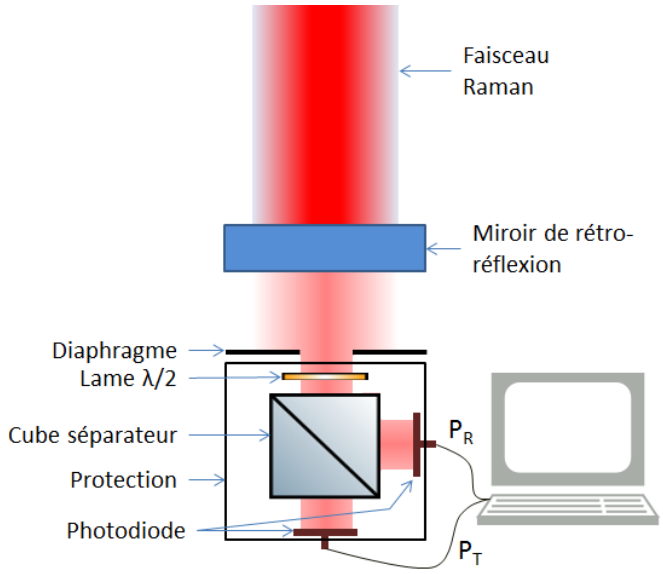

Fig. 1.17 *Schéma du système de mesure des puissances Raman.*

De plus l'AOM permettant la séparation entre la fonction piège et la fonction Raman, permet lui aussi de modifier la puissance des deux faisceaux combinés lorsqu'ils sont diffractés, et sont donc utilisés pour réaliser l'interféromètre (ou la détection verticale). Avec ces trois leviers, on peut asservir avec trois consignes indépendantes la puissance des lasers 1 et laser 2 pour la fonction Raman ainsi que la puissance du laser de refroidissement pour la fonction piège.

Cette situation ne nous satisfait pas totalement car les mesures de puissance se font sur des impulsions de détection, plus longues que celles des impulsions Raman, et par ailleurs, réalisées à un autre moment dans la séquence temporelle. Elles pourraient ne pas représenter les variations de puissances durant l'interféromètre. Une des conclusions de la thèse de mon prédécesseur mettait en avant l'importance de mesurer la puissance Raman pendant l'interféromètre. Le système de mesure des puissances a été modifié durant ma thèse pour remédier à ce problème. Ce développement permettant d'avoir une meilleure connaissance des puissances Raman, sera détaillé au chapitre 4.

1.2.6 Mesures et outils supplémentaires

a) Mesure du déplacement lumineux à un photon et profil Doppler

Lorsqu'on règle les paramètres de mesure, le rapport de puissance entre les faisceaux Raman 1 et Raman 2 est ajusté afin compenser le déplacement lumineux à un photon aussi appelé $LS1$. Pour cela, on réalise une spectroscopie micro-onde autour de la fréquence de résonance de la transition hyperfine en présence des faisceaux Raman désaccordés (de 2MHz typiquement). Avec une durée d'impulsion Raman de 400µs nous pouvons résoudre des déplacements lumineux différentiels de l'ordre de la centaine de Hertz. Cette fonction a été automatisée pour suivre l'évolution du $LS1$ au cours de la mesure. Les trois transitions de la figure 1.18 sont trois transitions possibles des trois sous-niveaux Zeeman $|F = 1\rangle$.

Le pic central (correspondant au sous niveau $|F = 1, m_F = 0\rangle$) est centré sur $6,834$GHz et le déplacement lumineux différentiel est donc nul.

Par ailleurs, on réalise également une mesure indirecte du $LS1$ par une autre méthode : celle du profil Doppler. Il est obtenu en balayant la fréquence des faisceaux Raman durant l'impulsion π de sélection. On voit sur la figure 1.18 trois pics correspondant aux deux transitions contra-propageantes de part et d'autre d'une transition co-propageante au centre. La demi-somme entre les deux centres des transitions contra-propageantes nous renseigne sur le déplacement lumineux de la raie hyperfine tandis que la demi-différence nous renseigne sur la vitesse des atomes. Sur ce profil, les deux transitions sont centrées à -310kHz et 280kHz ce qui est compatible avec un déplacement lumineux nul [1]. La figure 1.18 montre le résultat de la spectroscopie micro-onde mais aussi celui d'un profil Doppler.

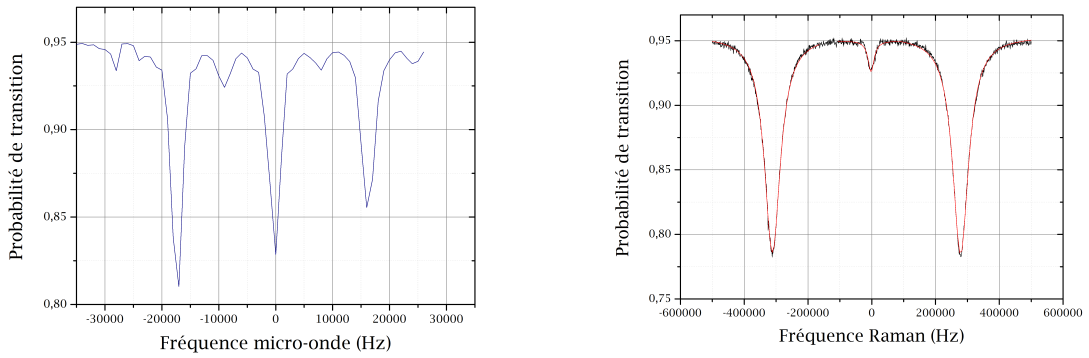

Fig. 1.18 *Gauche : Spectroscopie micro-onde autour de la fréquence de résonance du niveau hyperfin $|5^2S_{1/2}\rangle$, l'origine des fréquences correspond à $6,834$GHz. Droite : Profil Doppler mesuré à la date de la sélection en vitesse, l'origine correspond une fois de plus à la fréquence de résonance du niveau hyperfin $|5^2S_{1/2}\rangle$. Un ajustement avec une lorentzienne [37] est tracé en rouge.*

b) Suivi lent des paramètres

Un certain nombre de paramètres sont enregistrés au cours de la mesure de g. Certains servent à réaliser des corrections à posteriori du signal de g mesuré. C'est le cas de la verticalité des faisceaux Raman qui est enregistrée par l'inclinomètre situé au dessus de l'enceinte du gravimètre. C'est aussi le cas par exemple de l'offset du laser de détection dont on reparlera dans la section suivante. D'autres paramètres tels que la puissance des pièges optiques, la polarisation des lasers ou la température du banc sont également enregistrés. Ce sont des paramètres qui varient lentement à l'échelle d'un cycle, et qu'il n'est donc pas nécessaire d'enregistrer en continu, mais plutôt à raison d'une mesure par cycle.

1. $\frac{1}{2}(310 - 280) \approx 15.1\text{kHz} \approx 2v_{rec}$

c) Imagerie

Le CAG dispose également de deux systèmes d'imagerie par CCD permettant de réaliser des mesures complémentaires.

Imagerie par fluorescence Il est possible d'imager directement le nuage atomique à l'aide d'une caméra CCD installée à 45ř des axes Est/Ouest et Nord/Sud. Ce système d'imagerie est très utile pour les caractérisations du *MOT* en termes de nombre d'atomes, ou pour en étudier les fluctuations de position. L'axe Est/Ouest est couplé avec l'axe vertical, seul l'axe Nord/Sud est découplé ce qui nous renseigne difficilement sur les effets de Coriolis par exemple.

Imagerie par absorption De manière complémentaire à l'imagerie par fluorescence, nous avons mis en place au cours de ma thèse un système d'imagerie par absorption. Ce système est situé sur la plateforme d'isolation des vibrations. On récupère le peu de lumière traversant le miroir de rétro réflexion afin d'imager le nuage atomique dans le plan horizontal sur une CCD. On enregistre trois images consécutives : sur la première, on image le faisceau en présence des atomes, sur la deuxième, on image le faisceau sans atome puis finalement, on enregistre une image sans lumière et sans atome afin de calculer la densité optique. Les axes de l'imagerie correspondent directement aux deux axes transverses de la chute des atomes spécifiquement pour pouvoir étudier les vitesses de dérives transverses notamment pour le piège dipolaire. Il est ainsi complémentaire de l'imagerie par fluorescence. L'inconvénient majeur de ce système est le faible rapport signal à bruit qui oblige à moyenner un grand nombre d'images pour obtenir le signal utile.

1.3 Conclusion

Le gravimètre du LNE-SYRTE est un instrument qui a été conçu et amélioré au fil des années pour atteindre l'état de l'art des gravimètres atomiques. C'est sur la base d'un instrument déjà abouti que se sont déroulés mes travaux de thèse sur la caractérisation métrologique du biais des aberrations du front d'onde. Il est tout de même nécessaire de suivre les paramètres de mesure et les effets systématiques dans le temps pour maintenir les performances du CAG.

Chapitre 2

Effets systématiques et suivi des paramètres de mesures

2.1 Effets systématiques

La mesure de g est biaisée par un certain nombre d'effets systématiques, qu'il est important de bien caractériser, afin de la corriger. Certains sont communs à tous les types de gravimètres comme l'inclinaison de l'expérience ou bien la gravité générée par l'expérience en elle-même, d'autres sont spécifiques à l'utilisation de séparatrices lumineuses, comme les déplacements lumineux. Il reste néanmoins fondamental de caractériser l'ensemble des effets systématiques du gravimètre afin d'en dresser le bilan d'exactitude complet. Les erreurs liées à certains effets sont évaluées à l'aide de mesures annexes de suivi de certains paramètres, d'autres sont rejetées par l'algorithme de mesure comme on le verra par la suite, et d'autres encore ont fait l'objet d'études spécifiques. Cette partie a pour but de présenter une liste, pas nécessairement exhaustive, des effets systématiques que j'ai pu étudier durant ma thèse. On les classe en deux catégories :

- les effets indépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$, qu'on pourra rejeter avec l'algorithme de mesure.
- les effets dépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$ qu'on ne pourra pas rejeter par l'alternance du vecteur d'onde $\mathbf{k_{eff}}$.

2.1.1 Les effets indépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$

a) Effet du gradient de champ magnétique

En présence d'un champ magnétique, on observe une levée de dégénérescence du niveau $|F = 1\rangle$ en trois sous niveaux décrits par le nombre $m_F = -1, 0, 1$ et du niveau $|F = 2\rangle$ en cinq sous-niveaux $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$. Comme nous l'avons vu dans la description des étapes de préparation, les états atomiques qui nous intéressent sont les états $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ qui sont insensibles au premier ordre au champ magnétique.

Cependant les atomes restent sensibles à l'effet Zeeman quadratique à cause des moments dipolaires magnétiques de l'électron et du noyau qui induisent un déplacement différentiel des sous niveaux $m_F = 0$ qui s'écrit :

$$\delta\nu = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B}{2h^2 \nu_{HFS}} B^2 = K.B^2 \tag{2.1}$$

Le facteur K, qui vaut 575.15Hz/G^2 dépend des facteurs de Landé du moment cinétique de l'électron et du noyau respectivement g_J et g_I et μ_B le magnéton de Bohr.

Un déplacement de fréquence homogène ne fait pas de déphasage sur l'interféromètre mais cet effet induit un biais sur la mesure quand le champ magnétique n'est pas uniforme le long de la trajectoire des atomes.

Il est donc nécessaire de s'assurer que le champ magnétique soit identique le long des trajectoires des interféromètres $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ pour que cet effet soit parfaitement rejeté par l'algorithme de mesure détaillé dans le paragraphe suivant.

b) Déplacement lumineux à un photon (LS1)

En présence d'un faisceau laser non résonnant, les niveaux d'énergie des états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont déplacés. Si les déplacements lumineux induits $\delta\omega_f$ et $\delta\omega_e$ ne sont pas identiques, la condition de résonance de la transition Raman (équation (1.5)) est modifiée. Cet effet dépend de la fréquence de Rabi Ω_{jk} entre le niveau $|j\rangle$ et $|i\rangle$ du champ k, et du désaccord par rapport au niveau $|i\rangle$. On obtient les déplacements lumineux suivants sur les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$:

$$\begin{aligned} \delta\omega_f &= \frac{|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{\Delta - \omega_{HFS}} \\ \delta\omega_e &= \frac{|\Omega_{e1}|^2}{\Delta + \omega_{HFS}} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} \end{aligned} \tag{2.2}$$

Le déplacement lumineux différentiel, qui affecte la condition de résonance Raman est :

$$\delta\omega_{LS1} = \delta\omega_e - \delta\omega_f \tag{2.3}$$

Pour des faisceaux Raman désaccordés dans le rouge de quelques GHz, les déplacements lumineux différentiels des faisceaux Raman 1 et 2 sont en fait de signes opposés. Il est donc possible d'annuler ce déplacement différentiel en jouant sur les rapports d'intensité des faisceaux Raman 1 et 2. Avec un désaccord Raman d'environ 1GHz, le rapport d'intensité nécessaire permettant d'annuler le $LS1$ vaut $I_2/I_1 \approx 1.7$.

2.1.2 Les effets dépendants du sens de $\mathbf{k_{eff}}$

a) Verticalité de l'expérience

Afin de mesurer précisément l'accélération de la pesanteur $\mathbf{g}$, le vecteur d'onde $\mathbf{k_{eff}}$ doit être aligné avec la verticale car on mesure la projection de $\mathbf{g}$ le long de la direction du vecteur d'onde effectif $\mathbf{k_{eff}}$. Le déphasage interférométrique est en effet proportionnel

au produit scalaire entre $\mathbf{g}$ et $\mathbf{k_{eff}} = \mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}$. Ce produit scalaire se décompose ainsi, en fonction des défauts d'angle θ et α, représenté sur la figure 2.1 :

$$\mathbf{k_{eff}}.\mathbf{g} = (\mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}).\mathbf{g} = [k_1 \cos(\theta) + k_2 \cos(\alpha - \theta)] .g \tag{2.4}$$

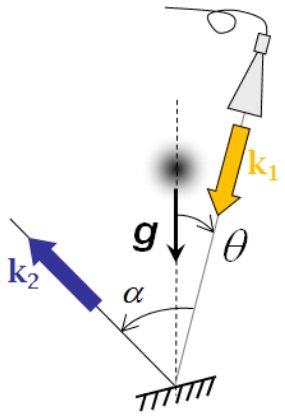

Fig. 2.1 *Alignement des faisceaux Raman par rapport à la verticale défini par l'accélération de la pesanteur g*

L'angle α correspond à l'angle entre le vecteur d'onde du laser à l'aller et le vecteur d'onde du laser au retour. Cela représente donc l'erreur au défaut de superposition des deux faisceaux, dû à une incidence non normale du faisceau descendant sur le miroir de rétro-réflexion. En pratique, on s'assure de cette superposition en réinjectant le faisceau retour dans la fibre. Pour cela, on joue sur l'angle d'incidence sur le miroir du bas à l'aide des réglages situés sur le support du miroir du haut. Le faisceau Raman est réinjecté dans le collimateur et la fibre Raman, puis est enregistré par une photodiode à la sortie. Il est possible de jouer sur l'alignement du miroir (situé après le collimateur Raman sur la figure 1.6) pour aligner le vecteur d'onde $\mathbf{k_1}$ et $\mathbf{k_2}$ et maximiser la puissance réinjectée. On s'assure ainsi que $\alpha \approx 0°$.

L'angle θ figure 2.1 correspond à l'alignement de $\mathbf{k_{eff}}$ par rapport à la verticale. Avant de lancer une mesure de g, on règle la verticalité de $\mathbf{k_{eff}}$. Pour cela, on réalise des séries de mesures (de $\mathbf{k_{eff}}.\mathbf{g}$ donc) pour différentes inclinaisons de l'expérience, successivement dans les deux directions, que l'on contrôle à l'aide de l'inclinomètre. On détermine les inclinaisons pour lesquelles la mesure est maximale, et on règle l'expérience sur ces inclinaisons. Les variations d'inclinaison de l'expérience, liées à des dérives lentes de la plateforme d'isolation (de l'ordre de 100µrad par semaine), sont enregistrées au cours de la mesure. Les mesures peuvent ainsi être corrigées à posteriori de ces dérives.

b) Effet Coriolis

L'accélération centrifuge liée à la rotation de la Terre ajoute un biais à la mesure de l'accélération de la pesanteur, qui dépend de la vitesse transverse des atomes. Le biais sur la phase de l'interféromètre est alors donné par l'expression suivante :

$$\Delta\Phi_{Coriolis} = \mathbf{k_{eff}} T^2.(2\mathbf{\Omega_T} \wedge \mathbf{v}) \tag{2.5}$$

Ce biais dépend en fait de la composante transverse de la vitesse dans la direction Est/Ouest, et donne une erreur de 1µGal pour une vitesse transverse de $v_T = 0.1$mm/s. Dès l'instant où la vitesse dans la direction Est/Ouest n'est pas nulle, l'aire physique de l'interféromètre s'ouvre et devient sensible à l'effet Sagnac [38].

Or, pour une température de 2µK, l'écart type de la distribution en vitesse est de 1.5cm.s^{-1}, soit plus de deux ordres de grandeur plus grand que v_T. Heureusement, l'effet dépend du signe de la vitesse et s'annule quand on moyenne sur cette distribution, pourvu que :

- la distribution en vitesse soit symétrique,
- la vitesse moyenne transverse soit nulle,
- la distribution atomique tombe au centre de la détection et que celle-ci pondère de manière symétrique les différentes classes de vitesse.

A ces conditions, la pondération des classes de vitesse de la détection fait que les vitesses positives sont compensées par les vitesse négatives et le biais de Coriolis s'annule.

c) Déplacement lumineux à deux photons (LS2)

La mise en forme des faisceaux Raman via une même fibre et réfléchis par un même miroir, conduit à la présence d'une paire de faisceaux non résonante durant l'interféromètre. Elle induit alors un déplacement lumineux à deux photons différentiel ($LS2$, pour 2^{nd} order Light shift), qui dépend du désaccord à résonance de la seconde paire (qui vaut donc 2 fois le décalage Doppler). Ce décalage Doppler augmentant linéairement au cours de la chute, le $LS2$ est plus important à la première impulsion Raman et environ dix fois plus faible à la dernière impulsion Raman. On trouve une étude théorique de ce biais dans [39]. Le déplacement lumineux est donné par :

$$\delta\omega_{LS2} = \frac{-\Omega_{eff}^2}{4\mathbf{k_{eff}}.\mathbf{v}} \tag{2.6}$$

et le déphasage sur la mesure par :

$$\Delta\Phi_{LS2} = \frac{-\Omega_{eff}}{4k_{eff}} \left(\frac{1}{v(2T)} - \frac{1}{v(0)} \right) \tag{2.7}$$

En ne prenant en compte que la première impulsion Raman pour laquelle la vitesse verticale est la plus faible, on trouve que le biais sur la phase de l'interféromètre lié à cet effet est :

$$\Delta\Phi_{LS2} \approx \frac{-\Omega_{eff}}{4k_{eff}.v(0)} \tag{2.8}$$

avec $v(0) \approx 15$cm/s la vitesse des atomes au moment de la première impulsion Raman. Pour une durée de l'impulsion $\tau\pi/2$ de 16µs, on calcule un biais de 8.7µGal.

Si on ne peut éliminer cet effet par l'alternance des configurations $k_\uparrow$, $k_\downarrow$, on utilise la dépendance de ce biais avec la puissance pour extrapoler la valeur de g à puissance nulle. La figure 2.2 présente des mesures de biais sur g en fonction de la fréquence de Rabi (et donc de la puissance des faisceaux Ramans). Une étude sera consacrée à ce biais au chapitre 4.

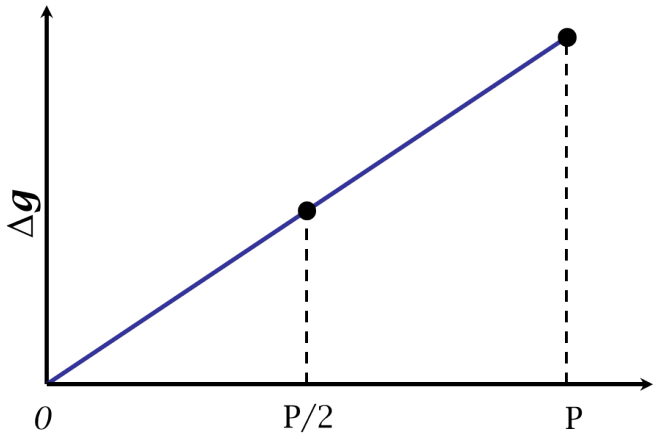

Fig. 2.2 *Δg en fonction de la puissance : extrapolation du biais du LS2 à puissance nulle.*

d) Décalage de la détection

Le laser de référence est asservi par absorption saturée sur une cellule de Rubidium. Cependant si le signal d'erreur possède une tension de décalage non nulle, la fréquence sur laquelle le laser est asservi est légèrement décalée de la résonance. Cela modifie la valeur de la fréquence des lasers Raman, qui sont asservis par battement sur le laser maitre, et donc la valeur de k_{eff}. Pour se prémunir de cet effet, pendant la mesure, on effectue un saut de fréquence à gauche puis à droite du centre du pic de l'absorption saturée afin d'évaluer ce décalage en tension. On peut ainsi corriger des variations de cette tension de décalage, après avoir déterminé, par des mesures dédiées d'étalonnage, la sensibilité

- de la tension de décalage à la différence d'absorption mesurée à droite et à gauche de la raie,
- de la mesure de g à la valeur de la tension de décalage.

e) Les aberrations du front d'onde

Les aberrations du front d'onde constituent aujourd'hui le biais dominant le bilan d'incertitude des meilleurs gravimètres atomiques. Il est lié aux défauts de planéité des optiques de rétro-réflexion des faisceaux Raman. Les équiphases des lasers constituant la règle avec laquelle on mesure la position des atomes au cours de la chute libre, une déformation des fronts d'onde est susceptible d'entraîner une erreur de mesure.

Les aberrations du front d'onde modifient la différence de phase entre les faisceaux Raman, de façon inhomogène quand on se déplace transversalement dans le profil des faisceaux Raman. A chaque impulsion Raman, un déphasage parasite lié aux défauts de phase du front d'onde à l'endroit où se trouve l'atome "s'imprime" alors sur la phase du paquet d'onde diffracté, ce qui peut engendrer un biais dans la mesure. Si les atomes tombaient parfaitement verticalement, comme représenté sur la figure 2.3, le biais de phase de l'interféromètre $\Delta\Phi$ serait cependant nul, car le défaut de phase $\delta\phi$ serait le même aux trois impulsions ($\Delta\Phi = \phi - 2\phi + \phi = 0$). Cependant, la température des atomes n'étant pas nulle, le nuage s'étend balistiquement en fonction de sa température. Chacun des atomes

encaisse en général un déphasage différent à chaque impulsion. Le déphasage total en sortie de l'interféromètre est alors non nul : $\delta(\Delta\Phi) = \delta\phi_1 - 2\delta\phi_2 + \delta\phi_3 \neq 0$ (voir figure 2.3).

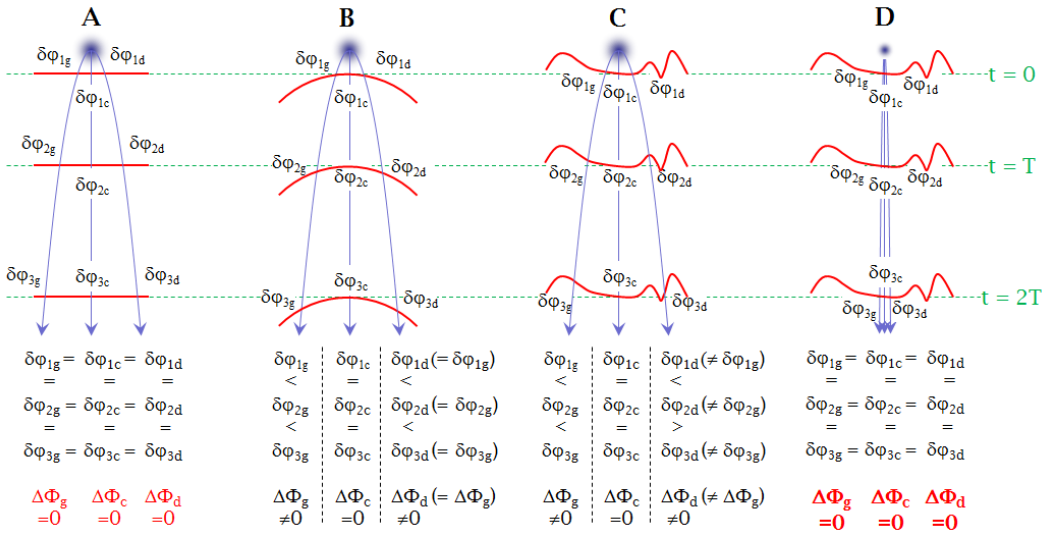

Fig. 2.3 *Impact des aberrations du fronts d'onde sur le déphasage de l'interféromètre pour quatre cas. Le déphasage total de chaque trajectoire $i = g, c, d$ s'écrit $\Delta\Phi_i = \delta\phi_{1i} - 2\delta\phi_{2i} + \delta\phi_{3i}$ où l'indice 1,2,3 correspond à chaque impulsion Raman pour $t = 0, T, 2T$ respectivement. Cas A, front d'onde plan menant à un biais nul. Cas B, front d'onde courbé, le déphasage total est nul seulement sur la trajectoire centrale. Cas C, front d'onde déformé dans un cas général, les déphasages totaux sont non nuls. Cas D, front d'onde déformé dans un cas général, la température du nuage atomique est nulle et les atomes chutent verticalement sans expansion balistique, le déphasage total est nul sur chaque trajectoire le biais est donc nul.*

Cet effet est complexe à modéliser car il dépend du détail du front d'onde, des différentes trajectoires suivies par les atomes, de l'efficacité des impulsions Raman à chacune des impulsions et enfin de la réponse de la détection, ces deux derniers effets pondérant de façon non uniforme la contribution des différentes classes de vitesse.

On peut cependant calculer l'impact des aberrations dans le cas d'une simple courbure pour laquelle $\delta\phi Kr^2$ et en négligeant l'influence de la détection. Le déphasage lié à ce front d'onde, intégré sur la distribution en vitesse (et en position), vaut alors :

$$\Delta\Phi_{Ab} = \frac{k_{eff} k_B . T_{at}}{R . m_{Rb}} T^2 \tag{2.9}$$

Avec nos paramètres (température de 2µK, durée de l'interféromètre $2T = 160$ms), on estime que pour obtenir un biais $\Delta g < 10^{-9} g$, soit inférieur au µGal, le rayon de courbure doit être plus grand que 20km, ce qui correspond à une planéité meilleure que $\lambda/300$ PV sur un diamètre de 10mm. Cette condition, bien que réalisable en utilisant des optiques de très bonnes qualités, est assez exigeante.

Afin de limiter ce biais, deux solutions s'offrent à nous :
- On doit disposer d'un front d'onde aussi plan que possible et donc d'optiques d'excellente qualité.
- On réduit le plus possible la température des atomes (proche de 0K), pour que le nuage ne s'étende pas et que le déphasage soit quasi identique à chaque impulsion.

Nos optiques ont fait l'objet dans [29] d'une caractérisation détaillée avant leur installation dans l'enceinte à vide, ce qui permet en principe de calculer l'effet des aberrations. Cependant, elles ont ensuite été soumises à des contraintes mécaniques et thermiques, liées à leur installation dans un support dédié sous vide et à l'étuvage de l'expérience, qui ont pu affecter leur planéité, il est raisonnable de suspecter une modification de la qualité des optiques dans le temps à cause de ces contraintes si bien qu'une caractérisation in situ est inévitable. Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation de ce biais.

2.2 Algorithme de mesure

Notre protocole de mesure met à profit la dépendance des effets systématiques au sens du vecteur d'onde effectif, afin d'en rejeter une grande partie en combinant des mesures réalisées avec des vecteurs d'onde effectifs orientés dans les deux sens $k_\uparrow$ et un $k_\downarrow$ (voir figure 2.4).

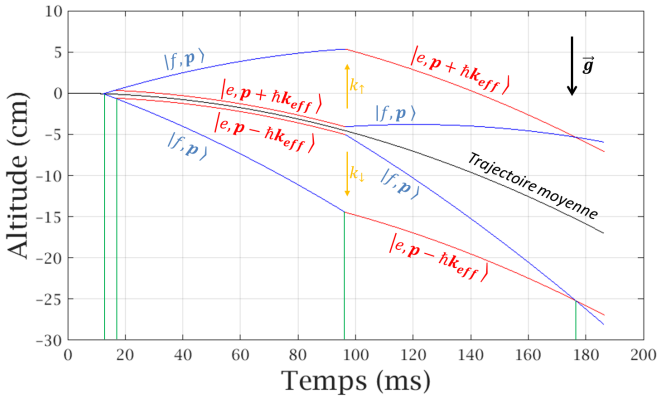

Fig. 2.4 *Représentation des deux interféromètres possibles obtenus avec des transitions Raman dont le vecteur d'onde est du même sens (sens opposé) que* $\mathbf{g}$ *et noté* $k_\downarrow$ *(*$k_\uparrow$*). La vitesse de recul est augmentée d'un facteur 100 pour la clarté de la figure.*

Par ailleurs, l'effet du déplacement lumineux à deux photons étant dépendant de la puissance, il est possible de rejeter cet effet en alternant les mesures à différentes puissances. Notre séquence de mesure se compose donc classiquement de quatre configurations différentes afin d'obtenir une mesure la plus exacte possible de g. Ces quatre configurations, que nous alternons pendant la mesure, sont appelées $C_0\,C_1\,C_2\,C_3$. On réalise 100 mesures successives de la configuration C_0 avec une puissance Raman P et un vecteur $k_\downarrow$ puis de C_1 avec une puissance P et un vecteur $k_\uparrow$, de C_2 avec une puissance $P/2$ avec un vecteur d'onde $k_\downarrow$ et finalement de C_3 avec une puissance $P/2$ et un vecteur d'onde $k_\uparrow$.

On obtient alors les quatre déphasages suivants en fonction de la configuration de mesure :

$$\begin{aligned}
C_0 &: \Delta\Phi_{\downarrow,P} = k_{eff} g T^2 + \Delta\Phi_{LS2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{ind} \\
C_1 &: \Delta\Phi_{\uparrow,P} = -k_{eff} g T^2 - \Delta\Phi_{LS2} - \Delta\Phi_{Co} - \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{ind} \\
C_2 &: \Delta\Phi_{\downarrow,P/2} = k_{eff} g T^2 + \frac{1}{2}\Delta\Phi_{LS2} + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{ind} \\
C_3 &: \Delta\Phi_{\uparrow,P/2} = -k_{eff} g T^2 - \frac{1}{2}\Delta\Phi_{LS2} - \Delta\Phi_{Co} - \Delta\Phi_{Ab} + \Delta\Phi_{ind}
\end{aligned} \tag{2.10}$$

On combine ces quatre mesures pour obtenir une mesure de g corrigée de la plupart des effets, excepté de l'effet Coriolis $\Delta\Phi_{Co}$ et de l'effet des aberrations des front d'onde $\Delta\Phi_{Ab}$:

$$\begin{aligned}
(C_2 - C_3) - \frac{(C_0 - C_1)}{2} &= (\Delta\Phi_{\downarrow,P/2} - \Delta\Phi_{\uparrow,P/2}) - \frac{(\Delta\Phi_{\downarrow,P} - \Delta\Phi_{\uparrow,P})}{2} \\
&= k_{eff} g T^2 + \Delta\Phi_{Co} + \Delta\Phi_{Ab}
\end{aligned} \tag{2.11}$$

On obtient également une mesure des biais indépendants du signe de k_{eff} et du biais du LS2 telle que :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi_{ind} &= \frac{C_0 + C_1}{2} \text{ ou } \frac{C_2 + C_3}{2} \\
\Delta\Phi_{LS2} &= C_0 - C_1 - (C_2 - C_3)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

En pratique, le biais de Coriolis est mesuré en retournant l'expérience de 180° et en prenant la moyenne $g_{Coriolis} = (g_{0^\circ} - g_{180^\circ})/2$. Il faut cependant s'assurer que le rapport Est/Ouest des faisceaux de MOT3D (c'est à dire le rapport des faisceaux 5/6 figure 1.7) ne change pas entre ces deux mesures (il faut typiquement une heure pour retourner l'expérience). Reste enfin le biais des aberrations du front d'onde qui impacte la mesure et de manière dominante le bilan d'incertitude avec un biais évalué de 0(4)µGal [40]. Nous reviendrons sur l'estimation de ce biais dans le chapitre 3.

2.3 Suivis de mesure et caractérisation des effets systématiques

2.3.1 Suivi et réjection du champ magnétique

L'enceinte à vide est isolée des variations des champs magnétiques externes, comme le champ magnétique terrestre par exemple, par un double blindage magnétique. Si l'ensemble de l'enceinte à vide est conçue pour prévenir de tout élément pouvant induire des champs magnétiques parasites, les éléments placés dans le blindage étant bien complètement amagnétiques, il existe cependant un champ magnétique résiduel dans l'enceinte lié au fonctionnement des pièges magnéto optiques. Lorsqu'on coupe le courant dans ces bobines, des courants de Foucault se créent et provoquent des champs magnétiques parasites en se propageant dans d'autres anneaux de l'enceinte et sa structure.

Comme discuté plus haut, les atomes sont sensibles à l'effet Zeeman quadratique qui induit un biais lorsque le champ magnétique résiduel n'est pas uniforme le long de

la trajectoire des atomes. Pour estimer ce biais, on réalise une cartographie du champ magnétique lors de la chute des atomes. On utilise pour cela l'effet Zeeman normal dont le décalage en fréquence est bien supérieur (700kHz/G) à l'effet Zeeman quadratique (575.15Hz/G). On réalise une spectroscopie micro-onde sur les atomes à différents instants correspondant à différentes altitudes dans l'enceinte. On mesure ainsi le décalage Zeeman sur les transitions $|m_{F=2} = -1\rangle \rightarrow |m_{F=1} = -1\rangle$ et $|m_{F=2} = 1\rangle \rightarrow |m_{F=1} = 1\rangle$, qui sont écartées de Δ_{11} de la transition hyperfine en champ nul.

Un spectre typique, mesuré 30ms après la coupure des bobines du piège 3D est présenté sur la figure 2.5. On balaye ici la fréquence de la sonde micro-onde en mesurant la probabilité de transition. On observe sept raies correspondant aux différentes transitions possibles.

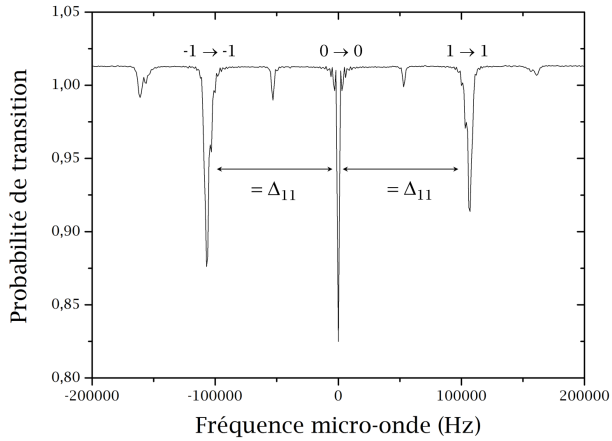

Fig. 2.5 *Spectre des transitions micro-onde obtenu 30ms après la coupure des bobines de piège.*

On reporte sur la figure 2.6 l'ensemble des cartographies, converties en Gauss (en utilisant l'équation (2.1)), réalisées depuis 2010. L'effet de l'extinction du piège magnéto optique est clairement visible aux premiers instants de la cartographie mais le champ magnétique résiduel décroit rapidement pour atteindre un plateau. Les points bleus sont mesurés avec un courant de biais de 30mA et non pas 10mA. Les instants des transitions Raman, qui délimitent l'interféromètre, sont représentés en bleu sur la figure 2.6 de gauche. On intègre le profil de champ magnétique, inclus dans l'interféromètre, le long de la trajectoire des atomes, pondéré par la fonction de sensibilité ([8]) de l'interféromètre (voir figure droite 2.6)) et on obtient ainsi le biais $\Delta\Phi_{Zeeman} = 7.13\mu$Gal pour la dernière cartographie réalisée correspondant à une trajectoire moyenne des atomes. La cartographie du 11/05/2010 est plus favorable car le profil est proche d'une fonction paire alors que la fonction de sensibilité est impaire. Les mesures réalisées depuis 2013 sont quant à elles plus proches d'une fonction impaire, ce qui donne un biais plus important.

Ce biais est rejeté grâce à l'algorithme de mesure dont l'efficacité de la réjection dépend essentiellement de la superposition des trajectoires dans les configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ (figure 2.4). La séparation spatiale des trajectoires moyennes $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ est approximativement de 1.9mm, le biais réel est donc la différence $\Delta\Phi_{Zeeman,k_\uparrow} - \Delta\Phi_{Zeeman,k_\downarrow} = -0.03\mu$Gal.

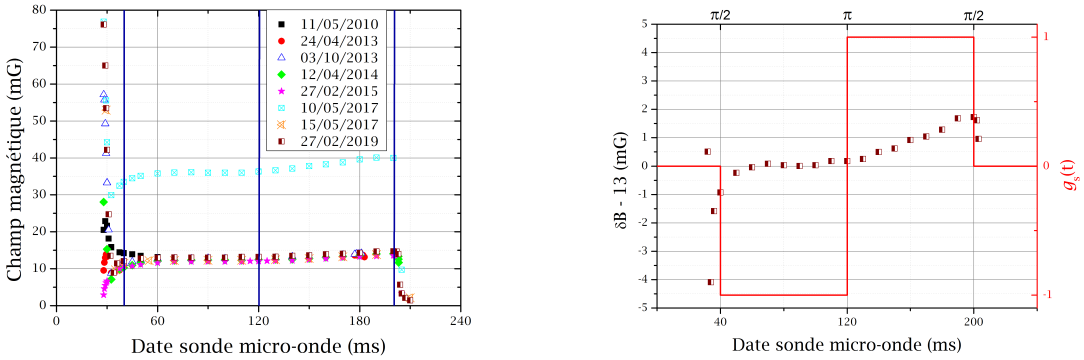

Fig. 2.6 *Cartographie du champ magnétique dans l'enceinte à vide. A gauche, suivi du champ magnétique entre 2010 et 2019 le long de la trajectoire moyenne des atomes, les trois transitions Raman sont indiquées par des traits verticaux bleus par rapport à la date de coupure des bobines du piège magnéto-optique. A droite, agrandissement sur la dernière cartographie effectuée, représentée avec la fonction de sensibilité en rouge (définie dans [8]).*

2.3.2 Effet de la rampe de fréquence

Afin de maintenir la condition de résonance (équation (1.5)) au cours de la chute des atomes, on utilise une DDS pour appliquer une rampe de fréquence aux lasers Raman. Il est en effet, nécessaire de compenser le décalage Doppler qui croît avec la vitesse des atomes. On montre dans [41] qu'en appliquant une rampe de fréquence symétrique par rapport à l'impulsion π (figure 1.14) on peut rejeter le biais lié au déphasage RF. Nous sommes tout de même sensibles au LS1 induit par la rampe de fréquence dont l'étude a été réalisée dans [10]. Ces deux effets sont liés à la manière dont on balaye la fréquence des lasers.

a) Erreur due à la résolution finie de la DDS : effet de troncature

A ces deux effets s'ajoute l'erreur due à la résolution finie de la DDS. Notre DDS a une résolution de 48 bits, soit une résolution en fréquence de $300\text{MHz}/2^{48} = 1.066\mu\text{Hz}$. On choisit de réaliser la rampe avec un pas temporel de 10µs. La résolution sur la rampe est alors de $2 \times 1.066\mu\text{Hz}/10\mu\text{s} = 0.2\text{Hz/s}$ (le facteur 2 est lié à la présence d'un diviseur par 2 dans la boucle d'asservissement de phase). Comparé à la valeur de la rampe, 25MHz/s, on obtient une résolution de 8.10^{-9} en relatif, ce qui correspond donc à une résolution 8.271µGal sur la mesure de g. Le bruit coup à coup étant typiquement de l'ordre d'une centaine de µGal pic à pic, cette résolution n'est pas limitante pour l'asservissement de la rampe sur la frange centrale. Cependant, les valeurs de corrections, calculées à chaque cycle et intégrées pour fournir la mesure de g, sont tronquées lors de leur écriture dans les registres de la DDS, si bien qu'il y a une erreur de troncature entre ce qui est demandé et ce qui est effectué par la DDS. Le bruit de mesure dépassant largement la résolution de la DDS, cette erreur de troncature correspond à 1/2 bit soit $\sim 4.14\mu\text{Gal}$.

Cette erreur est en fait de signe opposé pour les configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$, donc rejetée par l'alternance du signe du vecteur d'onde.

Nous avons réalisé une mesure différentielle de g en utilisant comme référence un pas temporel de 10µs pour la DDS. Des configurations de référence $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ C_0 et C_1 avec $\delta t_{\text{réf}} = 10\mu s$ sont comparées à C_2 et C_3 où l'on modifie uniquement δt de 1, 20, 30, 50 et 100µs. L'effet de troncature apparait non pas sur Δg mais sur la moyenne des différences mono-configuration de vecteur d'onde identique, que nous avons nommée ici "Erreur troncature" et qui se définit comme :

$$Erreur\,troncature = \left(\frac{\frac{C_{0,k_\uparrow,\delta t_{\text{réf}}} - C_{2,k_\uparrow,\delta t}}{2} + \frac{C_{1,k_\downarrow,\delta t_{\text{réf}}} - C_{3,k_\downarrow,\delta t}}{2}}{2} \right) \tag{2.13}$$

On reporte sur la figure 2.7 le résultat de ces mesures avec l'estimation de l'erreur de troncature par rapport à notre référence de $\delta t = 10\mu s$. Les mesures sont en accord dans l'incertitude de mesure avec l'estimation de l'erreur (différentielle) attendue, excepté pour $\delta t = 1\mu s$ où l'erreur est la plus importante. L'erreur de troncature est d'autant plus faible que δt est grand et converge vers une erreur nulle représentée sur la figure 2.7 en rouge. Il est donc avantageux d'utiliser des $\delta t \geq 10\mu s$.

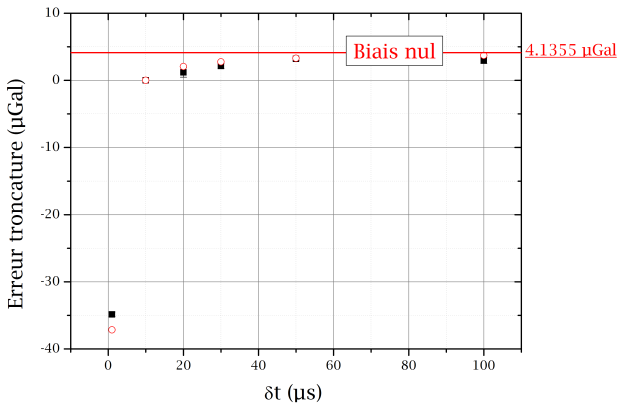

Fig. 2.7 *Mesure de l'erreur de troncature de la DDS en fonction du pas temporel δt (en noir). Le point de référence est pour un $\delta t = 10\mu s$ qu'on utilise dans nos mesures classiques. Les points rouges sont le résultat du calcul théorique à partir de la résolution en fréquence de la DDS (1.066µHz), le biais nul est représenté en trait plein rouge.*

b) Mesure différentielle de g en fonction du pas temporel

D'après le paragraphe précédent, l'erreur de troncature ne doit pas impacter la mesure différentielle de g car elle est rejetée par l'algorithme d'alternance du signe du vecteur d'onde. La figure 2.8 représente cette mesure différentielle de g en fonction du pas temporel de la rampe de fréquence δt, avec pour référence $\delta t_{\text{réf}} = 10\mu s$.

La quantité représentée est la différence des demi-différences :

$$\Delta g = \left(\frac{C_{1,k_\downarrow,\delta t_{\text{réf}}} - C_{0,k_\uparrow,\delta t_{\text{réf}}}}{2} - \frac{C_{3,k_\downarrow,\delta t} - C_{2,k_\uparrow,\delta t}}{2} \right) \tag{2.14}$$

Pour des pas temporels allant de 1µs à 20µs le biais est bien nul conformément à nos attentes, mais on observe cependant un biais croissant lorsque le pas de temporel dépasse 20µs.

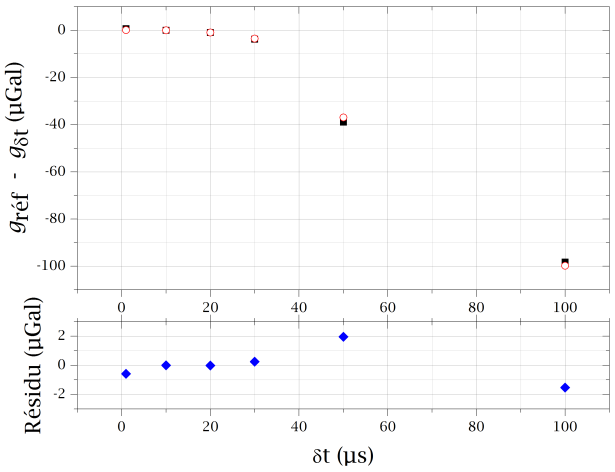

Fig. 2.8 *Mesure différentielle de g en fonction du pas temporel des sauts de fréquence réalisés par la DDS. On utilise un pas $\delta t = 10\mu s$ comme référence. Les points rouges sont le résultat du calcul numérique. Le résidu entre le calcul numérique et les mesures est représenté en bleu en dessous.*

c) Calcul numérique et comparaison aux résultats de mesure

Pour comprendre l'origine de ce biais nous nous sommes penchés sur l'impact précis de la forme de la rampe de fréquence. On réalise des sauts de fréquences $\delta\nu$ avec un pas temporel δt fini (b)) et lorsque le pas temporel est grand devant la durée de l'impulsion Raman, la fréquence ne change pas au cours de l'impulsion induisant une erreur de phase. Cette erreur est présente à chaque impulsion Raman et le biais total dépend alors de la position temporelle des impulsions Raman dans ces sauts de fréquences. On néglige ici les temps d'évolution libre car la fonction de sensibilité est impaire et le nombre de pas de fréquence est identique de chaque coté de l'impulsion π (figure 2.9). C'est toujours le cas pour les pas de fréquences utilisés par la suite mais il est possible de généraliser dans le cas où le pas de fréquence n'est pas un diviseur du temps d'évolution libre T en prenant en compte la différence du nombre de pas de fréquence à gauche et à droite l'impulsion π.

En revanche, pendant les impulsions Raman, le comportement de la fonction de sensibilité est plus complexe (une description complète de la fonction de sensibilité du CAG peut être trouvée dans [8]) et nécessite d'utiliser un calcul numérique.

On s'intéresse donc uniquement à l'erreur de fréquence pendant les impulsions Raman. Lorsque la durée des impulsions Raman est grande devant la durée δt, l'erreur est moyennée par la pondération de la fonction de sensibilité, le biais est alors faible voir nul. Cependant, lorsque la durée de l'impulsion Raman est inférieure à δt on pourra avoir un biais important. La figure 2.9 représente les deux cas : $\tau_{Raman} < \delta t$ et $\tau_{Raman} > \delta t$ pour un pas temporel de 10µs et de 50µs. L'interféromètre lui est identique et composé de trois impulsions Raman de durée $\tau = 16\mu s - 32\mu s - 16\mu s$.

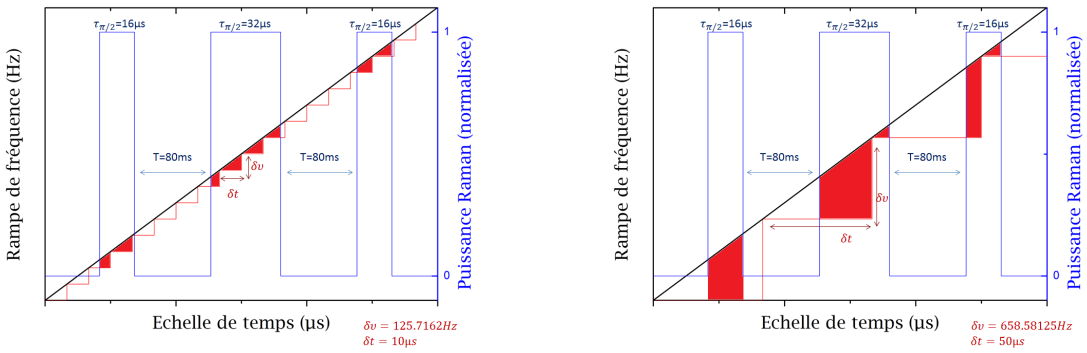

Fig. 2.9 *Représentation de la rampe de fréquence par rapport aux impulsions Raman* $(16 - 32 - 16\mu s)$*. A gauche, le pas temporel vaut* $\delta t = 10\mu s$ *et* $50\mu s$ *à droite.*

De cette manière on peut calculer le biais attendu : on compare la rampe de fréquence réelle à la rampe de fréquence idéale. On intègre alors cette erreur de fréquence durant chaque impulsion Raman (comme représenté en rouge sur la figure 2.9) pondérée par la fonction de sensibilité de l'interféromètre. On obtient un déphasage qui dépend du pas temporel δt, de la durée des impulsions τ, de la fonction de sensibilité $g_s(t)$ et d'une fonction en "dent de scie" $f(t, \delta t)$. Le déphasage s'écrit :

$$\Delta\Phi = \int_0^{\tau_{\pi/2}} g_s(t) f(t,\delta t) dt + \int_{\tau_{\pi/2}+T}^{3.\tau_{\pi/2}+T} g_s(t) f(t,\delta t) dt + \int_{3.\tau_{\pi/2}+2T}^{4.\tau_{\pi/2}+2T} g_s(t) f(t,\delta t) dt \quad (2.15)$$

Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 2.8 superposé aux points de mesures et montre un bon accord. Le résidu entre les points de mesures et le calcul numérique est représenté en dessous en bleu, l'erreur semble plus importante pour des δt élevés mais reste inférieure à 5%.

d) Compensation du biais

Nous avons vu que ce biais dépend de la position relative des impulsions Raman dans les sauts de fréquences. Deux méthodes sont possibles pour annuler ce biais :

- on décale l'interféromètre Raman par rapport à la rampe de fréquence (ou inversement) pour réduire, voire compenser exactement ce biais.
- on adapte la durée des impulsions Raman pour compenser exactement ce biais.

Nous avons, par la suite, déplacé l'interféromètre par rapport à la rampe de fréquence pour différentes valeurs de δt. Ces mesures sont représentées avec des carrés noirs sur la figure 2.10 avec le résultat du calcul numérique (ligne rouge). On compare ici une mesure avec un δt donnée avec une mesure réalisée avec le même δt mais pour laquelle l'interféromètre est décalé temporellement d'un délai d, qu'on varie entre 0 et δt. Les deux mesures figure 2.10 sont réalisées pour des δt de 50µs et 100µs où les biais sont importants.

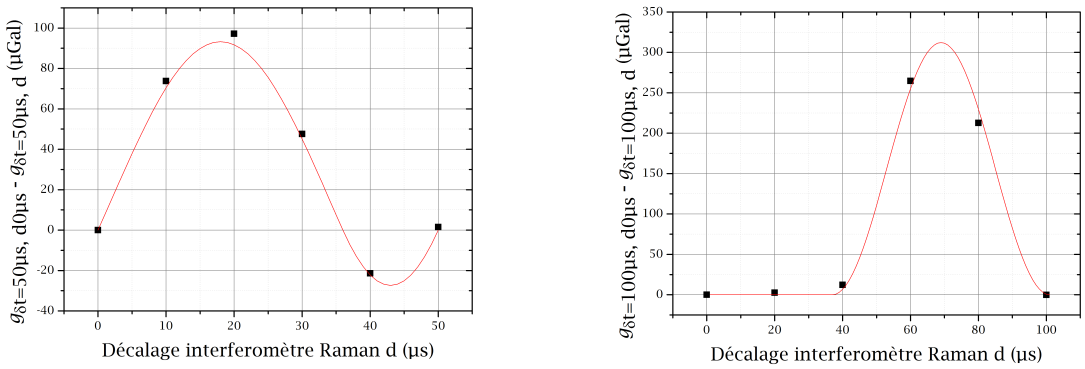

Fig. 2.10 *Mesures différentielles de g pour un $\delta t = 50\mu s$ (à gauche) et $\delta t = 100\mu s$ (à droite) en fonction du décalage temporel de l'interféromètre.*

Il est donc effectivement possible d'annuler ce biais par un choix adapté du déplacement de l'interféromètre dans la rampe de fréquence.

La figure 2.11, résultat du calcul numérique, montre qu'on peut de manière équivalente annuler ce biais en modifiant la durée des impulsions Raman. Les deux cas représentés ici sont ceux d'un δt de 50µs et 100µs tracés pour des durées d'impulsions, réalistes dans notre expérience, de 10µs à 100µs.

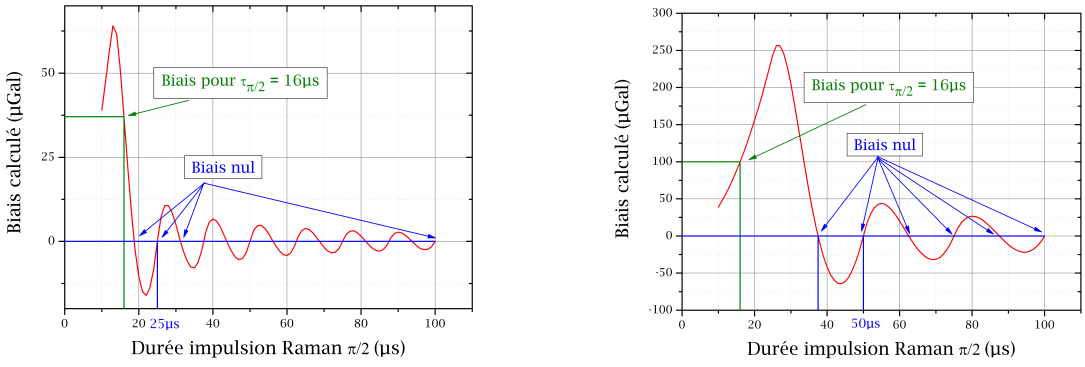

Fig. 2.11 *Calcul numérique du biais en fonction de la durée des impulsions Raman pour $\delta t = 50\mu s$ à gauche et $\delta t = 100\mu s$ à droite.*

Les biais calculés sont plus importants pour des durées d'impulsions Raman faibles et s'amortissent au fur et à mesure qu'on augmente la durée des impulsions. Lorsque cette

durée est suffisamment grande devant le pas temporel de la rampe de fréquence, l'effet se moyenne. Certaines solutions ne sont pas entières et donc difficiles à mettre en place. La meilleure solution est d'utiliser une durée $\tau_{\pi/2} = \frac{\delta t}{2}$.

Dans le cas $\delta t = 50\mu s$, nous avons réalisé une mesure avec pour objectif d'annuler ce biais en utilisant des impulsions Raman de durées $\tau_{\pi/2} = \frac{\delta t}{2}$. C'est une mesure différentielle où l'on compare un interféromètre dont les durées sont $\tau = 16\mu s - 32\mu s - 16\mu s$ à un interféromètre $\tau = 25\mu s - 50\mu s - 25\mu s$. Le biais attendu est alors de 37.07µGal. Cette mesure est présentée sur la figure 2.12 et on obtient une valeur moyenne de 37.3(1)µGal. Le biais mesuré sur la différence étant comparable au biais attendu par le calcul numérique on est confiant du fait que le biais est nul pour la deuxième configuration.

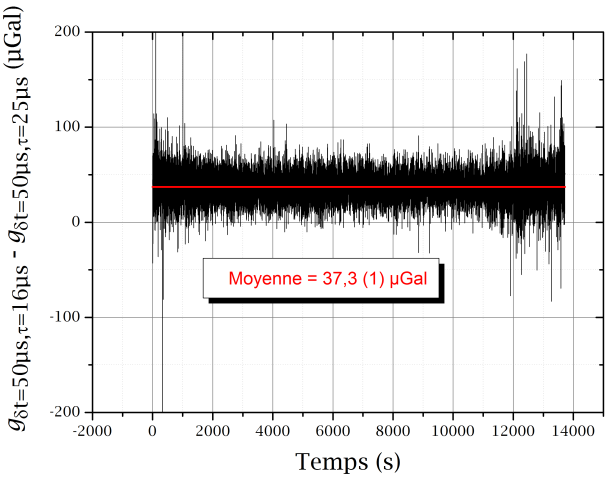

Fig. 2.12 *Mesure différentielle de g pour $\delta t = 50\mu s$ dont la durée des impulsions Raman est modifiée de $\tau_{\pi/2} = 16\mu s$ à $\tau_{\pi/2} = 25\mu s$. La droite en rouge représente le biais attendu de 37.07µGal.*

e) Bilan

Cette étude porte sur l'impact de la résolution finie de la DDS qu'on utilise pour réaliser la rampe de fréquence des lasers pendant l'interféromètre. Le pas fini des sauts de fréquence induit une erreur de troncature de la DDS équivalente à $\frac{1}{2}$ bit. Ce biais est d'autant plus important que le pas temporel de la rampe est faible. Cependant, il est rejeté par l'alternance du vecteur d'onde. On peut vouloir dans ce cas, augmenter le pas temporel δt pour subir une erreur de troncature moins importante et rejeter ainsi un effet déjà faible. Dans un cas extrême, on peut imaginer réaliser des sauts de fréquences avec un pas temporel δt équivalent à T. Il s'agit d'un cas particulier de cette étude qui montre aussi l'importance d'annuler la phase totale en appliquant une rampe de fréquence correspondant au mieux à la variation de fréquence durant l'interféromètre. En effet, lorsque le pas temporel est trop grand par rapport à la durée des impulsions Raman, on mesure un biais important dû à l'erreur de fréquence pendant la rampe. On peut alors compenser ce biais par un choix judicieux, soit de la durée des impulsions Raman, soit

de la superposition des impulsions par rapport à la rampe de fréquence. On calcule, dans nos conditions de mesure de référence ($\delta t = 10\mu s$ et $\tau_{\pi/2} = 16\mu s$), un biais de 0.06µGal.

2.3.3 Mesure du décalage de la détection

On souhaite mesurer l'impact d'une tension de décalage non nulle dans l'asservissement du laser maître. Le signal d'erreur en boucle fermée est toujours à zéro mais ne correspond pas au centre de la raie d'absorption dans le cas d'un décalage en tension sur le signal d'erreur. Ce décalage modifie alors la valeur de la fréquence des lasers Raman et induit une erreur sur la valeur de k_{eff} et donc sur g, un décalage de 400kHz induit un biais de 1µGal sur g.

Pour détecter un éventuel décalage, on applique une modulation sur le signal d'erreur de l'asservissement de $+0.8V$ puis de $-0.8V$, de façon à se décaler à droite puis à gauche de la résonance, et on enregistre les valeurs correspondantes du signal du pic d'absorption saturée. Lorsque la tension de décalage (en l'absence de modulation) n'est pas nulle, et qu'on n'est pas asservi exactement sur la résonance, on mesure alors une différence de signal d'absorption saturée à droite et à gauche.

La figure 2.13 à gauche illustre le principe de la mesure et présente à droite des mesures de la différence d'absorption mesurée à droite et à gauche de la raie d'absorption saturée en fonction de ce décalage de tension initial.

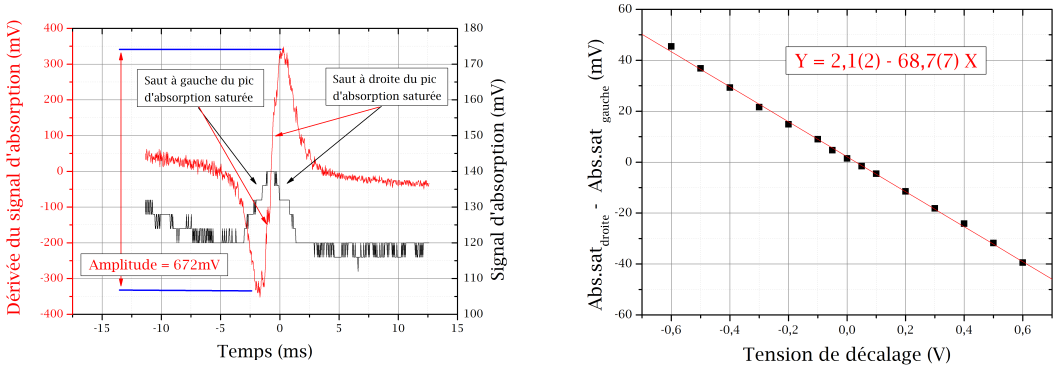

Fig. 2.13 *A gauche, capture d'écran de l'oscilloscope représentant le pic d'absorption saturée (en noir) et le signal d'erreur de l'asservissement (en rouge) d'amplitude 672mV. On effectue un saut de tension de ±50mV pour moduler le décalage du signal d'erreur, qui permet de sonder l'absorption saturée à droite et à gauche. A droite, courbe de calibration de la tension différentielle à droite - gauche de l'absorption saturée en fonction de la tension de décalage représentée avec un ajustement linéaire en rouge. La tension de décalage varie de ±0.6V correspondant à une variation plus faible sur la dérivée du signal d'absorption.*

Cette différence est évaluée régulièrement au cours d'une mesure de g, ce qui permet de corriger les mesures des fluctuations de tension de décalage. En principe, il faut pour cela déterminer au préalable le rapport entre la tension de décalage et l'écart à la résonance du laser de détection. Une première méthode, utilisée dans le passé, pour connaître la

variation de fréquence associée a été d'appliquer un saut de tension contrôlé au signal d'erreur de l'asservissement et de mesurer la variation de fréquence induite (par exemple en regardant le déplacement du battement optique entre le laser repompeur (libre) et le laser maître asservi).

Nous avons choisi ici une approche plus directe, en mesurant directement l'impact de ce décalage en tension sur la valeur de g. En utilisant l'étalonnage de la figure 2.13, on peut exprimer ces mesures de g en fonction des différences d'absorption mesurées à droite et à gauche. On reporte sur la figure 2.14 le résultat de ces mesures.

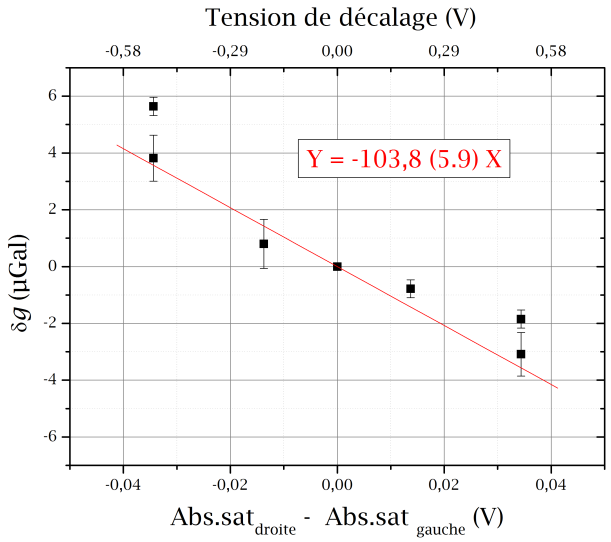

Fig. 2.14 *Mesure différentielle de g en fonction de la différence des tensions mesurées à droite et à gauche du pic d'absorption saturée pour une amplitude de* $672mV$.

Un ajustement linéaire permet d'évaluer la pente $= -103,8(5.9)\mu\text{Gal/V}$ avec une erreur relative de 5.7%. Cette loi n'est valable que pour une puissance donnée du laser maître (correspondant ici à une amplitude de référence de 672mV figure 2.13).

En principe, dans le régime des faibles intensités, l'amplitude du pic d'absorption saturée est proportionnelle à la puissance optique. Lorsque la puissance optique diminue, l'amplitude du pic d'absorption diminue et la pente de la dérivée du pic d'absorption saturée également. La figure 2.15 montre l'impact de la diminution de la puissance optique sur la dérivée du signal d'absorption. Cependant, si on garde la même amplitude pour la modulation de la tension de décalage, on s'écarte davantage du centre de la résonance : la mesure de tension différentielle ne se fait pas avec les mêmes écarts de fréquence par rapport à la résonance, ce qui modifie la relation entre le décalage et la différence des absorptions saturées mesurées à droite et à gauche. Et donc notre coefficient de correction n'est plus correct.

En pratique, la tension de décalage mesurée par la différence de tension à droite et à gauche du pic de résonance est faible, de l'ordre de 10mV, et varie peu au cours de la mesure. L'erreur relative donnée par la détermination de la pente est donc inférieure à 0.1µGal. Il faut cependant s'assurer que la puissance du laser maître reste identique pour conserver la même calibration.

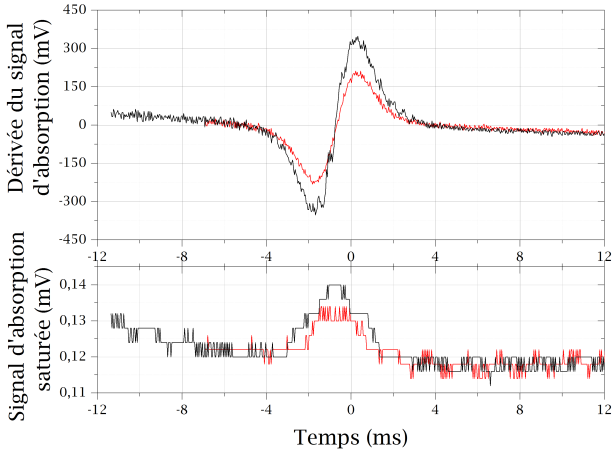

Fig. 2.15 *Pic d'absorption saturée et leurs dérivées respectives pour deux puissances différentes.*

2.3.4 Mesure de l'inclinaison nominale

Pour aligner les faisceaux Raman sur la verticale, on cherche à rendre la phase de l'interféromètre extrémale (on maximise le produit scalaire $\mathbf{k_{eff}}.\mathbf{g}$), en modifiant l'inclinaison de la plateforme d'isolation des vibrations grâce à l'ajout ou au déplacement de masses sur son plateau.

On mesure g en fonction des paramètres d'inclinaisons enregistrés par l'inclinomètre situé au dessus de l'enceinte à vide. On enregistre ces variations d'inclinaison sur deux axes, alignés sur l'axe Nord/Sud et Est/Ouest du gravimètre, appelés par la suite X et Y.

Le protocole de mesure est le suivant :

1. on mesure g pour une inclinaison proche de l'inclinaison supposée nominale,
2. on s'écarte ensuite de la valeur d'inclinaison d'environ 1V soit 1mrad de part et d'autre de l'inclinaison initiale,
3. un premier ajustement par une loi parabolique permet de déterminer l'inclinaison nominale correspondant à la verticalité des faisceaux de l'interféromètre à laquelle on repositionne le CAG,
4. on mesure une dernière fois à cette position. La quatrième mesure nous permet de réaliser un nouvel ajustement des données, qui nous confirme que nous avons bien déterminé l'inclinaison recherchée, et qui, surtout, nous permet d'estimer l'incertitude associée à sa détermination.

Durant ces mesures l'inclinaison suivant l'autre axe est maintenue constante. La figure 2.16 est un exemple de mesure de l'inclinaison nominale dans les deux axes de l'inclinomètre . On mesure ici $I_{Xn} = 1.688(1)$V et $I_{Yn} = -0.852(2)$V. L'incertitude typique est de l'ordre de quelques µrad (1mrad≈ 1µGal).

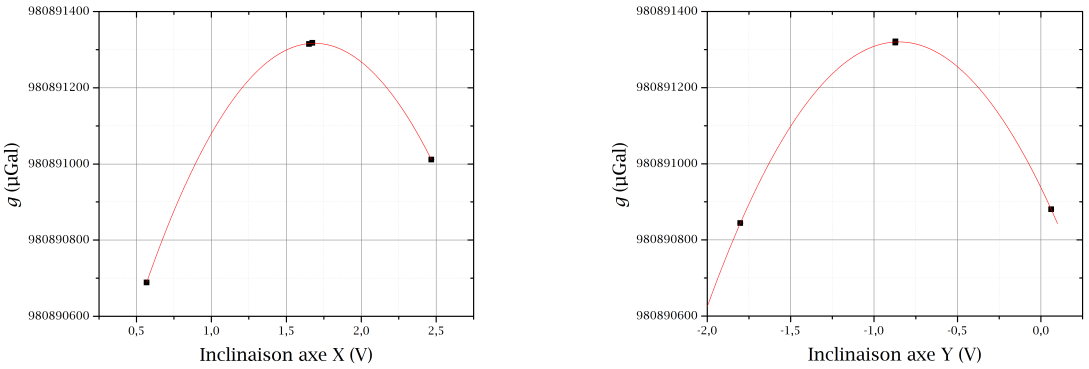

Fig. 2.16 *Mesure de g en fonction de l'inclinaison du gravimètre pour les deux axes X et Y de l'inclinomètre respectivement à gauche et à droite.*

Cette opération a été répétée plusieurs fois avant et au cours de cette thèse afin d'évaluer la stabilité du réglage de verticalité. On reporte sur la figure 2.17 la mesure de ces inclinaisons nominales au cours des quatre dernières années. On obtient une moyenne de $I_X = 1,6790(11)$V et $I_Y = -0,8600(16)$V sur quatre ans.

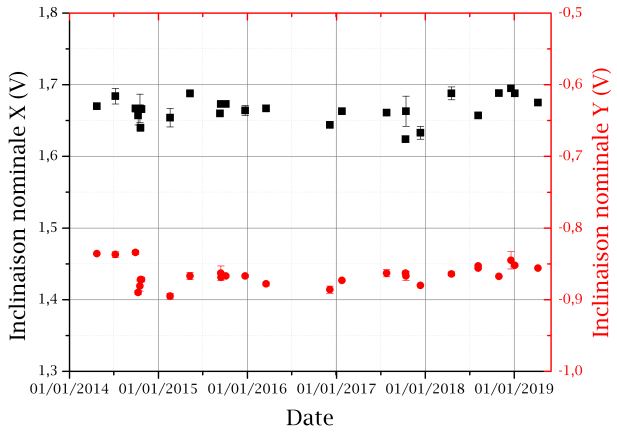

Fig. 2.17 *Suivi long terme des inclinaisons nominales mesurées sur la période 2014-2019.*

Les variations de l'inclinaison sont enregistrées au cours de la mesure de g et on peut ainsi corriger les fluctuations de l'inclinaison de l'expérience en utilisant l'expression :

$$Correction = \left(\frac{(I_Y - I_{Yn}).10^{-3}}{2}\right)^2 + \left(\frac{(I_X - I_{Xn}).10^{-3}}{2}\right)^2 \tag{2.16}$$

Dans le cas idéal, on mesure l'inclinaison nominale avant et après la mesure de g. On est alors capable de corriger les erreurs de verticalité grâce à une post-correction avec une incertitude inférieure à 0.1µGal correspondant à l'erreur sur la détermination de l'inclinaison nominale.

Cependant, la figure 2.17 montre des variations résolues de l'inclinaison nominale avec une amplitude pic à pic de 0.07V soit 70µrad sur une période de cinq mois. Dans ce cas, il est possible de faire une erreur sur la correction appliquée à la mesure puisqu'on ne connait pas la véritable inclinaison nominale. Cette erreur est d'autant plus grande que l'inclinaison durant la mesure s'écarte de l'inclinaison nominale. et peut atteindre quelques dixièmes de µGal.

2.3.5 Mesure de l'effet Coriolis

a) Suivi du rapport r_{56}

Le biais de Coriolis dépend de la vitesse moyenne transverse des atomes. Cette vitesse est déterminée au moment du lâcher par le rapport d'intensité des faisceaux de piège pendant la phase de mélasse. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, on utilise la paire de faisceaux 5 et 6 (figure 1.7) alignés avec l'axe Est/Ouest pour contrôler la vitesse transverse dans cette direction, dont le rapport d'intensité r_{56} peut être aisément modifié (en tournant une lame demi-onde) au niveau du coupleur de fibre. En principe, on peut induire une vitesse moyenne vers l'Est et mesurer un biais positif sur g ou vers l'Ouest et mesurer un biais négatif sur g. On réalise une mesure de δg en fonction de $x_{56} = \frac{1-r_{56}}{1+r_{56}}$ pour une orientation du CAG puis on tourne le gravimétre de 180° et on réalise une nouvelle fois cette mesure. L'effet du rapport d'intensité est alors inversé : si les atomes avaient une vitesse moyenne dirigée vers l'Est pour un certain rapport d'intensité, ce même rapport leur donne maintenant une vitesse moyenne dirigée vers l'Ouest. On trace sur la figure 2.18 la différence $\delta g_{0°} - \delta g_{180°}$ en fonction de x_{56}. On s'attend donc à priori à un biais du signe opposé au signe de x_{56} qui passe par un biais nul lorsque le rapport d'intensité est parfaitement équilibré [40]. Nous pouvons contrôler les puissances des faisceaux à l'aide des photodiodes installées dans les collimateurs et leur réponse a été étalonnée. Ce biais devrait donc être nul pour $x_{56} = 0.0$

Si ce biais est bel et bien linéaire pour la mesure de 2011 elle est de signe opposé aux prédictions. L'étude publiée plus tard dans [37] nous a permis de comprendre l'origine de cette inversion de signe. A cette époque, la mélasse optique était faiblement désaccordée ($\sim -1.9\Gamma$) induisant un déplacement de la position du nuage atomique à la fin de la mélasse. La vitesse moyenne qui mène à un biais de Coriolis est alors compensée voire surcompensée par l'effet de troncature dû à la taille finie de la détection qui agit de manière opposée à l'effet des vitesses moyennes de dérive. En 2013, les paramètres de la mélasse sont modifiés à $\sim -6.5\Gamma$, réduisant la sensibilité de la mesure aux fluctuations de x_{56}.

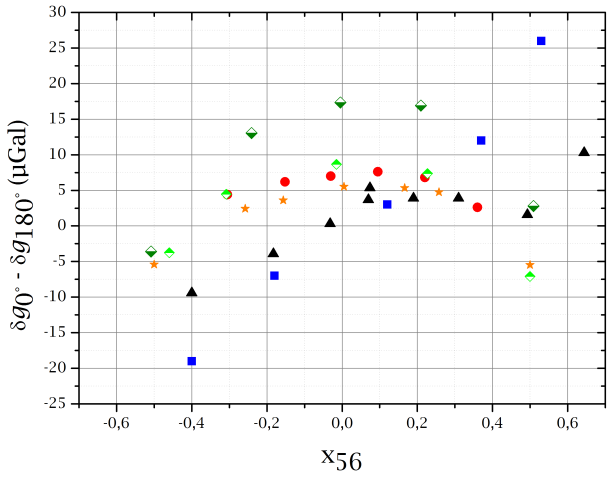

Fig. 2.18 *Mesure de l'accélération de Coriolis selon le rapport d'intensité des faisceaux de piège orienté selon l'axe Est/Ouest réalisé en 2011 (bleu), 2013 (noir), 2015 (rouge), 2017 (vert et vert foncé) et 2018 (orange).*

De plus, depuis 2015, les mesures ne sont plus linéaires mais forment une courbe en cloche, si la sensibilité aux variations de x_{56} est faible pour un rapport équilibré des faisceaux 5 et 6, ces courbes s'annulent seulement pour des déséquilibres importants des deux faisceaux. Cela implique qu'il est impossible d'annuler ce biais, sinon en déséquilibrant très fortement les faisceaux, ce qui conduit à une dégradation trop importante du nombre d'atomes piégés. Dans ce cas, le nombre d'atomes collectés par le MOT3D est dégradé (voir figure 2.19) ce qui n'est pas avantageux pour la mesure de g.

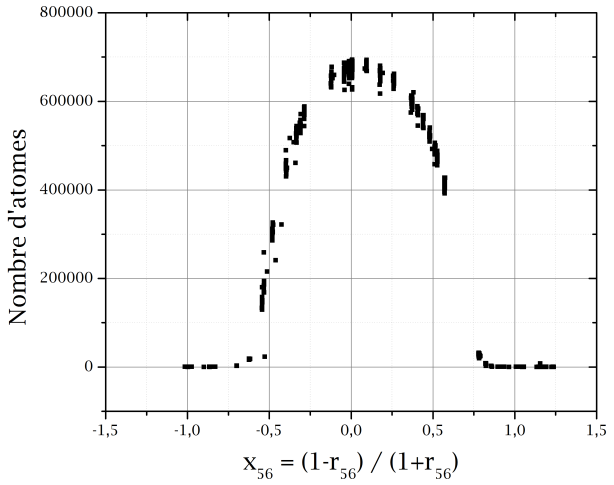

Fig. 2.19 *Nombre d'atomes détectés en fonction du rapport x_{56}.*

La figure 2.19 représente une mesure dynamique du nombre d'atomes détectés pour différents rapports de puissance 5/6. Le centre de l'ajustement gaussien est obtenu pour $x_{56} = 0,079424$ soit $r_{56} = 0.85$.

Comme discuté dans la section b), le biais de Coriolis s'annule uniquement si la symétrie de la détection pondère de manière symétrique les classes de vitesses négatives et positives. Il est difficile de modéliser ce problème qui dépend de nombreux paramètres : position initiale des atomes par rapport au centre de la détection et au centre du faisceau Raman, vitesse initiale des atomes, défauts d'homogénéité de la détection ou du faisceau Raman, asymétrie de la distribution en vitesse. On peut émettre plusieurs hypothèses pour expliquer les résultats obtenus :

- la réponse de la détection n'est pas parfaitement symétrique et pondère les classes de vitesses dont la distribution n'est pas forcément symétrique
- la position du nuage atomique s'est déplacée au cours du temps ce qui peut mener à une pondération par la détection plus importante d'une partie de la distribution en vitesse voire une troncature d'une partie de cette distribution,
- la calibration de la puissance des faisceaux pièges soit différente, cela ne semble pas être le cas car le nombre d'atomes piégés est maximal sur la figure 2.19 pour un rapport équilibré des puissances correspondant à r_{56} proche de 1.

b) Rotation du gravimètre

Pour évaluer le biais de Coriolis, il est finalement nécessaire et préférable de retourner l'enceinte à vide de 180°. On réalise une mesure de g classique dans l'orientation 0° puis on retourne l'expérience, ce qui nécessite au préalable de mettre l'enceinte à vide sur des roues pour faciliter sa rotation. Les fibres, les différents câbles d'alimentations et câbles électroniques rattachés au banc optique sont en général suffisamment longs pour permettre la rotation sans avoir besoin de les retirer et sans avoir besoin de déplacer le banc optique.

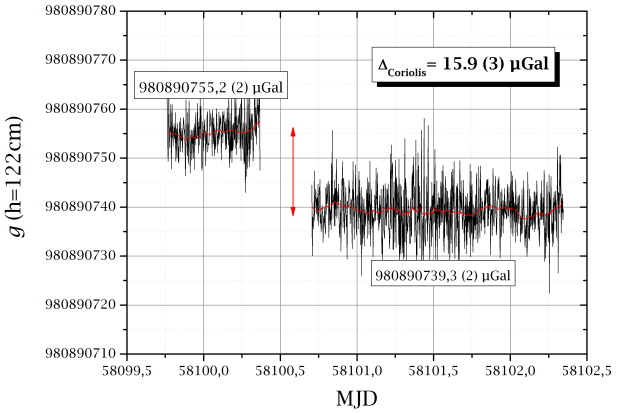

Fig. 2.20 *Mesure de g avant et après la rotation du gravimètre de 180°. La demi différence de g est égale au biais de Coriolis.*

On s'assure ensuite que les paramètres de mesures sont identiques à la mesure précé-

dente, avec une attention particulière pour le rapport d'intensité 5/6 du MOT 3D qui doit être identique pour que les vitesses moyennes et donc le biais de Coriolis soient identiques. On mesure ensuite g dans cette nouvelle orientation et la demi différence de ces mesures est alors directement le biais de Coriolis. La figure 2.20 est l'exemple d'une mesure du biais de Coriolis obtenu par cette méthode. Le biais de Coriolis est évalué ici à 8.0(2)µGal.

2.3.6 Variation environnementale : exemple du niveau d'eau

Comme nous l'avons au paragraphe 1.2.4 dans la description du site de mesure, sous la salle du gravimètre, quatre piliers en béton reposent sur un sol sableux. Le sol sous la dalle a été creusé pour laisser une zone vide et éviter que le sol, essentiellement constitué d'argiles qui se gorgent d'eau par temps de pluie, n'exercent une pression en gonflant, sur les massifs. Deux drains assurent l'évacuation des eaux de pluies. Le premier drain entoure les massifs tandis que le deuxième entoure le laboratoire entier. Des pompes assurent l'évacuation des eaux. On effectue un relevé manuel du niveau d'eau dans le drain (figure 2.21 afin de s'assurer que celui-ci ne modifie pas les conditions de mesures. Si l'eau venait à s'accumuler sous la dalle et son niveau fluctuer, l'attraction gravitationnelle de cette masse d'eau pourrait perturber la mesure de g.

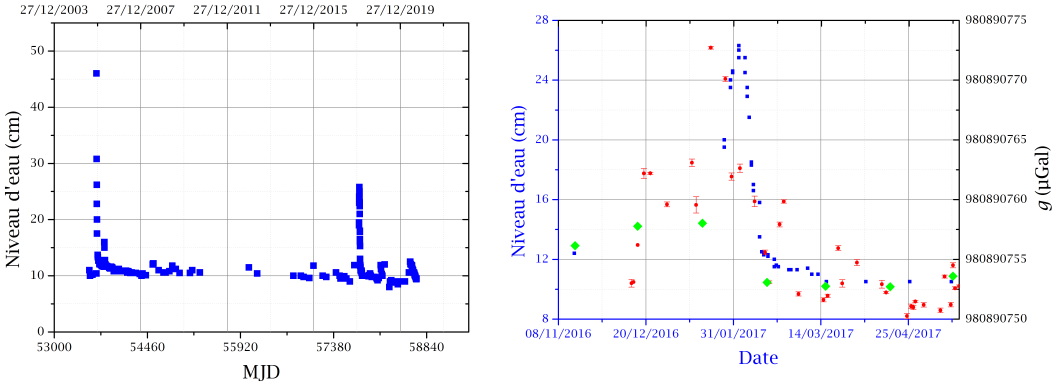

Fig. 2.21 *A gauche, relevé du niveau d'eau dans le drain entourant les massifs depuis 2003. A droite, relevé du niveau d'eau dans le drain sous la salle de gravimètrie entre fin 2016 et milieu 2017, avec les mesures de g (rouge) et l'iGrav (vert) sur la même période.*

Aux alentours de fin Janvier 2017, on observe une augmentation de la valeur absolue de g mesurée par le CAG et l'iGrav. D'après l'évaluation et le contrôle de nos effets systématiques, et cette variation étant observée par deux instruments indépendants, cette modification de g est une variation due à l'environnement. Une pompe s'est arrêtée de fonctionner sans qu'on ne le remarque et le niveau d'eau sous la salle est monté à cause de pluies et d'écoulement d'eau. Nous avons alors mesuré plus régulièrement le niveau d'eau sous la salle jusqu'à la remise en route de la pompe et nous avons pu suivre sa relaxation jusqu'au niveau nominal. Les mesures de g durant cette période montrent elles aussi le même type de comportement comme on peut le voir sur la figure 2.21. La corrélation

n'est pas évidente, on manque de mesures simultanées du niveau d'eau et de g. Il s'agit de circonstances particulières et non pas d'une étude contrôlée comme on le ferait pour étudier les variations d'un effet systématique.

On observe une augmentation de g sur les deux gravimètres ($\sim$ 8µGal pour le CAG et $\sim$ 5µGal pour l'iGrav) avec un pic à $\sim$ 20µGal pour le CAG. Les massifs font 2m d'épaisseur et une zone vide a été laissée juste en dessous. Le drain entourant le massif se situe lui, à 2.5m de profondeur, à cette distance, il faut une masse ponctuelle de 7500kg située sur l'axe de mesure du gravimètre pour induire une augmentation de g de 8µGal et 20000kg d'eau pour un biais de 20µGal.

Le calcul du changement de gravité engendré par un espace vide de dimensions infinies se remplissant d'eau, donne une dépendance de $0,4\mu\text{Gal.cm}^{-1}$ [42]. Une variation de 16cm de la nappe phréatique correspondrait donc à une variation de la gravité de 6.4µGal. Cependant, l'espace impliqué est composé de sables et de grès de Fontainebleau de porosité située entre 15% et 25% qui modère en principe l'effet sur les variations de gravité et représente ici, une variation de 1.6µGal, plus faible que la variation de g mesurée.

Dans notre cas, on désire s'affranchir des variations temporelles de g afin d'isoler les variations d'effets systématiques. Au contraire, la gravimétrie en général est un outil dédié à des suivis géophysiques comme le suivi des écoulements d'eau et des nappes phréatiques [43].

2.3.7 Suivi long terme de g

Le suivi long terme de la valeur absolue sur le site de Trappes est nécessaire à la fois pour la détermination de g pour la balance de Kibble, mais il permet aussi de mettre en évidence de nouveaux biais et de suivre les variations temporelles de g. Il nécessite toutefois un suivi et un contrôle important des paramètres de mesures. Nous avons tracé sur la figure 2.22 l'ensemble des mesures de g depuis 2013 corrigées de l'effet Coriolis en (noir) et dans les deux orientations de l'enceinte à vide.

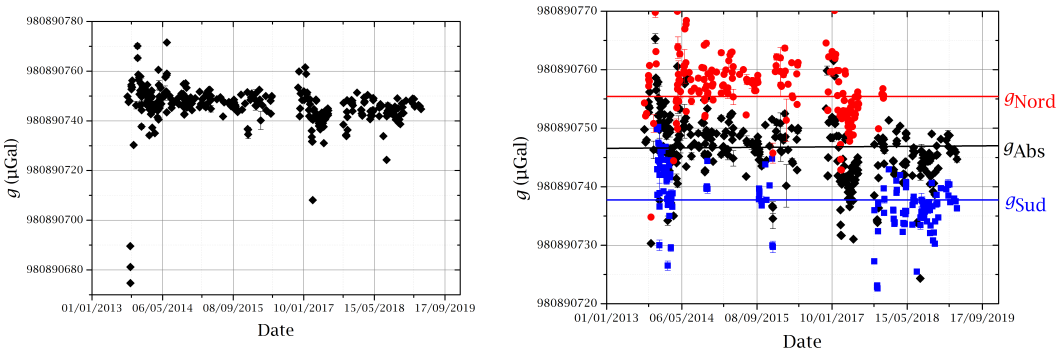

Fig. 2.22 *A gauche, mesures absolues de g sur le site de Trappes depuis 2013. A droite, Agrandissement de ces mêmes mesures avec en rouge, les mesures dans l'orientation Nord et en bleu les mesures dans l'orientation Sud. Leurs valeurs moyennes sont tracées en trait plein de couleur identique.*

Le travail d'implémentation du piège dipolaire sur l'expérience (décrit au chapitre 3) s'est déroulé de 2016 à fin 2017. De nombreuses modifications sur le banc optique sur le banc du piège et donc autour de l'enceinte à vide en général ont pu mener à des biais moins bien rejetés ou moins bien évalués. Cependant la valeur absolue de g reste stable dans le temps sur le site comme on le verra par ailleurs au chapitre 5.

2.4 Bilan d'exactitude

Grâce aux travaux réalisés pendant ma thèse et à ceux de mes prédécesseurs ([8], [44], [45], [29], [46]), nous pouvons dresser le bilan d'incertitude des biais et effets systématiques liés à la mesure de g que l'on sépare en deux types de contributions. La première comprend les effets propres au CAG, et c'est l'incertitude liée à ces effets qui limite l'exactitude de l'instrument. La seconde, liée aux variations temporelles de g aussi reportées dans le tableau 2.1. Elles correspondent aux modifications de l'environnement qu'il est nécessaire de prendre en compte si on veut étudier précisément les effets systématiques. Les trois principales causes de variations temporelles de g sont, par ordre d'importance :

- Les marées. On utilise un modèle de marées, issu de mesures continues réalisées à Trappes à l'aide de gravimètres relatifs, pour corriger les mesures [34].
- La pression atmosphérique, qui est corrélée à la densité de l'atmosphère et donc à la masse d'air au dessus de l'instrument. On utilise un baromètre pour connaître la pression autour du gravimètre.
- Les variations de l'axe de rotation de la Terre. A cause de la rotation de la Terre, celle-ci est aplatie aux pôles. La valeur de g est plus faible à l'équateur qu'aux pôles. On utilise le bulletin IERS (International Earth Rotation Service) pour connaître la position des pôles qui varie avec la précession et la nutation. En connaissant notre latitude et longitude on peut corriger la mesure de cet effet.

Le lecteur intéressé pourra trouver une description plus détaillée de ces effets en annexe. On reprend ici le bilan d'incertitude de la thèse [46] en ajoutant les nouvelles analyses présentées dans ce chapitre.

Effet systématiques du CAG	Biais (µGal)	Incertitudes (µGal)	Références
Alignements	1.2	<0.1	Ch2
Référence de fréquence	3.2	<0.1	[29]
Déphasages RF	0	<0.1	[41]
Gradient vertical de gravité	-13	<0.1	[34]
Auto-attraction du CAG	-2.1	0.1	[29]
Coriolis	-8.0	0.4	[40] [37]
Aberrations du front d'onde	0.0	4.0	[40]
LS2	-7.7	0.4	[39] [46]
Indice du nuage	0.4	<0.1	[29]
αLS1	0.3	<0.1	[10]
LS1	0.0	<0.1	[29]
Effet Zeeman quadratique	<0.1	<0.1	Ch2
Vitesse finie de la lumière	0.0	<0.1	[10]
CPT	0.0	<0.1	[47]
Rampe de fréquence	<0.1	<0.1	Ch2
Décalage de la détection	0.0	<0.1	Ch2
Collisions froides	<0.1	<0.1	[44]
Total	**-25.6**	**4.1**	
Variations naturelles de g	Biais (µGal)	Incertitudes (µGal)	Références
Marées	250	0.2	[46]
Pression atmosphérique	10	0.5	[42]
Mouvement des pôles	1	<0.1	[29]

TABLE 2.1 – Bilan des effets systématiques propres au gravimètre et ordres de grandeurs des variations naturelles de g avec l'environnement. Ce bilan se base sur le bilan décrit dans [46] et complété par les études menées dans ce chapitre.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré l'importance du suivi des paramètres de mesures du gravimètre, dans le cas de la mesure de l'inclinaison nominale par exemple, mais aussi du suivi de notre environnement avec le relevé du niveau d'eau. Enfin, nous avons caractérisé certains effets systématiques comme l'effet de la résolution de la DDS sur la rampe de fréquence, dont l'effet est négligeable pour nos paramètres typiques de mesure, mais qui n'avait pas été encore caractérisé.

Ce travail de caractérisation des effets systématiques et de suivi des paramètres de mesures est partie intégrante de toute expérience métrologique. Le bilan des effets systématiques est soumis à l'évolution des connaissances et des nouvelles techniques qui peuvent être employées pour son amélioration. Ce bilan était dominé par l'incertitude sur le biais des aberrations du front d'onde et il est donc obligatoire de caractériser ce biais, avec une meilleure incertitude, en priorité si on veut améliorer l'incertitude totale du gravimètre.

Chapitre 3

Piège dipolaire et biais des aberrations du front d'onde

Outre le travail continu de suivi et d'étude des paramètres de mesure, j'ai consacré une grande partie de ma thèse à la caractérisation de l'effet systématique lié aux aberrations du front d'onde. Ce biais, inhérent à l'utilisation de séparatrices lumineuses, nécessite une attention toute particulière puisqu'il constitue la contribution la plus importante du bilan d'incertitude du gravimètre atomique, avec une incertitude de 4µGal pour un total de 4.3µGal.

En 2011, une première étude de ce biais a été réalisée en mesurant les variations de g en fonction de la température du nuage atomique [40]. Pour cela, on avait à l'époque modifié la température atomique en variant les paramètres de la mélasse optique. Cependant, avec cette méthode de refroidissement laser, on était limité aux températures supérieures à 2µK.

L'idée principale de la méthode est de modéliser les fronts d'onde sur la mesure de g et d'extrapoler ces mesures à température nulle où le biais est nul. Cependant, cette étude a surtout montré la nécessité de réaliser des mesures à plus basse température afin de mieux contraindre l'extrapolation à température nulle.

L'objectif de ce chapitre est de montrer le bénéfice apporté par l'utilisation d'atomes froids ou ultra froids dans la caractérisation métrologique de ce biais. Nous décrirons ici le piège dipolaire et sa mise en place, les paramètres de mesure ainsi que la modélisation de cet effet qui nous ont permis d'améliorer notre connaissance du biais des aberrations du front d'onde.

3.1 Introduction au piégeage optique

Afin de refroidir les atomes à des températures inférieures au µK, qui constitue la limite de la méthode de refroidissement laser σ_+ σ_- par mélasse que nous avons utilisée jusqu'ici, nous allons mettre en oeuvre la méthode du refroidissement évaporatif proposée dans [48]. Le refroidissement évaporatif dans un piège conservatif repose sur l'utilisation des collisions élastiques entre atomes piégés dans un piège de profondeur finie. Si à la suite d'une collision entre deux atomes piégés, l'énergie d'un des atomes est supérieure à la profondeur du potentiel, il s'en échappe, laissant l'autre atome de la paire piégé avec

une énergie plus faible que son énergie initiale. L'énergie moyenne par particule piégée, et donc la température, diminuent. Il est possible, avec cette méthode, d'atteindre des températures de l'ordre du nK au prix d'une importante perte d'atomes. Nous avons choisi de mettre en place un piège dipolaire tout optique basé sur un laser de puissance à 1.5µm dont l'efficacité a déjà été éprouvée dans un système similaire au nôtre [49] [50] et encore plus récemment dans [51]. Les pièges dipolaires optiques possèdent l'avantage d'offrir un fort confinement permettant une évaporation rapide de l'ordre de la seconde. Un autre avantage par rapport aux pièges magnétiques est l'absence de courants de Foucault parasites qui pourraient induire un champ magnétique résiduel. En effet, la coupure de la lumière ne produit aucun effet indirect.

Le piégeage dans un piège optique repose sur l'utilisation de la force dipolaire. C'est une force conservatrice qui provient des variations spatiales du déplacement lumineux des niveaux d'énergie de l'atome, induit par effet Stark dynamique. Lorsqu'un atome est placé dans un champ lumineux de composante électrique $\mathbf{E}$, un moment dipolaire $\mathbf{d}$ est induit sur l'atome qui oscille à la même fréquence que $\mathbf{E}$:

$$\mathbf{d} = \alpha \mathbf{E} \tag{3.1}$$

avec α la polarisabilité complexe de l'atome. Le potentiel dipolaire vu par les atomes peut s'écrire comme la moyenne temporelle de l'interaction entre le moment dipolaire induit et le champ électrique $\mathbf{E}$:

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{d}.\mathbf{E} \rangle = -\mathfrak{Re}(\alpha)|E|^2 \tag{3.2}$$

Comme $|E|^2 = \frac{I(r)}{2\epsilon_0 c}$, la force dipolaire est proportionnelle au gradient d'intensité lumineuse tel que :

$$F_{dip}(r) = -\nabla U_{dip}(r) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \mathfrak{Re}(\alpha) \nabla I(r) \tag{3.3}$$

D'après cette expression, la présence d'un faisceau inhomogène va permettre de piéger ou repousser les atomes, avec une efficacité d'autant plus importante que le gradient d'intensité sera important [52]. On a donc besoin, pour réaliser ce potentiel de piégeage, d'un laser puissant et focalisé. La polarisabilité α dans le modèle de l'électron élastiquement lié d'un atome à deux niveaux s'écrit :

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 m_e c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\frac{\omega^3}{\omega_0^3})\Gamma} \tag{3.4}$$

Ce qui nous permet alors d'écrire l'équation (3.2) :

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) \times I(r) \tag{3.5}$$

et l'équation (3.3)

$$F_{dip}(r) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) \times \nabla I(r) \tag{3.6}$$

La fréquence du laser détermine le sens de la force.
– $\omega_0 < \omega$ l'atome est attiré vers les minima d'intensité
– $\omega_0 > \omega$ l'atome est attiré vers les maxima d'intensité.

On peut aussi affiner l'approximation en prenant en compte les niveaux d'énergies les plus proches qui sont référencés dans le tableau 3.1 et on obtient alors :

Transitions	Longueur d'onde (nm)	d (constante de couplage)
$1 : 5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$	780.241	2.534×10^{-29}
$2 : 5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$	794.979	2.537×10^{-29}
$3 : 5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$	420.298	2×10^{-30}
$4 : 5S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$	421.671	2×10^{-30}

Table 3.1 – Constantes de couplage des transitions atomiques d'intérêt.

$$\begin{aligned} U_{dip}(r) = &\frac{2}{3}\hbar\Omega_1^2\left(\frac{1}{\Delta_{1-}} - \frac{1}{\Delta_{1+}}\right) + \frac{1}{3}\hbar\Omega_2^2\left(\frac{1}{\Delta_{2-}} - \frac{1}{\Delta_{2+}}\right) \\ &+\frac{2}{3}\hbar\Omega_3^2\left(\frac{1}{\Delta_{3-}} - \frac{1}{\Delta_{3+}}\right) + \frac{1}{3}\hbar\Omega_4^2\left(\frac{1}{\Delta_{4-}} - \frac{1}{\Delta_{4+}}\right) \end{aligned} \tag{3.7}$$

Avec

$$\Delta_{i\pm} = 2\pi c\left(\frac{1}{\lambda_{laser}} \pm \frac{1}{\lambda_{transition}}\right) \text{ pour } i \in [1,4] \tag{3.8}$$

Et

$$\Omega_i = \frac{d_i E_0}{2\hbar} i \in [1,4] \text{ et } E_0 = \sqrt{\frac{2I_0}{\epsilon_0 c}} \tag{3.9}$$

Dans le cas d'un faisceau laser focalisé, de puissance P, se propageant dans la direction z et possédant un waist w_0, l'intensité lumineuse s'écrit :

$$I(x,y,z) = \frac{2P}{\pi\omega(z)^2} exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}\right) \tag{3.10}$$

Sachant que :

$$w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{3.11}$$

Avec z_R la longueur de Rayleigh se définissant par rapport au waist et à la longueur d'onde du laser $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$. On peut finalement écrire l'expression du potentiel dipolaire :

$$U_{dip}(x,y,z) = \frac{U_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2}} \times exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}\right) \tag{3.12}$$

La profondeur du piège U_0 peut alors se réécrire sous la forme :

$$U_0 = \frac{2\mathfrak{Re}(\alpha)}{\epsilon_0 c\pi w_0^2} P \tag{3.13}$$

Les atomes sont confinés au centre du piège, on peut donc réaliser un développement harmonique du potentiel U_{dip} au voisinage de son minimum. Dans cette approximation, on déduit les fréquences du piège : $f_z = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}$ et $f_{x,y} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$.

Dans notre expérience on réalise un piège croisé avec un laser commercial haute puissance Keopsys 30W à 1550nm. Ce laser est assez loin de la résonance atomique pour limiter le chauffage parasite des atomes par la pression de radiation. L'objectif est de mettre en place un piège dipolaire similaire à celui conçu dans [49], avec des bras croisés de waists assez différents de 180µm pour le premier bras et 30µm pour le second. Ainsi, avec 20W dans le premier bras et 15W dans le deuxième, la fréquence radiale est de 104Hz pour le premier bras et 3262Hz pour le deuxième bras. On obtient alors une profondeur totale du piège croisé de 1026µK. On décrira dans la prochaine partie le montage optique ainsi que la caractérisation du piège réalisé.

3.2 Montage optique et caractérisation

3.2.1 Montage optique

Nous avons réalisé un piège dipolaire en configuration croisée où le premier faisceau d'environ 180µm (waist à $1/e^2$) est ensuite recyclé pour être envoyé à 90° sur les atomes avec un waist plus petit, de 30µm. Le premier bras permet d'obtenir un large volume de capture pour maximiser le transfert du MOT 3D vers le piège, tandis que le deuxième bras possédant un plus petit waist va nous permettre d'obtenir une profondeur de piège plus importante, d'avoir un meilleur confinement et donc de pouvoir optimiser l'évaporation. Les faisceaux sont contrôlés indépendamment grâce à deux modulateurs acousto-optiques (AOM) qui permettent une coupure rapide et un contrôle fin de la puissance sur chaque bras.

A l'origine, le montage optique mis en place pour le piège dipolaire été prévu pour un laser Manlight de 20W. Cependant le laser était défaillant et n'a jamais pu servir à piéger les atomes. Il a fallu donc adapter ce montage optique à notre nouvelle source laser. Pour cela la première étape a été de caractériser ce nouveau laser.

Bien qu'il soit initialement conforme aux spécifications techniques la puissance de sortie a saturé au bout d'un an à 25W au lieu des 30W de départ comme on peut le voir sur la figure 3.2. Afin de préserver le laser, l'ensemble des mesures a été réalisée à une puissance de sortie de 23W, permettant d'obtenir des puissances de 14.5W pour le premier bras et une puissance de 8W pour le deuxième bras.

Nous avons aussi mesuré la divergence du faisceau laser (0.73°) pour pouvoir adapter les optiques et retrouver les paramètres de waist souhaités. Le schéma complet du montage optique est présenté figure 3.1.

Comme on peut le voir sur la figure 3.3 le faisceau laser passe tout d'abord par un premier télescope composé d'une lentille convergente de focale 50mm et d'une lentille divergente de focale −25mm. Cela nous permet d'adapter la divergence du faisceau incident et de maximiser l'injection dans l'AOM de contrôle qui nécessite une taille de faisceau d'environ 1mm. On peut ainsi diffracter ≈ 80% de la puissance incidente dans le premier ordre de l'AOM.

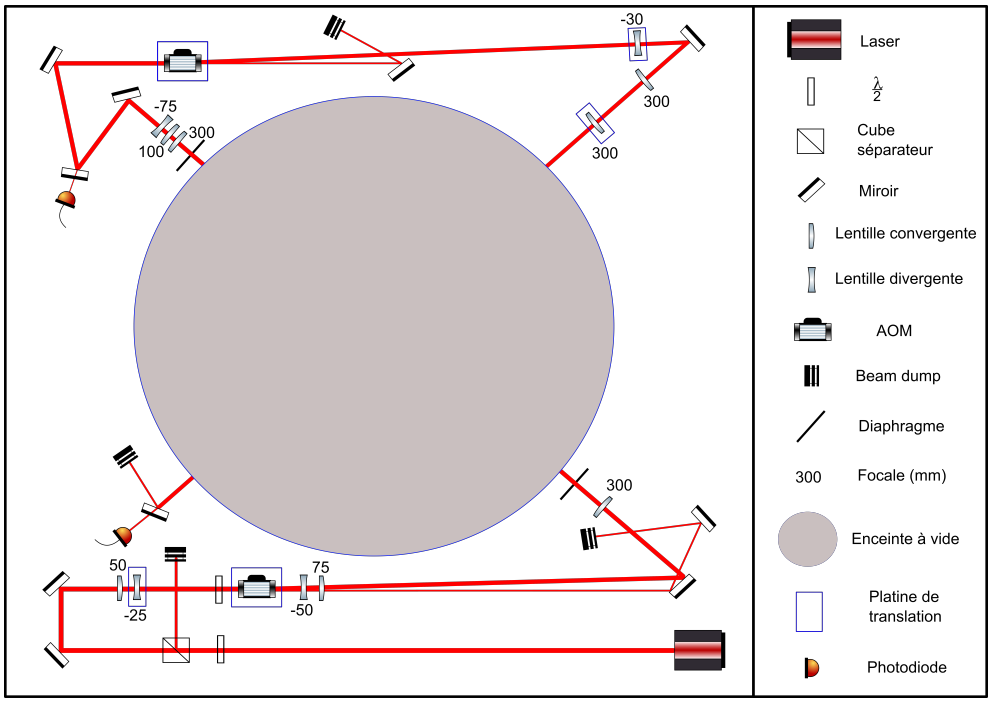

Fig. 3.1 *Schéma du piège dipolaire vu de dessus. Les optiques sont situées autour du CAG au centre.*

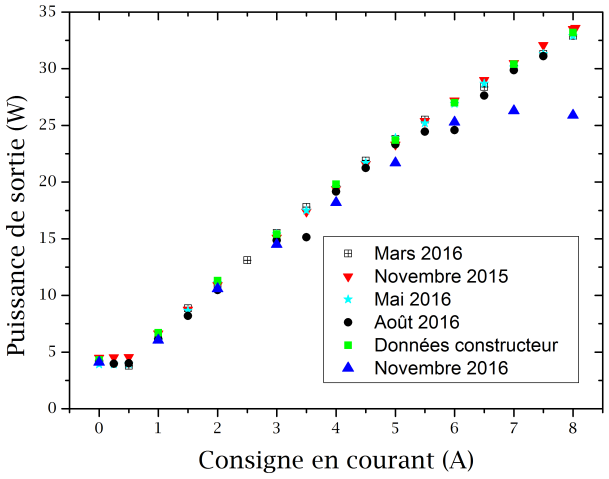

Fig. 3.2 *Puissance de sortie du laser Kheopsys en fonction du courant d'entrée.*

Un deuxième télescope est ensuite placé en sortie d'AOM. Il est composé d'une lentille divergente de focale −50mm et d'une lentille convergente de focale 75mm et a pour objectif de redimensionner le faisceau laser pour obtenir un faisceau collimaté de 2mm sur la dernière lentille. Cette dernière lentille avec une focale de 300mm fait converger le faisceau sur la position des atomes avec un waist de 180µm. L'avantage de ce système réside dans

l'utilisation d'une platine de translation sur la deuxième lentille du premier télescope permettant de jouer finement sur la distance entre les deux lentilles et donc sur la taille du faisceau à sa sortie et sur les atomes.

Ce faisceau est ensuite recyclé pour former le deuxième bras du piège dipolaire figure 3.3. De la même manière un premier télescope composé de trois lentilles redimensionne le faisceau pour l'AOM, et un deuxième télescope composé d'une lentille divergente de focale −30mm et d'une lentille divergente de focale 300mm collimate le faisceau avant la dernière lentille convergente qui focalise le faisceau sur les atomes. La première lentille divergente est une fois de plus placée sur une platine de translation dans le but de pouvoir jouer finement sur le waist. On obtient un waist sur les atomes d'environ 30µm. La dernière lentille de focalisation est placée sur une platine trois axes pour pouvoir déplacer le faisceau du petit bras par rapport au gros bras, et optimiser leur croisement.

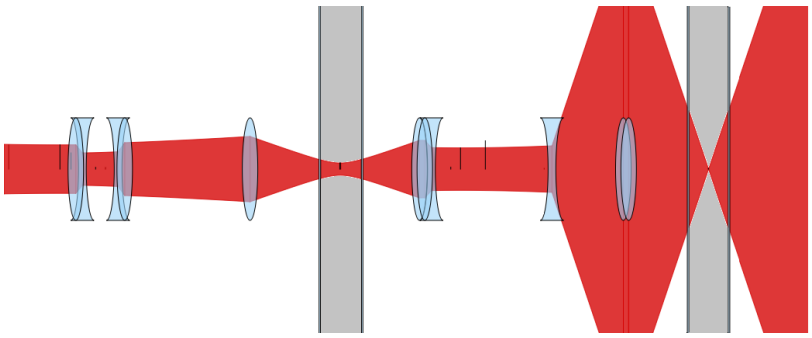

Fig. 3.3 *Évolution du faisceau du piège dipolaire, le premier bras est focalisé sur les atomes puis est recyclé pour le deuxième bras réalisé à l'aide du logiciel Gaussian Beam. L'enceinte à vide est représentée en gris sur la figure.*

Nous avons aussi placé deux photodiodes en transmission de miroirs (voir figure 3.1). Le peu de puissance récupérée nous permet de suivre l'évolution de la puissance sur chaque bras du piège dipolaire.

Le montage optique complet, présenté sur la figure 3.4 autour du CAG, a donc été modifié de sa version précédente en changeant les télescopes pour les adapter au nouveau laser. Cependant il n'était pas nécessaire de modifier les trajets optiques ou les différentes optiques permettant de nettoyer le laser en polarisation. Ce système a été assemblé sur la plateforme d'isolation du gravimètre et se fixe autour de l'enceinte à vide et du blindage magnétique à la hauteur des accès optiques prévus lors de la construction du gravimètre (figure 3.4).

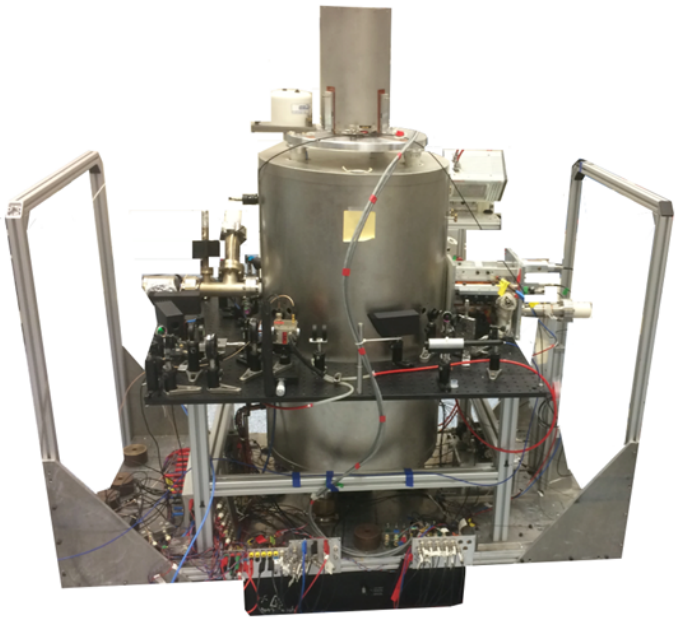

Fig. 3.4 *Photographie du piège dipolaire. Le montage optique s'insère autour de l'enceinte du gravimètre et repose sur la plateforme d'isolation.*

3.2.2 Caractérisation atomique

Dans le but de mieux comprendre le fonctionnement du piège et d'optimiser l'évaporation, il est important de réaliser une caractérisation des paramètres du piège en étudiant directement son effet sur les atomes. Nous avons pour cela déterminé les fréquences d'oscillations du piège afin d'en déduire les waists et les profondeurs.

a) Oscillation paramétrique

L'excitation par oscillation paramétrique (voir schéma figure 3.5) consiste à moduler l'intensité du laser de piège à une certaine fréquence pendant un certain temps tout en mesurant le nombre d'atomes restants dans le piège. Lorsque la fréquence de modulation atteint deux fois la fréquence radiale du piège, le nombre d'atomes piégés diminue fortement car ils sont éjectés du piège. Nous avons réalisé sur la figure 3.5 une oscillation paramétrique du deuxième bras du piège dipolaire, à une puissance réduite en fin d'évaporation. La fréquence radiale de ce bras est alors ≈ 826Hz.

b) Chauffage paramétrique

De façon alternative, on peut mesurer l'évolution de la température des atomes piégés plutôt que la perte d'atomes. On observe, en effet, un chauffage des atomes piégés lorsque ceux-ci sont excités au double de la fréquence radiale du piège. Il suffit de mesurer la taille du nuage comme présenté sur la figure 3.6 où on mesure la fréquence radiale du premier bras à une puissance faible d'environ 2W.

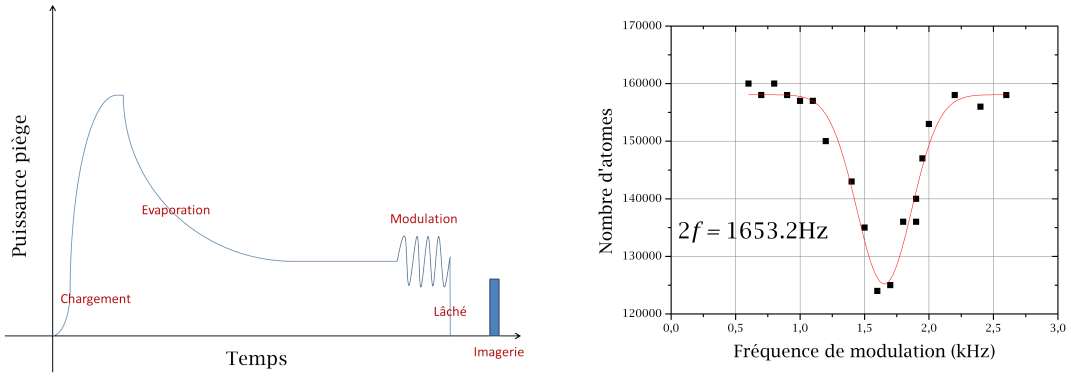

Fig. 3.5 *A gauche, évolution de la puissance pour réaliser une oscillation paramétrique. A droite, nombre d'atomes en fonction de la fréquence de modulation du piège. La résonance obtenue correspond au double de la fréquence radiale du bras considéré (ici le second bras du piège dipolaire).*

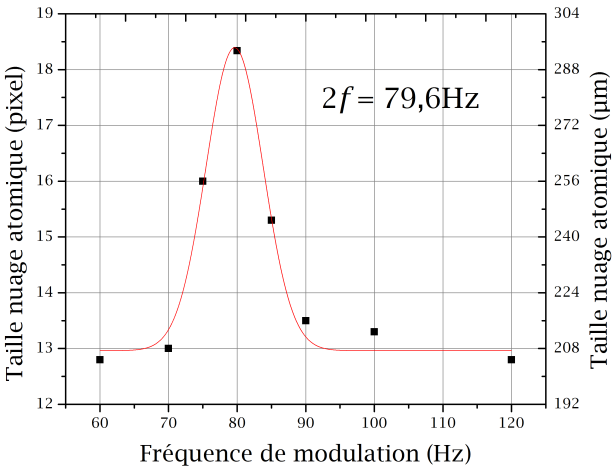

Fig. 3.6 *Chauffage paramétrique : taille du nuage (température) en fonction de la fréquence de modulation du piège. La fréquence de résonance obtenue correspond au double de la fréquence radiale du bras considéré (ici le premier bras du piège dipolaire).*

c) Mode de respiration

Une autre méthode pour obtenir les fréquences du piège consiste à augmenter brusquement la puissance laser du piège avant le lâcher (figure 3.7). On laisse ensuite les atomes tomber et on mesure leurs positions et leurs tailles par imagerie de fluorescence après différents temps de vol. On observe une oscillation de la position des atomes à la fréquence du piège ainsi qu'une "respiration" de la taille du nuage qui oscille au double de la fréquence du piège. Les résultats de ces mesures sont présentés figure 3.8. Un ajustement sinusoïdal de l'oscillation nous permet dans les deux cas de remonter à la fréquence du piège.

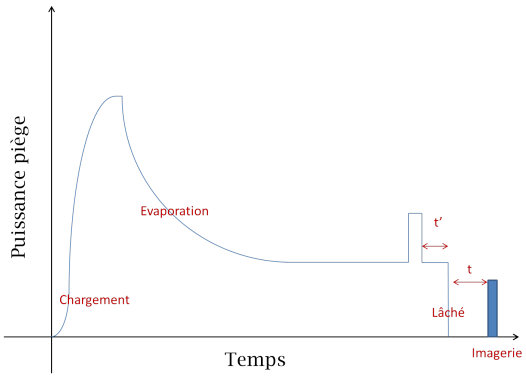

Fig. 3.7 *Évolution de la puissance pour l'étude des modes de respiration.*

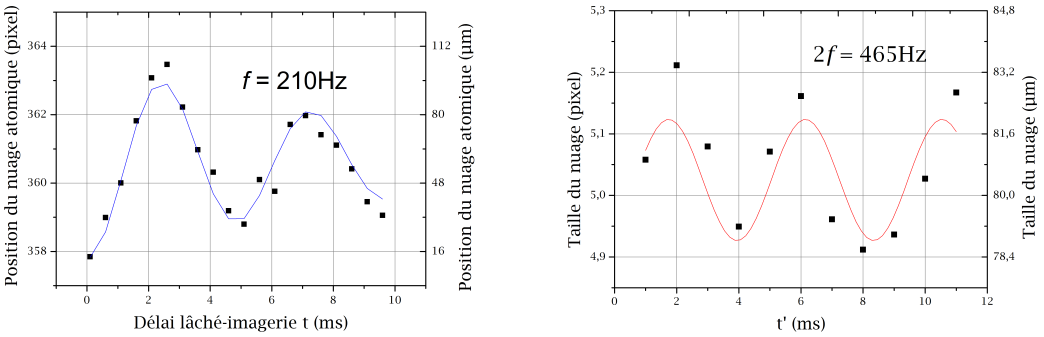

Fig. 3.8 *Étude du mode de respiration du piège. Après une perturbation abrupte du système, Gauche : position des atomes après un temps de vol. Droite : oscillations de la taille du nuage en fonction du délai entre l'excitation et la coupure du piège.*

Sur la figure 3.8, nous avons ajusté la position après un temps de vol par une fonction sinusoïdale amortie. En revanche, il est plus difficile d'obtenir la fréquence d'oscillation en utilisant les variations de tailles qui sont faibles, de l'ordre de 10µm. On obtient une fréquence de 233(10)Hz, moins précise, proche de la valeur mesurée avec la méthode précédente.

d) Oscillation dipolaire

La dernière méthode présentée ici consiste à éteindre rapidement le second bras du piège pour faire osciller le nuage atomique dans la direction radiale du premier bras. En mesurant la position des atomes en fonction du temps de vol, on peut déduire la fréquence radiale du premier bras du piège dipolaire (figure 3.9).

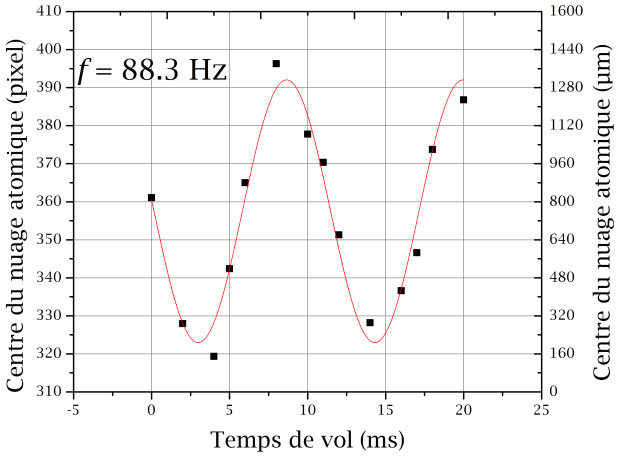

Fig. 3.9 *Oscillation dipolaire : position des atomes en fonction du temps de vol, le nuage atomique oscille dans la direction radiale du premier bras du piège dipolaire.*

e) Comparaison et résultats

Nous avons utiliser ici différentes techniques de mesure des caractéristiques du piège en utilisant des atomes. Lorsque le piège est profond on peut chauffer sans pertes notables et il est donc plus avantageux d'observer l'évolution de la température du nuage. A l'inverse, si le piège est peu profond le moindre chauffage va entrainer une perte importante d'atomes. On choisira alors soit la température soit le nombre d'atomes comme observable selon la fréquence à mesurer [53].

Il est tout de même possible d'observer une perte d'atomes piégés pour des fréquences élevées en augmentant l'amplitude de modulation du piège comme nous avons pu le voir sur la figure 3.5.

La méthode de l'oscillation dipolaire a l'avantage de nous renseigner sur la superposition des deux bras. En effet, lorsque les deux waists sont parfaitement superposés, les atomes n'oscillent pas ou peu quand on les lâche dans le premier bras. Cette méthode met ainsi en exergue un décalage dans la superposition des deux bras et permet donc de les aligner précisément. Elle ne peut cependant pas être utilisée pour connaitre les fréquences d'oscillations du deuxième bras.

A l'aide des mesures de fréquences d'oscillations du piège en fonction de la puissance, représentées figure 3.10 nous avons pu évaluer les waists en réalisant un ajustement des points de mesures. On obtient un waist de 170µm pour le premier bras et un waist de 27µm pour le second. La profondeur totale du piège est finalement de 680µK pour des puissances initiales de 14.3 et 8W.

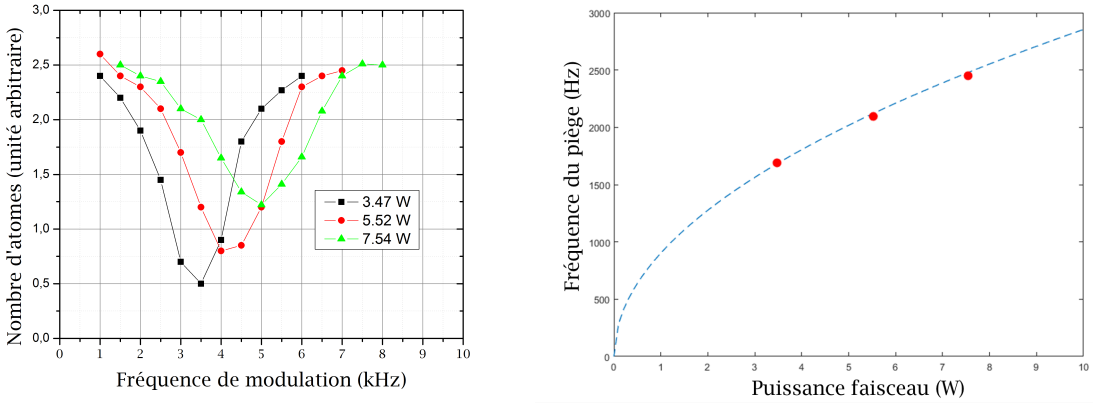

Fig. 3.10 *Fréquence d'oscillation du premier bras du piège en fonction de la puissance. Un ajustement basé sur l'équation (3.13) et le développement des fréquences du piège (en bleu) permet de déterminer le waist, évalué ici à 170µm.*

La figure 3.11 montre une simulation du piège croisé au début de l'évaporation ainsi qu'à la fin de l'évaporation. Les puissances en fin d'évaporation sont typiquement de l'ordre de 3W pour le premier bras et 100mW pour le second. Dans cette simulation, la gravité est prise en compte ce qui modifie la profondeur ressentie par les atomes. Cet effet est particulièrement visible en fin d'évaporation où la profondeur du piège devient faible (environ 5µK avec la gravité).

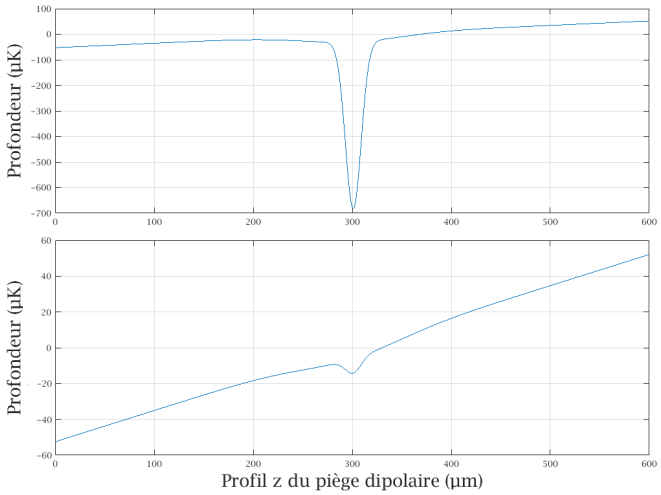

Fig. 3.11 *Calcul de la profondeur du piège avec les paramètres évalués par la caractérisation du piège au début de mesure (en haut) ainsi qu'à la fin de la séquence d'évaporation (en bas). Cette simulation se base sur l'équation (3.3) et prend en compte l'effet de la gravité.*

3.3 Piégeage et refroidissement optique

3.3.1 Chargement du MOT vers le piège dipolaire

Le transfert des atomes du MOT vers le piège dipolaire est une étape importante dans l'implémentation des pièges optiques. Lors de l'évaporation, le nombre d'atomes diminue de plusieurs ordres de grandeur. Afin de conserver un nombre d'atomes suffisant pour la mesure, il est nécessaire de maximiser le nombre d'atomes initial dans le MOT.

La première partie de mon travail a été consacrée à l'optimisation du nombre d'atomes dans le MOT. Pour cela nous sommes passés d'une séquence de chargement de 80ms à 1s tout en augmentant la puissance de refroidissement dans les faisceaux pièges afin de ne pas être limiter par la saturation du piège. Nous avons pu obtenir dans le MOT jusqu'à 10^9 atomes. Ce nombre d'atomes a été mesuré à la CCD par l'imagerie par fluorescence.

A l'issue de la phase de MOT, le nuage atomique est compressé par l'augmentation rapide du champ magnétique et l'augmentation du désaccord à -3.4Γ. Ce processus de *Compressed MOT* ou cMOT dure 60ms et permet d'augmenter la densité atomique et donc le nombre d'atomes dans le volume de piégeage. On augmente ainsi le recouvrement spatial entre le volume de capture du piège et le nuage du MOT. Seul le premier bras du piège dipolaire est allumé durant cette phase de cMOT.

L'étape suivante est constituée d'un Dark Optical Trap (DOT) sur une durée de 50ms [49]. Nous utilisons ici le déplacement lumineux de l'état excité provoqué par le premier bras du piège dipolaire à notre avantage. Dans cette séquence, on diminue fortement la puissance du faisceau repompeur à quelques dizaines de µW avec une lame à retard sur le trajet du repompeur en redirigeant une partie de la puissance repompeur. La calibration de la puissance transmise par la lame en fonction de la consigne du contrôleur est présentée sur la figure 3.12.

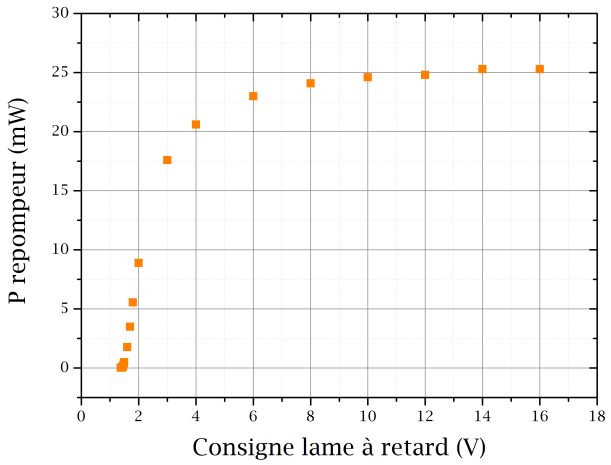

Fig. 3.12 *Puissance du faisceau repompeur mesuré sur une photodiode avant l'injection dans la fibre Raman en fonction de la consigne de la lame à retard.*

On peut ainsi varier la puissance de ce faisceau au cours de la séquence de 25mW pendant la phase de MOT jusqu'à 12µW pendant cette phase de DOT. On désaccorde aussi fortement (−185MHz) le faisceau de refroidissement comme on peut le voir sur la figure 3.13. On crée alors une zone sombre au centre du piège.

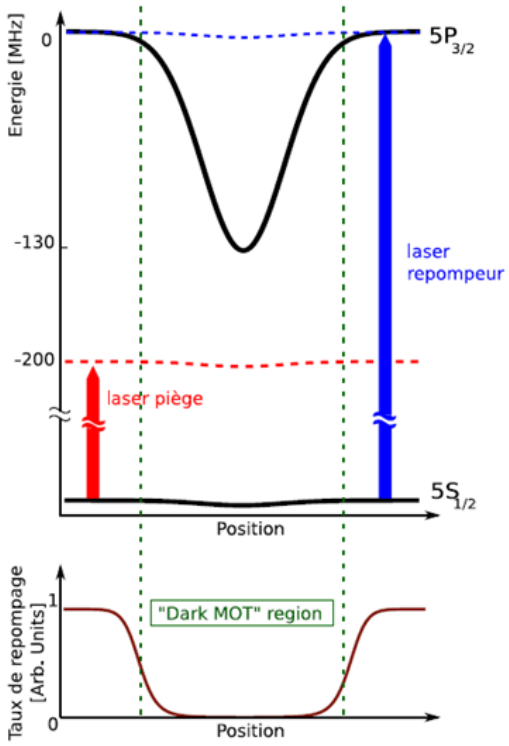

Fig. 3.13 *Niveaux d'énergies du Rubidium en présence du premier bras du piège dipolaire. Le laser piège (de refroidissement) est efficace au centre du piège tandis que le taux de repompage diminue fortement créant ainsi une zone sombre. (Figure extraite de la thèse [49]).*

Le processus de refroidissement est plus efficace au centre du piège, là où le déplacement lumineux est plus important, A l'opposé, la fréquence du repompeur reste inchangée donc le taux de repompage est fortement diminué et les atomes diffusent très peu, limitant ainsi les effets liés à la réabsorption des photons diffusés. Cela permet d'augmenter la densité des atomes froids au centre du piège dans $|F = 1\rangle$.

Au début de la phase de DOT le deuxième bras du piège dipolaire est allumé linéairement jusqu'à atteindre sa puissance maximum de 8W en 340ms.

Finalement, on charge jusqu'à 3.10^6 atomes (comparable aux valeurs obtenus dans [49], [50]) dans le piège croisé en $\approx$ 1.5s à une température de 26µK.

3.3.2 Séquence d'évaporation

Une fois les atomes chargés dans le piège croisé, nous réalisons la séquence d'évaporation avec une décroissance exponentielle de la puissance du laser de piège en contrôlant l'efficacité des AOM. Le durée de l'évaporation $T_{\text{évap}}$ est fixée à 2.8s. Les paramètres à

optimiser sont : la constante de temps de l'exponentielle τ, l'ordre de décroissance de l'exponentielle n et la puissance de fin A_{fin} tels que :

$$P = A_{fin} + A_{ini} \times \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{-n} \tag{3.14}$$

Les deux séquences d'AOM ne sont pas indépendantes car le premier bras est recyclé pour former le deuxième bras. On applique la même séquence aux deux AOM afin de simplifier l'optimisation de la rampe d'évaporation. L'efficacité du refroidissement évaporatif dépend du rapport entre la profondeur du piège et l'énergie thermique des atomes η :

$$\eta = \frac{U_{dip}}{k_B T_{at}} \tag{3.15}$$

η détermine en effet le rapport d'atomes perdus par rapport au gain de température. On montre dans [54] et [55] que plus η est grand, plus on aura d'atomes à faible température :

$$\log(\frac{T_f}{T_i}) \approx \frac{\eta - 3}{3} \log(\frac{N_f}{N_i}) \tag{3.16}$$

On mesure le nombre d'atomes pour différentes températures durant l'évaporation. Les résultats sont représentés sur la figure 3.14 ce qui nous permet de déterminer le facteur d'échelle $\eta = 7.8$ plus faible que dans l'expérience de [49] où $\eta = 11$. Nous disposons cependant d'une puissance initiale deux fois plus faible ce qui rend plus difficile l'évaporation.

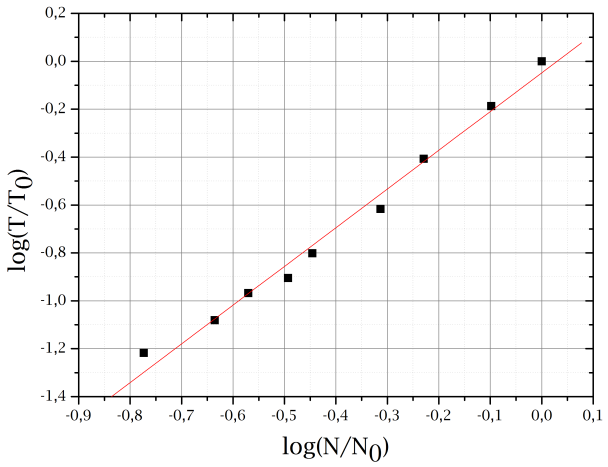

Fig. 3.14 *Loi d'échelle de l'évaporation. Nombre d'atomes en fonction de la température (échelle* log*)*

On a tout de même, après 2.8s d'évaporation, quelques 10^4 atomes à une température T_{at} allant de 50nK à 7µK, qu'on peut ajuster en changeant seulement la puissance finale du deuxième bras. La puissance du premier bras est, quant à elle, gardée constante après la décroissance exponentielle pour toutes les températures et vaut 2.9W.

Ces températures ont été mesurées et calibrées par imagerie de fluorescence en temps de vol (voir figure 3.15).

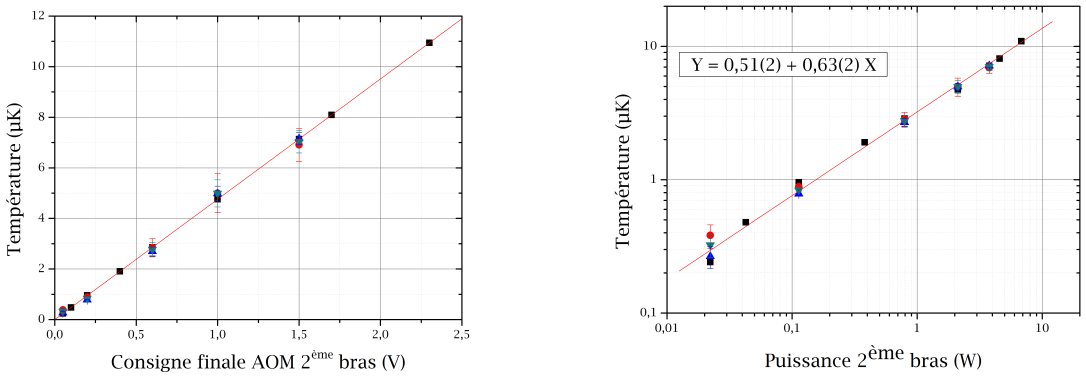

Fig. 3.15 *Gauche : température des atomes du piège dipolaire en fonction de la consigne de l'AOM du deuxième bras du piège dipolaire. Ces températures ont été mesurées par temps de vol à plusieurs reprises lors de la campagne de mesure. Droite : température en fonction de la puissance du deuxième bras du piège dipolaire (échelle logarithmique), l'ajustement linéaire nous renseigne sur la loi de puissance de l'évaporation.*

La loi de puissance de la température en fonction de la puissance du $2^{\text{ème}}$ bras nous renseigne sur l'efficacité de l'évaporation. La profondeur du piège étant directement lié à la puissance du $2^{\text{ème}}$ bras (particulièrement aux puissances élevées), lorsqu'on évapore à η constant, en diminuant la puissance, on diminue la profondeur du piège (donc ses fréquences caractéristiques) et on gagne de manière identique sur la température. La figure 3.15 montre que la loi de puissance de l'évaporation est inférieure à 1 et donc que l'évaporation ne se déroule pas à η constant. La température évolue moins rapidement que la profondeur, signe que η diminue au cours de l'évaporation. Travailler à η constant nécessiterait dans notre expérience d'allonger le temps de cycle pour laisser le temps aux atomes de se thermaliser. Nous avons, au contraire, fait le choix d'accélérer l'évaporation pour ne pas dégrader le temps de cycle.

Nous avons par ailleurs évalué les températures par vélocimètrie Raman conjointement à des mesures de temps de vol sur la figure 3.16, ce qui nous a permis de corriger une erreur d'évaluation du grandissement de notre système d'imagerie, et d'obtenir des mesures de température plus exactes.

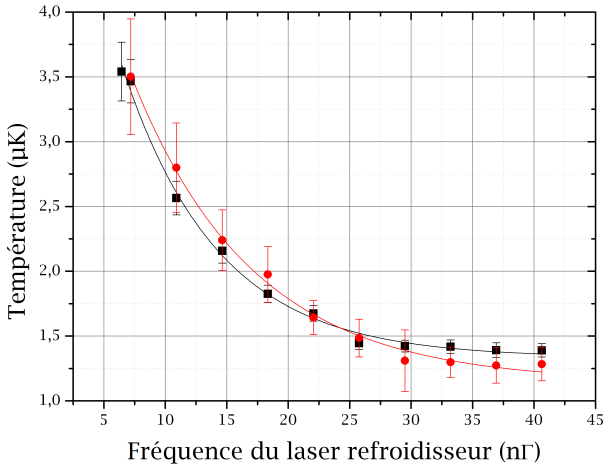

Fig. 3.16 *Température atomique évaluée par vélocimétrie Raman. Un ajustement par une courbe de décroissance exponentielle est réalisé en trait plein rouge et noir.*

3.3.3 Séquence alternative de préparation atomique

A l'issue de l'évaporation, les atomes sont majoritairement dans l'état $|F = 1\rangle$ contrairement à l'état atomique obtenu en fin de séquence de mélasse ($|F = 2\rangle$) utilisée dans une mesure de g_c classique définie dans le chapitre 1. Pour pouvoir comparer les mesures réalisées à l'aide du piège dipolaire avec celles de la mélasse optique, nous avons adapté la séquence de préparation pour avoir le même état d'entrée que lors d'une séquence de g_c classique.

La première idée a été d'effectuer une première impulsion micro-onde sans lever la dégénérescence pour transférer tous les atomes dans $|F = 2\rangle$. Ensuite, on applique un champ de biais pour lever la dégénérescence entre sous-niveaux Zeeman, puis une deuxième impulsion micro-onde pour sélectionner les atomes dans le niveau $|F = 1\,, m_F = 0\rangle$, le reste des atomes dans $|F = 2\rangle$ étant poussé. Avec cette méthode, on perd 80% des atomes.

Pour sélectionner plus d'atomes, il fallait pouvoir disposer d'un faisceau permettant aussi de pousser les atomes dans $|F = 1\rangle$. Pour cela, nous avons implémenté un faisceau pousseur $|F = 1\rangle$ en prélevant un peu de puissance sur le trajet du faisceau repompeur injecté dans la fibre du faisceau pousseur(voir chapitre 2). En accordant le faisceau repompeur sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ il est possible de pousser les atomes initialement dans $|F = 1\rangle$.

L'étape de préparation débute par la levée de la dégénérescence des sous-niveaux en appliquant un champ magnétique de biais. On réalise alors une impulsion micro-onde composite ([35]) de 0.8ms pour transférer les atomes dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$ dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Le reste des atomes dans $|F = 1\rangle$ est poussé avec une impulsion de 2.5ms. Les atomes sont par la suite sélectionnés en vitesse avec une impulsion Raman de durée τ_π. Les atomes non sélectionnés sont quant à eux poussés par le faisceau pousseur $|F = 2\rangle$. Nous sélectionnons ainsi au final 1/3 des atomes au plus. La séquence de préparation complète est présentée figure 3.17.

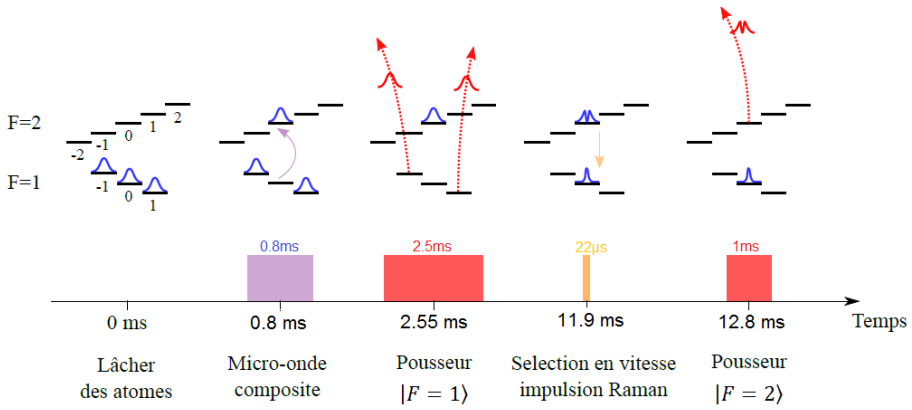

Fig. 3.17 *Préparation de l'état atomique pour l'interféromètre à l'issue du refroidissement évaporatif (ici à $t = 0$).*

3.4 Accélération de la pesanteur en fonction de la température

3.4.1 Protocole de mesure

La séquence de mesure totale incluant le chargement, l'évaporation, la préparation, l'interféromètre et la détection dure désormais 4.5s (voir figure 3.18), ce qui est bien plus long que la séquence classique de 0.38s.

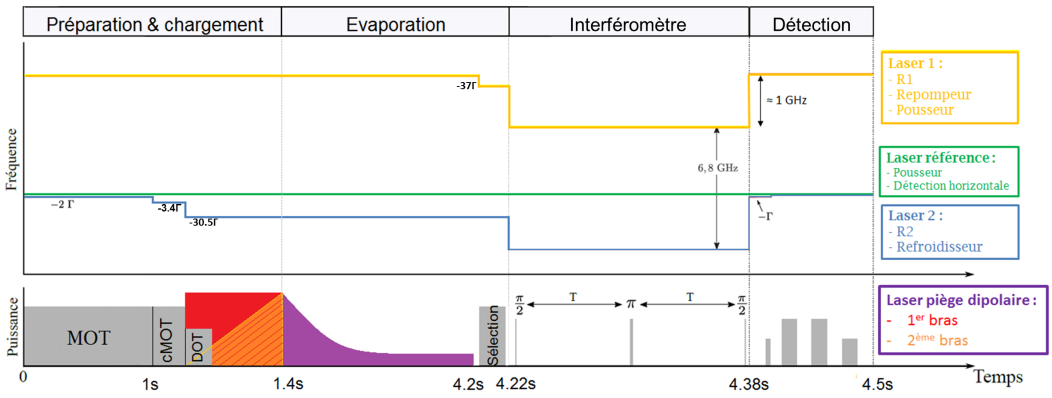

Fig. 3.18 *Séquence totale de la mesure de g_{UF}. Les différentes fréquences et puissances des lasers sont représentées ici.*

Nous avons comparé les stabilités des deux séquences de mesure en traçant l'écart type d'Allan comparatif d'une mesure classique de g (g_c) avec une mesure de g avec des atomes ultra-froids (g_{UF}) sur la figure 3.19.

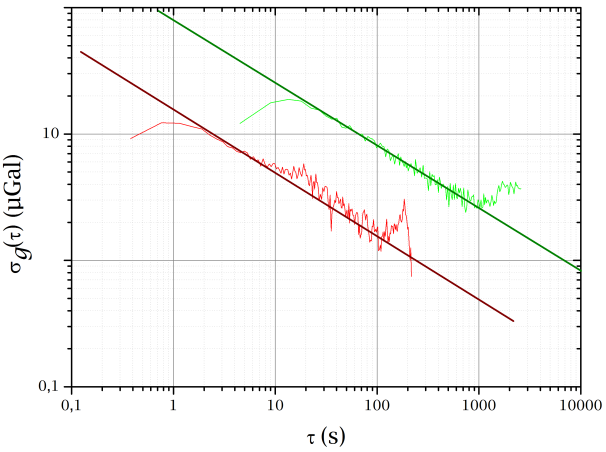

Fig. 3.19 *Comparaison des écarts types d'Allan entre la mesure classique en rouge et la mesure avec des atomes provenant du piège dipolaire en vert.*

La stabilité court terme est dégradée d'un facteur 5, principalement à cause de l'augmentation du temps de cycle : $\sqrt{\frac{T_{cycle}^{UF}}{T_{cycle}^{c}}} \approx 3.5$. La contribution du bruit de détection est aussi plus importante ce qui signifie qu'il sera nécessaire de mesurer plus longtemps pour obtenir les mêmes stabilités.

Nous cherchons à réaliser une étude systématique de g en fonction de la température. On effectuera des mesures différentielles avec pour référence une température de 1.8μK, qui est la température des atomes dans le cas du refroidissement laser de g_c. Les mesures différentielles permettent de rejeter le plus grand nombre d'effets communs, comme les variations de l'environnement par exemple. Nous appliquons aussi l'algorithme de mesure alternant $k_\uparrow k_\downarrow$, présenté au chapitre 2, afin de s'affranchir des biais indépendants de k_{eff}.

Finalement, les mesures sont biaisées par les effets du $LS2$, de l'accélération de Coriolis (voir 2) et des aberrations du front d'onde, qui est l'effet que nous souhaitons étudier. Si les deux derniers effets dépendent en principe de la température des atomes, on pourra considérer que le $LS2$ en est lui indépendant. Nous nous sommes cependant assurés de maintenir la même fréquence de Rabi au cours de la campagne de mesure. La puissance Raman étant la même dans notre mesure différentielle, ce biais est rejeté.

3.4.2 Mesure dans deux orientations du CAG

Pour séparer le biais de Coriolis de celui des aberrations du front d'onde, on peut réaliser des mesures dans deux orientations opposées de l'expérience par rapport au vecteur de rotation de la Terre qui sont les orientations Nord et Sud.

Le biais de Coriolis change alors de signe, mais pas celui lié aux aberrations. Les mesures sont représentées sur la figure 3.20.

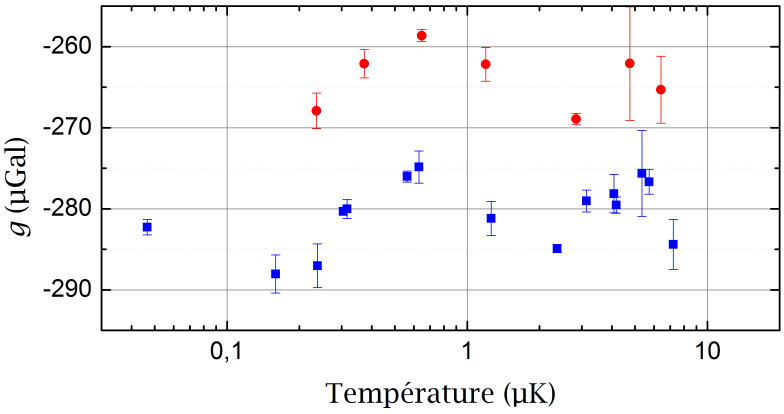

Fig. 3.20 *Accélération de la pesanteur en fonction de la température pour les deux orientations du CAG à 0° et 180°.*

Les deux séries démontrant le même comportement, cela nous indique que l'effet mesuré n'est pas lié à Coriolis. Cependant, il subsiste un décalage entre les deux séries qui ne peut pas être expliqué simplement par l'effet Coriolis car les deux mesures devraient converger vers la même valeur, ce biais étant nul à température nulle. Il est possible qu'une vitesse de dérive puissent expliquer ce décalage résiduel. Ce comportement est surprenant car l'évaporation dans un piège dipolaire optique ne conduit pas normalement à des vitesses de dérive. On observe ici un effet Coriolis indépendant de la température et de la troncature de la détection de 20µGal. Cela correspond à une vitesse de dérive transverse de l'ordre de 1mm/s. Nous avons voulu comprendre ce décalage en effectuant plusieurs tests complémentaires décrits par la suite.

a) Vitesse transverse du nuage

Pour évaluer les vitesses transverses du nuage, nous utilisons le système d'imagerie par fluorescence sur la CCD déjà en place au début de ma thèse. Malheureusement, celle-ci observe le piège avec un angle de 45° couplant les axes Est/Ouest qui nous intéressent avec l'axe vertical. Nous avons mis en place une autre CCD pour réaliser de l'imagerie par absorption. Ce nouveau système récupère le peu de puissance traversant le miroir de rétro réflexion en dessous de l'expérience pour faire l'image du nuage sur la caméra. On mesure la densité optique du nuage au cours de sa chute afin de connaître l'évolution de sa position et donc sa vitesse (voir figure 3.21). Ces mesures nous ont permis d'évaluer les fluctuations du centre du nuage atomique qui sont inférieures à 10µm sur l'ensemble de la campagne de mesure. De plus, en mesurant la position au cours de la chute, on peut mesurer les vitesses moyennes qui sont compatibles avec 0mm.s^{-1} avec une incertitude de l'ordre de quelques 100µm.s^{-1} (voir figure 3.21). Ces résultats renforcent le choix d'utiliser les polynômes à symétrie de révolution comme base pour notre décomposition.

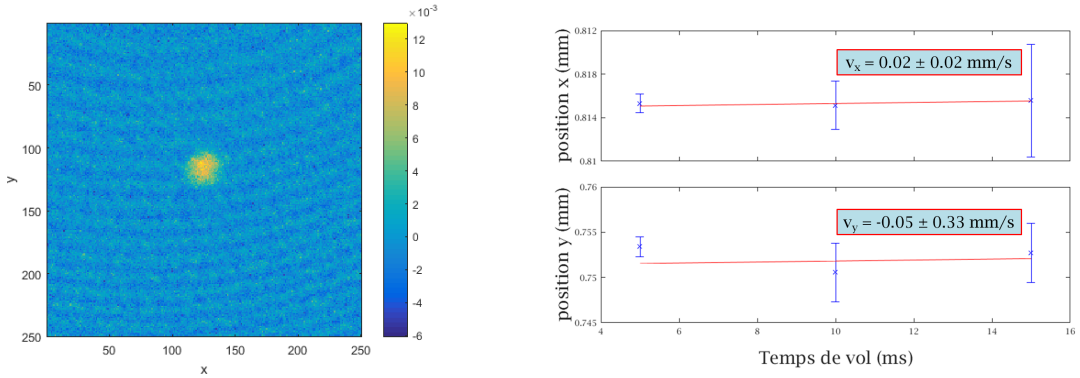

Fig. 3.21 *A gauche, densité optique mesurée après un temps de vol de* 5*ms en pixel*($1pixel = 6.5\mu m$)*. A droite, position en fonction du temps de vol (l'origine correspond au lâcher des atomes) avec un ajustement linéaire en rouge afin d'évaluer les vitesses transverses. L'axe X de la caméra correspond à l'axe Est/Ouest tandis que l'axe Y correspond à l'axe Nord/Sud.*

b) Lumière parasite

Lorsqu'on éteint le piège dipolaire, il peut subsister de la lumière parasite liée à de la diffusion résiduelle dans les AOM. Nous avons ajouté un obturateur mécanique sur le trajet du 1^{er} bras afin d'empêcher toute lumière parasite sur les atomes. On mesure une vitesse de dérive compatible avec une vitesse nulle avec et sans l'obturateur. La mesure de g elle, nous indique qu'en plus d'une dérive initiale, un biais apparait sur la mesure à cause des vibrations de l'obturateur mécanique. En effet, on retrouve ce biais sur les enregistrements du sismomètre placé au dessus de l'enceinte, cependant, il n'influence pas les vitesses transverses mesurées. Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 3.22.

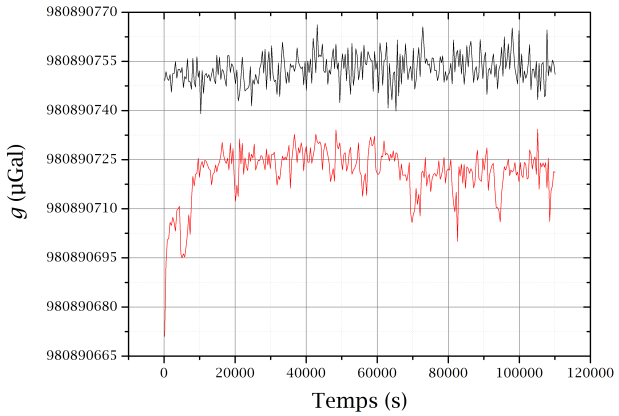

Fig. 3.22 *Mesure de g avec (en rouge) et sans (en noir) l'obturateur mécanique coupant la lumière à la fin de l'évaporation.*

c) Force parasite liée à la coupure

Pour éteindre les faisceaux du piège dipolaire, nous coupons les deux AOM en même temps en 0.1ms. Les deux faisceaux sont couplés puisque le deuxième bras est recyclé du premier bras. Ils ne se coupent donc pas exactement de la même manière ce qui peut provoquer une force sur les atomes et induire une vitesse de dérive. Nous avons modifié la durée de la coupure en allongeant cette durée de 0.1ms à 10ms et mesuré les vitesses transverses (voir figure 3.23).

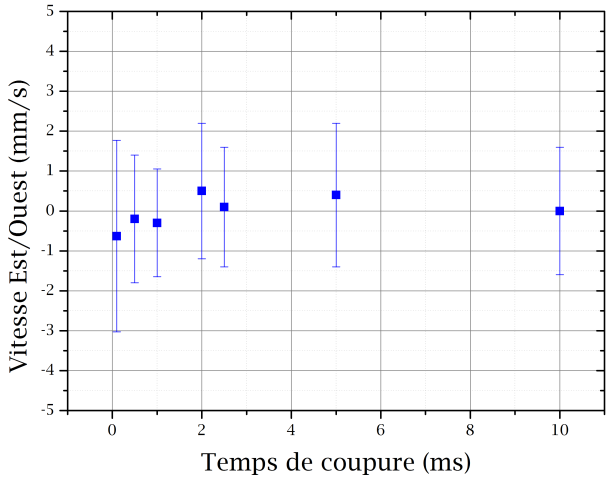

Fig. 3.23 *Mesure de l'effet de coupure du piège dipolaire : mesure de la vitesse transverse en fonction de la durée d'extinction du faisceau de piège.*

L'allongement de la coupure des faisceaux du piège dipolaire ne semble pas avoir d'incidence sur la vitesse transverse mesurée dans la direction Est/Ouest qui est toujours compatible avec une vitesse de dérive nulle. Il n'est pas possible avec le système actuel de diminuer le temps de coupure mais on attend toutefois que cet effet s'amplifie avec l'allongement du temps de coupure ; ce qui n'est pas le cas ici.

3.4.3 Mesure différentielle de la phase de l'interféromètre Δg

Ces mesures n'ayant pas donné de réponses claires, nous n'avons pas compris à ce jour l'origine de ce décalage. Il est nécessaire de poursuivre l'étude des vitesses transverses mais nous avons été limités par le laser de puissance qui a cessé d'être opérationnel. On pourrait éventuellement envisager de déplacer le centre du piège dipolaire dans les faisceaux Raman et la détection, afin d'étudier les effets de troncature de la détection avec plus de précision.

Lorsque l'on mesure à basse température, le nombre d'atomes est très faible. La figure 3.24 (gauche) représente l'écart-type d'Allan de la différence Δg à $\tau_1 = 672$s. A faible température le bruit de détection devient prépondérant et la sensibilité en 672s de mesure est dégradée.

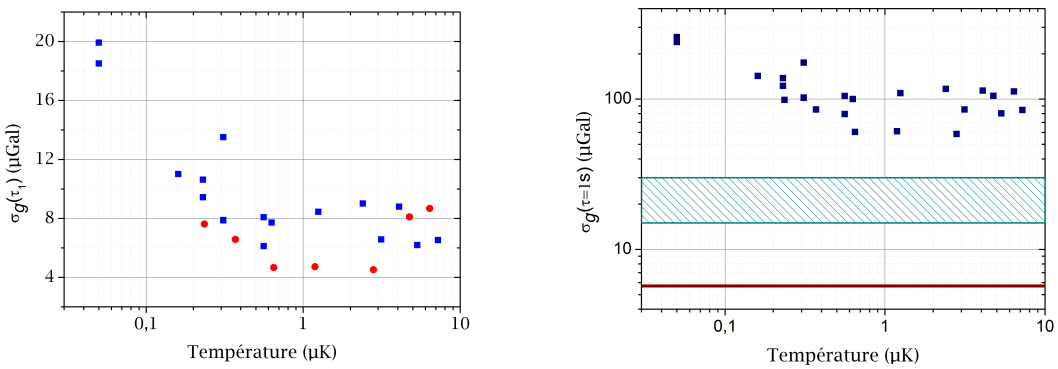

Fig. 3.24 *Gauche : écart type d'Allan de Δg pour $\tau_1 = 672s$ dans les deux orientations du CAG (Nord en rouge et Sud en bleu) en fonction de la température du nuage atomique. Droite : écart type d'Allan en fonction de la température pour $\tau = 1s$ en comparaison des conditions nominales de mesures avec une source classique (bande bleue) et de la meilleure performances obtenue par le CAG en rouge.*

A haute température le bruit de détection devient négligeable. Les fluctuations sont principalement dues à des changements de conditions environnementales tel que le bruit de vibration par exemple qui peut être plus ou moins important d'un jour à l'autre. Cela signifie qu'il est nécessaire d'intégrer les mesures plus longtemps pour les faibles températures pour obtenir les mêmes performances que notre source classique. Par exemple, on peut voir sur la figure 3.24 (droite) qu'il est nécessaire d'intégrer pendant plusieurs heures voire plusieurs jours selon la température pour atteindre le µGal en comparaison de quelques minutes dans les conditions nominales d'une mesure classique représentée par la bande bleue sur la figure 3.24 (droite).

La tendance des deux séries de mesure Nord et Sud (figure 3.20) est similaire ce qui nous indique que le biais mesuré dépend essentiellement du biais des aberrations du front d'onde.

On moyenne finalement les mesures effectuées dans les deux orientations et on s'intéresse essentiellement à la mesure différentielle de g. Les résultats sont représentés sur la figure 3.25 avec en vert, les points mesurés en 2011 [40]. L'utilisation d'atomes évaporés permet de couvrir une décade supplémentaire par rapport aux mesures précédentes. Les mesures à plus haute température avec des atomes évaporés ou des atomes refroidis par mélasse optique donnent le même résultat et ce, neuf ans plus tard. Cependant, le comportement à basse température est très différent de ce que l'on pourrait attendre à partir des anciennes mesures. En effet, le comportement dans cette zone n'est pas monotone mais présente un extremum avant de décroitre. Seule l'utilisation d'atomes plus froids permet d'observer cette tendance.

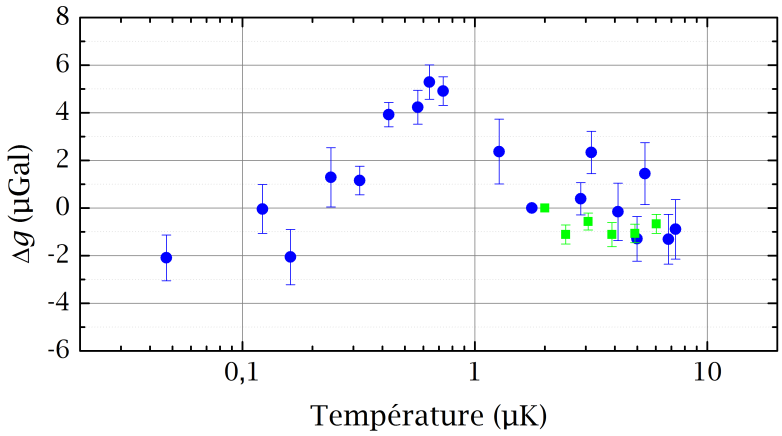

Fig. 3.25 *Mesure différentielle de l'accélération de la pesanteur en fonction de la température sur deux décades entières avec des atomes évaporés (en bleu) et des atomes refroidis par mélasse optique (en vert).*

Une extrapolation linéaire peut induire une erreur importante sur la valeur à température nulle, nous avons développé un modèle plus complexe pour estimer ce biais avec une meilleure incertitude.

3.5 Évaluation du biais des aberrations du front d'onde

3.5.1 Simulation numérique du CAG

Un modèle complet de l'expérience basé sur la méthode Monte-Carlo a été développé dans [36] et adapté pour l'analyse de l'impact des fronts d'onde.

Dans ce modèle, des atomes sont tirés aléatoirement en position et en vitesse à une température donnée puis subissent une sélection en vitesse, réalisent l'interféromètre avec un faisceau Raman correspondant au waist du collimateur Raman (1) et sont finalement détectés en accord avec la réponse des zones de détections (figure 1.9). Ce modèle permet de simuler toutes les interactions que les atomes vont subir lors d'une mesure. Il inclut notamment les effets de couplage inhomogène liés à la taille finie des faisceaux Raman mais aussi les effets de taille finie de la détection. La figure 3.26 représente le schéma du gravimètre et illustre les effets de taille finie liés aux faisceaux Raman et à la détection.

A cette simulation numérique, on ajoute l'effet des aberrations du front d'onde. On calcule ainsi pour chaque atome sa position à chacune des trois impulsions Raman afin de prendre en compte le défaut de planéité δz dû au front d'onde déformé. Il en résulte à chaque impulsion un défaut de phase $\delta\phi = k_{eff}\delta z$ et on moyenne les contributions de 10^4 atomes à la probabilité de transition, en reproduisant le protocole de mesure décrit dans le chapitre 1. On effectue plusieurs tirages de cette simulation pour obtenir une erreur statistique relative inférieure au µGal.

Les aberrations du front d'onde sont décomposées sur la base des polynômes de Zernike Z_n^m (dont une description peut être trouvé en annexe). La taille des faisceaux Raman est fixée par l'ouverture numérique du collimateur de 28mm et sert de référence pour la décomposition des polynômes.

Par exemple, on peut calculer l'effet des tailles finies de la détection et du faisceau Raman en prenant un simple défocus Z_0^2 d'amplitude $2a_0 = 20$nm (figure 3.27).

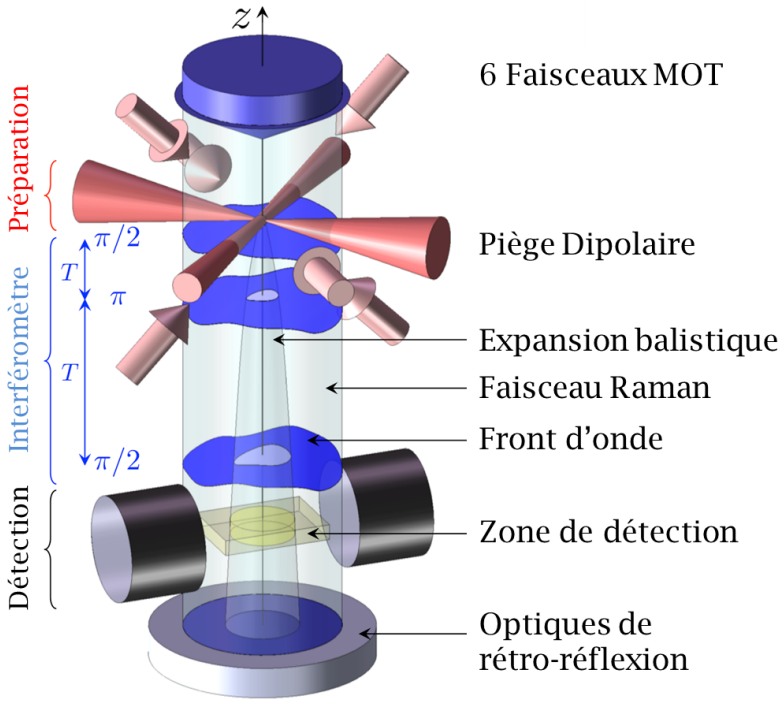

Fig. 3.26 *Schéma de la mesure du gravimètre. Les atomes piégés dans le MOT et refroidis dans le piège dipolaire s'étendent balistiquement dans les faisceaux Raman pendant leur chute libre.*

Dans ce cas, le défaut de phase s'écrit $\delta z(r) = a_0(1 - 2r^2)$ avec r la distance radiale normalisée. Lorsque les tailles du faisceau Raman et de la zone de détection sont infinies, on observe sur la figure 3.27 une dépendance linéaire de g avec la température qui est le résultat d'une moyenne de la distribution en vitesse des atomes (2.9). Par ailleurs, les effets de tailles finies réduisent voire suppriment la contribution des atomes les plus chauds et on observe une déviation par rapport à la linéarité du cas idéal. L'effet de taille des faisceaux Raman est supérieur à celui de la détection.

On obtient un biais de -6.3µGal pour des atomes à la température de notre configuration de référence. Cela implique des exigences fortes sur la qualité des optiques de rétro-réflexion, puisqu'il faudrait avoir un défocus sur un diamètre de référence de 28mm dont l'amplitude est plus petite que 3nm (correspondant à $\lambda/260PV$) afin d'obtenir un biais inférieur au µGal.

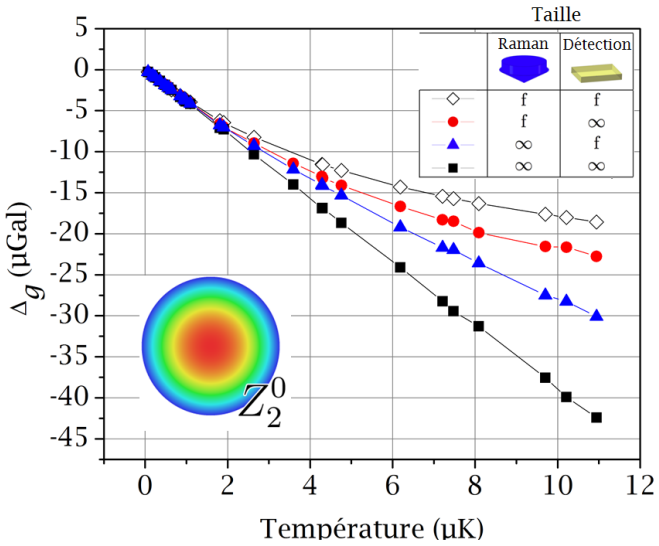

Fig. 3.27 *Estimation des effets de tailles finies du faisceau Raman et de la détection sur la mesure de g en présence d'un défocus. La courbe noire représente un cas idéal où toutes les tailles sont infinies. On observe une déviation à la linéarité lorsque la détection est de taille finie (en bleu), le faisceau Raman est de taille finie (en rouge), ou les deux (carré blanc)*

3.5.2 Polynômes à symétrie de révolution

Dans notre simulation, nous nous sommes limités aux polynômes à symétrie de révolution Z_n^0. On suppose que la position du nuage atomique est centrée sur le miroir de rétro réflexion des faisceaux Raman et sur la zone de détection. La symétrie de la distribution en vitesse donne une expansion balistique symétrique et la contribution des polynômes de Zernike ayant une dépendance angulaire, est alors nulle.

La décomposition du front d'onde est réalisée en prenant comme origine des polynomes de Zernike, le centre de l'ouverture numérique du faisceau Raman, qui ne correspond pas obligatoirement au centre du profil gaussien du faisceau. Par ailleurs, le nuage atomique peut être décentré par rapport à cette ouverture ou bien posséder une vitesse de dérive moyenne non nulle qui rendrait la mesure sensible aux autres polynômes. De même, si le centre du nuage atomique est décalé par rapport au centre du faisceau gaussien ou bien au centre de la détection, notre décomposition devient sensible aux polynômes sans symétrie de révolution.

Nous avons malgré tout, pu estimer l'influence de ces décalages de position et de vitesse moyenne sur les polynômes ayant une dépendance angulaire. Ces effets restent inférieurs aux polynômes $m = 0$ de plus d'un ordre de grandeur tant que les décalages de position restent inférieurs à 1mm et que les vitesses de dérive restent inférieures à 1mm.s^{-1}. La conception mécanique nous assure l'alignement des différents éléments avec une incertitude maximale de 0.5mm et nous avons pu mettre une limite sur ces effets de vitesse et de positions dans la partie 3.4.2 a). Ces polynômes n'influencent donc pas la mesure différentielle de g en fonction de la température.

3.5.3 Modélisation du front d'onde

On restreint la base de polynômes utilisés et on calcule avec ce modèle, l'impact des sept premiers polynômes de Zernike à symétrie de révolution (Z_n^0 $n = 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14$) sur la mesure de g en fonction de la température. La distance sur laquelle les atomes se déplacent étant petite devant la longueur de Rayleigh du faisceau, on néglige l'évolution du front d'onde sur l'axe verticale dans notre modèle. Le résultat des cinq premiers polynômes est présenté sur la figure 3.28. Chacun de ces polynômes a une amplitude de 20nm.

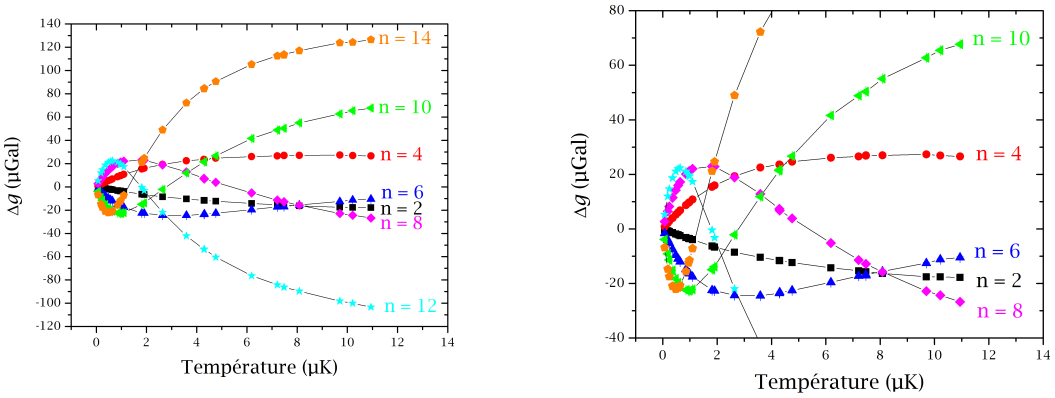

Fig. 3.28 *Impact des sept premiers polynômes de Zernike à symétrie de révolution sur la mesure différentielle de g (à gauche) et agrandissement sur les cinq premiers polynômes (à droite).*

On remarque sur cette figure un comportement linéaire, pour tous les polynômes, dans la région des basses températures. On observe aussi une saturation dans la région des hautes températures mesurées, commune à tous les polynômes. Plus particulièrement, on observe la présence d'extrema locaux, à d'autant plus basse température que l'ordre du polynôme est élevé.

3.5.4 Extrapolation à $0K$

On ajuste la mesure différentielle de g en utilisant une combinaison linéaire des contributions de chaque polynôme de Zernike dont nous avons calculé l'effet sur la mesure de g. Cela nous permet d'extrapoler la valeur de g à température nulle où le biais est nul. Cet ajustement a été réalisé pour un nombre croissant de polynômes dans la sous base, afin d'évaluer la stabilité de l'extrapolation. Les résultats de ces ajustements sont présentés dans le tableau 3.2 qui montre à la fois le facteur de corrélation de l'ajustement R ainsi que la valeur extrapolée à température nulle et son incertitude.

Lorsqu'on ajoute des polynômes d'ordre supérieur à $n = 10$ la valeur extrapolée et son incertitude ne semblent plus évoluer comme on peut le voir sur la figure 3.29.

Nombre de polynômes	Facteur R	Valeur extrapolée à 0K (µGal)
2	0.587	3.7(1.7)
3	0.764	0.9(1.8)
4	0.871	1.9(1.8)
5	0.963	−5.6(1.3)
6	0.964	−5.4(1.3)
7	0.964	−5.5(1.5)

Table 3.2 – Tableau récapitulatif de l'évolution de la valeur extrapolée à température nulle en fonction du nombre de polynômes dans l'ajustement.

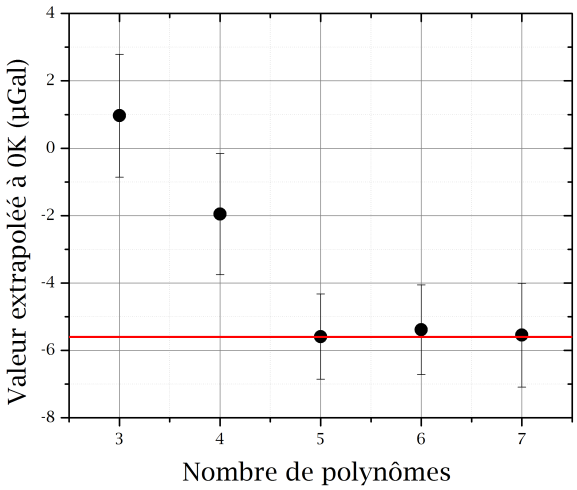

Fig. 3.29 *Valeur de l'extrapolation à température nulle au fur et à mesure qu'on ajoute des polynômes dans notre base pour l'ajustement.*

Cela signifie que la contribution des polynômes d'ordres supérieurs est négligeable dans l'ajustement et que la sous base constituée des cinq premiers polynômes de Zernike est suffisante pour reconstruire fidèlement les mesures. L'effet est dominé par les polynômes d'ordre faible ce qui n'est pas surprenant vu la qualité des optiques mises en jeu. Le résultat de l'ajustement réalisé avec cinq polynômes est présenté sur la figure 3.30 avec un intervalle de confiance de 68%. Cet ajustement correspond remarquablement aux points de mesure.

Le front d'onde modèle correspondant à l'ajustement est représenté sur la figure 3.31. On obtient une planéité de 22nm PV soit $\lambda/80$ sur un diamètre de 20mm au centre de notre faisceau Raman. On remarque que le front d'onde diverge sur les bords. Le front d'onde représenté est un front d'onde modèle qui n'est pas le front d'onde exact. Les atomes tombent au centre du faisceau et la contribution des bords est très limitée sur la mesure de g et donc sur l'ajustement. Ajouter des polynômes d'ordre plus élevé pourrait réduire (ou accentuer) ces effets de bords mais cela n'apporte pas une contribution signifiante sur la valeur extrapolée à température nulle.

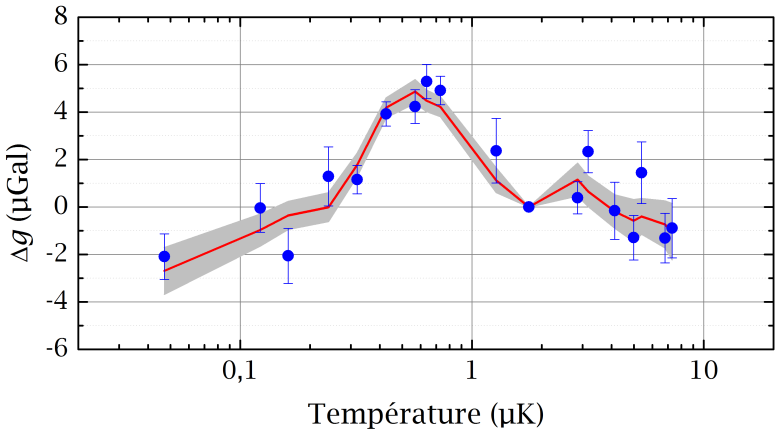

Fig. 3.30 *Mesure différentielle de g en fonction de la température représentée avec un ajustement linéaire réalisé avec une base des cinq premiers polynômes de Zernike à symétrie de révolution. Cet ajustement est tracé avec un intervalle de confiance de 68%.*

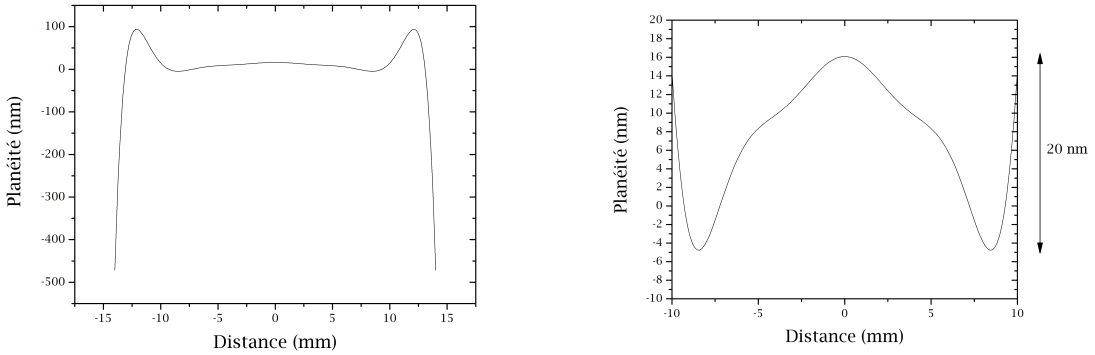

Fig. 3.31 *Front d'onde modèle issu de la combinaison linéaire de l'ajustement réalisé avec cinq polynômes de Zernike tracé sur 28mm à gauche et sur 20mm à droite.*

Le biais pour la température de référence du CAG est finalement évalué à $-5.6(1.3)$μGal avec une incertitude trois fois meilleure que la précédente analyse.

3.6 Effet des interactions atomiques

Le refroidissement évaporatif est la méthode de choix pour réaliser des condensats de Bose-Einstein. Dans les gaz ultra froids ainsi produits, la densité est assez élevée (dans la gamme des 10^{12} à 10^{14} atomes/cm^3). Les interactions inter-atomiques sont alors importantes, et leurs effets sont assez bien décrits dans un formalisme assez simple de champ moyen.

Elles peuvent en particulier entrainer des déphasages dans l'interféromètre, d'autant plus importants que la densité est grande. Dans le cas où les atomes sont lâchés du piège, la densité décroit cependant très vite au cours de la chute à cause de l'expansion balistique du nuage. On s'attend à ce que les effets soient plus importants au début de la première impulsion que de la dernière.

Nous avons voulu évaluer l'impact de ces effets d'interactions sur la mesure. Connaissant l'évolution du nombre d'atomes ultra froids produits en fonction de la température en fin d'évaporation, nous pouvons calculer une estimation, pour des atomes thermique, la densité moyenne du nuage atomique en fonction de la température, en négligeant la taille initiale et après un temps d'expansion t :

$$\bar{n} = \frac{N}{2\sqrt{2}(2\pi)^{3/2}(\frac{k_B T_{at}}{m_{Rb}})^{3/2}} \times \frac{1}{t^3} \tag{3.17}$$

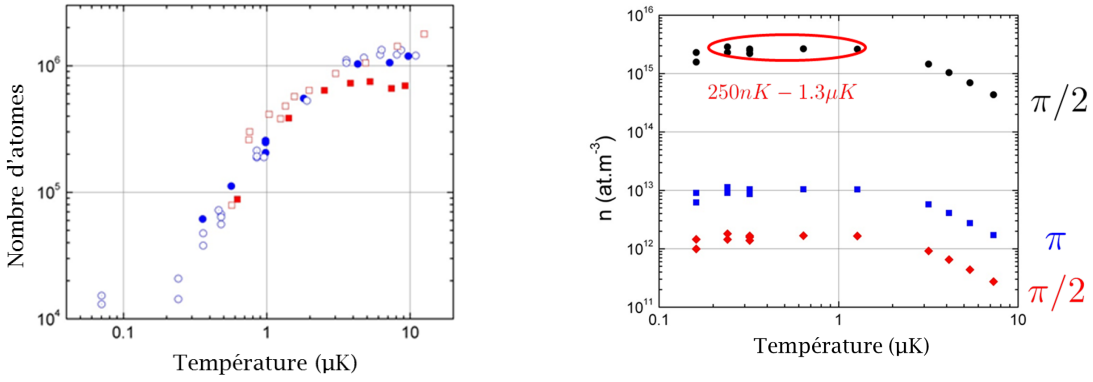

Fig. 3.32 *Gauche : Nombre d'atomes en fonction de la température lors des différentes mesures réalisées avec le piège dipolaire. Droite : densité moyenne calculée en fonction de la température aux trois instants des impulsions Raman.*

Ces résultats sont représentés sur la figure 3.32, la densité moyenne atteint un plateau extrémal pour des températures allant de 250nK à 1.3µK et vaut environ 3×10^9 atomes.cm^{-3} à la première impulsion $\pi/2$, elle décroit ensuite fortement.

Nous avons réalisé une mesure différentielle dans la zone de densité maximale, à 650nK, pour mettre en évidence un éventuel effet des interactions en réduisant le nombre d'atomes d'un facteur cinq. Dans cette mesure, on change uniquement le nombre d'atomes (et pas la température ni la forme du nuage), en modifiant l'efficacité du transfert micro-onde pendant la phase de préparation.

La première configuration à 25000 atomes est comparée à une configuration à 5000 atomes. Les résultats sont montrés sur la figure 3.33. On obtient une différence non résolue de $-0.7(1.2)$µGal. Cette mesure est loin d'être suffisamment précise, et il est nécessaire d'approfondir cette étude pour complètement évaluer l'effet des interactions. On considère que les effets d'interactions sont inférieurs à 0.1µGal par milliers d'atomes, et ne jouent pas un rôle dans la mesure différentielle de g en fonction de la température.

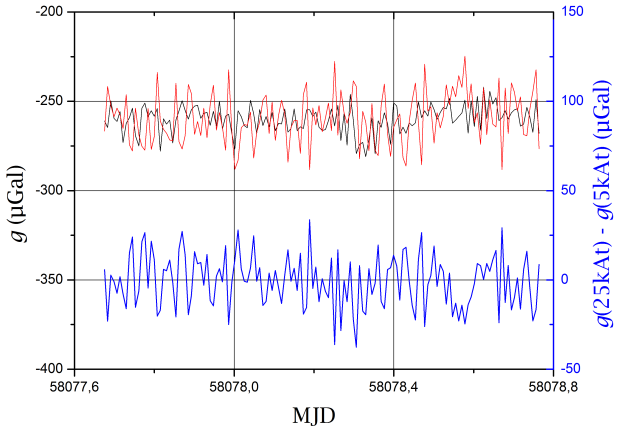

Fig. 3.33 *Mesure différentielle de g pour estimer l'effet des interactions atomiques. Comparaison d'une mesure à* 25000*atomes contre* 5000 *atomes. La moyenne de la différence représentée en bleu est de* $-0.7(1.2)\mu Gal$.

On peut déterminer à priori l'effet attendu en utilisant le développement décrit dans [56]. Ce modèle s'applique aux interféromètres de type Mach Zehnder comme le nôtre et montre que le déphasage lié aux interactions atomiques s'annule dans le cas où les impulsions Raman sont parfaites, c'est à dire dans le cas où le rapport du nombre d'atomes transférés à la première et dernière impulsion $\pi/2$ vaut $\alpha = 1/2$ et la totalité des atomes sont transférés par l'impulsion π. Dans le cas plus réaliste où les impulsions ne sont pas parfaites, on considère $\delta\alpha$ qui est la variation du cas idéal $\alpha = 1/2$. Comme on on peut le voir sur notre oscillation de Rabi (figure 1.11) le contraste n'est pas égal à 100%, nos impulsions sont imparfaites notamment à cause d'inhomogénéités de couplage. Le déphasage est alors lié aux interactions d'un atome avec ses voisins dans le même état mais aussi de ceux qui ont effectué la transition :

$$\Delta\Phi = (\omega_{22} - \omega_{11})\left(\frac{d_0}{d(2T)} - \frac{d_0}{d(T)}\right)T - \left((\omega_{22} + \omega_{11})\frac{2d_0}{d(2T)} - \omega_{12}\frac{\sqrt{\pi}d_0}{v_r T}\frac{d_0}{d(2T)}\right)T\delta\alpha \tag{3.18}$$

Dans cette équation $d(t)$ est l'étalement spatial du nuage : $d(t) = \sqrt{d_0^2 + (\bar{v}t)^2}$, $\bar{v}$ est la vitesse moyenne des atomes donnée par $\sqrt{\frac{k_B T_{at}}{m}}$. ω_{ij} est la pulsation de champ moyen entre i et j, elle s'écrit comme :

$$\omega_{ij} = \frac{N.g_{ij}}{\hbar\sqrt{\pi}d_0} \tag{3.19}$$

et dépend de la constante d'interaction entre i et j : g_{ij}.

Ce terme est proportionnel à la longueur de diffusion des ondes s, a_{ij} (exprimé en fonction du rayon de Bohr a_0) tel que :

$$g_{ij} = \frac{2\hbar^2}{m d_0^2} a_{ij} \tag{3.20}$$

Paramètre	Valeur
N	10^5 atomes
T_{at}	650nK
$\bar{v}$	7.9mm.s^{-1}
d_0	500µm
a_{11}	$101.284.a_0$
a_{22}	$94.946.a_0$
a_{12}	$99.427.a_0$
ω_{11}	3.535 mrad.s^{-1}
ω_{22}	3.314 mrad.s^{-1}
ω_{12}	3.471mrad.s^{-1}

Table 3.3 – Paramètres expérimentaux pour le calcul du déphasage lié aux interactions atomiques.

Avec nos paramètres (voir table 3.3), on obtient un déphasage de 1.6×10^{-2}µGal pour $\delta\alpha$ aussi large que 10%, ce qui est négligeable dans notre expérience.

3.7 Mesure continue de g avec atomes évaporés

L'utilisation d'atomes ultra froids permet un meilleur contrôle des positions et des vitesses de dérive contrairement aux atomes froids provenant du refroidissement laser qui sont soumis aux fluctuations d'intensité et de polarisations des faisceaux de pièges. La limite de stabilité long terme du gravimètre étant attribuée aux fluctuations de la position initiale du nuage, les sources ultra froides sont donc de parfaits candidats pour l'amélioration de la stabilité long terme. Elles apportent un meilleur contrôle des effets systématiques liés aux vitesses transverses comme l'effet Coriolis. C'est pourquoi on peut envisager d'utiliser le piège dipolaire non plus comme un outil de caractérisation mais comme source atomique pour une mesure continue de longue durée.

La figure 3.34 montre une mesure continue du CAG en utilisant des atomes piégés et évaporés à 1.8µK. Si on souhaite évidemment mesurer en continu avec des atomes plus froids, nous avons choisi ici d'utiliser des atomes à la même température que notre mesure de référence d'une part pour comparer avec une mesure classique mais aussi afin de pas trop dégrader la sensibilité court terme. Cette mesure a fonctionné sur une période d'environ une semaine et montre une stabilité long terme de 0.4µGal en 100000s de mesure et semble atteindre un plateau comme on peut le voir sur l'écart type d'Allan tracé sur la figure 3.35. La statistique n'est pas suffisante pour évaluer les limites de stabilité de cette mesure car il faudrait mesurer plusieurs semaines pour atteindre la stabilité typique qu'une mesure classique atteint sur une période de deux jours.

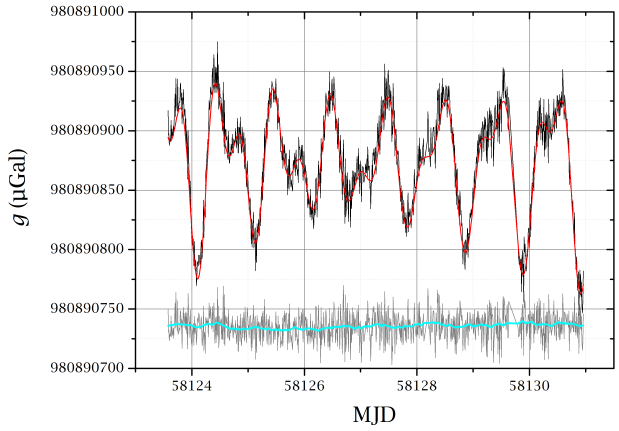

Fig. 3.34 *Mesure absolue et continue de g sur une période d'une semaine avec une source d'atomes froids à 1.8µK produits par le piège dipolaire (en noir). En rouge le modèle de marée appliqué pour obtenir la mesure absolue de g (en gris) moyenné par 50 en cyan.*

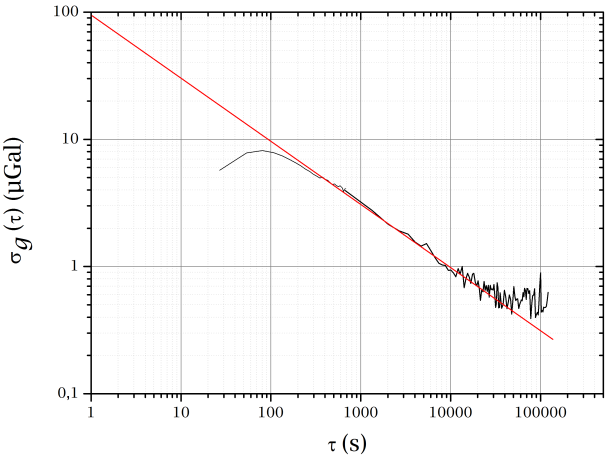

Fig. 3.35 *Écart type d'Allan de la mesure continue de g en utilisant des atomes piégés.*

La sensibilité en une seconde de mesure est d'environ 90µGal en comparaison des sensibilités typiques inférieures à 20µGal qu'on obtient par une mesure classique. Pour poursuivre l'étude de la stabilité long terme des atomes piégés il est d'abord nécessaire de diminuer le temps de cycle et donc d'améliorer l'évaporation, afin d'accéder aux sensibilités des temps longs plus rapidement.

Ce résultat montre tout de même la capacité du CAG à fonctionner en continu avec le laser de puissance.

3.8 Discussion et perspectives

Nous avons implémenté et caractérisé un piège dipolaire tout optique, basé sur une géométrie simple présentée dans les travaux de [49] et [50]. Ce piège dipolaire est utilisé dans notre gravimètre atomique, et nous a permis d'effectuer des mesures de l'accélération de la pesanteur à l'état de l'art en utilisant une source d'atomes ultra-froids. C'est un outil de caractérisation avec lequel nous avons pu évaluer pour la première fois dans notre expérience, le biais des aberrations des fronts d'onde avec une incertitude de 1.3µGal. L'extrapolation de ce biais s'appuie sur une modélisation complète de l'expérience et la décomposition des fronts d'onde sur la base des polynômes de Zernike.

On pourra se servir du piège dipolaire pour vérifier régulièrement que le front d'onde ne se déforme pas au cours du temps, en répétant ces mesures différentielles en fonction de la température, idéalement jusqu'à des températures encore plus basses, et avec des incertitudes plus faibles, pour mieux contraindre le modèle du front d'onde. Afin d'atteindre cet objectif, nous envisageons de changer le laser de puissance pour une longueur d'onde différente ($\sim$ 1µm), un laser plus fiable de plus grande puissance (50 à 100W). Le chargement dans le piège dipolaire ainsi que l'évaporation devront être optimisés par la suite pour permettre des mesures à plus basse température avec plus d'atomes et donc obtenir de meilleures incertitudes de mesure. On peut, par exemple, imaginer utiliser une modulation du waist comme dans [51] pour augmenter le volume de capture et charger initialement plus d'atomes dans le piège.

Notre étude nous a poussés par ailleurs à évaluer les effets de vitesses transverses ainsi que les effets d'interactions atomiques. Cependant, il est nécessaire d'approfondir la mesure des vitesses transverses et des positions du nuage pour comprendre l'origine du décalage entre les mesures dans les orientations Nord et Sud.

Enfin, les atomes ultra froids constituent aussi la source idéale pour améliorer la stabilité long terme de la mesure de g, parce qu'elle permet un meilleur un meilleur contrôle des positions et des vitesses transverses. Nous avons pu mesurer en continu sur une période d'une semaine en utilisant des atomes évaporés, mais l'augmentation du temps de cycle et la perte de nombre d'atomes liés à l'évaporation dégradent la sensibilité de la mesure, ce qui nous empêche d'atteindre des stabilités long terme meilleures que celles obtenues avec la source classique (de l'ordre de quelques nm/s^2). Ici encore, il apparaît nécessaire d'améliorer l'efficacité du processus d'évaporation.

3.9 Conclusion

On rapporte dans ce chapitre la réalisation de mesures de l'accélération de la pesanteur en utilisant des atomes ultra froids obtenus par refroidissement évaporatif dans un piège dipolaire tout optique.

Si l'utilisation d'atomes ultra froids avait déjà montré son intérêt dans l'amélioration de la sensibilité avec l'utilisation de transitions multi-photoniques ([15], [17], [18]) par exemple, c'est ici la première fois qu'est démontré leur intérêt d'un point de vue métrologique, pour l'amélioration de l'exactitude d'un capteur inertiel à l'état de l'art.

Nous avons démontré ici une méthode d'évaluation du biais des aberrations du front d'onde, biais dont l'incertitude est la plus importante des capteurs inertiels se basant sur l'interférométrie Raman.

C'est une méthode générale de caractérisation atomique in situ des optiques de rétro-réflexion. Dans notre cas, il s'agit d'un miroir et d'une $\lambda/4$ dont la qualité optique avait été mesurée avant leur mise en place sous vide ([29]). La planéité de ces deux éléments optiques avait alors été évaluée à 3 et 10nm PV sur un diamètre de 20mm. Le front d'onde modèle lui, possède une planéité de 22nm PV sur le même diamètre. Cette différence est probablement dû à des déformations des optiques liées à leur installation dans leurs supports. Cela montre avant tout la nécessité de la caractérisation in situ des fronts d'ondes lorsque l'on cherche à atteindre un niveau de performance sub-µGal.

On peut imaginer diminuer davantage l'incertitude associée à ce biais en mesurant à plus basse température avec de meilleures incertitudes statistiques. Cela nécessiterait d'améliorer dans notre expérience la phase de refroidissement et d'évaporation, pour obtenir plus d'atomes et plus rapidement. On peut envisager de changer la technologie laser utilisée jusque là pour avoir plus de puissance laser disponible. On pourrait aussi mettre en place d'autres techniques de refroidissement tel que la Delta Kick collimation ([57], [58]) pour mesurer dans le régime du nK, voire en dessous, et pouvoir contraindre davantage l'extrapolation à température nulle, dans des conditions optimales d'évaporation et avec un temps de cycle plus rapide.

Chapitre 4

Contrôle et étude de l'influence des impulsions Raman

Le contrôle de la puissance des faisceaux Raman est essentiel pour maîtriser les effets systématiques du CAG. Il donc utile, voire nécessaire, de mesurer ces puissances fidèlement, et éventuellement de les maintenir constantes au cours de la mesure. Les fluctuations d'intensité entraînent en effet des fluctuations de couplage Raman, ainsi que des déplacements lumineux à un et deux photons.

Dans ce chapitre nous allons présenter l'implémentation et la caractérisation d'un nouveau système de mesure des puissances Raman ainsi que les différentes études que nous avons pu mener en nous appuyant sur ce dispositif.

4.1 Nouvelle mesure des puissances Raman

Nous avons présenté dans le chapitre 1.2.5 d) le système initial de mesure des puissances des lasers, basé sur les impulsions longues de détection (10ms) réalisées à la fin de l'interféromètre. Cette situation n'est pas satisfaisante car nous n'avons pas accès aux réelles puissances durant les impulsions Raman de durées plus courtes ($\sim$ 10µs) et à un instant différent. Nous avons décidé d'implémenter un système de mesure différent, basé sur l'utilisation de circuits échantillonneurs-bloqueurs (EB), adapté à la mesure d'impulsions courtes. Le système d'échantillonneurs-bloqueurs permet de tenir la tension pour permettre à la carte d'acquisition, dont la cadence d'échantillonnage est limitée, de la lire plus facilement.

4.1.1 Les échantillonneurs bloqueurs

Le circuit de mesure, que l'on peut voir sur la figure 4.1, est basé sur un circuit de transimpédance classique qui convertit le courant en sortie des photodiodes en une tension. Ce signal est ensuite intégré et amplifié par un circuit intégrateur (filtre actif passe-bas), avant d'être envoyé en entrée d'un échantillonneur bloqueur (modèle $LF398$), dont le schéma électronique est présenté sur la figure 4.2.

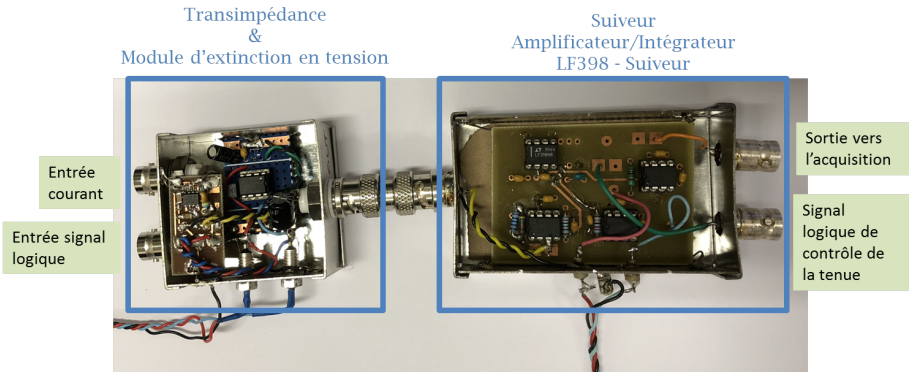

Fig. 4.1 *Photographie d'un échantillonneur bloqueur précédé du module d'extinction de tension.*

Le *LF*398 suit le signal envoyé sur l'entrée 3 sur la capacité connectée à la voie 6. Il fournit une réponse qui dépend de l'état logique du port de contrôle 8 :

- lorsque le signal logique est à l'état bas, la sortie voie 5 suit la tension d'entrée.
- lorsque le signal logique est à l'état haut, la tension de sortie est bloquée et délivre la tension chargée dans la capacité maintenue au même niveau tant que l'état logique reste haut.

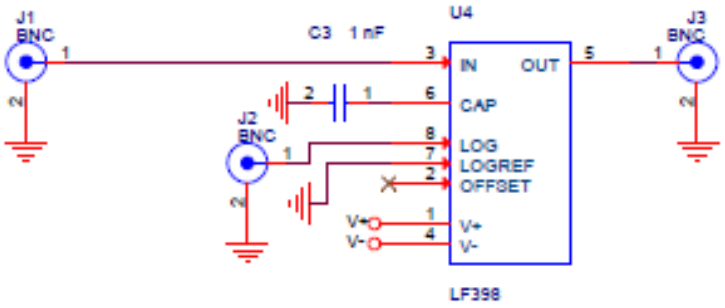

Fig. 4.2 *Schéma électronique du LF*398.

Un circuit d'extinction en tension est situé entre le circuit en transimpédance et l'entrée de l'EB. Ce circuit permet de mettre l'entrée à zéro au moment des impulsions de détection et celle de sélection qui sont détectées par le circuit de transimpédance, pour qu'elles ne perturbent pas la mesure des puissances (nous reviendrons sur ce point dans la suite).

On place ce nouveau circuit dans la chaîne de mesure précédente, comme on peut le voir sur la figure 4.3. Il est placé en dessous du miroir de rétro-réflexion des faisceaux Raman. Les faisceaux lasers de l'interféromètre sont séparés à part égale à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur en une partie transmise (T) et une partie réfléchie (R). Après chacune des photodiodes, on trouve un échantillonneur bloqueur qui met en forme les signaux dont on fait l'acquisition.

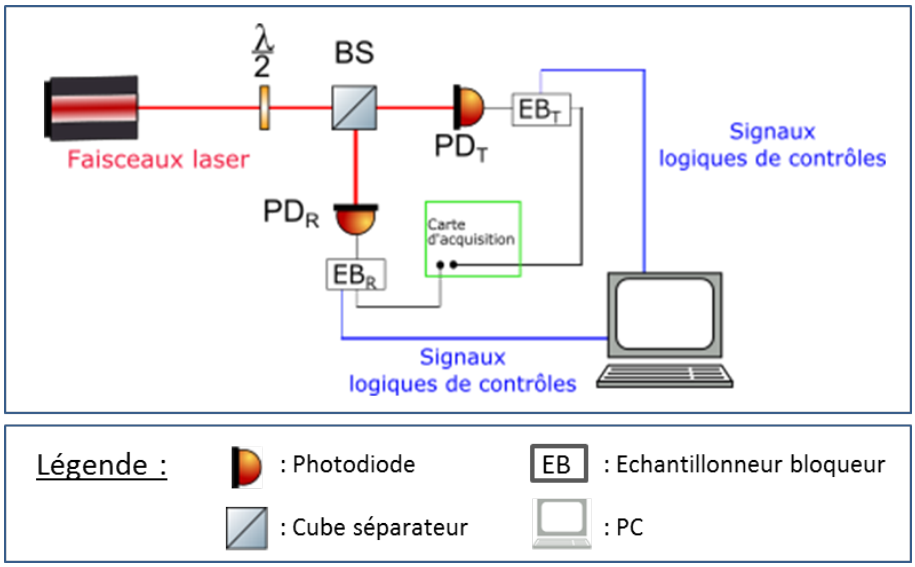

Fig. 4.3 *Schéma complet du système de mesure des puissances Raman.*

4.1.2 Caractérisation du système de mesure des puissances

a) Temps de tenue

Il est important d'évaluer la capacité du système à maintenir la tension. Pour cela on charge l'échantillonneur bloqueur avec une impulsion longue de 10ms puis on tient la puissance pendant une durée de 35ms. On mesure une perte de tension, liée à une décharge résiduelle de la capacité, inférieure à 0.1% pour 35ms sur la figure 4.4.

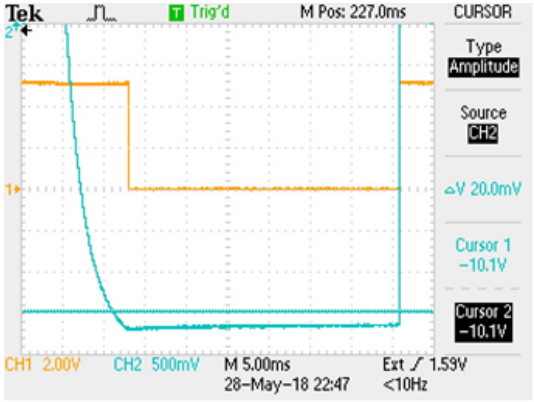

Fig. 4.4 *Temps de tenue de 35ms de la puissance mesurée à l'échantillonneur bloqueur (bleu) contrôlé par un signal logique (orange).*

b) Temps de réponse et temps de décharge

Pour mesurer le temps de réponse, on utilise des impulsions de 16µs et 32µs similaires à celles utilisées dans l'interféromètre. On mesure l'amplitude du signal de sortie en fonction

du délai d'application du signal logique, et dont la durée est fixée à 10ms. Le résultat de la mesure est présenté sur la figure 4.5. Un délai de 0 correspond à une commande de contrôle de tenue qui coïncide avec le début de l'impulsion Raman.

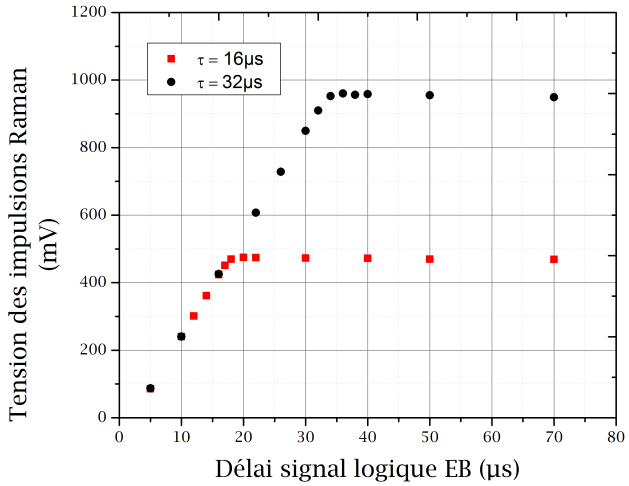

Fig. 4.5 *Temps de réponse de l'échantillonneur-bloqueur pour des impulsions de* 16 *et* 32*µs.*

Sur la figure 4.5 on obtient une puissance maximale mesurée pour un délai de 20µs pour une impulsion de 16µs et 36µs pour une impulsion de 32µs, soit 4µs de plus que la durée de l'impulsion. On fixera par la suite les délais à 16µs et 32µs respectivement pour obtenir une mesure fidèle de la puissance de l'impulsion considérée.

Le désavantage majeur de ce système est son temps de décharge relativement long, mesuré sur la figure 4.6. En effet, avant la dernière impulsion de mesure contenant le laser refroidisseur uniquement, l'état logique de contrôle est à l'état bas et il y a donc de la lumière parasite venant des impulsions verticales de détection sur le détecteur.

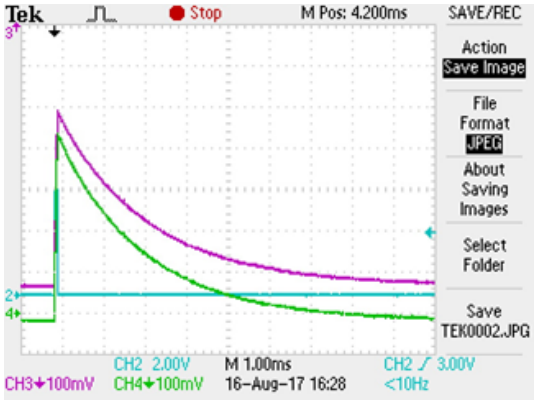

Fig. 4.6 *Temps de décharge de l'échantillonneur-bloqueur sur les deux voies (violet et vert) suite à une impulsion en bleu.*

Ces impulsions sont longues et donc la tension se décharge lentement avec la constante de temps de la capacité du circuit intégrateur.

La figure 4.6 montre une impulsion qui est vue sur les deux voies des deux échantillonneurs-bloqueurs. Le signal de contrôle ne change pas d'état et donc la tension de sortie se charge puis se décharge. La constante de temps de la décharge est évaluée par un ajustement avec une courbe de décroissance exponentielle à $\tau \approx 2$ms. Cela nous a poussé à ajouter en amont un système de coupure du signal, afin de s'affranchir de ces transitoires, qui, sinon, parasiteraient toute mesure de puissance effectuée peu après la détection.

Notons que les paramètres du circuit de mesure sont adaptés pour mesurer des impulsions courtes et de faible puissance correspondant à nos conditions expérimentales.

c) Effet du système d'extinction

Le module d'extinction met la tension d'entrée de l'échantillonneur-bloqueur à 0V et est contrôlé par un signal logique. Lorsqu'on désire être insensible à une variation du signal détecté par les photodiodes, on coupe la tension d'entrée de l'EB qui est alors à 0V. Cependant, sans le module d'extinction et sans lumière incidente, la tension d'entrée de l'échantillonneur-bloqueur (pour un signal de contrôle logique à l'état bas) n'est pas parfaitement nulle car le système électronique en amont (le circuit de transimpédance) présente un léger décalage en tension. Il y a donc un décalage sur la tension de sortie de l'EB lié au fait que le zéro à l'entrée n'est pas le même que la zéro induit par le module d'extinction. On introduit finalement une décharge parasite avec le système de coupure car la tension de sortie de l'EB relaxe de 0V vers sa tension de décalage naturelle une fois la coupure achevée.

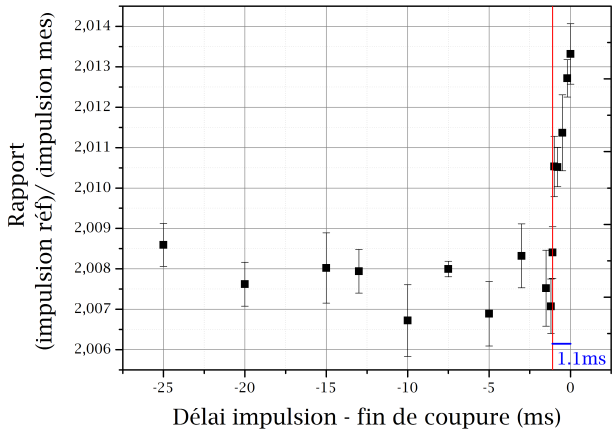

Fig. 4.7 *Rapport de la deuxième impulsion Raman servant de référence sur la première impulsion Raman mesurée en fonction du délai entre l'impulsion Raman mesurée et la fin de la coupure. La droite rouge représente le délai minimum à respecter entre la fin de la coupure et la mesure de la première impulsion Raman pour ne pas mesurer la décharge parasite due à la coupure.*

Cette décharge parasite est toutefois bien moins importante qu'avec une impulsion de longue durée comme celle introduite par les impulsions de détections On va donc caractériser le temps nécessaire entre la fin de la coupure et une impulsion qu'on désire mesurer pour ne pas être sensible à cette décharge parasite.

Pour cela on met la tension de sortie de l'EB à 0V avec le module d'extinction juste avant la première impulsion Raman que l'on mesure par ailleurs avec le système. L'impulsion est située à 0ms sur la figure 4.7. On modifie la date de fin de coupure en l'éloignant de cette impulsion Raman (fixe) jusqu'à ne plus être sensible à la décharge parasite du système d'extinction. On trace, sur la figure 4.7, le rapport de puissances de la première impulsion Raman avec une puissance de référence (ici la puissance de l'impulsion π dont la puissance est double) afin de rendre cet effet plus prononcé.

Pour des délais supérieurs à 1.1ms, la valeur du rapport semble ne pas changer à 0.05% près, alors que pour des délais inférieurs à 1.1ms on observe une augmentation résolue du rapport entre l'impulsion de référence et l'impulsion mesurée. On conclut qu'il faut un délai minimum de 1.1ms d'intervalle entre la fin de la coupure et une impulsion que l'on souhaite mesurer pour être insensible à la décharge parasite introduite par le module d'extinction.

d) Caractérisation sans lumière incidente

On mesure la puissance à cinq instants différents représentés par les fenêtres d'acquisition sur la figure 4.8. Les mesures P_1, P_2, P_3 et P_4 sont les quatre mesures de puissance que l'on voudra effectuer par la suite correspondant aux trois impulsions de l'interféromètre Raman ainsi qu'une mesure complémentaire. Nous reviendrons sur la mesure des puissances qu'on souhaite réaliser dans la section suivante en s'appuyant sur le même chronogramme.

Ici, on bloque la lumière laser incidente, mais il reste tout de même un fond sur la mesure. On vérifie alors que la mesure de puissance sans lumière est identique à différents moments de la séquence mais aussi qu'on rejette effectivement les variations du fond. Pour cela, une de ces cinq mesures (la mesure du fond) est soustraite aux autres et on trace les écarts-type d'Allan associés sur la figure 4.9.

L'écart type d'Allan nous montre une stabilité long terme inférieure à 0.01mV (soit 0.0025% du signal typique mesuré) en 1000s pour les mesures soustraites du fond, qui semblent atteindre des plateaux, à 0.01mV pour P_3 et P_4 et inférieur à 0.002mV pour P_1 et P_2. Le fond est mieux rejeté sur ces dernières probablement parce qu'elles sont plus proches temporellement de la mesure de fond.

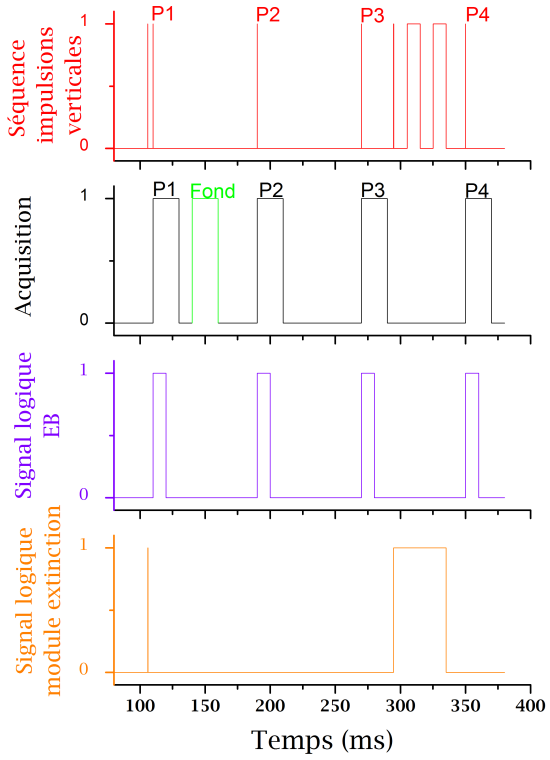

Fig. 4.8 *Chronogramme des différents signaux d'intérêt pour la mesure des puissances. En rouge les impulsions verticales qui sont détectées par les photodiodes. En noir, les fenêtres d'acquisition dont celle du fond tracé en vert. En bleu, le signal logique de l'EB qui tient la puissance à l'état haut. En orange, le signal logique du module d'extinction qui met à 0V la tension d'entrée des EB lors de l'impulsion de sélection et de détection.*

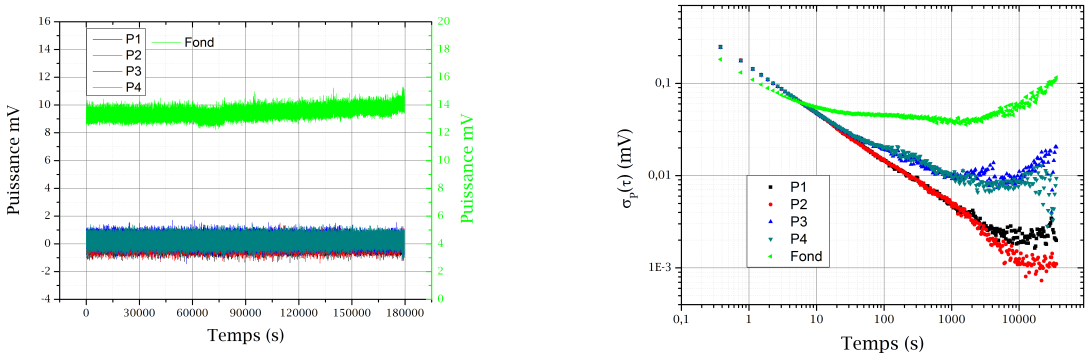

Fig. 4.9 *Gauche : mesure des puissances sans lumière à cinq instants de la séquence. Le fond (mesurée en vert) est soustrait sur les courbes* 1 2 3 *et* 4. *La variance d'Allan de ces mesures est représentée sur le graphique de droite)*

4.1.3 Mesure des puissances

a) Description de la mesure de puissance

Ce nouveau système permet de mesurer la puissance d'impulsions courtes en maintenant la tension de sortie des photodiodes. L'impulsion Raman dans la configuration nominale dure 16µs, puis on tient la tension de sortie pendant 10ms pour pouvoir la mesurer avec suffisamment de signal, la cadence d'échantillonnage de notre carte d'acquisition étant de 500 000 échantillons/s. La durée de l'acquisition est cependant fixée à 20ms, ce qui permet de s'affranchir d'un éventuel signal parasite venant du 50Hz. On mesure en fait l'aire de l'impulsion puisque l'échantillonneur-bloqueur intègre la puissance sur la durée de l'impulsion.

Les trois impulsions Raman de puissance P_1, P_2 et P_3 et de durée 16, 32 et 16µs respectivement sont mesurées par cette méthode. Cependant, nous mesurons la puissance des deux lasers Raman, qui sont tous les deux présents pendant les impulsions de l'interféromètre, et nous ne pouvons pas les séparer. On ajoute alors en fin de cycle, à 350ms du début du cycle, une dernière impulsion de durée 16µs et de puissance P_4 contenant uniquement un des deux lasers (le laser refroidisseur = laser Raman 2) dans les mêmes conditions que les impulsions Raman. Entre la première et la deuxième impulsion Raman, on mesure le signal de fond sans lumière pendant 20ms pour le soustraire aux autres mesures. On a alors accès à des mesures indépendantes des deux puissances du laser repompeur et refroidisseur corrigées des fluctuations du fond (figure 4.8). Pour caractériser le système, on mesure quatre impulsions identiques, c'est à dire de même durée et contenant les deux lasers.

b) Effet de l'impulsion de sélection

On observe une différence entre la première impulsion Raman et les deux impulsions Raman suivantes de 2mV soit 0.5% du signal utile. Celle-ci s'explique par la présence de l'impulsion de sélection, qui a lieu seulement 4ms avant la première impulsion Raman. La différence de puissance mesurée avec les autres impulsions Raman est nulle lorsque la sélection n'est pas présente comme on peut le voir sur la figure 4.10.

Nous allons maintenant expliquer d'où vient cette différence. Pour réaliser les impulsions Raman, nous utilisons un AOM, que nous doublons d'un obturateur mécanique rapide (un scanner optique) pour couper le peu de lumière diffusée (typiquement $< 1/1000$ de la puissance utile) qui se couple dans la fibre Raman quand l'AOM est éteint.

Il est cependant nécessaire d'introduire un délai sur le scanner qui a un temps de réponse différent de l'AOM pour que ces deux éléments fonctionnent ensemble. Ce délai est fixé à 3.6ms pour toutes les impulsions Raman. La sélection étant proche temporellement de la première impulsion Raman de 4ms, on observe que le délai de coupure du scanner est trop long et qu'il n'a pas le temps de revenir à sa position initiale avant de se ré-ouvrir pour réaliser la première impulsion Raman (voir figure 4.11).

Cette lumière diffusée parasite n'est pas coupée entre la sélection et la première impulsion Raman. Elle charge la capacité des échantillonneurs-bloqueurs et la quantité de fond mesurée est donc différente sur la première impulsion Raman et sur les deux autres impulsions Raman et cela introduit une différence de tension mesurée comme on peut le voir sur la figure 4.10.

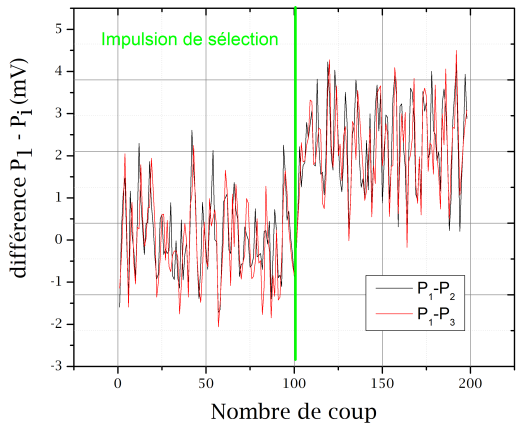

Fig. 4.10 *Mesure de la différence de puissance entre la première et les autres impulsions Raman. La ligne verticale est le moment où la sélection est ajoutée, la différence devient alors non nulle et vaut* $\approx 2mV$ *(0.5% du signal mesuré).*

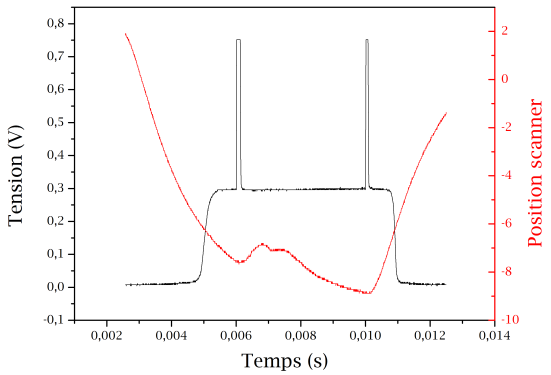

Fig. 4.11 *Puissance Raman mesurée à l'aide d'un puissance-mètre placé après l'AOM et le scanner. Le signal rouge correspond à l'orientation du scanner au cours du temps. On mesure les deux impulsions de sélection suivi du* 1^{er} *Raman. Entre les deux, la puissance reste constante, ce plateau est lié à la puissance parasite diffusée par l'AOM dans la direction de l'ordre diffracté et qui n'est pas coupé par le scanner toujours ouvert. Le puissance-mètre est saturé car le gain est adapté pour observer le plateau, le contraste réel est de l'ordre de* 99.5%.

En changeant le délai entre le scanner optique et l'AOM on s'aperçoit sur la figure 4.12 que l'on peut modifier le fond. Pour que le fond mesuré soit identique sur l'impulsion Raman précédée de la sélection et les autres impulsions Raman, il faut diminuer le délai du scanner de 3.6ms à 2.7ms, commun à toutes les impulsions. En contre partie ce délai est inadéquat pour l'impulsion de sélection car elle est tronquée (en bleu ou en vert sur la figure 4.12).

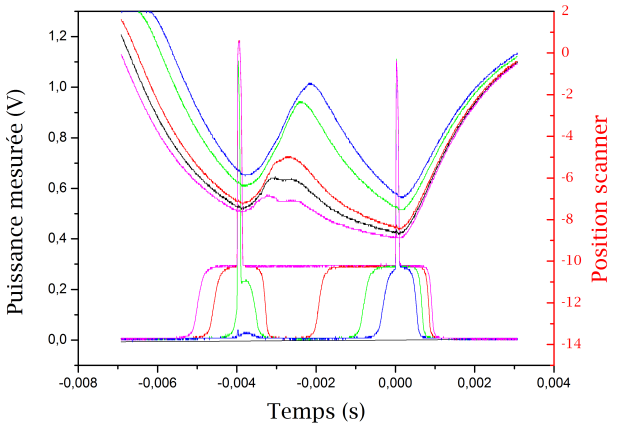

Fig. 4.12 *Effet de la modification du délai entre le scanner et l'AOM sur la puissance de l'impulsion de sélection et de la première impulsion Raman en relation avec la position du scanner.*

Finalement, on introduit un délai plus court de 2.7ms uniquement pour la première impulsion Raman et 3.3ms pour les autres afin de mesurer une puissance identique sur les trois impulsions Raman sans altérer l'impulsion de sélection.

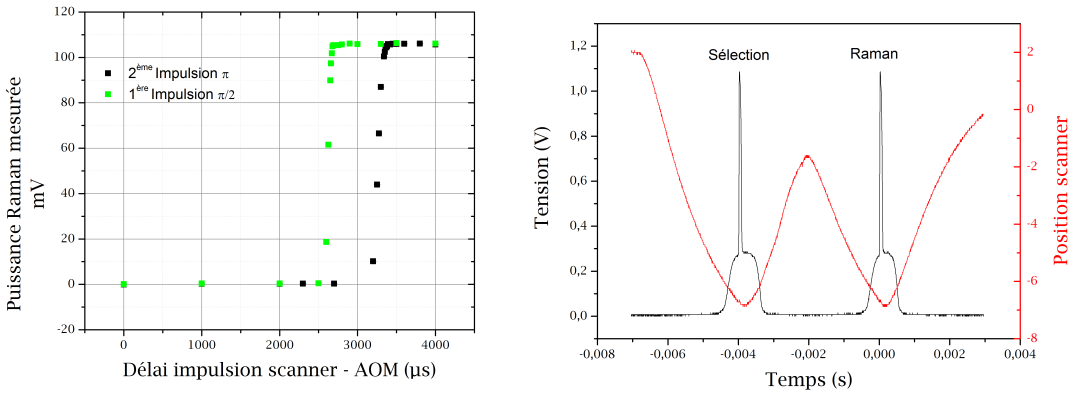

Fig. 4.13 *Gauche : étude de la puissance Raman en fonction du délai entre l'AOM et le scanner pour deux impulsions Raman. En noir la deuxième impulsion Raman qui n'est pas affectée par la sélection, en vert la première impulsion qui est précédée de l'impulsion de sélection. Droite : tension mesurée par une photodiode placée après le scanner et signal de position du scanner (en rouge). On introduit ici deux délais différents pour la sélection et le Raman afin d'obtenir le même type de fond pour les deux impulsions.*

Les deux types de délai ont été caractérisés comme on peut le voir sur la figure 4.13 où l'on mesure la puissance sur la première impulsion Raman et sur la deuxième en modifiant le délai entre le scanner et l'AOM. Le délai de la première impulsion Raman est plus court pour tenir compte de la sélection.

c) Effet du saut de fréquence

Il reste tout de même une différence de puissance de quelques mV (soit 0.3%) avec la dernière impulsion réalisée en fin de cycle. Cette différence vient en fait du changement de point de fonctionnement des lasers, lorsqu'ils sont remis à résonance pour la détection. Lorsque ce saut de 1GHz n'est pas effectué, on mesure bien des puissances identiques sur les quatre impulsions. Nous avons mesuré cette différence de puissance au cours d'une mesure longue afin de s'assurer que cette différence est stable dans le temps (figure 4.14).

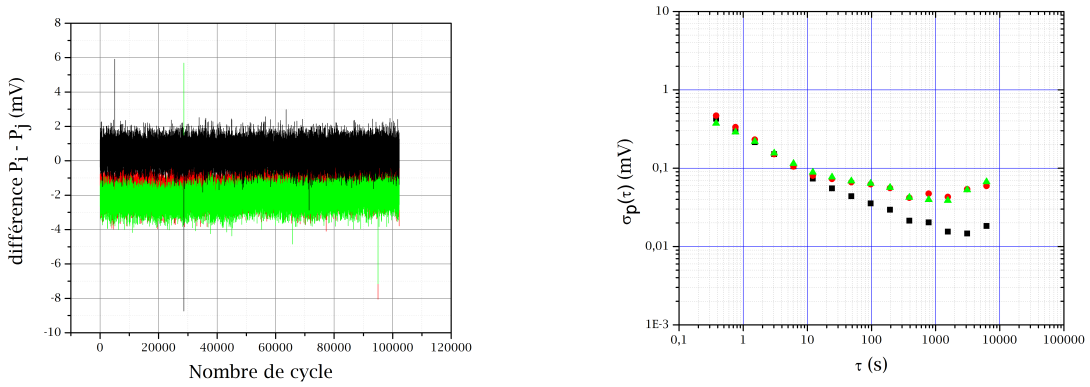

Fig. 4.14 *Gauche : Différence de puissance entre les impulsions Raman pendant une mesure d'environ 12h. En noir la différence entre la première et la dernière impulsion Raman, en rouge la différence entre la première impulsion Raman et la dernière impulsion mesurée, en vert la différence entre la dernière impulsion Raman et la dernière impulsion mesurée . Droite : Écarts-type d'Allan de ces mesures.*

Cette différence semble stable sur les 12h de mesure avec une stabilité largement inférieure au mV (0.01%) en 10000s. Il serait tout de même intéressant d'établir sa stabilité sur une plus grande échelle de temps.

C'est là une limite de la méthode, car on ne peut pas mesurer la puissance d'un laser seul pendant la phase Raman. Nous sommes donc obligés de rajouter une impulsion contenant un seul des lasers afin d'en déduire les puissances de chaque laser. Mais réaliser cette impulsion supplémentaire après la fin de l'interféromètre et avant le retour des lasers aux paramètres de détection nous obligerait à réduire la durée de l'interféromètre et donc à perdre sur la sensibilité de la mesure.

4.2 Asservissement des puissances

4.2.1 Durant la mesure de g

Le premier objectif du nouveau montage est de rétablir l'asservissement de puissance et vérifier son bon fonctionnement. Sur la figure 4.15 nous avons réalisé une mesure de g sur une période d'un jour et demi. Durant cette mesure, la puissance des deux lasers repompeur et refroidisseur est asservie : la puissance refroidisseur est asservie sur 252.0mV tandis que la puissance repompeur est asservie sur 132.0mV pour un rapport d'intensité d'environ 1.91. Le résultat de l'asservissement sur la figure 4.15 montre une moyenne $P_{refroidisseur} = 252,11(5)$mV et $P_{repompeur} = 131,84(5)$mV, avec une fluctuation coup à coup de 1mV, valeurs en accord avec les valeurs référencées pour l'asservissement. Les puissances des trois impulsions Raman sont elles aussi constantes durant la mesure.

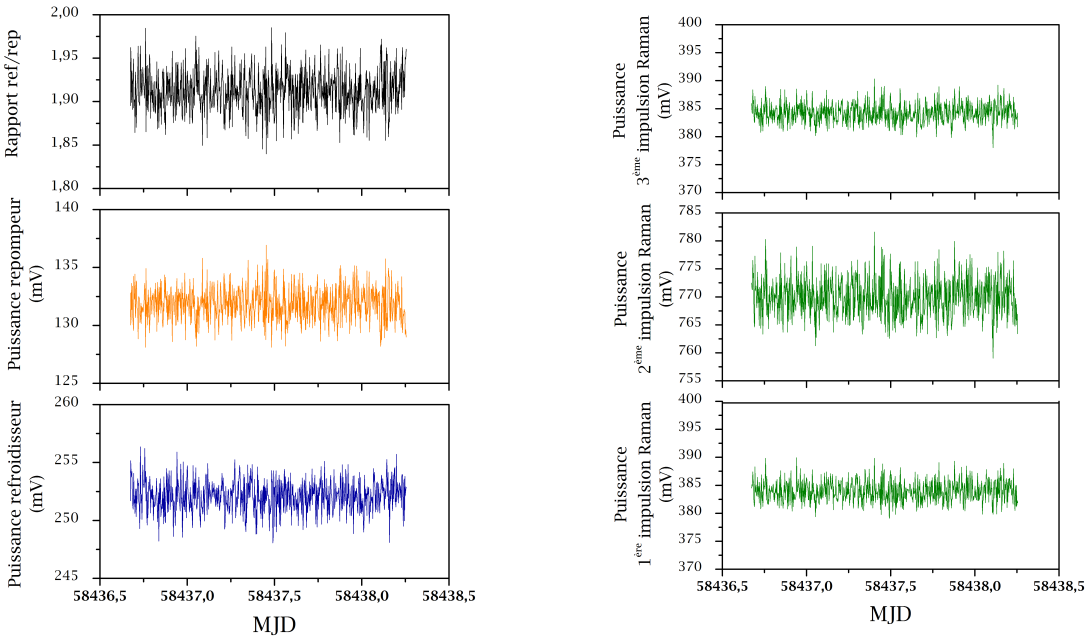

Fig. 4.15 *A gauche, évolution des puissances du faisceau refroidisseur et du faisceau repompeur. A droite, évolution de la puissance des trois impulsions Raman au cours de la mesure.*

Lors d'une autre mesure, un incident sur le système de climatisation de la salle a engendré des fortes fluctuations de la température dans la pièce (relevées sur différentes sondes 4.16). Une mesure de g était en cours lors de cet incident, ce qui nous a permis d'éprouver les capacités de notre asservissement de puissance.

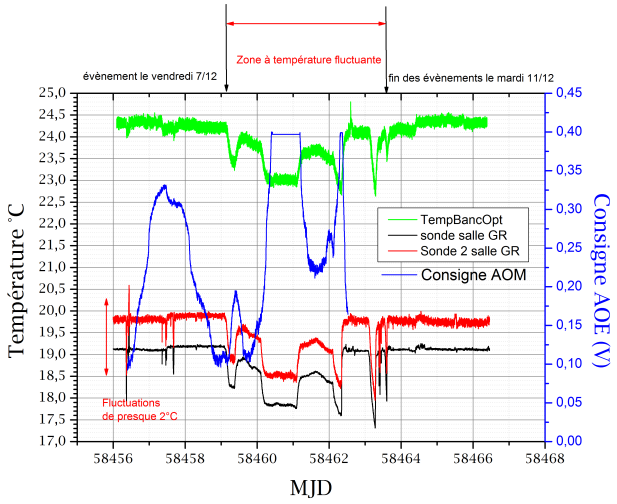

Fig. 4.16 *Relevés de température dans la salle du gravimètre (en noir et rouge) et dans le banc optique (en vert). La courbe bleue représente les variations de la consigne d'asservissement d'un des lasers et semble suivre les mêmes variations que la température.*

On observe des variations de température de 2° d'amplitude (trace noir et rouge sur la figure 4.16), qui se répercutent sur la température du banc optique (trace verte sur la figure 4.16). Ces fortes variations de température déforment le banc optique, ce qui désinjecte les fibres et modifierait donc en l'absence d'asservissement, la puissance dans le faisceau Raman.

Les injections des lasers dans les fibres varient de même que la puissance et donc le couplage Raman. Sur la figure 4.16, on représente la température du banc optique en vert et la consigne de l'AOE du laser refroidisseur, dont les variations sont comme attendu, bien corrélées. Malgré ces importantes variations de température dans le banc optique, la boucle d'asservissement joue son rôle comme on peut le voir sur la figure 4.17. Les consignes des trois leviers d'actions évoluent pour maintenir la puissance des faisceaux constante.

Les puissances mesurées du faisceau repompeur et du faisceau refroidisseur qui composent la première impulsion Raman $\pi/2$ sont tracées sur la figure 4.16. Deux zones en rouge montrent cependant une saturation des signaux de contrôles des AOE dont l'amplitude maximale est bridée de façon à éviter d'opérer les AOE à très forts courants en cas de désalignement majeur ou déficience du système de mesure. Logiquement les puissances ne peuvent pas être maintenues sur ces périodes. Cependant, on retrouve un niveau stable lorsque la température diminue et on retrouve les niveaux de puissances initiaux. Cette mesure montre la bonne robustesse du système d'asservissement. Notons que les variations de température dans les conditions usuelles sont de l'ordre de 0.2 degrés sur plusieurs jours.

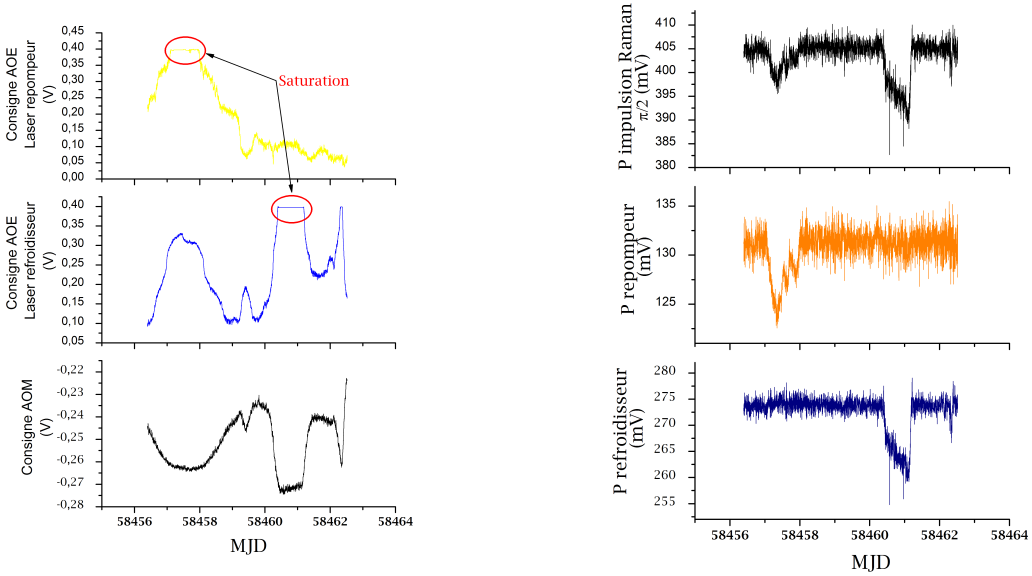

Fig. 4.17 *A gauche, les consignes d'asservissement envoyés aux AOE et à l'AOM par le système d'asservissement. A droite les puissances mesurées sur les deux faisceaux laser ainsi que pour la première impulsion Raman qui est la somme des deux.*

4.2.2 Suivi du déplacement lumineux à un photon $LS1$

L'asservissement de puissance sert à contrôler les effets systématiques dépendant de la puissance des faisceaux Raman, notamment le déplacement lumineux à un photon. Si celui-ci est, en principe, rejeté par l'algorithme de mesure, une différence de rapport de puissance, entre les deux faisceaux, entre les configurations $k_\uparrow$ et $k_\downarrow$ entraine un biais non rejeté.

Nous avons donc suivi le $LS1$ en utilisant les deux méthodes de mesure micro-onde et Doppler durant la mesure de g présentée dans la section 4.2.1 (figure 4.15) et ce pour chaque configuration de l'algorithme de mesure sur la figure 4.18.

Le déplacement lumineux à un photon est constant lors de la totalité de la mesure ce qui est compatible avec les mesures de puissances de cette même mesure figure 4.15. La mesure du $LS1$ par le Doppler donne une incertitude plus importante que la mesure par le micro-onde, même si compatible avec un déplacement lumineux nul. Il serait nécessaire d'augmenter le nombre de points lors du scan Doppler pour obtenir des résultats avec une plus faible incertitude. On limite cependant le nombre de points de mesure lors d'un scan pour ne pas trop détériorer la cadence moyenne de mesure.

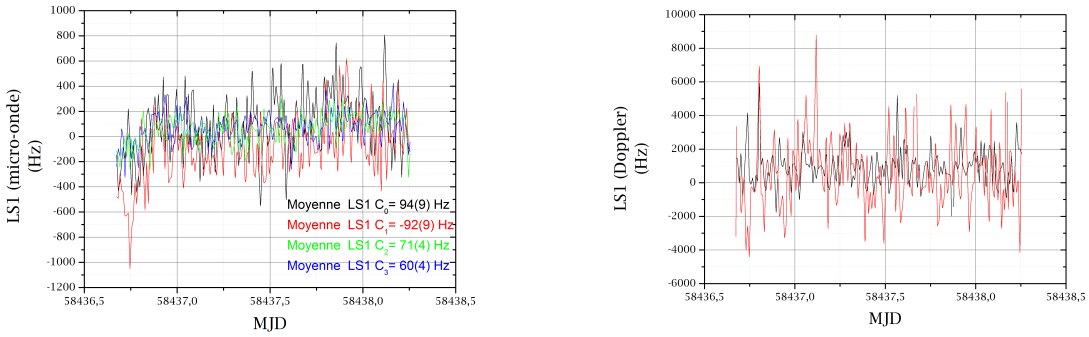

Fig. 4.18 *Suivi du LS1 pendant la mesure de g par deux méthodes : à gauche avec la méthode de spectroscopie micro-onde, à droite par la méthode de spectroscopie Doppler. La stabilité correspondante du rapport de puissance des faisceaux est de* 1.913(6) *avec une fluctuation coup à coup de* 0.02.

4.3 Le déplacement lumineux à deux photons (LS2)

Un des intérêts de cette nouvelle méthode mesure de puissance est qu'elle permet d'effectuer une caractérisation plus précise du biais du $LS2$. Ce biais est proportionnel à la puissance des impulsions Raman comme nous l'avons vu au chapitre 2. Dans notre protocole de mesure standard, nous extrapolons ce biais à puissance nulle en utilisant des mesures à P et $P/2$.

Notre mesure de référence est réalisée pour un $\tau_{\pi/2}$ de 16µs. Le $LS2$ calculé pour cette puissance vaut 8.7µGal en utilisant la formule (2.7). Nous avons effectué une série de mesures différentielles par rapport à cette configuration de référence pour étalonner le $LS2$, qui donne un signal en sortie du circuit de mesure de 400mV. On change alors la durée des impulsions Raman et on adapte la puissance pour obtenir un signal constant de 400mV résultant de l'intégration de l'impulsion. C'est le produit $P \times \tau$ qui est donc constant. La figure 4.19 montre le résultat de cette série de mesure. La puissance mesurée pour la mesure de référence et la puissance de la mesure comparée sont effectivement constantes pour toutes les configurations avec une dispersion de 2mV soit 0.5% comme on peut le voir sur la figure 4.20.

On réalise un ajustement linéaire (en vert sur la figure 4.19) des points de mesures. La valeur extrapolée à puissance nulle donne un biais de 8.9(2)µGal compatible avec la valeur attendue calculée. En utilisant uniquement les mesures de référence à P et les mesures à $P/2$ on obtient ici aussi un $LS2$ moyen calculé de 8.8(5)µGal compatible avec le calcul. Il est aussi possible d'utiliser les mesures à $P/2$ et $P/4$ pour cette extrapolation et on obtient en moyenne 3.5(7)µGal plus bas que la valeur calculée de 4.35µGal. Les points de mesure, en particulier à basse puissance, semblent s'écarter de la loi linéaire, même si la dispersion et l'incertitude des mesures deviennent plus grandes.

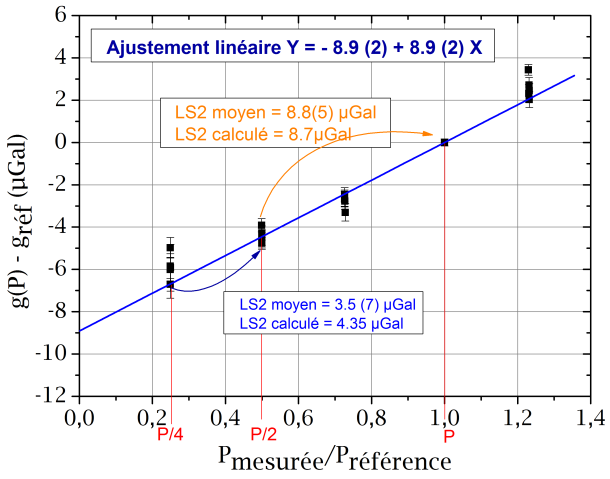

Fig. 4.19 *Mesure différentielle de g en fonction de la puissance avec pour référence $g(\tau = 16\mu s,\ P = 400mV)$.*

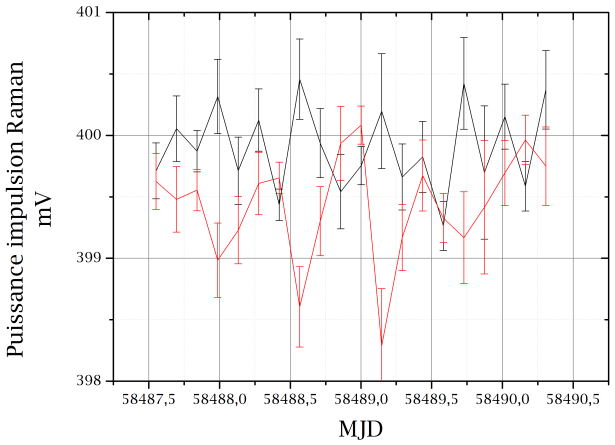

Fig. 4.20 *Mesure des puissances de la première impulsion Raman au cours de la mesure différentielle en noir la puissance de référence et en rouge la puissance de la mesure comparée.*

Lorsque l'on mesure à basse puissance, on sélectionne avec les mêmes paramètres que l'interféromètre, avec une fréquence de Rabi diminuée, et donc le nombre d'atomes sélectionnés est plus faible et le bruit de détection devient prépondérant. On peut aussi envisager qu'un effet systématique non compris joue ici un rôle à basse puissance modifiant la linéarité. Il n'est cependant pas possible de discriminer les deux avec ces résultats, un ajustement d'ordre 2 donne un facteur de corrélation identique que l'ajustement linéaire : $R = 0.984$.

4.4 Influence de la puissance de l'impulsion miroir

4.4.1 Introduction

Dans le cadre de l'étude du déplacement lumineux à deux photons, nous avons voulu comparer notre méthode de mesure pour réaliser l'interféromètre avec une autre méthode alternative, qui consiste à modifier l'impulsion miroir et de réaliser une impulsion de durée moitié mais avec une puissance double. Le couplage est alors identique dans les deux configurations. Les deux séquences de l'interféromètre sont schématisées sur la figure 4.21.

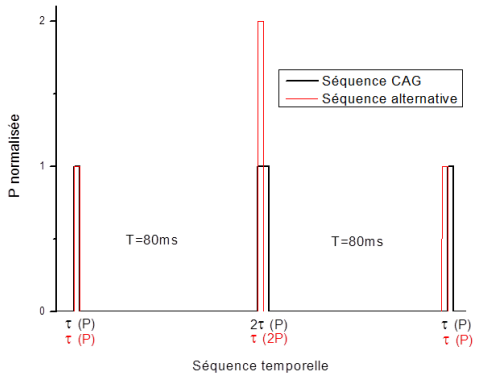

Fig. 4.21 *Schéma de principe des deux interféromètres à comparer. En noir une séquence classique* $\tau(P) - 2\tau(P) - \tau(P)$ *et en rouge la séquence alternative* $\tau(P) - \tau(2P) - \tau(P)$.

En principe, le $LS2$ défini au chapitre 1 est indépendant de l'impulsion miroir, l'objectif est de vérifier par la mesure qu'on obtient un $LS2$ identique. L'avantage majeur de cette séquence alternative est de donner un meilleur contraste lorsqu'on fait la mesure à mi-puissance, parce que l'efficacité de l'impulsion π est alors meilleure. Ce gain de contraste est particulièrement notable lorsqu'on ne fait pas de sélection en vitesse avant l'interféromètre. Cette méthode de mesure est utilisée dans le gravimètre *μQuans* l'AQG (4) par exemple. Une motivation de l'étude est donc de comparer leur méthode à la nôtre.

4.4.2 Comparaison avec une séquence alternative pour l'interféromètre

Nous avons réalisé une mesure différentielle entre les deux séquences (en utilisant comme d'habitude pour chacune des deux méthodes de mesure étudiée ici, l'algorithme d'alternance du vecteur d'onde). La différence obtenue est ainsi corrigée de la plupart des effets systématiques exceptés du biais du $LS2$ et des aberrations du front d'onde. Ce dernier étant identique pour les deux séquences de mesure, le résultat est à priori directement lié à la différence de l'effet du $LS2$. La figure 4.22 est le résultat des mesures réalisées pour différents τ.

La différence de $LS2$ ne semble pas être résolue et on obtient une moyenne statistique de $(-0.06(9))$μGal.

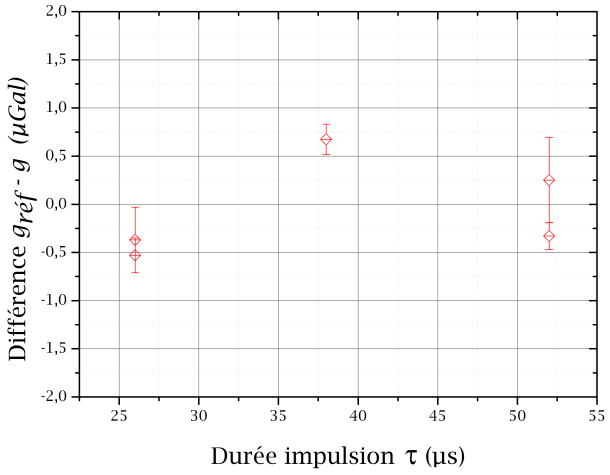

Fig. 4.22 *Résultat de la comparaison des mesures différentielles de g pour les deux séquences d'interféromètres en fonction de la durée de l'impulsion Raman τ*

Dans le cas simple où la fréquence de Rabi est parfaitement homogène, on n'attend en fait pas d'effet, car le LS2 ne fait intervenir que les couplages et désaccords lors des premières et dernières impulsions (cf formule (2.7)). Cependant, lorsqu'on tient compte d'inhomogénéités de couplage et de l'expansion balistique des atomes dans le faisceau Raman, on trouve à l'aide d'une simulation Monte Carlo de l'expérience, des petites différences (voir figure 4.23) :

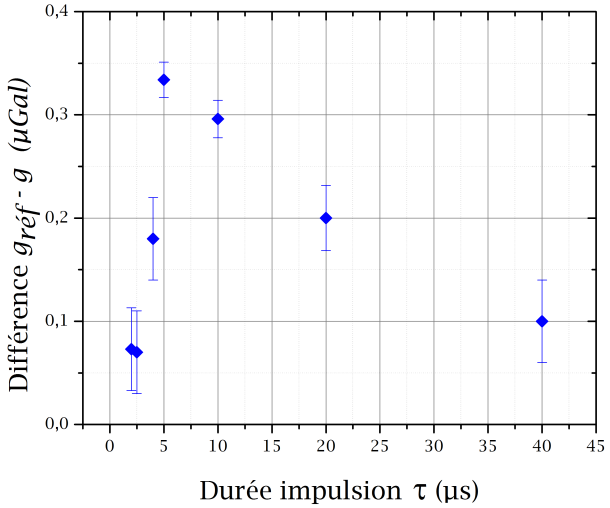

Fig. 4.23 *Simulation de la différence des deux séquences d'interféromètres en fonction de la durée de l'impulsion Raman τ pour une température de 2µK et une distribution atomique de type lorentzienne b.*

Pour la simulation, le nuage atomique est défini par une distribution en vitesse d'une Lorentzienne b décrite dans [37]. On trouve que la différence entre les LS2 mesurés par les deux méthodes converge bien vers 0µGal pour une température nulle, mais atteint $0,33$µGal à une température atomique de 2µK pour une durée d'impulsion de 5µs.

On utilise dans cette simulation un waist Raman de 9mm, plus petit que le waist réel de 12mm, afin d'accentuer les inhomogénéités de couplage sans modifier la réponse de la détection. On peut voir l'influence du waist du faisceau Raman sur la figure 4.24.

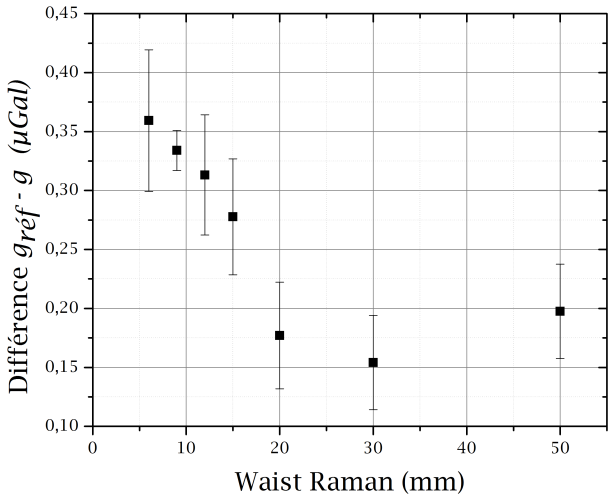

Fig. 4.24 *Simulation de l'influence du waist Raman sur le biais différentiel. Cette simulation est réalisée avec un couplage $\tau_{\pi/2} = 5\mu s$.*

Dans nos simulations l'effet attendu est très faible, et maximal pour des durées d'impulsions plus courtes que ce que nous pouvons faire. Il est donc difficile à résoudre dans nos mesures.

4.4.3 Variation de l'impulsion miroir

a) Étude préliminaire

Lors des premières mesures réalisées avec cette séquence alternative, l'asservissement de puissance ne fonctionnait pas sur l'impulsion miroir de cette séquence. Il était en effet nécessaire de définir deux paramètres d'asservissement différents pour réaliser le double de puissance lors de l'impulsion miroir, ce que le programme de contrôle ne permettait pas de faire (nous l'avons cependant par la suite modifié).

La puissance Raman étant asservie sur la première impulsion Raman, on ne corrigeait alors que les dérives de puissances des deux impulsions de séparation et de recombinaison mais pas celles de l'impulsion miroir. La mesure présentée figure 4.25 montre l'évolution des différentes puissances Raman durant une de ces mesures, mais aussi l'évolution de la valeur différentielle de g.

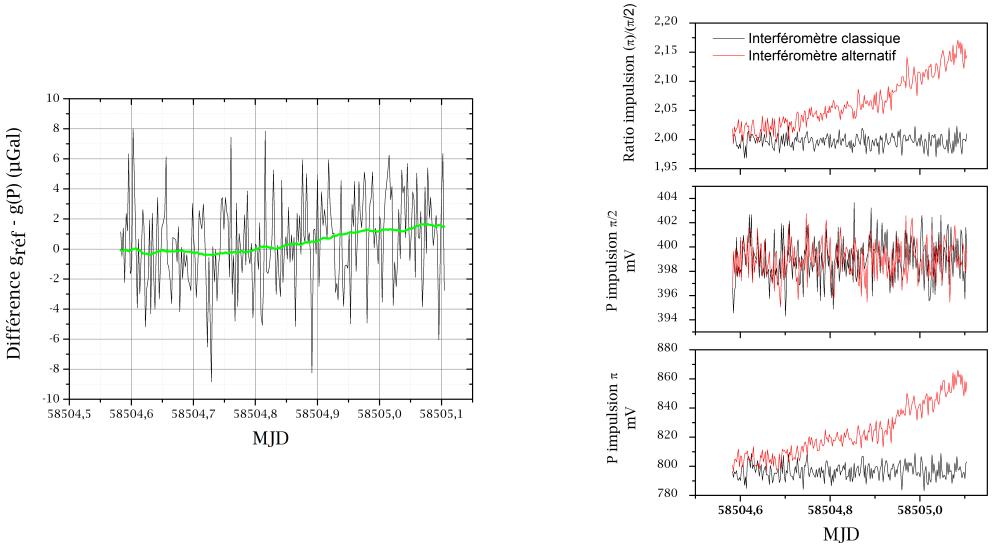

Fig. 4.25 *Mesure différentielle de g (à gauche) dans le cadre de l'étude de la séquence alternative en parallèle du suivi de la puissances des impulsions Raman π, $\pi/2$ et leur ratio pour les deux interféromètres (à droite).*

La puissance de la première impulsion Raman reste bien stable (parce que asservie) contrairement à la puissance de l'impulsion miroir qui dérive rapidement au cours de la mesure. On remarque de manière identique une évolution inattendue de la différence de g mesurée.

Il semble que la puissance de l'impulsion miroir ait une influence sur la différence entre une séquence $\tau(P) - 2\tau(P) - \tau(P)$ et la séquence $\tau(P) - \tau(2P) - \tau(P)$. C'est pourquoi, nous avons voulu dans un second temps tester cette hypothèse en réalisant des mesures avec des paramètres de l'impulsion miroir mieux contrôlés, parce que cette fois asservis.

Nous avons représenté sur la figure 4.26 le résultat de ces mesures, respectivement avec un rapport de puissances entre l'impulsion miroir et la première impulsion Raman noté $R = \frac{P_\pi}{P_{\pi/2}} = 1.6$ et $R = 2.4$ obtenu en diminuant ou augmentant la puissance de l'impulsion miroir. On réalise ici des mesures différentielles avec comme référence un interféromètre classique où $R = 2$. On obtient une différence résolue de $-1.6(4)$µGal pour $R = 1.6$ et $2.6(2)$µGal pour $R = 2.4$.

Ces résultats nous ont incités à systématiser cette étude pour différentes valeurs de R. Les résultats sont exposés sur la figure 4.27 et montrent une dépendance linéaire de la différence de g selon R.

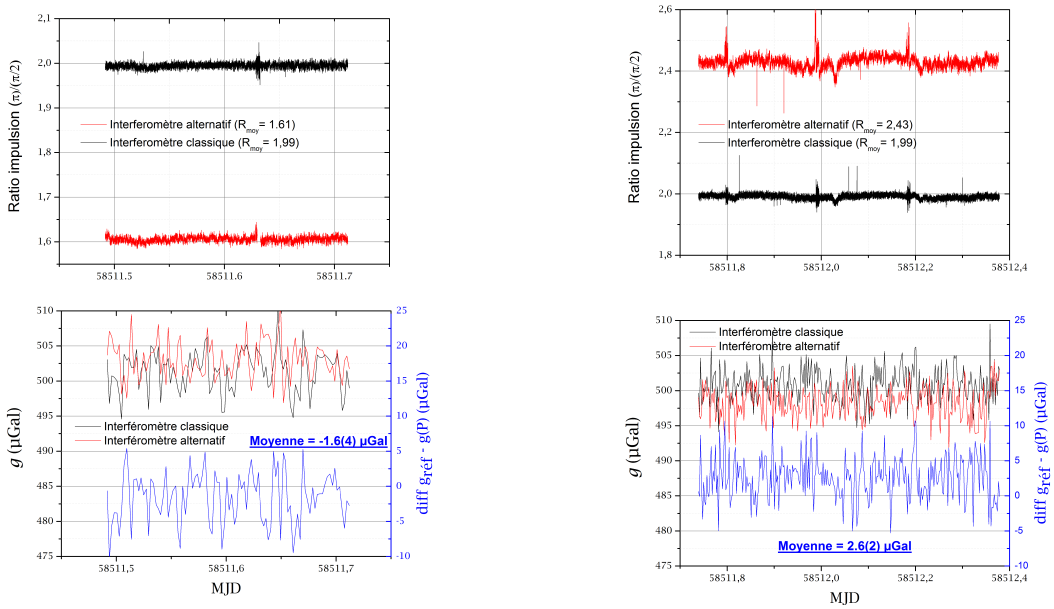

Fig. 4.26 *Mesure différentielle de g pour un rapport $R = 1.6$ (à gauche) et $R = 2.4$ (à droite) avec la mesure des rapports de puissances associées, en noir l'interféromètre classique qui a toujours un rapport de 2 entre les impulsions, en rouge le rapport modifié qui vaut 1.6 et 2.4. Les différences entre la mesure avec un interféromètre classique et l'interféromètre alternatif sont tracées en bleu avec leurs valeurs moyennes.*

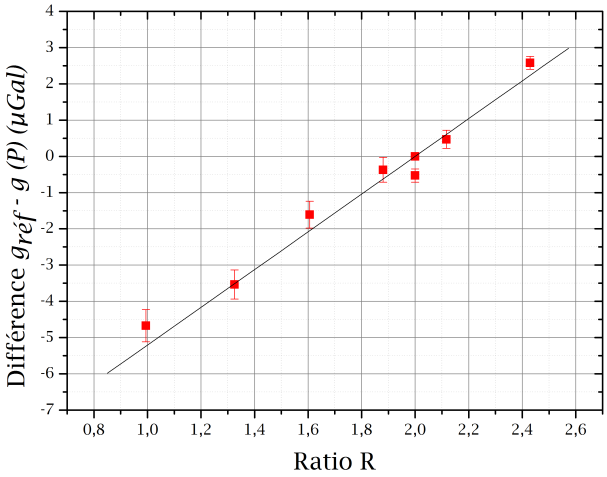

Fig. 4.27 *Différence $g_{ref} - g(P)$ en fonction du rapport $R = \frac{P_\pi}{P_{\pi/2}}$. Un ajustement linéaire est représenté en noir ($Y = -10,4(5) + 5,2(3).X$).*

b) Étude systématique selon R_A

Pour connaître l'origine de cet effet, nous cherchons à le moduler en variant certains paramètres de manière contrôlée mais toujours avec pour objectif de varier l'aire de l'impulsion miroir. On ne varie ici pas seulement la puissance mais aussi la durée de l'impulsion miroir et on parlera plutôt de rapport d'aires R_A dans cette étude.

On effectue plusieurs séries de mesures listées ici, toujours avec la même référence $R_A = 2$:

- On commence par répéter la mesure avec une séquence classique du CAG : $\tau(P) - 2\tau(P) - \tau(P)$ et en variant la puissance de l'impulsion miroir.
- On modifie le couplage Raman avec des durées de l'impulsion $\pi/2$ de 16µs à 26µs.
- On utilise la durée de l'impulsion et non pas la puissance afin de modifier l'aire de l'impulsion. Cela permet de couvrir une plus grande plage de mesure car si on est limité en puissance nous le sommes bien moins en durée d'impulsion.
- On modifie le désaccord Raman de 1GHz à 500MHz.
- On réalise une impulsion de sélection de durée $\tau_{\pi/2}$ au lieu de τ_π
- On utilise une version antérieure du programme de contrôle de la mesure de g.

L'ensemble de ces mesures est tracé sur la figure 4.28 en fonction du rapport d'aire de l'impulsion miroir noté R_A et de la première impulsion de séparation. On observe le même comportement linéaire que dans l'étude préliminaire, cependant lorsqu'on réalise des impulsions miroir de durées $N\tau_\pi$ (le dernier point mesuré vaut par exemple $11\tau_\pi$) pour atteindre des valeurs de R_A élevées, l'effet n'est plus monotone : on observe un maximum, suivi d'une décroissance.

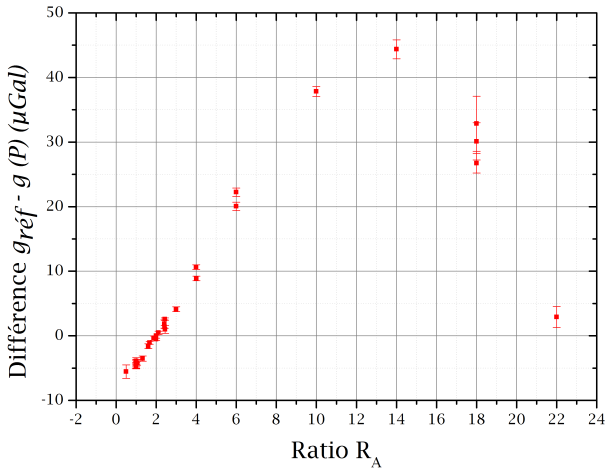

Fig. 4.28 *Étude systématique de l'impulsion miroir. Mesure différentielle de g en fonction du rapport R_A avec différents paramètres de mesures.*

Pour résumer : on compare une séquence classique $\tau(P) - 2\tau(P) - \tau(P)$ à une séquence $\tau(P) - 2.n.\tau(n'.P) - \tau(P)$ où on varie n ou n' donc essentiellement les paramètres de durée et de puissance de l'impulsion miroir.

On trouve un effet qui semble ne dépendre que du paramètre de l'aire de l'impulsion miroir, les impulsions de séparation et de recombinaison étant maintenues constantes.

La puissance P est, pour la suite de l'étude, gardée constante et on ne modifiera que la durée des impulsions plus simple à contrôler.

c) Étude de l'influence de T et déplacement de l'interféromètre

Nous avons par ailleurs étudié l'influence de la durée d'évolution libre $2T$, en variant T de 40 à 80ms par pas de 10ms. Dans une séquence classique, on a $T = 80$ms. Les résultats sont présentés sur la figure 4.29 :

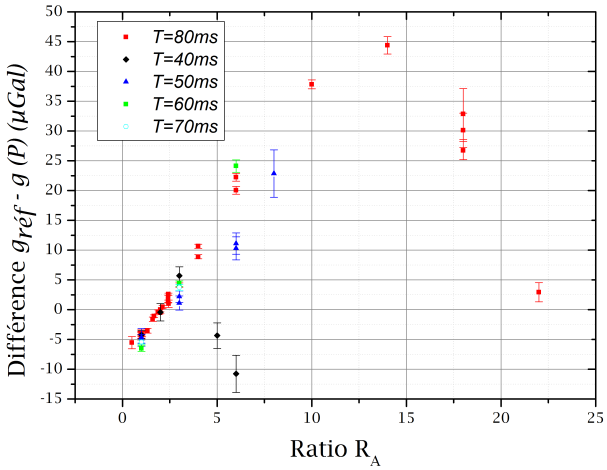

Fig. 4.29 *Mesure différentielle de g en fonction de R pour des T allant de 80ms à 40ms.*

Le comportement semble indépendant de T pour les aires faibles (typiquement $R_A < 4$). Par ailleurs, comme le biais sur g est indépendant de T, l'effet mesuré ici correspond à un déphasage qui croit comme T^2. On observe cependant une différence de comportement aux grandes aires, avec une rupture de monotonie pour des aires nettement plus faibles pour les mesures à $T = 40$ms par exemple.

Avec des T plus faibles, il est aussi possible de déplacer l'interféromètre en modifiant l'instant de la première impulsion Raman. Pour $T = 50$ms, on peut comparer des interféromètres déplacés en utilisant la séquence classique de $T = 80$ms comme référence. La première impulsion Raman se situe donc soit à 110ms, soit à 140ms, soit à 170ms respectivement $T50(1)$, $T50(2)$ et $T50(3)$, comme représenté sur la figure 4.30.

On réalise une série de mesures différentielles entre les interféromètres déplacés dont les résultats sont tracés sur la figure 4.31. En comparant les différentes mesures réalisées à $T = 50$ms en déplaçant l'interféromètre ou non, on observe que la rupture de monotonie se produit pour des aires d'autant plus faibles que l'interféromètre est déplacé vers la fin de la séquence. Cette étude ne prend pas en compte les variations du biais des aberrations du front d'onde constituant ainsi une limite de notre approche. Ces effets semblent malgré tout négligeable en comparaison des larges biais observés.

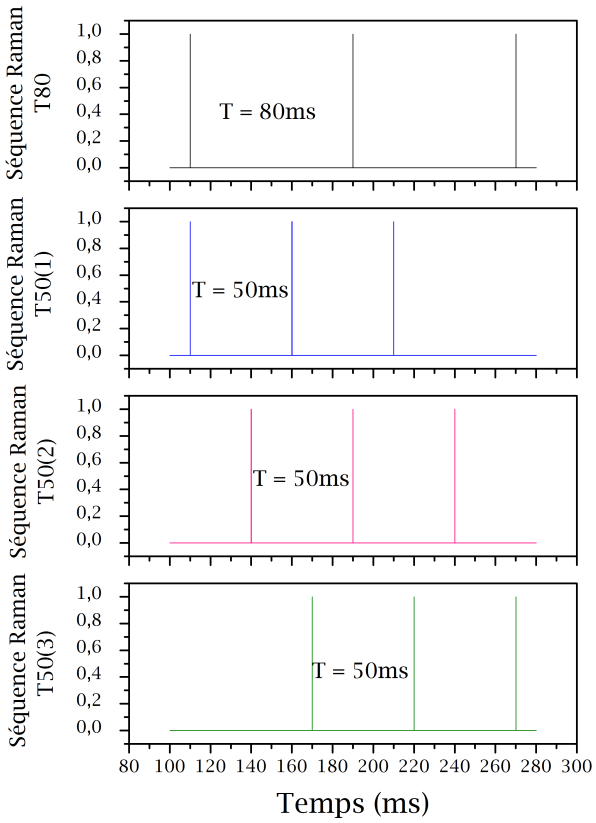

Fig. 4.30 *Chronogramme des interféromètres de $T = 50ms$ déplacés par rapport à l'interféromètre classique de $T = 80ms$*

d) Étude de l'aire totale des impulsions Raman de l'interféromètre

Par la suite, nous avons varié l'aire des impulsions Raman, en variant non seulement l'aire de l'impulsion miroir mais aussi les aires des impulsions de séparation et recombinaison. Pour le même couplage Raman de $\tau = 16\mu s\, P = 400mV$ nous réalisons une séquence modifiée qui se généralise comme : $m.\tau(P) - 2.n\tau(n'.P) - m.\tau(P)$ avec $m = 1, 3, 5$. Les premières et dernières impulsions sont alors des impulsions $\pi/2$, $3\pi/2$ et $5\pi/2$. Dans le cas où $m \neq 1$, le $LS2$ est aussi modifié et on corrige les mesures des différences de $LS2$, qui sont calculées à l'aide de la simulation numérique décrite plus haut. La configuration de référence est identique pour ces séries de mesures et vaut : $\tau(P) - 2\tau(P) - \tau(P)$.

Les résultats corrigés des différences de $LS2$ sont représentés sur la figure 4.32. On observe une dispersion qui montre que l'effet ne dépend pas que du paramètre "aire de la deuxième impulsion". Il semble par ailleurs difficile de trouver un comportement facile à interpréter. Selon notre hypothèse de départ, une séquence $\tau(P) - 2\tau(P) - \tau(P)$ et une séquence $3\tau(P) - 6\tau(P) - 3\tau(P)$ doivent donner le même résultat or ce n'est pas le cas sur la figure 4.32.

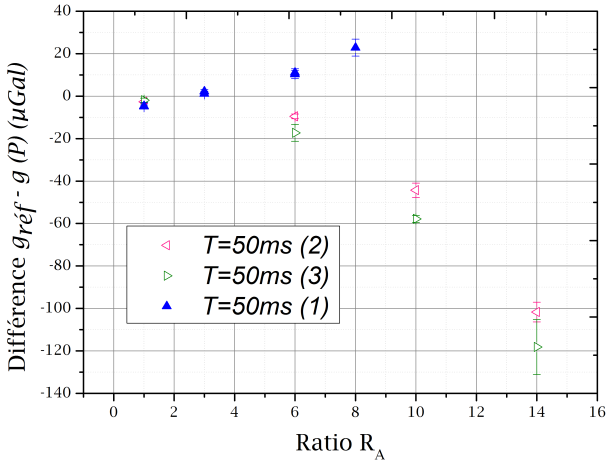

Fig. 4.31 *Mesure différentielle de g en fonction de R pour T = 50ms. Les trois séries représentent des interféromètres déplacés dans le temps par rapport à l'interféromètre de référence de T = 80ms, respectivement correspondant à la première impulsion Raman π/2 à 110ms, 140ms et 170ms après le début du cycle.*

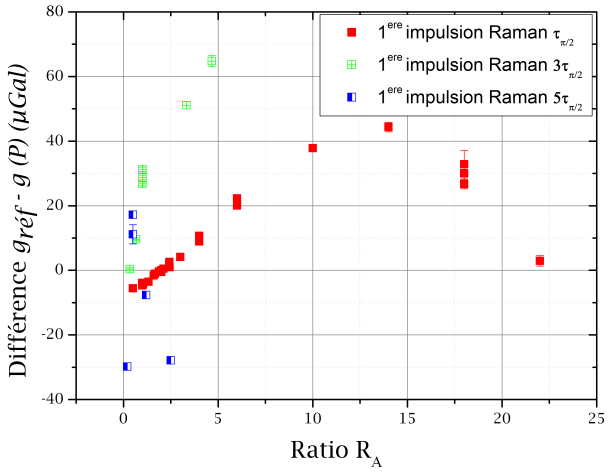

Fig. 4.32 *Mesure différentielle de g en fonction de R_A dans laquelle on teste différentes manières de réaliser le même R_A en modifiant la durée de la première (et dernière) impulsion Raman respectivement $\tau_{\pi/2}$, $3\tau_{\pi/2}$ et $5\tau_{\pi/2}$.*

Il est toutefois possible de présenter autrement ces résultats ; cette fois nous allons considérer non pas le rapport de l'aire de l'impulsion miroir sur l'impulsion de recombinaison mais l'aire totale des impulsions Raman de l'interféromètre définie comme $A_\pi = \frac{\sum P_i \times \tau_i}{\pi}$. A_π est la somme normalisée des aires des impulsions Raman. Un interféromètre classique $\pi/2 - \pi - \pi/2$ correspond à une aire totale de 2π, soit $A_\pi = 2$.

On utilise ce nouveau paramètre pour représenter les résultats sous une autre forme comme on peut le voir sur la figure 4.33.

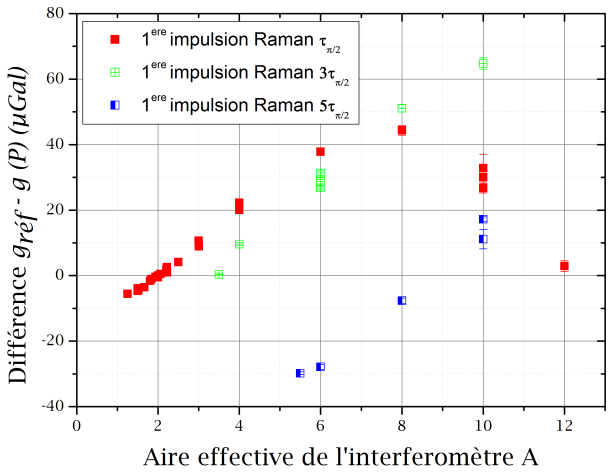

Fig. 4.33 *Mesure différentielle de g en modifiant la durée la première (et dernière) impulsion Raman respectivement $\tau_{\pi/2}$, $3\tau_{\pi/2}$ et $5\tau_{\pi/2}$ cette fois tracée en fonction de A_π.*

Les mesures ont maintenant des comportements plus réguliers, quand on les regarde pour chaque valeur de m jusqu'à une saturation qui n'est visible que dans le cas où $m = 1$. Il n'est cependant pas possible dans les conditions actuelles de mesurer sur une plus grande plage et donc de vérifier la saturation pour les mesures où $m = 3$ et $m = 5$.

e) Bilan

Pour résumer les mesures réalisées ici, on peut estimer que :

- Cet effet dépend de l'aire de l'impulsion du milieu de l'interféromètre, qu'elle soit modifiée en changeant sa puissance ou sa durée. Mais il dépend aussi de l'aire totale de l'interféromètre.
- On observe une saturation lorsque l'aire devient grande.
- la saturation arrive pour des aires plus faibles lorsque T diminue.
- Pour un même T, plus l'interféromètre est déplacé vers la fin plus la saturation arrive à une aire faible.

Nous n'avons pour l'instant pas réussi à déterminer l'origine de cet effet, qui modifie pourtant largement la valeur de la phase de l'interféromètre. Dans le cas où la puissance Raman n'est pas asservie, on devient sensible aux fluctuations d'aire totale de l'interféromètre impactant ainsi la mesure de g. Dans la configuration classique (chapitre 1), une variation de $\pm 10\%$ de l'aire totale de l'interféromètre correspond à une variation de ± 1µGal sur la valeur de g.

4.5 Conclusions

En conclusion, nous avons mis en place et testé l'efficacité d'un nouveau système de mesure des puissances Raman. L'ajout de circuit échantillonneur-bloqueur dans la chaine de mesure utilisée jusqu'à maintenant nous permet de mesurer l'aire d'impulsions Raman courtes, ce que nous ne pouvions pas faire auparavant. Ce nouveau système a rendu possible la mise à jour de l'asservissement des puissances, basé dorénavant sur les vraies impulsions Raman de l'interféromètre, et de vérifier que le $LS1$ suit bien les mêmes variations que le rapport des faisceaux Raman. Nous avons pu caractériser le déplacement lumineux à deux photons avec une meilleure incertitude de 0.2µGal. Nous avons finalement éprouvé ce système avec l'étude d'un nouvel effet lié aux puissances Raman qui, s'il est toujours incompris à ce jour, ne manquera pas d'être approfondi par la suite.

Chapitre 5

Applications métrologiques

Notre gravimètre est une référence métrologique, dont les biais ont vocation à être étudiés de manière exhaustive, et évalués avec la meilleure incertitude possible. Aujourd'hui, le bilan d'incertitude de l'instrument doit nous permettre d'annoncer une exactitude de 2µGal.

Ce gravimètre contribue au projet de balance de Kibble du LNE, dans lequel la mesure de g et son transfert depuis le gravimètre jusqu'à la masse pesée dans la balance est une tâche qui échoit au LNE-SYRTE.

Je détaillerai dans ce chapitre la calibration du gravimètre supraconducteur présent dans le laboratoire qui sert de mesure continue de g pour la balance de Kibble. La suite détaillera le transfert de g pour l'expérience de la balance du Kibble dans le cadre de la redéfinition récente du kg SI et enfin la dernière partie décrira la comparaison nationale effectuée à Trappes fin 2017.

5.1 Calibration d'un gravimètre supra-conducteur

Depuis 2013 un gravimètre supra-conducteur est installé dans la salle de gravimétrie à Trappes (figure 5.1). C'est un appareil relatif qui mesure en continu les variations de g. Il est conçu et commercialisé par la société GWR. Il est utilisé au laboratoire pour assurer la continuité du signal, que ça soit pour l'étude du CAG, relier les mesures absolues faites à différents moments et fournir un signal continu lié au signal du CAG durant les mesures de la balance de Kibble.

5.1.1 Fonctionnement de l'iGrav

Ce gravimètre utilise une sphère supra-conductrice de Niobium lévitant dans un champ magnétique créé par des bobines. Sa position est mesurée par des capteurs capacitifs et une troisième bobine appelée bobine de rétro-action maintient la sphère en position (figure 5.2). Les variations de courant de cette dernière bobine sont directement liées aux variations de l'accélération de la pesanteur subie par la sphère [59]. Le signal de sortie est une tension, ce qui fait de cet instrument un gravimètre relatif. Il utilise les propriétés de stabilité de la supra-conductivité et fonctionne donc dans un environnement refroidi à une température de 4K par Hélium liquide. Un système de cryo-refroidisseur composé d'une tête froide est utilisé pour maintenir les conditions de température dans l'enceinte

à vide. Il faut cependant effectuer une maintenance régulière (tous les 3 ans environ) de ce système, ce qui peut créer un décalage sur la mesure.

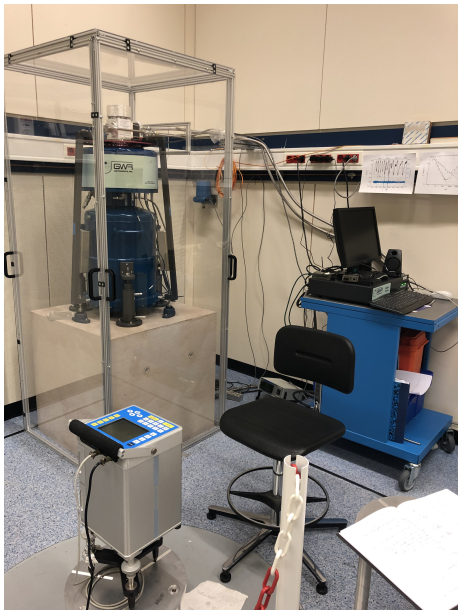

Fig. 5.1 *Photographie de l'iGrav005. Il est situé en arrière plan sur un socle en hauteur. Au premier plan, on peut voir un autre gravimètre relatif : le CG − 5.*

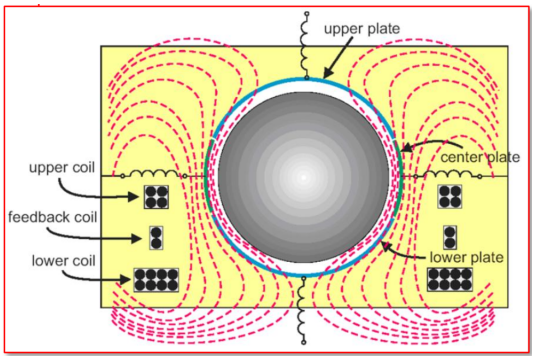

Fig. 5.2 *Schéma des lignes de champ autour de la sphère de Niobium supraconductrice. (figure extraite de [60]).*

Cet instrument est particulièrement utilisé pour les suivis géophysiques sur des sites fixes. D'après les données du constructeur, sa dérive est annoncée plus faible que 0.5µGal/mois avec une sensibilité de 0.05µGal en une minute de mesure. Son facteur d'échelle, qu'il faut cependant précisément étalonner, est quasiment constant comme on pourra le voir par la suite.

5.1.2 Calibration de l'iGrav

Le signal de sortie de l'iGrav est une tension, proportionnelle au courant de rétro-action. Pour convertir ce signal en variation de g on utilise son facteur d'échelle que nous

pouvons déterminer en réalisant des mesures conjointes entre le CAG et l'iGrav. On peut voir sur la figure 5.3 l'exemple d'une mesure conjointe de g entre le CAG et l'iGrav sur une période de cinq jours. Durant cette période, l'amplitude de marée est d'environ 140µGal.

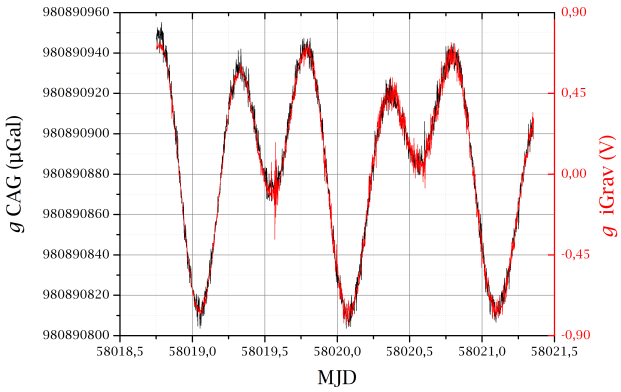

Fig. 5.3 *Mesure continue conjointe de gravité entre le CAG exprimé en µGal (noir) et l'iGrav exprimé en V (rouge) au cours d'une période de cinq jours.*

Pour synchroniser les signaux il est nécessaire de tenir compte de la fonction de transfert de l'iGrav pour connaître son temps de réponse. Cependant, nous n'avons pas accès à sa fonction de transfert complète, si on peut l'estimer à partir de modèles théoriques génériques fournis par le constructeur, la référence [61] montre que chaque instrument possède une fonction de transfert différente.

Le délai de notre iGrav a été mesuré dans [46] en modulant son signal en faisant s'assoir quatre personnes au pied de l'instrument. Le résultat obtenu est de 11(1)s compatible avec le délai théorique estimé à 10s par les modèles théoriques de la fonction de transfert.

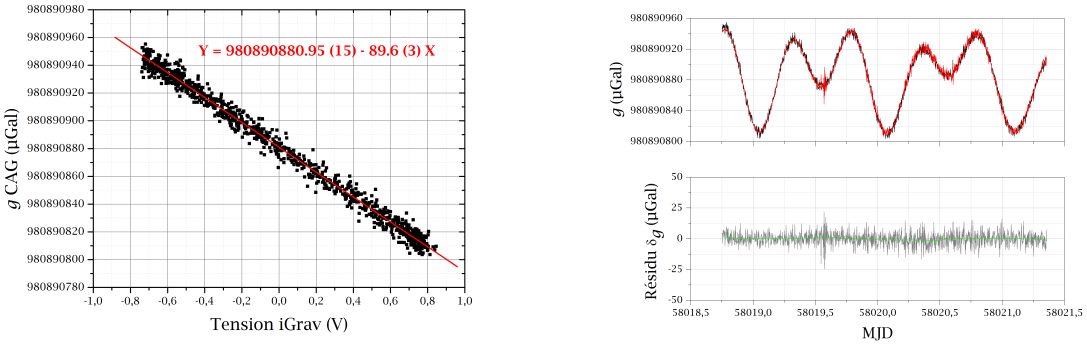

Fig. 5.4 *Gauche : calibration du facteur d'échelle de l'iGrav par un ajustement linéaire (en rouge). Droite : Signaux du CAG et de l'iGrav (étalonné) en µGal. Le résidu entre les deux est tracé en gris en dessous.*

On réalise ensuite un ajustement linéaire du signal du CAG en fonction de celui de l'iGrav pour obtenir le facteur d'échelle avec son incertitude comme représenté sur la

figure 5.4. On obtient ici un facteur d'échelle de $-89.6(3)$µGal/V ajusté sur une période de cinq jours.

La figure 5.5 représente toutes les calibrations effectuées pendant ces trois ans de thèse ainsi que les calibrations réalisées par mon prédécesseur, Pierre Gillot. La valeur moyenne obtenue est de -89.62µGal/V avec une erreur statistique de 0.13µGal/V.

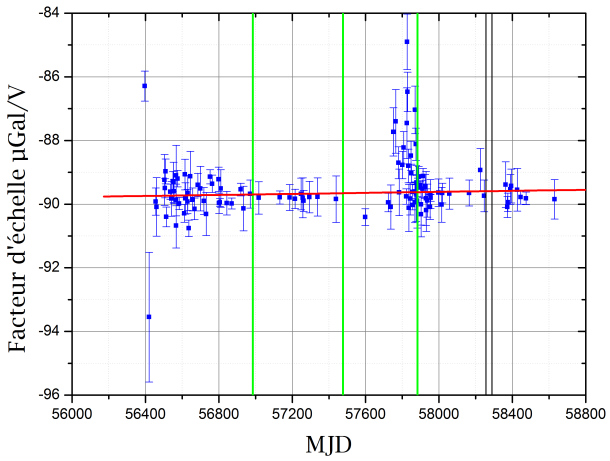

Fig. 5.5 *Suivi du facteur d'échelle de l'iGrav calibré par le CAG depuis sa mise en fonctionnement. Les lignes vertes représentent des opérations de maintenance annuelles (on retire la tête froide du cryo-refroidisseur pour la changer ou la nettoyer). Les deux lignes noires délimitent une période d'arrêt de fonctionnement de l'iGrav à cause d'un problème de maintenance. Un ajustement linéaire du facteur d'échelle est tracé en rouge.*

Sur la base de cette simple analyse de corrélation, il n'est pas évident de déterminer si les fluctuations du facteur d'échelle sont liées à une instabilité du gravimètre supra-conducteur ou du gravimètre atomique. Cependant certaines variations du facteur d'échelle sont résolues, comme avant la dernière opération de maintenance, où nous observons une importante dispersion. Sur cette période, le signal de l'iGrav était beaucoup plus bruité. Une usure du système de la tête froide du cryo-refroidisseur peut, par exemple, entrainer la formation de glace causant des vibrations parasites et rendre le gravimètre moins performant. Lors de cette maintenance nous avons retiré la tête froide pour la nettoyer avant de la repositionner.

Nous utilisons le modèle de marées développé et utilisé pour corriger les mesures du CAG (décrit dans [29]) afin de mener une étude sur les variations du facteur d'échelle. Ce modèle de marée utilise une somme de 15 ondes, résultat d'une détermination sur 573 jours de mesures réalisées par Olivier Francis en 2006.

On obtient des facteurs de calibration identiques avec le modèle de marées ou avec le CAG (voir figure 5.6), ce qui permet de confirmer certaines variations du facteur d'échelle. Un ajustement linéaire (en rouge sur la figure 5.5) de l'ensemble des calibrations montre une dérive non résolue du facteur d'échelle de 0.08(9)nGal/V/jour.

Le problème de maintenance lié à une importante intervention sur le système de l'iGrav peut avoir des conséquences notamment sur le facteur d'échelle. Il semble toutefois revenir à sa valeur initiale après le nettoyage de la tête froide.

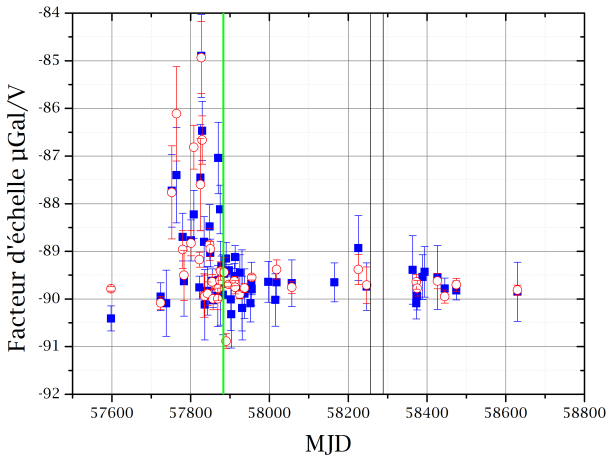

Fig. 5.6 *Calibration du facteur d'échelle pendant les trois ans de thèse par le CAG (en bleu) et avec un modèle de marée (en rouge).*

Les dispersions du facteur d'échelle peuvent être par ailleurs liées à des défauts de synchronisation entre les deux expériences. Nous avons perdu la synchronisation du PC avec l'heure UTC du 30/12/2017 au 11/02/2019, qui conduit à des erreurs de datations des données. Pour étudier l'éventuel impact de cette désynchronisation, nous avons réalisé une série de calibrations en modifiant délibérément le délai entre le CAG et l'iGrav. Sur la figure 5.7 on observe que la valeur du facteur d'échelle reste stable jusqu'à 10 minutes de désynchronisation. Le facteur de corrélation et l'incertitude de l'ajustement linéaire sont optimaux pour un délai de 11s ce qui est compatible avec l'estimation du délai de l'iGrav.

On peut estimer que notre désynchronisation était inférieure à 10 minutes car nous réalisons des mesures quotidiennes en corrigeant le CAG des variations de marées. Les variations du facteur d'échelle ne semblent donc pas liées à la perte de la synchronisation.

Finalement, comme son facteur d'échelle ne dérive pas ou peu dans le temps, on peut reporter l'évolution de la valeur de g mesurée par l'iGrav (corrigée des effets de marées et de pression atmosphérique) depuis sa mise en fonctionnement sur la figure 5.8. Chaque point représente la moyenne de g sur un mois.

Durant la période de $MJD = 56400$ jusqu'au trait rouge (soit environ 3 ans), les mesures du CAG montrent que la valeur absolue de g ne change pas :

$g_{CAG} = 980890745.5(4.0)$µGal (en accord avec notre incertitude) correspondant à une variation inférieure aux variations de l'iGrav sur cette période.

Ce résultat est aussi confirmé par des mesures répétées réalisées avec des gravimètres à coin de cube (voir figure 5.19). g ne changeant pas sur le site, la figure 5.8 montre que l'iGrav possède une dérive.

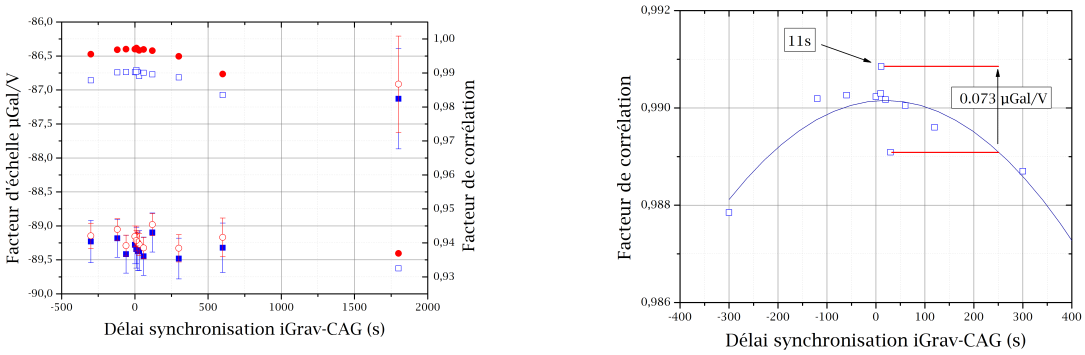

Fig. 5.7 *Facteur d'échelle en fonction de la désynchronisation. Gauche : estimation du facteur d'échelle par le CAG (en bleu) et un modèle théorique de marées (en rouge) en fonction de la synchronisation entre le CAG et l'iGrav. Droite : agrandissement sur le facteur de corrélation des calibrations du CAG, ajusté par une loi polynomiale d'ordre 2. L'ajustement est maximal pour un délai de* $20(22)s$*. La différence de facteur d'échelle entre* 11 *et* $30s$ *de désynchronisation est de* $0.073\mu Gal/V$ *non résolue par l'incertitude de l'ajustement.*

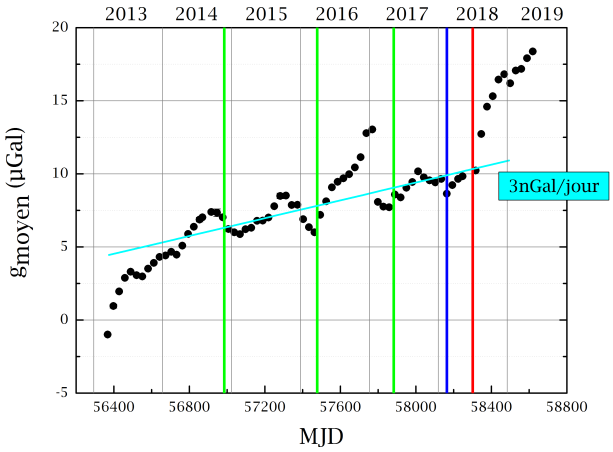

Fig. 5.8 g_{moyen} *mesuré par l'iGrav depuis de sa mise en fonctionnement. Les mesures sont moyennées sur un mois. Les droites verticales vertes sont les opérations de maintenance où l'on retire la tête froide. En bleu, on remet de l'hélium à liquéfier dans la chambre. En rouge, le système est remis en lévitation après un arrêt de un mois et on remet de l'hélium à liquéfier dans l'enceinte. La droite cyan est un ajustement linéaire entre les dérives de mises en route afin d'estimer la vraie dérive de l'instrument.*

La dérive est importante au début de sa mise en fonctionnement et est fortement liée aux changements de températures dans l'enceinte. Elle se stabilise par la suite. Sa dérive est estimée à 5nGal par jour avec un ajustement linéaire sur l'ensemble de la mesure et 3nGal par jour une fois la dérive initiale passée, entre les deux mises en route de l'iGrav,

soit 0.09µGal par mois. Les oscillations sont des variations saisonnières de g. En 2017, une élévation de g est visible, elle est due à des variations du niveau d'eau sous la salle (voir chapitre 2).

5.1.3 Conclusion

Le gravimètre supra-conducteur est idéal pour le suivi des variations de l'accélération de la pesanteur du site. Il fonctionne en continu et il est remarquablement stable dans le temps avec une dérive très faible. Son facteur d'échelle varie très peu, ce qui est un avantage important.

5.2 Transfert de g pour la balance du Kibble et redéfinition du kg SI

5.2.1 Le kg SI

Au début de ma thèse, le kilogramme était la dernière unité du système international (SI) dont la définition reposait sur un artéfact matériel, l'IPK. Le prototype international du kilogramme (IPK) est conservé au Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) à Sèvres dans un coffre à l'intérieur de cloches sous vide. C'est un cylindre de 39cm de hauteur et de diamètre, composé de platine iridié, et qui a été fabriqué en 1878. Depuis 1889, le kilogramme est égal à la masse du prototype international du kilogramme, qui vaut donc par définition 1kg. Six copies sont conservées dans les mêmes conditions que l'IPK. Au cours du siècle qui a suivi, seules trois vérifications périodiques entre les prototypes [62] [63] et l'IPK ont été effectuées ainsi qu'une seule calibration exceptionnelle [64]. Les résultats de ces comparaisons montrent une dérive relative de 3×10^{-8} (figure 5.9), que l'on peut attribuer à des variations de masses liées à des phénomènes d'adsorption/désorption mal contrôlés, en dépit d'un important effort de conservation. Cette dérive constitue la faiblesse de cette définition du kg, qui impacte aussi d'autres unités, comme la mole, la candela ou l'ampère [5].

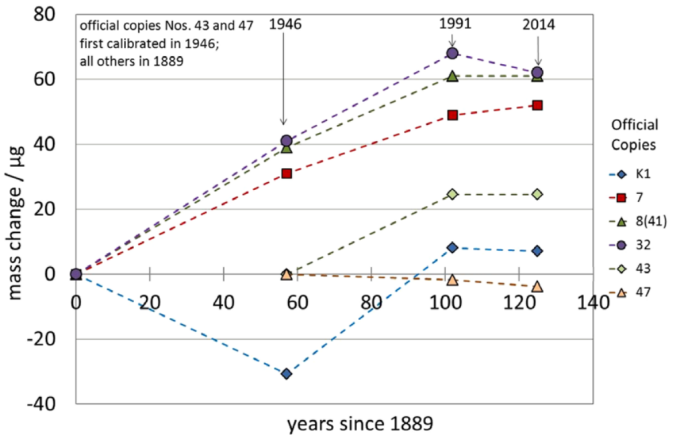

Fig. 5.9 *Évolution de la masse des six témoins par rapport à celle du PIK (figure extraite de [64]).*

Afin d'établir une définition plus robuste, plusieurs expériences ont été proposées, et menées, dans le but de relier le kg à une constante fondamentale telle que la constante de Planck par exemple. En 2001, Le Bureau National de Métrologie, intégré depuis dans le Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE) a démarré un projet de développement d'une balance du Watt (renommée plus tard balance de Kibble en l'honneur de son inventeur) afin de contribuer à cet effort de la communauté métrologique, avec comme objectif de participer à la détermination de la valeur de la constante de Planck. Pour ce faire, l'incertitude relative globale de cette expérience doit être inférieure à l'incertitude sur la dispersion des masses étalons, l'objectif fixé est donc d'obtenir une incertitude relative de quelques 10^{-8}. Pour mener à bien ce projet, il est nécessaire de disposer d'un gravimètre absolu déterminant l'accélération de la pesanteur à transférer au centre de gravité de la masse étalon une incertitude relative qui ne grève pas le budget d'incertitude globale, et donc à un niveau inférieur à 10^{-8}. Notons que le projet de balance de Kibble du LNE est le seul dans lequel la mesure de l'accélération de la pesanteur est effectuée avec un gravimètre atomique [65], [66].

5.2.2 La balance de Kibble du LNE

Le principe de la balance de Kibble du LNE est d'équilibrer une force mécanique et une force électromagnétique sur le principe d'une balance à fléau. La mesure se déroule en deux phases : une phase statique et une phase dynamique.

a) Phase statique

Pour la phase statique, on équilibre une masse de référence soumise à son poids avec la force de Laplace générée par le courant I qui circule dans une bobine de longueur l plongée dans un champ magnétique B crée par un aimant, comme représenté sur sur la figure 5.10. Pour un système parfaitement aligné, on a :

$$m.g = B.l.I \tag{5.1}$$

Le produit $B.l$ étant difficile à déterminer, on le mesure de manière indirecte pendant la phase dynamique.

b) Phase dynamique

Lors de cette phase représentée à droite sur la figure 5.10, on déplace la même bobine à une vitesse verticale constante v. D'après la loi de Lenz, une tension U est induite aux bornes de la bobine telle que $U = Blv$. Si le champ B et la longueur l restent les mêmes alors $(B.l)_{statique} = (B.l)_{dynamique}$ et on peut récrire l'équation (5.1) :

$$m.g.v = U.I \tag{5.2}$$

Le courant I est mesuré par la chute de tension U' aux bornes d'une résistance R tel que :

$$m.g.v = U.\frac{U'}{R} \tag{5.3}$$

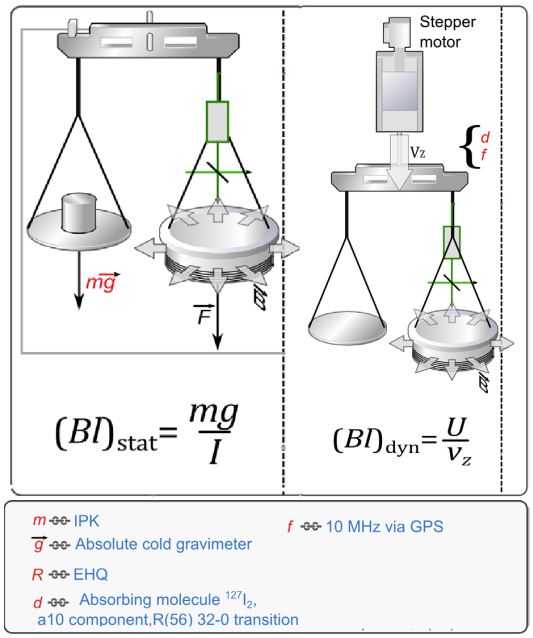

Fig. 5.10 *Schéma de principe de la balance de Kibble du LNE : A gauche, la phase statique. La bobine est immergée dans un champ magnétique et équilibre le poids subi par la masse d'épreuve. A droite, phase dynamique : la bobine est déplacée verticalement dans le champ magnétique à l'aide du "Stepper motor". (Figure extraite de [67]).*

La résistance est comparée à une résistance de Hall ; elle est ainsi reliée à la constante de von Klitzing R_K tandis que les tensions sont mesurées par l'effet Josephson et reliées à la constante de Josephson K_J [5]. La mesure de la puissance électrique est reliée au produit $K_J^2.R_K = \frac{4}{h}$ et on a finalement relié la masse référence m à la constante de Planck h :

$$m.g.v = \frac{h.C}{4} \tag{5.4}$$

où C est une constante introduite dans les mesures électriques.
Une description complète de l'expérience peut être trouvée dans [67].

5.2.3 Transfert de g

L'iGrav présent dans la salle de gravimètrie mesure g en continu. C'est un appareil relatif qui est étalonné par le CAG de manière régulière comme nous l'avons montré dans la partie précédente. La figure 5.11 montre les variations de g mesurées par l'iGrav durant la campagne de mesure de la balance de Kibble au printemps 2017. Le CAG lui, a mesuré neuf fois durant cette période (en rouge sur la figure 5.11) ce qui permet de corriger les éventuelles variations du facteur d'échelle et dérives de l'iGrav. On obtient une valeur de g absolue mesurée au point de mesure du CAG de 980890745.5(4.3)µGal compatible avec les mesures obtenues lors des comparaisons précédentes. D'après le travail réalisé sur l'iGrav, sa dérive sur un mois de mesure est seulement de 0.09µGal et n'a aucun effet sur la mesure de la balance de Kibble. Il est toutefois nécessaire de connaître son offset avec un

gravimètre absolu. On doit donc en principe disposer de deux gravimètres : un relatif pour suivre en continu les variations de g et un absolu pour le calibrer. Le CAG à lui seul, peut remplir ces deux fonctions car il est capable de mesurer en continu et de manière absolue. Durant cette période, le CAG mesurait essentiellement certains weekends et certains soirs pour vérifier le signal de l'iGrav. A cette période, nous étudions le biais des aberrations du front d'onde durant la journée.

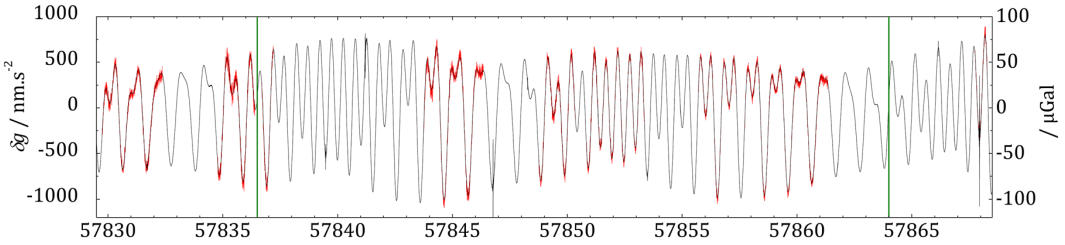

Fig. 5.11 *Mesure des variations locales de gravité autour* 980890745.5µ*Gal du* 17/03/2017 *au* 25/04/2017 *avec l'iGrav (en noir) et le CAG (en rouge). Les lignes vertes représentent les bornes de la session de mesure de la balance de Kibble lors de la détermination de h au LNE. (Figure extraite de l'article [67]).*

Une cartographie $3D$ des deux salles effectuée avec un gravimètre relatif $CG-5$, ajoutée à l'utilisation d'un modèle du champ de gravité dans les deux salles de laboratoires permettent le transfert de la valeur de g mesurée au centre de masse de la masse étalon de la balance de Kibble. Ces mesures et modèles sont éprouvés par la mesure régulière de certains points de référence dans les deux salles. Le transfert de gravité peut être réalisé avec une incertitude de 1.6µGal.

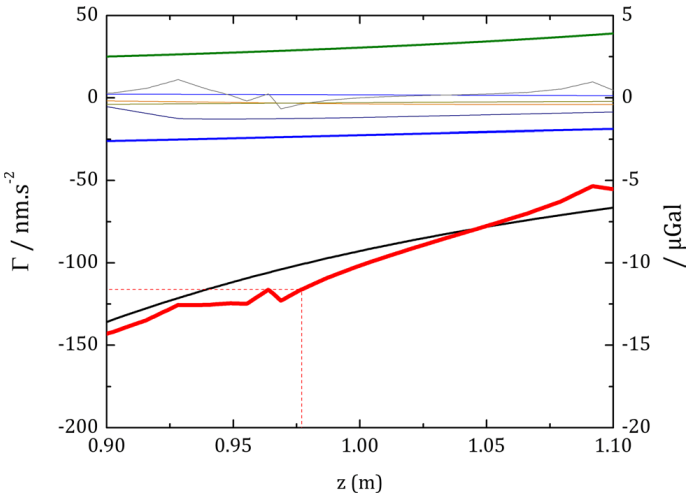

Fig. 5.12 *Effet d'auto gravité de la balance de Kibble du LNE. L'effet total est représenté en rouge, il est la somme des contributions principales de l'aimant (en noir) sa structure de soutien (en bleu), le système de guidage(en vert) et des autres contributions. La position de la masse de référence est matérialisée par la ligne rouge en tiret. (Figure extraite de l'article [67]).*

Le dernier effet à prendre en compte est la gravité générée par la balance de Kibble elle-même. Cet effet tient compte de plus de 200 éléments massiques de la balance de Kibble, divisée en 8 sous systèmes dont le plus important en terme d'effet sur l'autogravité de la balance est l'aimant (trait noir sur la figure 5.12), qui pèse 350 kg. Il est calculé grâce à la méthode définie dans [68]. L'effet total est représenté en rouge sur la figure 5.12 et vaut 11.6(1)µGal.

L'incertitude totale est finalement de 4.6µGal soit une incertitude relative de 5×10^{-9}. Cette incertitude ne limite pas pour le moment le budget de la balance de Kibble évalué à 5.7×10^{-8}. Il est toutefois important de continuer à améliorer le CAG pour accompagner les futures améliorations de la balance de Kibble et la future mise en pratique du kg. L'étude décrite dans le chapitre 3 n'étant pas terminée au moment des mesures de la balance, l'incertitude annoncée est de 4.6µGal. Nous avons depuis, amélioré l'incertitude du CAG avec la caractérisation de son biais le plus important.

5.2.4 Redéfinition du kg

Ces résultats publiés dans [67] ont permis au LNE de faire partie des trois laboratoires, aux cotés des équipes américaines et canadiennes, à avoir fourni une valeur de la constante de Planck au moyen d'une balance de Kibble avec une incertitude conforme aux prescriptions du Comité International des Poids et Mesures (CIPM). Cette valeur a été retenue pour l'ajustement du $CODATA$ [69], [70] utilisé pour fixer la valeur numérique de h lors de la Conférence Générale des Poids et Mesures en Novembre 2018 [71] sur laquelle est basée la nouvelle définition du kg. Ces mesures sont réalisées avec une masse étalon la plus directement liée à l'IPK.

Finalement, cinq laboratoires ou consortiums ont fourni huit valeurs de constante de Planck avec des incertitudes relatives de l'ordre de 10^{-8}, dont la moitié à l'aide d'une balance de Kibble et l'autre moitié basée sur l'expérience de sphère d'Avogadro [72], [73]. L'ensemble de ces résultats qu'on peut trouver dans le $CODATA$ 2017 [70] permettent de calculer une valeur de la constante de Planck de $6.626070150(69) \times 10^{-34}$J.s avec une incertitude relative de 1×10^{-8}. Ainsi en Novembre 2018, la $26^{\text{ème}}$ Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM) a voté la nouvelle définition de l'unité de masse. La constante de Planck h est fixée à $6.62607015 \times 10^{-34}$J.s exactement, et en inversant l'équation de la balance de Kibble (5.4), on relie cette constante à la masse macroscopique mesurée. Cette nouvelle définition a une stabilité parfaite, elle assure la continuité avec l'ancienne définition puisque les mesures de la constante de Planck ont été réalisées avec des étalons primaires de l'IPK. Finalement, elle pourra en principe permettre une meilleure dissémination du kg à différentes échelles, on peut par exemple imaginer de futures expériences reliant la constante de Planck à la tonne ou au gramme permettant d'obtenir de meilleures incertitudes à ces échelles que l'ancienne définition qui ne pouvait que propager l'erreur à partir du kg.

5.3 Comparaison nationale et lien à l'ICAG 2017

Une comparaison clef de gravimètres absolus, selon les règles du CIPM, a lieu tous les quatre ans. Étant chargé des missions de gravimétrie en France, le LNE-SYRTE y participe avec le CAG depuis 2009 [74], [23],[24]. En 2017, cette comparaison avait lieu au NIM en Chine. Il était prévu d'y participer avec le $FG5\#228$ de Géosciences Montpellier en comparant le CAG avant et suite à la comparaison clef. Seule la seconde partie a pu être possible et a été l'occasion de "raccorder" les utilisateurs français à la *Key Comparison Reference Value* lors d'une comparaison nationale.

5.3.1 La salle de mesure

Vers fin Novembre 2017 nous avons accueilli plusieurs gravimètres sur le site de Trappes afin d'effectuer une comparaison. La dalle de salle du gravimètre est schématisée sur la figure 5.13. On y trouve plusieurs stations de référence pouvant accueillir des instruments. La salle a été entièrement cartographiée nous permettant de relier n'importe quels points entre eux. Cette cartographie est présentée dans [34].

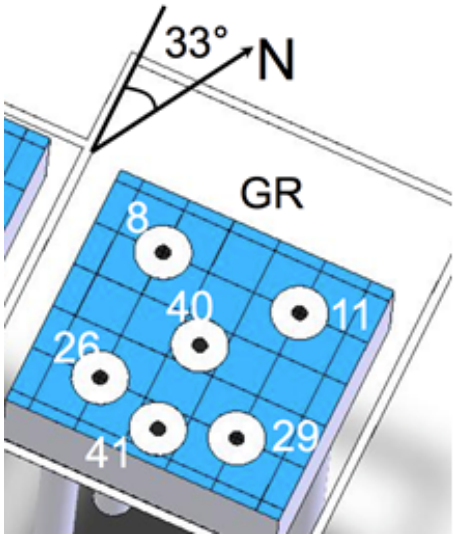

Fig. 5.13 *Dalle de la salle du gravimètre avec les différentes stations de mesures absolues. La station GR40 est la station de mesure du CAG dans son utilisation quotidienne.*

Les gradients verticaux de gravité ont été mesurés avec le gravimètre $CG-5$ avant et après la comparaison avec une incertitude relative de 1% et sont compatibles avec les mesures réalisées régulièrement depuis 2004.

5.3.2 Descriptif des gravimètres présents

Durant cette campagne de mesure, quatre gravimètres étaient présents : le CAG, le $FG5\#228$ et les $A10\#043$ et $A10\#031$. Mis à part le CAG, ce sont tous des gravimètres optiques à coin de cube conçus et commercialisés par la société Micro-g LaCoste.

a) Le $FG5$

Le $FG5$, qu'on peut voir au premier plan sur la photographie 5.14, est le gravimètre absolu de référence pour les géophysiciens. C'est un instrument robuste et transportable qui sert aux études géophysiques, au suivi de l'environnement, à l'exploration et la prospection de ressources naturelles ou bien aux mesures de métrologie. Son exactitude annoncée par le constructeur ([75]) de 2µGal est la meilleure parmi les gravimètres commerciaux.

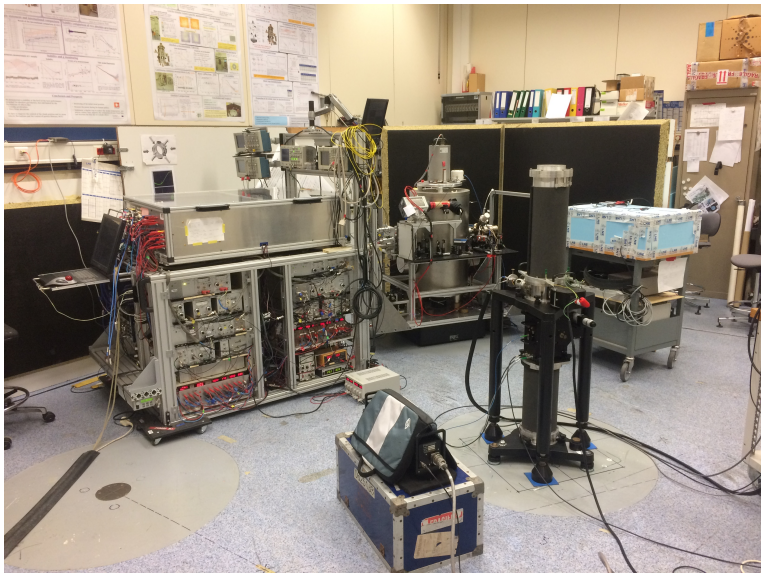

Fig. 5.14 *Salle GR lors de la comparaison des gravimètres. Le $FG5$#228 au premier plan est placé sur la station $GR40$. Le CAG situé en arrière plan mesure sur la station $GR8$.*

Il détermine g en observant la chute libre d'un miroir à coin de cube. Un interféromètre de type Michelson mesure la position du miroir au cours de la chute. Les deux bras du Michelson sont alignés sur la verticale, le premier est celui dans lequel le miroir à coin de cube chute, tandis que le deuxième contient un miroir de référence, fixe. Son schéma est présenté figure 5.15.

Le principal désavantage des $FG5$ réside dans l'utilisation d'un miroir comme corps en chute libre. Ce système met en oeuvre un système mécanique assez complexe, permettant de réceptionner le miroir en fin de chute libre, pour le repositionner pour la mesure suivante. Le déplacement mécanique du miroir entraine des vibrations qui affectent le miroir de référence et donc la mesure de g. Il est isolé des vibrations par un système de super ressort [76] mais la fréquence de mesure est tout de même limitée par l'atténuation de ces vibrations. La deuxième limitation des $FG5$ vient de l'usure de ces parties mécaniques qui restreint le nombre maximal de chutes que peut faire l'instrument avant son renvoi en maintenance. Pour comparaison avec le CAG qui mesure avec un taux de répétition de $3Hz$, le $FG5$ à ce rythme pourrait mesurer pendant un jour en continu, soit 250000 chutes à 3Hz, avant son renvoi en maintenance.

Au cours de la comparaison, le $FG5$#228 de Géosciences Montpellier a pu mesurer sur les quatre stations $GR29$, $GR8$, $GR11$ et $GR40$.

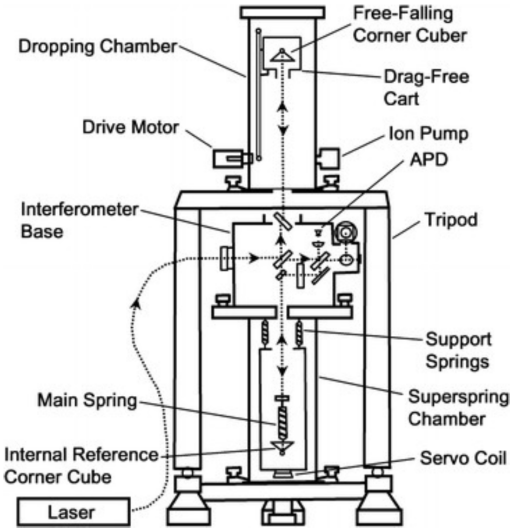

Fig. 5.15 *Schéma du FG5, figure extraite de [75].*

b) Les *A*10

Sur la photographie 5.16, nous pouvons voir les deux *A*10 en jaune qui appartiennent au Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), (*A*10#031) et de l'Institut national de l'information géographique et forestière (IGN), (*A*10#043).

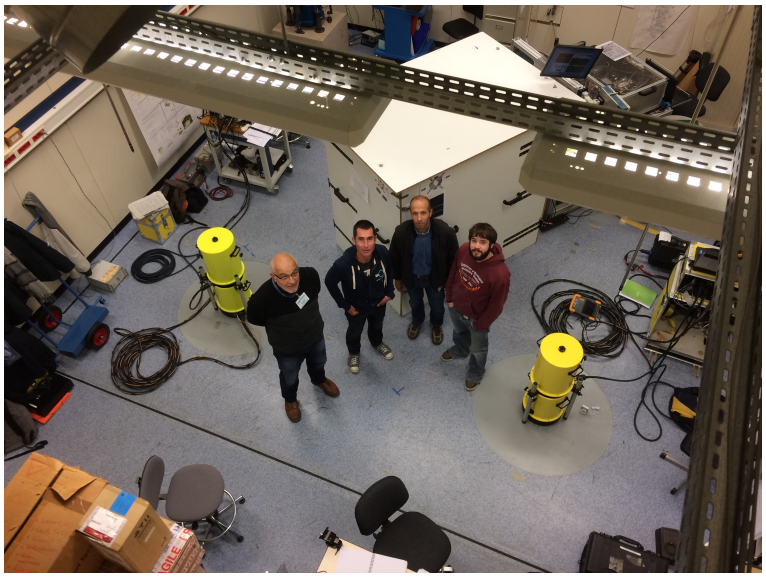

Fig. 5.16 *Salle de comparaison en présence des deux A*10 *du CAG, et de leurs participants. Le CAG est situé en GR*40 *tandis que les deux A*10 *mesurent sur les stations GR*8 *et GR*11.

Leur principe de fonctionnement est identique à celui du *FG*5 mais cette gamme de gravimètre est conçue pour fonctionner dans des conditions plus difficiles, il est aussi

plus facile à installer. C'est une adaptation plus petite du $FG5$ pour le terrain qui peut fonctionner de −18°C à 38°C (comparé à 20°C à 30°C pour le $FG5$) avec une exactitude annoncée de 10µGal. Les deux $A10$ ont mesuré sur les stations $GR8$, $GR11$ et $GR29$ sur une période de trois jours précédant l'arrivée du $FG5\#228$ retenu en Chine, le CAG mesurant lui en $GR40$ durant cette partie de la comparaison.

5.3.3 Résultat de la comparaison

Les résultats de la comparaison sont présentés dans le tableau 5.1.

Gravimètre	Station	h mesure (cm)	g (µGal)	err statistique	$U_{instrument}$ (µGal)
$A10\#043$	$GR29$	72	980890870.2	1.4	10.5
$A10\#043$	$GR29$	72	980890874.7	0.5	10.6
$A10\#043$	$GR11$	72	980890877.5	0.9	10.5
$A10\#043$	$GR11$	72	980890875.0	0.7	10.5
$A10\#043$	$GR8$	72	980890874.7	1.0	10.5
$A10\#043$	$GR8$	72	980890875.0	1.2	10.5
$A10\#031$	$GR8$	72.5	980890877.6	4.9	10.5
$A10\#031$	$GR8$	72.5	980890856.7	8.1	10.5
$A10\#031$	$GR29$	72.5	980890852.9	4.4	10.5
$A10\#031$	$GR29$	72.5	980890853.7	10.8	10.5
$A10\#031$	$GR11$	72.5	980890863.0	11.8	10.5
$A10\#031$	$GR11$	72.5	980890855.5	4.7	10.5
$FG5\#228$	$GR29$	121.9	980890736.1	0.3	2.5
$FG5\#228$	$GR8$	121.8	980890739.7	0.3	2.5
$FG5\#228$	$GR11$	121.8	980890741.3	0.4	2.5
$FG5\#228$	$GR40$	121.9	980890742.8	0.5	2.5
CAG	$GR40$	83.5	$980890859,6$	0.2	2.0
CAG	$GR8$	83.5	980890853.0	1.6	3.1
CAG	$GR40$	83.5	980890855.6	0.3	2.4
CAG	$GR40$	83.5	980890858.9	0.2	2.4
CAG	$GR40$	83.5	980890859.5	0.2	2.4
CAG	$GR40$	83.5	980890857.3	0.2	2.4

Table 5.1 – Tableau des résultats de mesures individuelles des différents gravimètres à leur hauteur de mesure.

Les différentes barres d'erreurs sont fournies par les participants. On obtient un bilan d'exactitude total (incluant l'incertitude des variations environnementales) évalué entre 2.2µGal et 2.5µGal pour le CAG, 2.6µGal pour le $FG5\#228$, 10.6µGal pour le $A10\#043$ et 11.4µGal pour le $A10\#031$. L'incertitude de la mesure du CAG sur la station $GR8$ est dégradée par le bruit de mesure car nous avons mesuré sans la boite en bois d'isolation acoustique. Le bilan d'incertitude des effets systématiques du CAG est présenté dans le tableau 5.2. Il inclut la caractérisation du biais des aberrations du front d'onde décrit au chapitre 3. Ce nouveau bilan fait preuve du travail d'amélioration de l'exactitude réalisé au cours de cette thèse.

Effet systématiques du CAG	Biais (µGal)	Incertitudes (µGal)
Alignements	1.2	0.2
Référence de fréquence	3.2	0.1
Déphasages RF	0.0	<0.1
Gradient vertical de gravité	-13	<0.1
Auto-attraction du CAG	-2.1	0.1
Coriolis	-6.3	0.5
Aberrations du front d'onde	-5.6	1.3
LS2	-6.1	1.3
Indice du nuage	0.4	<0.1
α LS1	0.3	<0.1
LS1	0.0	<0.1
Effet Zeeman quadratique	0.0	<0.1
Vitesse finie de la lumière	0.0	<0.1
CPT	0.0	<0.1
Rampe de fréquence	<0.1	<0.1
Décalage de la détection	0.0	0.1
Collisions froides	<0.1	<0.1
Aire de l'interféromètre	?	?
Total	**-27.9**	**2.0**

TABLE 5.2 – Nouveau bilan des effets systématiques du CAG et de leurs incertitudes associées.

Les valeurs absolues sont ensuite transférées à une hauteur de 101.35cm qui correspond à la hauteur de mesure des liens avec le $CG-5$. Cette hauteur correspond environ à la hauteur moyenne de mesure des instruments et est donc la moins défavorable. On peut voir sur la figure 5.17 les valeurs de g à 101.35cm pour les différents instruments selon les stations de mesures.

Les mesures absolues du CAG et du $FG5\#228$ sont en accord. Les mesures des deux $A10$ sont en accord entre elles et en accord avec celles du CAG et du $FG5\#228$ à 2σ. Le bilan d'exactitude du $FG5\#228$ a été « dégradé » par la prise en compte de l'erreur associée à la correction de l'effet de la diffraction du faisceau [77], [78]. Un banc dédié plus abouti sera à mettre en place pour une prochaine comparaison. Il serait nécessaire d'évaluer cette correction et son erreur pour les $A10$ également en complément des mesures de leur oscillateur à 10MHz et de la longueur d'onde des lasers. Lors de cette comparaison les fréquences et longueurs d'onde des lasers des $A10$ étaient prises comme la donnée du fabriquant. Or ces fréquences et longueurs d'onde dérivent, entrainant des biais, ici non corrigés, sur la mesure de g. Les mesures relatives de g entre les stations représentées figure 5.18 montrent un accord en relatif de toutes les mesures des gravimètres présents, cela démontre qu'il s'agit bien d'un biais non corrigé des $A10$.

Suite à la comparaison, l'$A10\#043$ a été renvoyé chez le fabricant pour maintenance et étalonnage. Il est revenu pour mesurer sur la station $GR11$ en 2019 et vérifier son bon fonctionnement. Cette nouvelle valeur, également représentée sur les figures 5.17 et 5.19, est en accord avec celle du CAG et du $FG5\#228$.

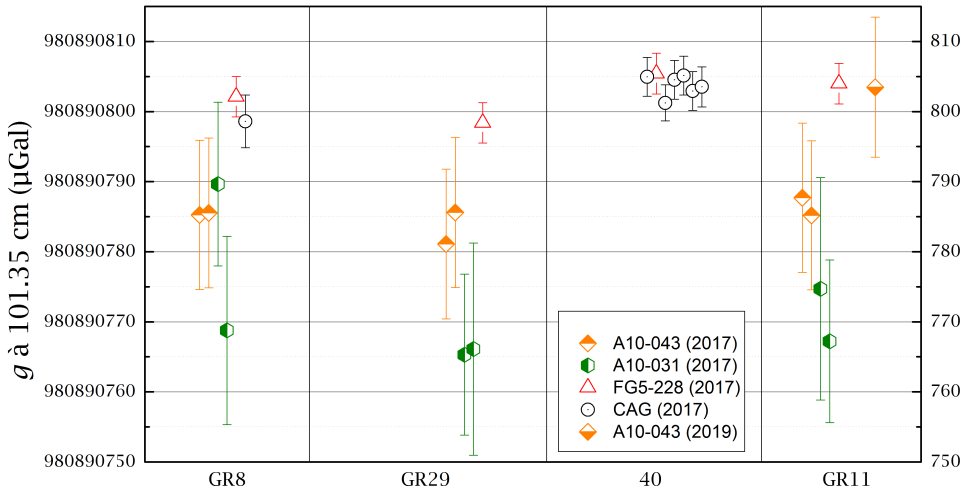

Fig. 5.17 *Résultats par station de la comparaison nationale de 2017 à une hauteur de transfert de* 101.35*cm.*

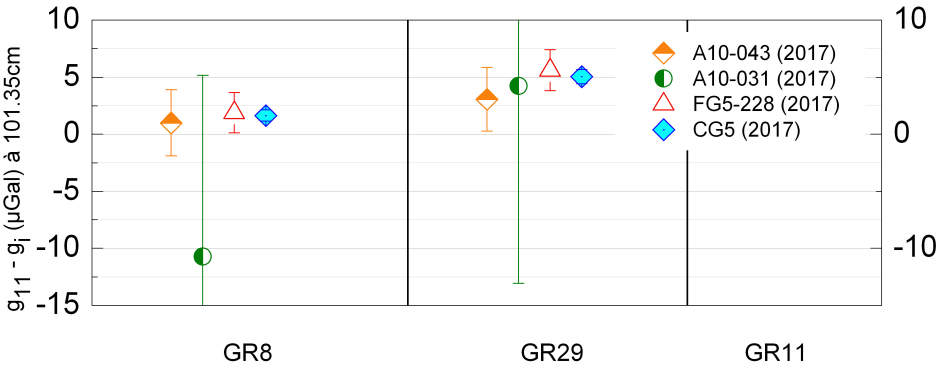

Fig. 5.18 *Mesures relatives à* 101.35*cm par rapport aux mesures effectuées sur la station GR*11.

Il est intéressant de voir l'évolution des valeurs absolues lors des différentes campagnes de mesures sur le site de Trappes. Les mesures présentées sur la figure 5.19 sont transférées à une hauteur de 122cm, hauteur historique de transfert lors de la première comparaison qui est favorable aux $FG5$. Elle est cependant défavorable aux gravimètres mesurant en dessous du mètre comme les $A10$ ou le CAG. Cela permet néanmoins de suivre l'évolution de g sur les différentes stations dans le temps. S'il y a des variations elles ne sont pas résolues par nos mesures. Cette étude démontre la stabilité du site de mesure sur onze ans.

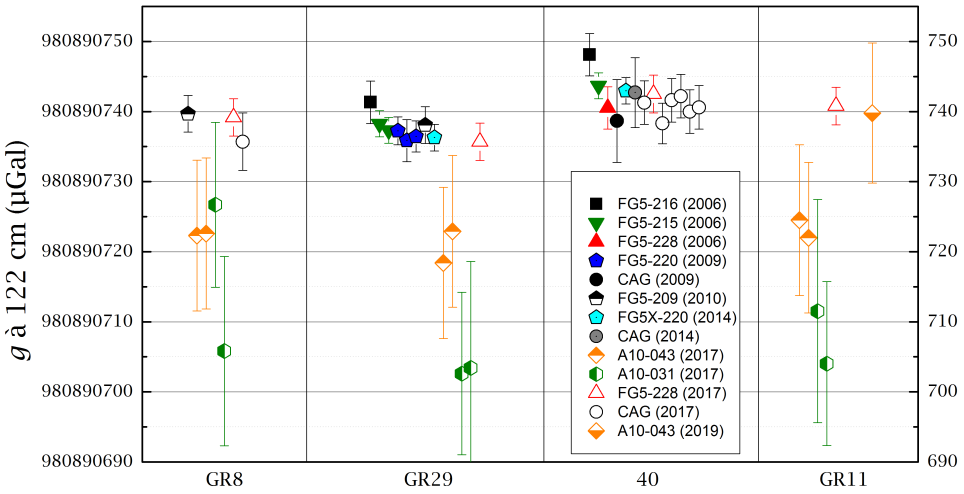

Fig. 5.19 *Résultat de la comparaison nationale de 2017 mis en relation avec les précédentes session de comparaison sur le site du LNE-Trappes.*

5.4 Conclusion

Nous avons illustré dans ce chapitre les différentes applications métrologiques du CAG. Il a participé à plusieurs comparaisons nationales et internationales et il a démontré des performances à l'état de l'art de la gravimétrie absolue en terme d'exactitude. Il a aussi contribué à la révolution qu'a connue le système international d'unités, avec la redéfinition du kg SI qui est entrée en vigueur le 20 Mai 2019.

Conclusion générale

Conclusions sur le travail d'amélioration du CAG

Ce manuscrit fait l'état de mon travail de thèse qui s'est focalisé sur l'amélioration de l'exactitude du gravimétre atomique du LNE-SYRTE.

Nous utilisons des techniques d'interférométrie atomique pour déterminer l'accélération de la pesanteur g subie par des atomes froids de Rubidium 87 en chute libre. L'interférométrie atomique, et plus particulièrement les séparatrices lumineuses sont un outil puissant et mature, particulièrement efficace pour la mesure précise de grandeurs inertielles. Ces séparatrices sont ici des transitions Raman stimulées, avec lesquelles nous pouvons manipuler de façon cohérente la matière. Grâce à la lumière, on réalise des séparatrices et des miroirs atomiques pour concevoir un interféromètre atomique composé de trois impulsions lasers séparées par des temps d'évolutions libres T. A chaque impulsion la différence de phase des lasers est imprimée sur le paquet d'onde atomique et on mesure ainsi la position des atomes en chute libre aux trois instants des impulsions lasers. La phase de l'interféromètre s'écrit alors simplement : $\Delta\Phi = k_{eff} g T^2$.

Le Cold Atom Gravimeter est un instrument de laboratoire, à l'état de l'art, conçu pour être toutefois mobile avec toute l'électronique de contrôle installée dans un bâti roulant, et un banc optique compact permettant la génération de toutes les fonctions nécessaires à la mesure avec seulement trois lasers. Les atomes de Rubidium 87 sont refroidis dans un piège magnéto optique 3D chargé par un piège magnéto-optique 2D avant d'être lâchés puis interrogés et détectés. Il peut fonctionner en continu avec un temps de cycle de 380ms, et une stabilité en une seconde de mesure de 5.7µGal (dans des conditions "idéales" en terme de bruit de vibration) qui atteint 0.06µGal au long terme. Il a notamment participé à plusieurs comparaisons nationales et internationales.

Le CAG est une expérience de métrologie fondamentale dont le principal objectif est le contrôle et la caractérisation des effets systématiques. Afin de mesurer g de manière absolue, il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble des effets systématiques connus. Le protocole de mesure mis en place, permet de rejeter ou d'évaluer un certain nombre de biais par l'alternance du signe du vecteur d'onde ou par la rotation de l'orientation de l'enceinte à vide par exemple. Il est fondamental de contrôler l'ensemble des paramètres de mesures sur le long terme pour rejeter au mieux les effets systématiques. On peut ainsi dresser le bilan des effets systématiques du CAG grâce aux travaux de mes prédécesseurs et moi-même.

C'est pourquoi le chapitre 3 développe la caractérisation de l'effet systématique limitant le budget d'incertitude du CAG : le biais des aberrations du front d'onde. Pour évaluer ce biais avec une meilleure incertitude, il était nécessaire de réaliser une caractérisation in situ de nos optiques de rétro-réflexion. Dans ce but, nous avons implémenté un piège dipolaire optique permettant, par des techniques d'évaporation, d'obtenir des atomes ultra-froids jusqu'à 50nK. Les mesures de g pour différentes températures nous ont permis, à l'aide d'un modèle complet de l'expérience, de contraindre l'impact des déformations de nos fronts d'onde sur la mesure de g et d'extrapoler ce biais à température nulle avec une meilleure incertitude de 1.3µGal. Le piège dipolaire est un outil de caractérisation mais aussi une piste de développement pour l'amélioration de la stabilité long terme de la mesure qui semble limitée par les fluctuations de position du nuage atomique.

Le contrôle des séparatrices lumineuses est lui aussi primordial, c'est pourquoi nous avons mis en place et caractérisé un nouveau système de mesure des puissances optiques adapté à la mesure des impulsions courtes de l'interféromètre. Ce système comprend un échantillonneur-bloqueur capable de maintenir la tension d'entrée pendant une durée suffisante permettant de la mesurer. Nous avons ainsi réalisé une étude du déplacement lumineux à deux photons dont le biais dépend de la puissance optique et comparé notre séquence de mesure à une séquence alternative. Ce contrôle accru a aussi permis de mettre en évidence un nouvel effet systématique, incompris à ce jour, et qui dépend de l'aire des impulsions Raman.

Ces caractérisations ont été éprouvées lors de la comparaison nationale de 2017 réalisée sur le site de Trappes en présence de deux A10 et un FG5. Le CAG a alors démontré sa capacité à fournir une valeur absolue de g en accord avec d'autres gravimètres basés sur un interféromètre optique et avec une meilleure incertitude. Nous avons aussi présenté les différentes applications métrologiques à la fois pour la calibration de gravimètres relatifs, mais aussi pour la détermination et le transfert de g pour la balance de Kibble du LNE. Nous avons ainsi participé à la révolution du Système Internationale d'unités et à la redéfinition du kg SI entrée en vigueur en 2019.

Finalement, ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité d'une expérience déjà mature mais qui n'a toujours pas montré ses limites.

Perspectives

Ces études seront à poursuivre si l'on souhaite obtenir des incertitudes dans le régime sub-µGal encore inexploré à ce jour pour des gravimètres absolus. Afin de poursuivre l'amélioration du CAG, plusieurs pistes sont à envisager.

Pour une source d'atomes ultra-froids

La première étape est de continuer la caractérisation du biais des aberrations du front d'onde. Nous avons été limités par la robustesse de la technologie laser, en terme de puissance et en terme de stabilité. Il a finalement arrêté de fonctionner après 2 ans d'utilisation. Il est envisagé de changer de technologie laser pour un laser disposant de plus de puissance initiale (50W) à une longueur d'onde de 1064nm.

Cela nécessite de nombreuses modifications sur le gravimètre, il faut à la fois adapter le banc optique du piège dipolaire mais aussi changer les hublots et donc casser le vide. En effet, les hublots actuellement installés sur l'expérience sont traités anti-reflet à 780 et 1550nm, mais pas à 1064nm. Avec ce nouveau dispositif, on pourra mesurer à plus basse température avec une meilleure incertitude. Plusieurs techniques peuvent être mises en place pour améliorer l'évaporation : on pourrait moduler le waist du laser pour obtenir un plus large volume de capture et disposer de plus d'atomes initialement ou bien utiliser la technique de collimation "Delta Kick" [21] pour atteindre des températures encore plus faibles dans le régime du nK voire inférieures. Ces améliorations permettraient de contraindre davantage l'extrapolation du biais des aberrations du front d'onde à température nulle et donc d'obtenir une meilleure incertitude sur l'évaluation de ce biais. Une étude plus aboutie des vitesses transverses du nuage sera nécessaire pour mieux contraindre ce biais. Une autre possibilité pour limiter l'impact de ce biais est simplement de changer les optiques de rétro-réflexion pour des optiques de meilleure qualité, mais il restera tout de même essentiel de les caractériser in situ.

L'utilisation d'atomes ultra froids avec une évaporation plus rapide permettrait aussi d'améliorer la stabilité du gravimètre, lorsqu'il fonctionne avec une source ultra-froide. Nous pourrions alors réaliser des mesures continues de l'accélération de la pesanteur avec des atomes piégés. On limiterait ainsi les inhomogénéités de couplage dans les faisceaux Raman, car le nuage s'étendrait peu dans les faisceaux Raman. On bénéficierait aussi de la stabilité en position du piège dipolaire qui réduirait les fluctuations de l'accélération de Coriolis et de la troncature de la détection, deux effets susceptibles de limiter la stabilité long terme du gravimètre.

On ajoute la possibilité de réaliser, avec des atomes ultra froids, des transitions multiphotoniques [15] pour améliorer, en principe, la sensibilité court terme du gravimètre. On obtient avec ces transitions des facteurs d'échelle identiques pour des temps d'évolutions libre plus faibles réduisant ainsi l'impact des aberrations d'ordres élevés. Nous avons

présenté ici plusieurs pistes d'amélioration du gravimètre pour l'ensemble de ses performances en terme d'exactitude, de stabilité court terme et long terme, grâce à l'utilisation d'atomes ultra froids.

Pour une source classique

Dans l'optique de modifier l'enceinte à vide, nous avons commencé des travaux pour implémenter un nouveau coupleur 1x6 pour le MOT3D. Celui-ci utilise des lames à retard pour contrôler la puissance de chaque bras du MOT et ainsi mieux contrôler la position du nuage atomique. Il sera aussi possible d'utiliser la mesure de puissance des bras du MOT pour asservir ceux-ci au cours de la mesure et limiter ainsi les fluctuations de position du nuage atomique. On pourrait ainsi étudier davantage le comportement de g en fonction de la puissance du MOT.

Le nouveau système de mesure des puissances Raman nous permettra de poursuivre les études sur la stabilité des déplacements lumineux à un et deux photons. Nous avons par ailleurs commencé à sonder les inhomogénéités de LS1 pour évaluer les inhomogénéités du faisceau Raman.

Perspectives communes aux deux types de sources

Il serait par ailleurs, intéressant de changer les fibres Raman par des fibres polarisantes pour améliorer la stabilité en polarisation des faisceaux Raman. On observe en effet, des variations des polarisations des faisceaux Raman au cours de la mesure.

Pour améliorer la résolution temporelle de la mesure et donc la stabilité court terme, il serait avantageux de diminuer le temps de cycle du gravimètre. Il est en partie limité par la reconfiguration des cartes analogiques et numériques qui définissent la séquence de mesure. Plus on ajoute de fonctionnalités, plus les temps morts dus à la reprogrammation des cartes sont importants. En utilisant une configuration unique contenant les quatre configurations définies dans l'algorithme de mesure, on limiterait les temps morts avec un gain potentiel de l'ordre de 20%.

Finalement, on envisage d'utiliser un miroir "tip tilt" pour compenser l'effet Coriolis en temps réel lors de la mesure de g. Il s'agit de modifier l'inclinaison du miroir de rétro-réflexion à chaque impulsion Raman en utilisant des actionneurs piézo-électriques et ainsi compenser la vitesse de rotation de la Terre ressentie par les atomes [79]. Il sera nécessaire de caractériser la réponse des pièzo-électriques ainsi que la possible dégradation du bruit de vibration. Il faudra également prendre soin de la qualité optique de ce miroir dont les aberrations devront être caractérisées.

L'effet Coriolis constitue en effet, une des limites du gravimètre puisque nous devons effectuer une rotation du gravimètre pour l'évaluer. Avec cette méthode, l'incertitude sur la détermination de l'effet Coriolis est limitée à cause du délai entre les deux mesures qui dépend du temps nécessaire pour effectuer la rotation du gravimètre. Elle est aussi limitée par le contrôle des paramètres expérimentaux (la puissance des faisceaux de piège notamment) entre les deux mesures qui doivent être identiques avant et après la rotation pour évaluer précisément le biais de Coriolis.

Annexe A

Grandeurs physiques

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Numéro atomique	Z	37	
Masse atomique	M	$1,443\ 160\ 60(11) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde (raie D2)	λ	780,241 209 686(13)	nm
Fréquence (raie D2)	ν	384,230 484 468 5(62)	THz
Largeur (raie D2)	Γ	6,065(9)	MHz
Ecart hyperfin $\|5S_{1/2}\rangle$	ω_{HFS}	6,834 682 610 904 29(9)	GHz
Vitesse de recul	v_{rec}	5,9	$\mathrm{mm.s^{-1}}$
Vecteur d'onde	k_{eff}	$1.611.10^7$	$\mathrm{rad.m^{-1}}$
Rayon de Bohr	a_0	52.917 721 092 (17)	pm
Intensité de saturation	I_{sat}	16,69	$\mathrm{W.m^{-2}}$
Effet Zeeman linéaire $\|5S_{1/2}, F = 1\rangle$	$\delta\omega/B$	-0,7	$\mathrm{MHz.G^{-1}}$
Effet Zeeman linéaire $\|5S_{1/2}, F = 2\rangle$	$\delta\omega/B$	0,7	$\mathrm{MHz.G^{-1}}$
Effet Zeeman quadratique	$\delta\omega_{\mathrm{HFS}}/B^2$	575,15	$\mathrm{Hz.G^{-2}}$
Moment dipolaire électrique $\langle J = 1/2\|\mathbf{D}.\mathbf{E}\|J' = 3/2\rangle$	D	$3,584(4) \times 10^{-29}$	C.m
Constante gravitationnelle	G	$6,67408.10^{-11}$	$\mathrm{m^3.kg^{-1}.s^{-2}}$
Constante de Planck	h	$6.626\ 070\ 15\ \times 10^{-34}$	$\mathrm{kg.m^2.s^{-1}}$
Rayon de la Terre	R_T	6 371	km
Masse de la Terre	m_T	$5.972.10^{24}$	kg

TABLE A.1 – Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb [80] et grandeurs physiques utiles.

Annexe B

Variation de g avec les effets environnementaux

Les variations temporelles de g représentent le signal géophysique utile. Ce sont des fluctuations locales qui restent faibles ($\approx 10^{-7}$ en valeur relative) et qu'on cherche à résoudre pour étudier l'environnement. Pour l'étude métrologique de nos biais, il est en revanche très important de savoir les modéliser et les comprendre.

Le signal de marée

Les marées représentent les variations principales du signal de g avec une amplitude jusqu'à 300µGal. Ces variations, qu'on peut voir figure B.1 sur une période de un mois, sont dues aux déformations de la Terre soumise aux forces gravitationnelles des masses environnantes tels que le Soleil, la Lune et dans une moindre mesure les autres planètes.

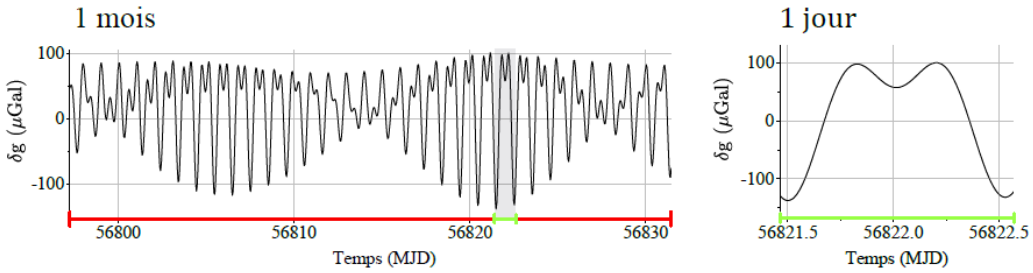

Fig. B.1 *Variations du signal de g provoquées par les marées sur une période de un mois (à gauche) et un jour (à droite), (figure extraite de la thèse [46]).*

Les marées peuvent se décomposer en trois catégories, les déformations de la croute terrestre, les déformations des eaux et océans, les déformations de la couche atmosphérique selon l'élasticité des milieux en question. Afin de corriger le signal de g de l'effet des marées, nous utilisons un modèle théorique qui décompose les marées en une somme d'ondes périodiques dont les amplitudes A_i, périodicités ω_i et phases ϕ_i sont ajustables :

$$\Delta g_{marées} = -\sum_i \delta_i A_i cos(\omega_i t + \phi_i + \Delta\phi_i) \tag{B.1}$$

avec δ_i et $\Delta\phi_i$ respectivement l'amplification et le déphasage de cette onde. Les ondes utilisées ici proviennent du catalogue de Tamura ([81]) qui contient 1200 ondes. Une mesure continue réalisée sur le site de Trappes avec le $CG-5$ sur une période de 573 jours ([29], [34]) a permis l'ajustement du modèle sur 15 ondes responsables de nos fluctuations de g. Cependant ce modèle ne nous permet pas de descendre en stabilité en dessous de 0.2µGal car le modèle remonte dans l'écart type d'Allan et dégrade la stabilité de la mesure, il est cependant possible d'utiliser d'autres gravimètres plus sensibles comme l'iGrav afin de corriger le signal de g et de dépasser cette limite ([46]). C'est pourquoi nous avons choisi de développer un modèle de marée en utilisant les mesures de l'iGrav.

Les variations de la pression atmosphérique

Les variations locales de g sont liées au déplacement des masses environnantes, notamment les masses d'air qui sont la deuxième cause de variation temporelle de g. Cette masse d'air agit comme une force s'opposant à la force de gravitation. Les variations de g sont donc liées aux variations de la pression atmosphérique [82]. On mesure en parallèle la pression atmosphérique à l'aide d'une sonde ce qui nous permet de corriger des effets de pression atmosphérique. Cette correction s'écrit :

$$\Delta g_{press} = \alpha_p(P - P_n) \tag{B.2}$$

avec $\alpha = 0.328(1)$µGal/hPa l'admittance extraite par ajustement linéaire d'une mesure de g continue de un mois, et P_n la pression nominale définie à 993hPa. Cependant, la fidélité de cette correction dépend fortement de α qui est généralement pris pour constante mais qui n'a aucune raison de l'être car cela dépend de l'homogénéité de la masse d'air. On peut malgré tout, considérer que la pression atmosphérique est homogène dans un volume de 50km autour du gravimètre responsable de 90% de l'effet de la pression atmosphérique [83]. Cette correction reste donc suffisante pour le niveau d'exactitude actuel du CAG.

Le mouvement du pôle terrestre

La valeur de g est plus faible au niveau de l'équateur qu'au niveau du pôle. Ceci est dû à la rotation de la Terre et l'aplanissement au niveau des pôles. L'accélération d'entrainement est nulle au niveau de l'équateur et maximale au niveau des pôles. Elle est donc plus importante plus on s'éloigne de l'axe de rotation de la Terre. Ainsi $g = 9.78\text{m/s}^2$ à l'équateur et $g = 9.83\text{m/s}^2$ aux pôles. L'accélération d'entrainement s'oppose à la gravité de la Terre. Pour modéliser les variations temporelles de g il est nécessaire de connaître la position du pôle qui varie à cause de la précession et la nutation [84]. En connaissant la distance entre le pôle et le gravimètre, on corrige la mesure de g selon les coordonnées du pôle :

$$\Delta g_{pole}(t) = -\delta_{pole}\Omega_T^2 t \sin(2\phi)(x_p(t)\cos(\lambda)) - y_p(t)\sin(\lambda)) \tag{B.3}$$

Nous avons donc besoin de connaître les positions du pôle x_p et y_p au cours du temps et pour cela nous utilisons le service de l'IERS (International Earth Rotation Systeme Service) qui fournit les coordonnées du pôle toutes les semaines ainsi que des prévisions pour l'année suivante. Dans cette formule il suffit donc de connaître en plus λ et ϕ qui sont respectivement la longitude et la latitude et la vitesse de rotation de la Terre Ω_T. δ_{pole} représente l'élasticité de la Terre et vaut 1.16 tandis que r est la distance entre le centre de la Terre et le point de mesure. Tous ces paramètres étant connus nous utilisons le bulletin IERS afin d'extrapoler les mouvements du pôle pendant la mesure. Les incertitudes pour les positions des pôles étant fournies avec le bulletin, il est possible de donner une incertitude sur le calcul de cet effet correspondant à une erreur de 2nGal.

Annexe C

Polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike sont une base de polynômes orthogonaux qui permettent de modéliser les déformations de fronts d'onde imparfaits. Ils permettent de décomposer une surface réelle en une série d'aberrations élémentaires. Ils sont définis sur une surface circulaire unité et repérés en coordonnées polaires par son rayon r et son angle θ. Ils sont parfaitement adaptés pour décrire les fronts d'onde et sont notamment utilisés dans de nombreux domaines tels que l'astronomie, l'optométrie et la photonique. On utilise les appellations $Z_n^m(r,\theta)$ décrit par les indices m et n qui se décomposent en fonctions paires :

$$Z_n^m(r,\theta) = R_n^m(r)\cos(m,\theta) \tag{C.1}$$

et impaires :

$$Z_n^{-m}(r,\theta) = R_n^m(r)\sin(m,\theta) \tag{C.2}$$

Les polynômes radiaux R_n^m sont définis tels que :

$$R_n^m(r) = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k(n-k)!}{k!((n+m)/2-k)! \times ((n-m)/2-k)!} r^{n-2k} \tag{C.3}$$

Les équations des premiers polynômes sont données dans le tableau C.1 et représentées sur la figure C.1.

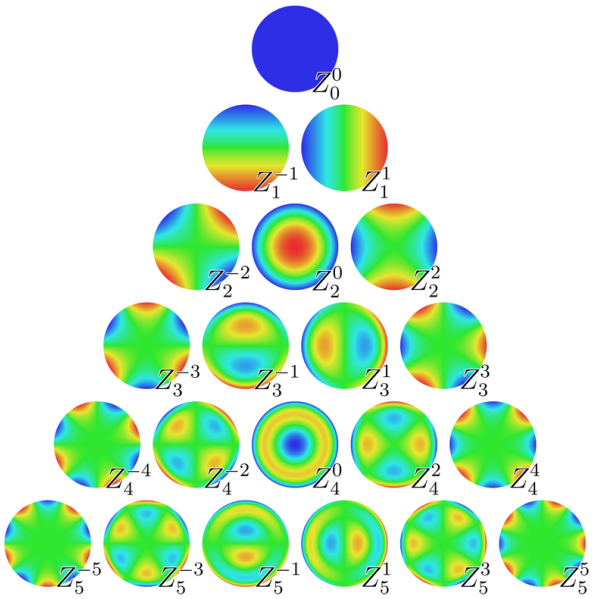

Fig. C.1 *Tracé des premiers polynômes de Zernike sur le disque unité.*

n	m	Équation	Nom
0	0	1	piston
1	1	$2r\sin(\theta)$	Tilt X
1	-1	$2r\cos(\theta)$	Tilt Y
2	0	$\sqrt{3}(2r^2-1)$	Défocus
2	2	$\sqrt{6}.2r^2\sin(2\theta)$	Astigmatisme 0° du 3ème ordre
2	-2	$\sqrt{6}.2r^2\cos(2\theta)$	Astigmatisme 45° du 3ème ordre
3	1	$\sqrt{8}(3r^3-2r)\sin(\theta)$	Coma X du 3ème ordre
3	-1	$\sqrt{8}(3r^3-2r)\cos(\theta)$	Coma Y du 3ème ordre
4	0	$\sqrt{5}(6r^4-6r^2+1)$	Aberration sphérique du 3ème ordre
4	2	$\sqrt{10}(4r^4-3r^2)\sin(2\theta)$	Astigmatisme 0° du 5ème ordre
4	-2	$\sqrt{10}(4r^4-3r^2)\cos(2\theta)$	Astigmatisme 45° du 5ème ordre
5	1	$\sqrt{12}(10r^5-12r^3+3r)\sin(\theta)$	Coma X du 5ème ordre
5	-1	$\sqrt{12}(10r^5-12r^3+3r)\cos(\theta)$	Coma Y du 5ème ordre
6	0	$\sqrt{7}(20r^6-30r^4+12r^2-1)$	Aberration sphérique du 5ème ordre

TABLE C.1 – Équation des 14 premiers polynômes de Zernike en fonction de n et m.

Annexe D

Liste d'articles publiés

Cette annexe regroupe les deux articles publiés durant ma thèse. Le premier traite de l'évaluation du biais des aberrations des fronts d'ondes décrit plus en détail au chapitre 3. Le deuxième est publié par l'équipe de la balance de Kibble du LNE et fait part de la nouvelle détermination de h. On y détaille le transfert de g pour la balance de Kibble aussi discuté au chapitre 5.

Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources
R. Karcher, A. Imanaliev, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos. **New J. Phys. 20, 113041 (2018)**.

A determination of the Planck constant using the LNE Kibble balance in air
M. Thomas, D. Ziane, P. Pinot, R. Karcher, A. Imanaliev, F. Pereira Dos Santos, S. Merlet, F. Piquemal and P. Espel **Metrologia 54, 468-480 (2017)**.

IOP Publishing | Bureau International des Poids et Mesures Metrologia

Metrologia **54** (2017) 468–480 https://doi.org/10.1088/1681-7575/aa7882

A determination of the Planck constant using the LNE Kibble balance in air

M Thomas[1], D Ziane[1], P Pinot[2], R Karcher[3], A Imanaliev[3], F Pereira Dos Santos[3], S Merlet[3], F Piquemal[1] and P Espel[1]

[1] Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE), 78197 Trappes, France
[2] Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM), 93210 La Plaine St-Denis, France
[3] LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France

E-mail: matthieu.thomas@lne.fr

Received 5 May 2017, revised 8 June 2017
Accepted for publication 9 June 2017
Published 28 June 2017

Abstract

A determination of the Planck constant h using the LNE Kibble balance in air was carried out in the spring of 2017. Substantial improvements since 2014, chiefly related to the mass standard, mechanical alignments, voltage measurements and type A evaluation uncertainties, leads to a h value of $6.626\,070\,41(38) \times 10^{-34}$ J · s, with a relative standard uncertainty of 5.7×10^{-8}.

Keywords: kibble balance, kilogramme, SI redefinition, watt balance, Planck constant

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

1. Introduction

The kilogram is the last unit of the International System of Units (*Système international d'unités*, SI) still based on an artefact. It is defined by the mass of the international prototype of the kilogram (IPK) made from platinum-iridium alloy, machined in 1878 and officially sanctioned as the IPK in 1889. The IPK is stored under three glass bell jars in a vault at the *Bureau international des poids et mesures* (BIPM) in Sèvres, France along with six official copies [1, 2]. Amongst the 40 copies manufactured in 1884–1885, the copy 35 has been allocated to France in 1889 to be used as the reference for the dissemination of the unit of mass in France.

Since the 1880s, only three Periodic Verifications of national prototypes of the kilogram and one extraordinary calibration with IPK have been organized to survey the evolution of the mass of the official copies and national prototypes relative to IPK. The results display a relative drift of about 3×10^{-8} over the course of a century [3, 4], which is one of the facts that makes the current definition of the kilogram unsatisfactory. In an era of ever-increasing measurement precision this situation is no longer acceptable, so there is a strong desire among the national metrology institutes (NMIs) to move to a new, more robust definition of the unit of mass, as well as for the other base units of SI [5–8]. For the past few decades, significant efforts have been made to link the unit of mass to a fundamental constant of physics with high accuracy. For this purpose, some NMIs have essentially developed two experiments: one is the x-ray-crystal-density (XRCD) method based on single-crystal isotopically pure silicon-28 spheres [9, 10], the other one involves either Kibble watt balances [11–17] or a joule balance [18]—to link the unit of mass respectively to the Avogadro and Planck constants.

In 2001, French metrology has decided to develop a Kibble balance experiment in order to contribute to the international effort to redefine the kilogram, which would be then explicitly defined from the value of the Planck constant. This redefinition would occur in the frame of a global redefinition of all seven SI base units from constants of physics.

First results were obtained from the LNE Kibble balance in 2014 (relative standard uncertainty: 3.1×10^{-7}) [19] and 2016 (1.4×10^{-7}) [20]. Since then, improvements of the experimental set-up—use of a programmable Josephson voltage standard, better measurements of the alignment of the different laser beams, better knowledge of the value of the standard mass, reduction of the Type A uncertainty—have

 © 2017 BIPM & IOP Publishing Ltd Printed in the UK

been done. They have allowed us to carry out more precise measurements of the Planck constant h in the spring of 2017 and to provide a new SI value of h.

In the following sections, we give a general description of the LNE Kibble balance, discuss the main details for the alignment procedures, present the results and analyze the main contributions to the uncertainty budget.

2. Principle of the Kibble balance

The balance principle consists of the comparison between virtual electromagnetic and mechanical powers measured during two steps (called static and dynamic phases).

The principle is presented in the simplified scheme of figure 1.

In the static phase, the weight $m \cdot \vec{g}$ of a standard mass m subject to a gravitational acceleration $\vec{g}$ is balanced by the Laplace force $\vec{F}$ exerted on a coil of length l in which flows a current I when the coil is immersed in a magnetic induction field $\vec{B}$. Given a perfect alignment of the system (horizontal and radial magnetic field, horizontal and circular coil, vertical Laplace force), this balance is described by the relation:

$$mg = (B \cdot l)^{\mathrm{SI}}_{\mathrm{stat}} \cdot I \tag{1}$$

where I may be measured by the voltage drop U' it produces at the terminals of a known resistance R, in SI units.

In the dynamic phase, which is the gist of the idea proposed by Kibble in 1975 [21], the coil is moved at a vertical velocity $\vec{v}_z$ in the same magnetic induction field $\vec{B}$. Again, for a perfect alignment of the system, Lenz's law of induction in SI units leads to a voltage drop at the coil terminals given by:

$$U = (B \cdot l)^{\mathrm{SI}}_{\mathrm{dyn}} \cdot v_z \tag{2}$$

If the magnetic flux in both phases is the same (i.e. the same coil in the same magnetic induction, $(B \cdot l)^{\mathrm{SI}}_{\mathrm{dyn}} = (B \cdot l)^{\mathrm{SI}}_{\mathrm{stat}}$), the combination of relations (1) and (2) can be re-expressed as the equality of virtual mechanical and electrical powers in SI units leading to:

$$U \cdot \frac{U'}{R} = m \cdot g \cdot v_z \tag{3}$$

In practice the voltages are linked to the Josephson constant K_{J} (via a Josephson voltage standard) and the resistance is linked to the von Klitzing constant R_{K} (via the quantum Hall resistance standard). In this way, the mass m can be expressed in terms of h, provided that the product $(K_{\mathrm{J}})^2 \cdot R_{\mathrm{K}}$ is equal to $4/h$ [22].

Since the Josephson effect and quantum Hall effect are used with the values conventionally defined in 1990, respectively $K_{\mathrm{J}-90}$ and $R_{\mathrm{K}-90}$, it follows that:

$$h = \frac{4}{K^2_{\mathrm{J}-90} \cdot R_{\mathrm{K}-90}} \cdot \left(\frac{mg}{\frac{U'_{90}}{R_{90}}}\right) \cdot \left(\frac{1}{\frac{U_{90}}{v_z}}\right) \tag{4}$$

Following the formalism [22], one can then write:

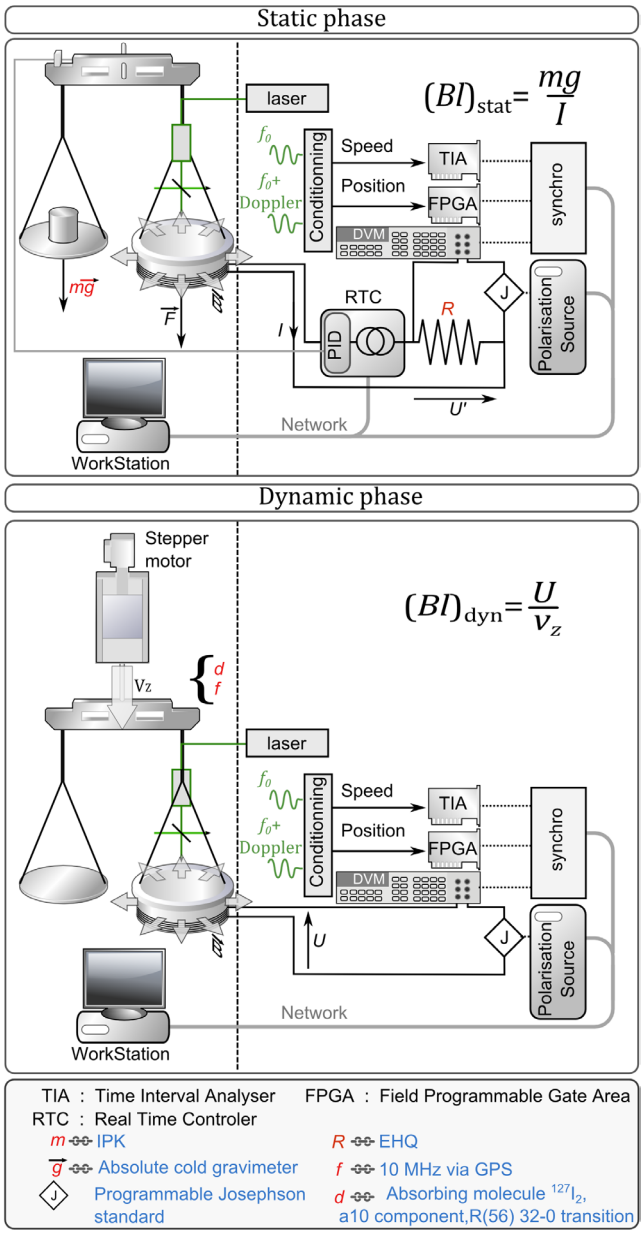

Figure 1. Principle and apparatus of the LNE Kibble balance in static and dynamic phases. *Principle (left):* in the static phase, where the coil is immersed in a magnetic field, the weight of a standard mass is counterbalanced by an electromagnetic force; in the dynamic phase, the coil is moved vertically in the same magnetic field. *Apparatus (right):* coil velocities are acquired by TIA measuring a heterodyne frequency (f_0) of interferometers, together with the shifted frequency ($f_0 + f_{\mathrm{Doppler}}$). Positions are measured by monitoring the output of a phase-frequency comparator by means of a field-programmable gate array (FPGA). Voltages are measured by means of three digital voltmeters (DVM, only one shown here), by comparison with the output of a JAVS. In the static phase, the current flowing through the coil is permanently adjusted by a PID servo loop in a RTC. All devices are controlled by a PC on a local network, using LabVIEW routines. Synchronization (mainly voltage and velocity) is ensured by a triggering system shown in figure 4.

$$\frac{h}{h_{90}} - 1 = \frac{(B \cdot l)_{\mathrm{stat}}}{(B \cdot l)_{\mathrm{dyn}}} - 1 \tag{5}$$

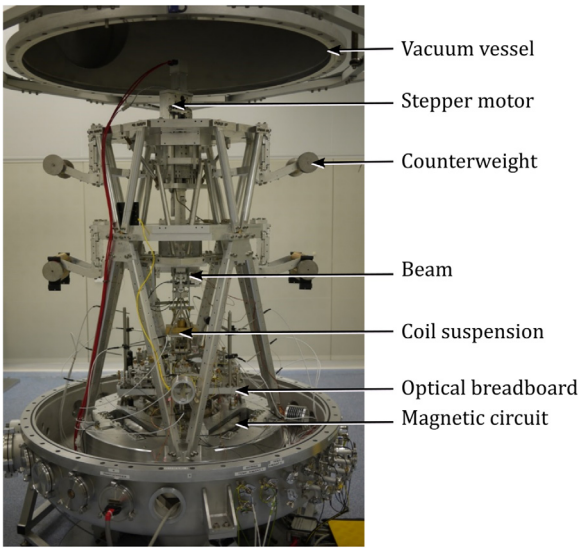

Figure 2. Photograph of the LNE Kibble balance. Only the main parts are described.

The relative difference between the SI value of h and its value h_{90} expressed in terms of R_{K-90} and K_{J-90} is equal to the relative difference between the actually measured values of the product $(B \cdot l)$ in the static and dynamic phases.

3. LNE Kibble balance description

The LNE Kibble balance, shown in figures 2 and 3, is located inside a shielded, temperature (20 ± 0.1 °C) and humidity ($50\ \% \pm 5\ \%$) controlled room. It sits at the centre of a cross section concrete block of side 6 m and depth 2 m, isolated from the building's foundation. The experiment is housed inside a cylindrical aluminum vessel 1.3 m in diameter and 2 m high.

The following subsections describe the experimental set-up—mechanical apparatus, electrical and optical devices—that was used to perform the measurements of h described in this paper.

3.1. Mechanical description of the apparatus

The main mechanical elements of the experiment are the following:

3.1.1. A translation stage actuated by a stepper motor. During the dynamic phase, the force comparator (balance beam and its suspension) is moved as a single element by means of a translation stage actuated by a stepper motor in order to avoid using the balance beam as the element generating the movement. For this, a guiding stage has been developed, strong enough to support and move the mass balance with the coil, while minimizing lateral motion [23, 24].

3.1.2. A balance beam fixed to the lower plate of the guiding stage. A single-piece beam with two symmetrical 100 mm length arms and having three flexure pivots has been designed [25].

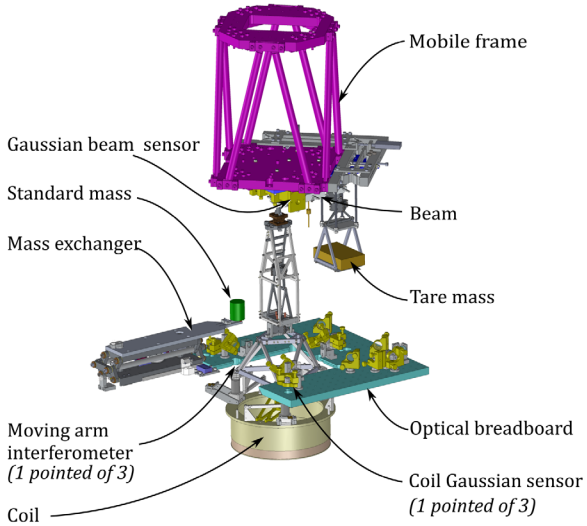

Figure 3. Schematic of the LNE Kibble watt balance. Only the main parts are shown.

3.1.3. The suspensions and the coil. The end flexure hinges support on one side of the beam a simple suspension for the tare mass and on the other side of the beam two suspensions on the same vertical axis linked together by a double monolithic gimbal: one to receive a 500 g mass standard and the other to fix the coil. The coil is made up of eight superimposed layers of a total of 684 windings of mean diameter 268 mm, secured with epoxy resin, wound on a vacuum compatible plastic (polyetheretherketone, PEEK). These suspensions are articulated by means of gimbals.

3.1.4. The magnetic circuit. The Laplace force is exerted on the coil driven by a current and immersed in a magnetic induction field. Thermal considerations led us to design a large, axially symmetric permanent magnet made up of sixty samarium cobalt Sm_2Co_{17} permanent magnets. The assembly is surrounded by two yokes composed of soft magnetic materials: pure iron and iron-cobalt alloy. Calculations [26] showed that machining the gap face with a slight taper created the preferred profile with a magnetic induction field reaching 0.94 T, and a relative variation along the travel path of the coil of less than 10^{-4} and a flat region in the middle. This minimum defines the position at which the coil should be placed during the static phase so as to minimize the influence of its positioning error.

3.1.5. The mass exchanger. A mass exchanger has been developed to bring the standard mass onto the mass pan during the static phase (horizontal translation of 170 mm) and to lift it (maximum vertical translation of 6 mm) if necessary. In this way, the mass is removed during the dynamic phase. The horizontal movement is guided by means of a commercial slide while the straightness of the vertical movement results from the use of a pantograph. For both movements, linear piezo-electric motors are used in a closed loop configuration with high-resolution linear encoders as position sensors. The horizontality of the plane of the mass exchanger is adjusted to allow the self-centring of the mass on the mass suspension

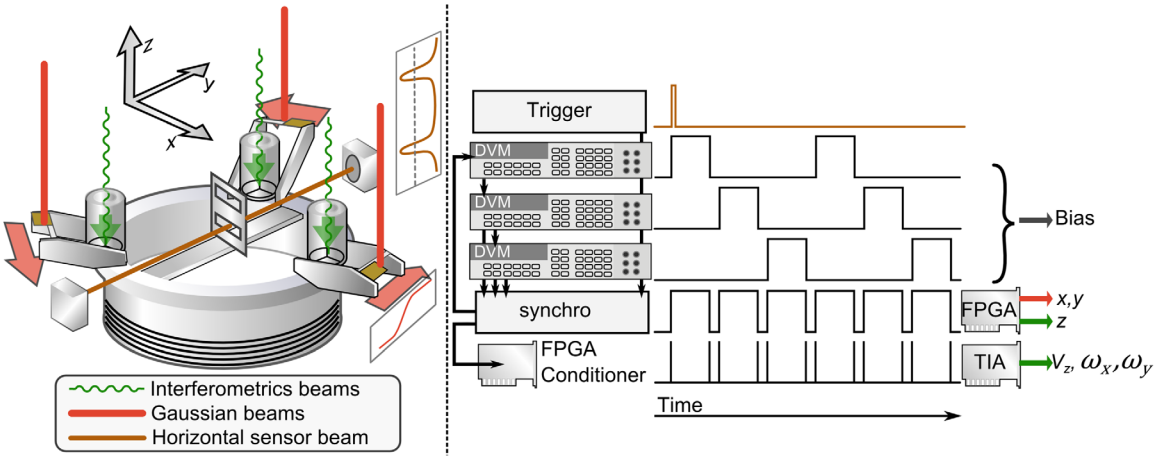

Figure 4. Coil with its sensors and triggering system. Once the condition is reached (when a certain state of equilibrium is achieved in the static phase, or when the coil reaches a certain position in the dynamic phase), a pulse is generated by a trigger device to a synchronization apparatus ('synchro') which manages the triggering cycle of the three DVMs to achieve a continuous measurement time for voltage. The 'synchro' device also constructs a complete triggering signal which is used by the FPGA on the 3-phase frequency comparator signals to provide the coil position (x, y, z). Meanwhile, a FPGA conditioner translates the complete triggering signal into synchronized bursts used to drive the three TIAs used to determine the coil velocities v_z, ω_x and ω_y.

pan. In addition, to minimize mass pan oscillations, the vertical velocity is kept as low as needed.

3.2. Electrical and optical devices of the apparatus

A variety of electrical and optical devices are required for the determination of h:

3.2.1. A programmable Josephson voltage standard (PJVS). It uses a 14 bit SNS array provided by the *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB), capable of accurately producing ± 1.18 V with a resolution of 144 μV [27]. The array is operated at a frequency of 70 GHz and a power around 30 mW at the output of the microwave source. A small, lightweight and robust bias source developed earlier for programmable Josephson arrays is used.

3.2.2. Three voltmeters. The differences between the voltages delivered by the PJVS and voltage drops at the terminals of the resistor during the static phase or at the terminals of the coil during the dynamic phase are measured with three voltmeters (Agilent 3458) used successively in cycles with an electronic system of synchronisation specially developed to eliminate dead time between readings without cancelling the autozero function of the voltmeters.

3.2.3. A resistance standard. The current I is measured by the voltage drop produced at the terminals of a 200 Ω resistor composed of two 100 Ω resistors in series and calibrated by comparison with a quantum Hall resistance standard (QHRS).

3.2.4. A programmable current source. The current which traverses the coil in weighing mode is adjusted continuously by a real-time controller (RTC) that includes a proportional-derivative algorithm driving a programmable current source in such a way that the balance beam is maintained at its equilibrium position. The current source can deliver currents between –5 mA and +5 mA. In order to provide sufficient resolution, two 16 bits DACs (the first one used for coarse setting with a resolution of 152 nA and the second one for fine tuning, with a resolution of 380 pA) are implemented and their output voltages added before conversion to current. The stability of the current source operated in closed loop and controlled by comparison with a Josephson voltage standard by means of a resistance standard reaches a 1×10^{-9} relative Allan deviation in 30 s of measurements.

3.2.5. A laser beam detector. The equilibrium position of the balance beam is checked with a detector based on the interception of a laser beam by a screen fixed at the extremity of the balance beam arm whose position must be determined. The power transmitted, measured by a photodiode, is proportional to the integral of the transmitted part of the Gaussian beam, i.e. proportional to a Gauss error function (device principle adapted from [28]). The dynamic range and the sensitivity of the detector may be tuned by adjusting the diameter of the beam. This detector enables one to follow the displacement of the beam on a 50 μm range with a resolution better than 1 nm.

3.2.6. Three heterodyne Michelson interferometers [28] illuminated by a frequency-doubled, iodine-stabilized Nd:YAG laser. The moving arms of the interferometers are comprised of three corner-cube reflectors located at the periphery of the coil support (placed at 120° from each other). Three TIA (Time interval analyzer with a temporal resolution of 8 ps) determines by means of the interferometers (heterodyne frequency: 3 MHz) not only the vertical velocity (v_z) but also the angular velocities (ω_x and ω_y) around the horizontal axis (figure 4) by measuring the Doppler frequency (typically 7.5 kHz, corresponding to 2 mm s^{-1}). Furthermore, the monitoring of the phase shift by means of phase-frequency comparator and FPGA (resolution of 1/100 fringe) of these interferometers yields the vertical (z) and angular positions (θ_x and θ_y) of the coil.

3.2.7. Three position sensors. They are used to measure positions in the horizontal plane (x and y) as well as the angular position about the vertical axis. They are based on vertical propagating Gaussian beams intercepted by screens located at the periphery of the coil support. The time derivative of these quantities gives velocities in the horizontal plane (v_x and v_y) and angular velocities (ω_z) about the vertical axis.

3.2.8. An electronic triggering system. Attention has been paid to simultaneously measure U and v_z so as to achieve maximum noise rejection in dynamic mode. To do this, the output triggering signals issued from the voltmeters are shaped in a sequence used to trigger the velocity measurements and position measurements in both phases (figure 4). In this case, there is a maximum delay of 300 ns between voltage and velocity measurements due to time resolution of trigger conditioner whereas the duration of one measurement is 200 ms.

3.2.9. Environmental measurements. All measurements were performed in air after the enclosure of the Kibble balance has been sealed. Temperature (with a standard uncertainty of 30 mK, the 16 temperature probes are placed around the standard mass and in the vicinity of the laser beams), pressure (standard uncertainty 10 Pa), humidity (standard uncertainty 1.5%) and carbon dioxide content (standard uncertainty 100 ppm) were measured continuously during the experiment. The air density and refractive index were calculated using the formulae of [29] and [30] in order to apply corrections to the results.

4. Alignment procedures

The main alignment procedures have been described extensively elsewhere [31, 32]. Here, we present the more notable points.

4.1. Alignments of the laser beams to vertical

The directions of the six laser beams (three for the heterodyne interferometers and three for the position sensors) that measure the coil velocities and positions have to be aligned along the vertical direction z defined by the direction of the acceleration due to gravity g.

To align the laser beam of each position sensor, a partial reflector, a corner-cube reflector and a mercury pool are added for the measurements and removed for the determination of h. Part of the measurement beam is reflected directly to a corner-cube reflector and the other part passes through the partial reflector and is intercepted by a mercury pool. Both reflected laser beams from the corner-cube reflector and from the mercury pool travel through a telescope associated with a CCD camera [33]. The direction of the laser beam is adjusted to overlap both beams on the camera.

A similar method, but requiring only the mercury pool, is adopted to align the laser beam of each heterodyne interferometer.

The uncertainty of this alignment procedure, mainly due to the motion of the surface of the mercury pool, has been evaluated as less than 40 μrad.

4.2. Alignment of the translation stage

The translation stage has been developed to ensure that the movement of the coil follows as well as possible the vertical axis. The mechanism was built with two planes having each two opposing and one orthogonally positioned flexure hinges. In this way, the moving part is linked to the support structure of the Kibble balance by means of six sets of flexure hinges that constrain its movement to take place along only one direction. The adjustment of the parallelism of the hinge axes allows one to reduce the directional deviations of the movement and the unwanted rotations around the horizontal axis. The total stroke of the guiding stage is 72 mm. Measurements are made in its central 40 mm portion. In this region, lateral deviations of the guiding stage from the vertical trajectory are below 0.5 μm and unwanted rotations in the horizontal plane below 5 μrad. Once unidirectional motion has been obtained, the direction of the stroke is adjusted to lie along a vertical reference axis defined by a precision tiltmeter. The procedure, based on the determination of the position of the centre of a metallic sphere fixed to the guiding stage by means of capacitive sensors, enables one to adjust the verticality to better than 10 μrad [23, 24].

The coil is then translated by this stage and actual velocities are measured by means of elements described in sections 3.2.6 and 3.2.7. Figure 5 shows results from one typical week's run. The values of the linear and angular velocities—respectively below 1 μm s^{-1} and 2 μrad s^{-1} with no significant variation over time—are used to calculate the parasitic watt ratio term mentioned in 6.6.

4.3. Alignment of the pivots of the balance beam

Because the comparator is not used as a mass comparator but rather as a force comparator, the horizontality of its pivots is of great importance. If there is a vertical distance between the pivots of the beam, a parasitic force perpendicular to the longitudinal beam axis produces a parasitic torque which introduces a bias in the estimation of the product $(B \cdot l)_{\mathrm{stat}}$ during the static phase. This torque is proportional to the product of the vertical distance between the pivots by the horizontal parasitic force [32].

A single-piece beam from a special aluminum alloy EN AW-7075 T651 has been designed [25]. To fix the position of the rotation axes, the three flexures hinges formed by symmetrical 40 μm thick bi-concave profiles and are machined in the same metal block as that of the beam in such a way that, once the beam is loaded, the rotation axes are by construction parallel and coplanar. The beam hinges are free of unwanted stresses such as shear forces. In addition, the use of a double central hinge strongly reduces the torsion effect around the central hinge. Each bi-concave profile flexure hinge has no shape discontinuity and is precise in rotation: the axis of

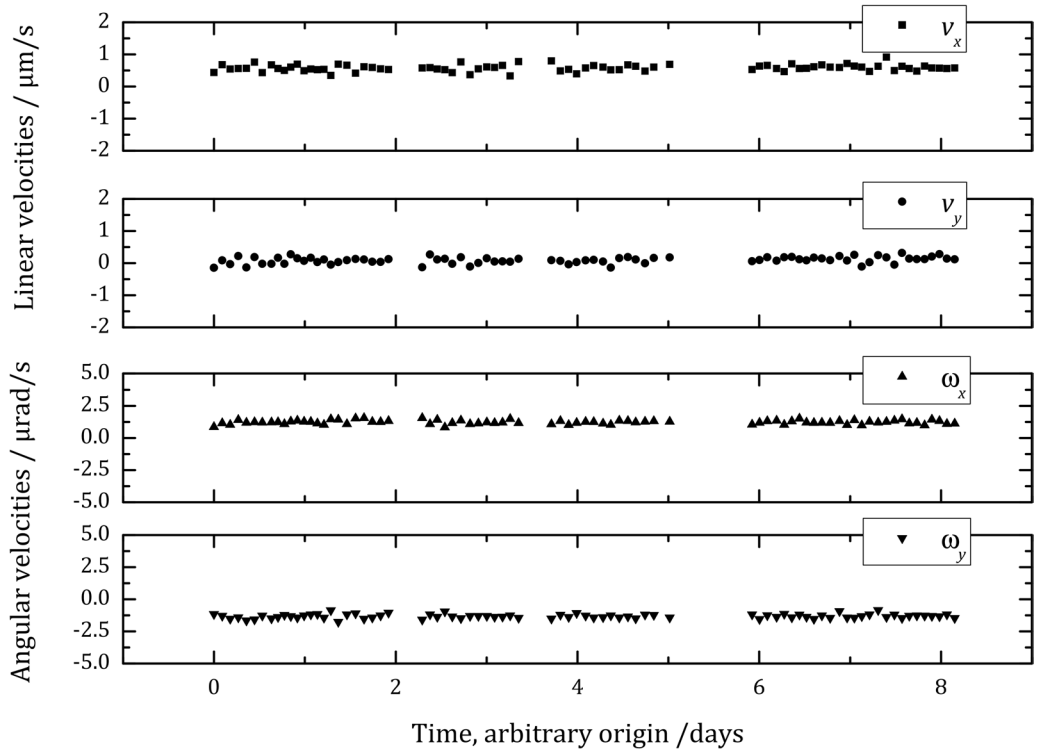

Figure 5. Parasitic horizontal and angular velocities of the coil during a typical week: the values of the linear and angular velocities are respectively below 1 μm s^{-1} and 2 μrad s^{-1} and show no significant variation over time.

rotation lies at the thinnest part of the profile and does not depend significantly on the load.

Numerical simulations show that the beam arm bending is of the order of 40 μm with a 60 N load distributed equally on each arm (as it is in the experimental set-up) [25].

Finally, the vertical distance between the pivots has been estimated by construction to be less than 20 μm and the maximum error of the inclination angle of the beam with respect to the horizontal is 500 μrad.

4.4. Alignment of the points of application of the gravitational and Laplace forces

The suspensions of the mass and the coil are linked together with an electro-machined double monolithic gimbals especially designed to reduce the effect of mutual static and dynamic coupling and to merge the points of application of the gravitational and Laplace forces. The double gimbal made of four flexures of copper-beryllium alloy allows rotation according two coplanar axes which intersect at a common point. The stiffness parameters of the flexure pivots have been determined using a dynamometric method. The study of the dynamic behaviour of this device has shown a high degree of decoupling between each of the gimbals: indeed, the system is able to tolerate a misalignment of the standard mass of up to 1 mm [34].

4.5. Alignment of the coil

During the static phase, the product $(B \cdot l)_{\text{stat}}$ is measured in two steps.

After the two arms of the beam have been balanced in terms of mass, a tare mass equal to half the standard mass is added to the counterweight of the tare side. When the 500 g mass standard is placed on the pan (configuration 'mass on'), there is an excess mass of 250 g on the double suspension side and a stabilized current produces an electromagnetic force to compensate it. When the mass is removed (configuration 'mass off'), the same excess weight is on the tare suspension side and the current going through the coil is reversed to produce a force in the opposite direction: in both steps, the beam is balanced. This procedure was adopted to cancel the effect of the relative difference length of the two arms (by using only one arm to compare forces) as well as to reduce the parasitic electromotive force in the electrical circuit (by reversing the current in the coil). By combining these two steps, one can evaluate the ratio mg/I which corresponds to the product $(B \cdot l)_{\text{stat}}$ of the static phase.

In a Kibble balance, it is unlikely that the coil remains at exactly the same location during the two steps. The objective is to minimize as much as possible the coil displacement. The less the coil moves and the smaller the beam yaw, the lower the parasitic horizontal forces and torques will be [32].

The horizontal components F_x and F_y depend on the tilt of the coil winding relative to the magnetic circuit. Torques M_x and M_y related to the mass centre of coil depend on the horizontal position of the coil in the magnetic circuit. These parasitic quantities have two main effects: they can disturb the force comparator and lead to an error in the comparison of electrical to mechanical power (see section 6.6).

Therefore, the coil winding position has been adjusted relative to the magnet along the x- and y-axes and relative to its magnetic plane—which coincides with the horizontal to

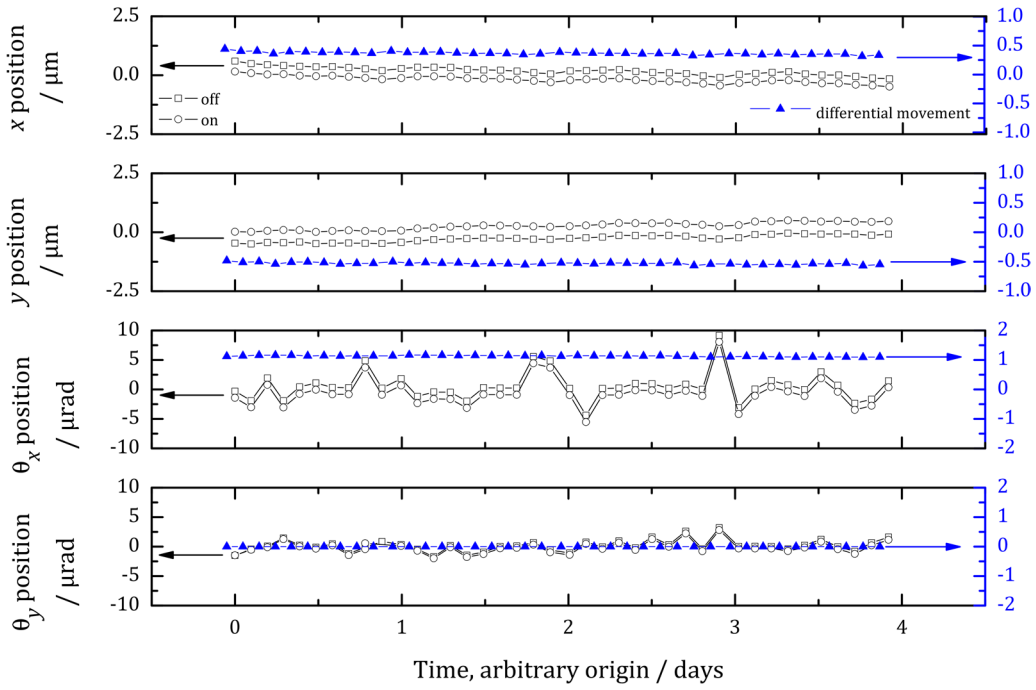

Figure 6. Linear and angular displacements of the coil between the two steps of the weighing mode during four typical days of h measurement. Four degrees of freedom of the coil are shown (x, y, θ_x, θ_y). The black open symbols describe the absolute position of the coil (mass on and mass off): the drift of the measured linear position is well below 1 µm d^{-1}, whereas drift of the measured angular position is not noticeable. The blue solid triangles represent the displacements of the coil from 'mass off' to 'mass on' (differential movement) during the same period. These displacements are 0.5 µm for x-axis, −0.5 µm for y-axis, 1.0 µm for the θ_x-axis and 0.0 µm for the θ_y-axis; these values exhibit negligible variation on this time scale.

better than 10 µrad—in order to reduce the displacement of the coil between the two currents of the weighing mode. This adjustment consists in moving the hanging point of the beam (thus the position of the coil) and adding small masses on the coil support to obtain linear and angular displacements of the coil as small as 1 µm and 1 µrad between the two steps of the weighing mode (figure 6).

4.6. Abbe error

The three components of the vertical velocity v_{z1}, v_{z2} and v_{z3} are measured by the three heterodyne Michelson interferometers. By averaging these three velocities using an ordinary arithmetic mean, one obtains the vertical velocity v_z of the optical centre of the system which can be affected by a contribution from the angular velocities of the coil.

To avoid this contribution into the measurement, the optical centre must be on a vertical line passing through the centre of mass of the coil. It is adjusted by measuring the vertical motion of the coil when it is oscillating as a simple pendulum. By processing the experimental data, we have estimated a weighted arithmetic mean by affecting a coefficient for each of the velocities contributing to the final average. In this way, the horizontal displacement of mass and optical centres can be reduced below 10 µm.

5. Results

Each determination of the Planck constant using equation (5) is composed of three steps whose data are not processed at the same time: to take into account the drift due to the temperature changes of the magnet, a linear interpolation is performed between two successive values of $(B \cdot l)_{dyn}$ which is combined with one value of $(B \cdot l)_{stat}$ or between two successive values of $(B \cdot l)_{stat}$ combined with one value of $(B \cdot l)_{dyn}$.

The product $(B \cdot l)_{dyn}$ is given by the ratio of the induced voltage U at the terminals of the coil to the velocity v_z of the coil. Measurements are made when the coil is translated vertically (up and down) through the air gap of the magnetic circuit over a 40 mm travel range. During a movement, the velocity is first increased linearly with time, then kept at a constant value of 2 mm s^{-1} and then decreased to zero. This movement induces a voltage U around 1 V at the terminals of the coil. A typical sequence of the dynamic phase consists of 50 pairs of up and down trajectories. Every trajectory is described by about 100 data points and takes 20 s. A spatial profile of the product $(B \cdot l)_{dyn}$ is then extracted and averaged over the set of the 100 steps, giving the geometrical factor, i.e. $(B \cdot l)_{dyn}$ depending of z position.

By fitting a 10th order polynomial curve to the data we determine the value $(B \cdot l)_{dyn}$ at the height where the weighing phase takes place (figure 7). Other order polynomial fits have been also tested and the differences obtained compared to the 10th order are less than 1×10^{-8}. These differences represent a negligible contribution (included in table 1 in 'Other contributions') to the final uncertainty budget.

The product $(B \cdot l)_{stat}$ is given by the ratio of the weight of the standard mass to the total current injected in the coil. The measurement is made in two steps with either a direct or a reversed current flowing through the coil for the

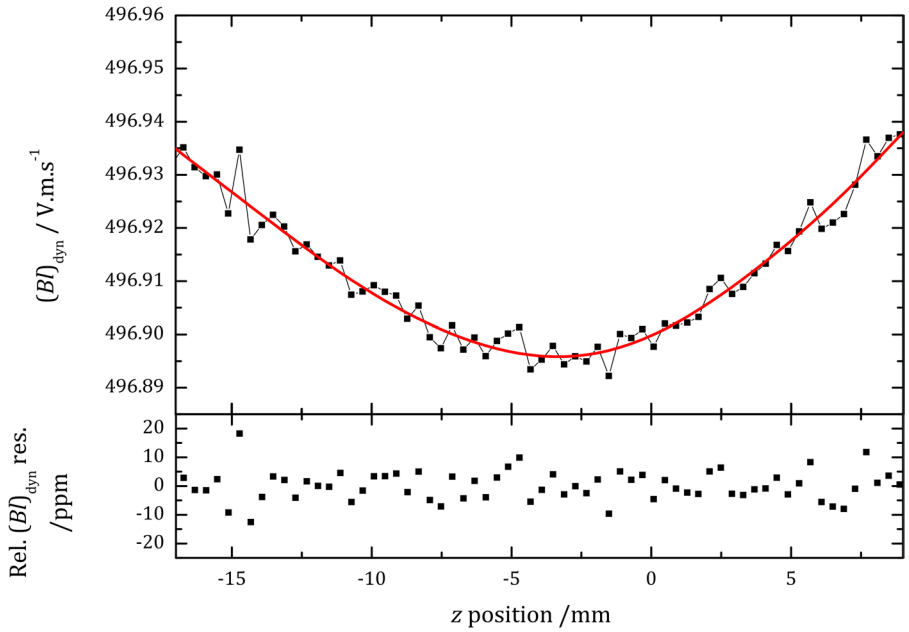

Figure 7. Variation of the geometrical factor, $(B \cdot l)_{dyn}$ with the position z. The product $(B \cdot l)_{dyn}$ is obtained during a sequence of 50 up and down trajectories. The full line is the polynomial fit used to estimate the value of $(B \cdot l)_{dyn}$ at the weighing altitude.

Table 1. Main uncertainty contributions to the measurement of h ($k = 1$).

Uncertainty budget for h measurements	(10^{-9})
Type A	20
Type B	
Voltage measurements U' and U	11
Resistance R	6
500 g iridium mass	13
Absolute gravity value g	5
Velocity v	46
Parasitic watt ratio term	17
Force comparator contribution	8
Other contributions	10
(Abbe error, polynomial order, coil position, mathematical, reproducibility…)	
Combined relative uncertainty	57

configurations 'mass on' and 'mass off'. In both cases, a voltage drop is measured at the terminals of a 200 Ω resistor. The current I flowing through the coil is continuously adjusted by a programmable current source (RTC) to oppose any change in the forces acting on the beam. However, from one step to another, the current adapts itself in response to force changes are not fast enough to maintain the beam in a horizontal position. It takes around 100 s for the beam position to reach the steady state, with a maximum deviation relative to horizontal of 5 mrad. The knowledge of the mass, the acceleration of gravity and the measurements of the current I allow one to evaluate the product $(B \cdot l)_{stat}$ using equation (1).

Figure 8 shows the variation of the products $(B \cdot l)_{stat}$ and $(B \cdot l)_{dyn}$ according to the temperature over the course of one week. As expected, because of the temperature coefficient of the samarium–cobalt magnet (Sm_2Co_{17}) which is -2.7×10^{-4} K^{-1}, the observed changes for both products follow by the change in temperature.

Figure 9 present all the measured value of the Planck constant (small grey dots, one month measurement). The mean value of h extracted from these data is $6.626\,070\,41(38) \times 10^{-34}$ J · s or $(h/h_{90} - 1)10^9 = 234 \pm 57$.

6. Uncertainty contributions and discussion

The main uncertainty contributions are summarized in table 1. The relative combined standard uncertainty amounts to 5.7×10^{-8}.

The relative Allan deviation is below 2×10^{-8} from 3 d to 5 d (figure 10): this value is taken as relative Type A standard uncertainty. The Type B components are discussed in next section.

The 'Other contributions' group of table 1 includes, among others, various reproducibility tests (coil velocity, integration time of voltmeter, different voltage measurements configurations…) which were performed before the measurement campaigns, with no significant effect detected. As an example, in 2014 different coil velocities of 1 mm s^{-1} to 2 mm s^{-1} were tested, as well as various timing configurations with no observable difference within the uncertainty (3.1×10^{-7}) of that time. We continue to assume that these effects are negligible. Three standards of different densities but of the same nominal mass have been tested and yield results within their uncertainties, validating the buoyancy corrections. Other nominal masses will be considered when time permits. Additionally, the thermal effects of the heating during the static phase have been considered. These various effects lead to a relative standard uncertainty of 1×10^{-8}.

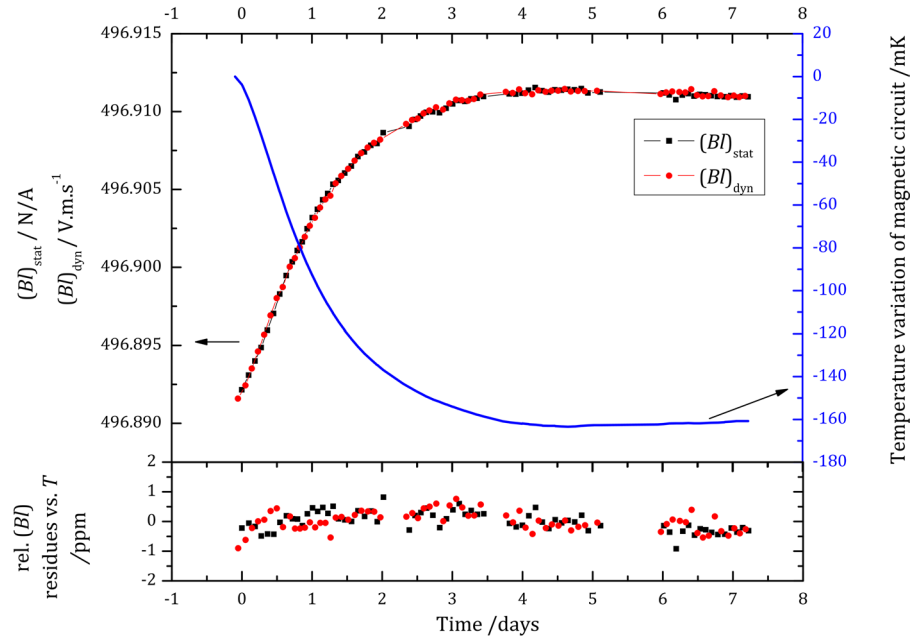

Figure 8. Variations of the products $(B \cdot l)_{stat}$ and $(B \cdot l)_{dyn}$ over the course of one week. The solid blue line corresponds to the evolution of the magnet circuit temperature.

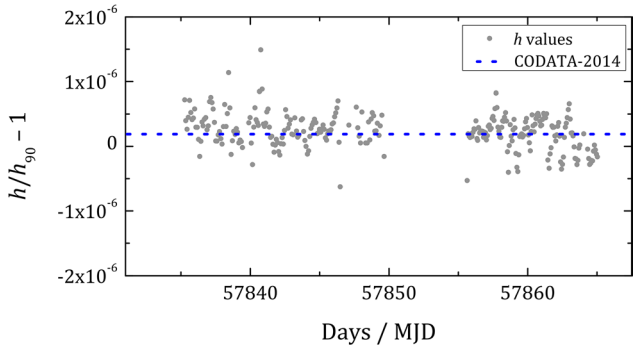

Figure 9. Set of data used for the determination of the the Planck constant. Each small grey dot represents a determination of h: measurement were carried out during 30 d, with a 5 d interruption due to a mass exchanger malfunctioning. The dashed blue line represents the CODATA-2014 value of h [46]. Values referenced to h_{90}.

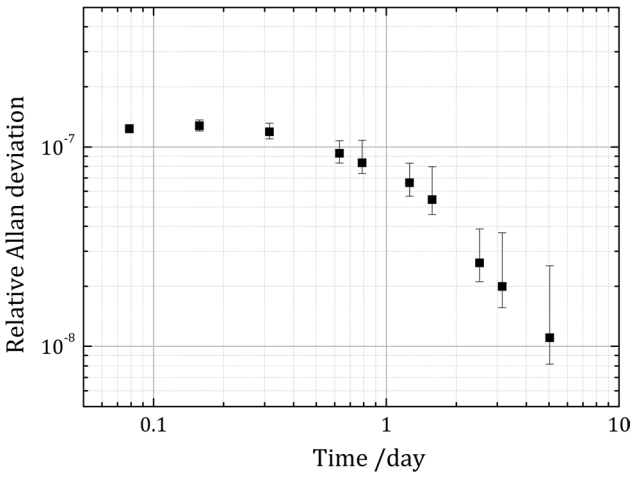

Figure 10. Relative Allan deviation of h measurements versus time.

6.1. Voltage measurements

Voltage measurements are split between the 1 V PJVS and the voltmeters.

In an ideal case, the PJVS would deliver voltages equal to voltage drops at the terminals of the resistor and the coil respectively during the static and dynamic phases so that the voltmeter readings fall symmetrically about zero. Then the result will be insensitive to the gain of the voltmeter since the instruments are acting as null detectors. Furthermore, as voltage is almost completely reversed from 'coil up' to 'coil down', and from 'mass on' to 'mass off', the result would be also insensitive to the bias of the voltmeter. In practice, the voltmeters do not measure values symmetrically around zero. In the dynamic phase, the typical measured voltage size is less than 2 mV; in the static phase, it is less than 40 μV. The gains of the voltmeters are calibrated hourly using the PJVS.

Finally, taking into account the uncertainties due to the Josephson reference, the voltmeters (gain and non-linearity) and the switch-box, the relative final uncertainty associated with the voltage measurements is estimated to be 11×10^{-9}, including the correlations between both phases.

6.2. Resistance

During the static phase, a 200 Ω resistor is connected in series with the coil and the current injected in the circuit is measured through the voltage drop across the resistor. This resistor placed in a thermo-controlled enclosure (within ±50 mK) is calibrated regularly against a QHRS. It was calibrated before and after the present campaign.

The total relative standard uncertainty associated with the resistance determination is 6×10^{-9}. The main uncertainty component, which arises from the instability of the resistor,

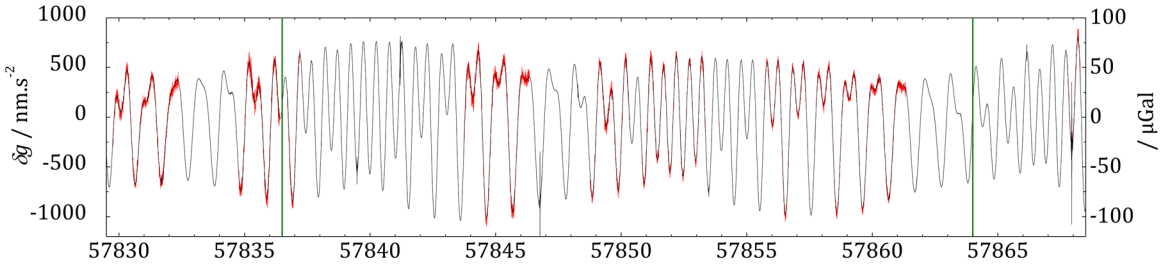

Figure 11. Earth gravity variations around the mean value of 9.808 907 455 m · s^{-2}, from the 17/03/2017 to the 25/04/2017, measured with the CAG (in red) and the iGrav (in black). The green lines frame the Kibble balance measurement session.

which is due to its travel to and from the QHRS room located 20 m away from the Kibble balance room, does not exceed 5 parts in 10^9.

6.3. Mass contributions

Measurements have been carried out with a 500 g mass of pure iridium labeled DB1. This material was selected about 10 years ago for its qualities of density, hardness, magnetic susceptibility and chemical resistance [35]. The artefact which is a cylinder of about 40 mm radius and 20 mm height was supplied by Johnson-Matthey and subsequently machined and manually polished with a diamond paste at LNE in 2015.

The artefact was calibrated with respect to the prototype n° 35 in 2015. The mass deviation with a standard uncertainty of 2.5 µg was found to be +11.4 µg with respect to the 500 g nominal mass.

Its magnetic susceptibility of $+5 \times 10^{-5}$ introduces an undesired magnetic force of 0.8×10^{-8} N due to the presence of a residual magnetic field of 1.5 mT at the standard mass location [34]. The resulting error on the mass determination is 0.8 µg.

To take into account the buoyancy contribution and apply the associated correction to the mass, we have calculated the air density with a standard uncertainty of 2.6×10^{-4} kg · m^{-3} by measuring temperature, pressure, relative humidity and mole fraction of carbon dioxide [29, 30]. Uncertainty on air density was estimated by using a Monte-Carlo method, taking into account also the uncertainty linked to the formulae themselves. Thermal gradients in air were checked by means of 16 probes measuring simultaneously temperatures at different positions around the mass and the laser beam trajectories. No time drift, no thermal gradients were found within the measurement uncertainty (30 mK).

In total, the standard uncertainty of the 500 g mass is 6.6 µg which corresponds to a relative standard uncertainty of 1.3×10^{-8}.

6.4. Absolute gravity value

Gravity in the Kibble balance laboratories is continuously monitored with a superconducting gravimeter (iGrav#005), which is regularly calibrated and drift corrected with an absolute cold atom gravimeter (CAG). This relative gravimeter is located in the gravimetry laboratory next to the LNE Kibble balance laboratory [36], on the same pillar on which the absolute cold atom gravimeter (CAG) operates.

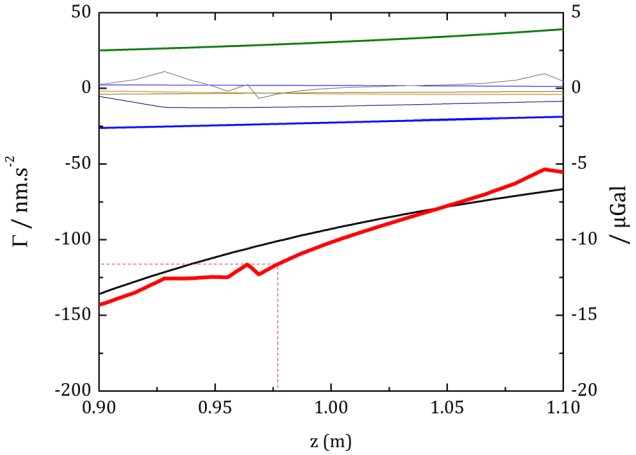

Figure 12. Self gravity effect of the LNE Kibble balance along 20 cm variation around the proof mass from 0.9 m to 1.10 m distance to the floor. The total gravity effect is represented as a thick red line. The three medium lines represent the contributions of the three dominant subsystems, the magnet circuit (in black), the structure supporting the magnet circuit (in blue) and the guidance structure (in green). The other thin lines represent the attraction of the interferometer, the mass exchanger, the vacuum vessel and the mass and coil suspension subsystems. The mass position is at 0.977 m above the floor (dashed red line).

The CAG [37] can operate continuously for weeks, its accuracy is 43 nm · s^{-2}, the Allan standard deviation of the gravity measurement is at best 57 nm· s^{-2} · Hz$^{-1/2}$ [38] and decreases down to 0.6 nm · s^{-2} in less than half a day of measurement. Such level of performances perfectly complies with the requirements of the Kibble balance. Moreover, it has been compared to other technologies during comparison campaigns including the first three key comparisons [39–41]. During the present Planck constant determination session, tests and studies were being carried out on the CAG to improve its accuracy. Nevertheless, regular absolute measurements have been performed during nights and week-ends in order to calibrate the iGrav signal. The iGrav continuous gravity variation measurement around the absolute g value provided by the CAG is represented in black on figure 11 with nine shorter runs of the CAG represented in red.

The CAG absolute measurements give a mean g value of 9 808 907 455(43) nm · s^{-2} in agreement with previous measurements obtained in the laboratory since 2006 with free fall corner cubes [36, 42, 43].

Table 2. Estimates of the watt ratio error term from relative parasitic velocities, forces and torques.

Relative parasitic forces and torques		Relative parasitic linear and angular velocities		Individual component of watt ratio error term	
F_x/F_z	2.7×10^{-5}	v_x/v_z	5×10^{-5}	$F_x \cdot v_x/F_z \cdot v_z$	1.3×10^{-9}
F_y/F_z	1.8×10^{-5}	v_y/v_z	4×10^{-4}	$F_y \cdot v_y/F_z \cdot v_z$	7.3×10^{-9}
M_x/F_z	8.2×10^{-6} m	ω_x/v_z	7.5×10^{-4} rad $\cdot$ m^{-1}	$M_x \cdot \omega_x/F_z \cdot v_z$	6.1×10^{-9}
M_y/F_z	8.2×10^{-6} m	ω_y/v_z	7.5×10^{-4} rad $\cdot$ m^{-1}	$M_y \cdot \omega_y/F_z \cdot v_z$	6.1×10^{-9}
M_z/F_z	4.1×10^{-6} m	ω_z/v_z	2×10^{-3} rad $\cdot$ m^{-1}	$M_z \cdot \omega_z/F_z \cdot v_z$	8.2×10^{-9}
				Max watt ratio error	29×10^{-9}

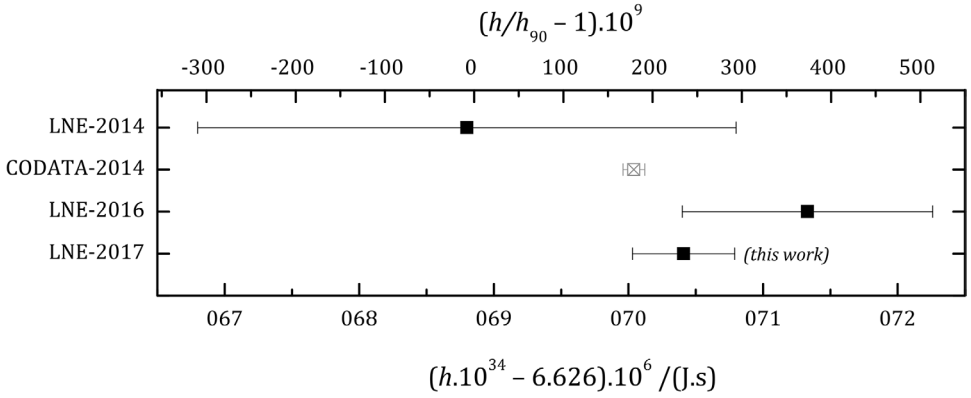

Figure 13. Values of h determined by LNE together with the 2014 CODATA value of h [46]. Results have been previously obtained in 2014 (relative standard uncertainty: 3.1×10^{-7}) [19] and in 2016 (1.4×10^{-7}) [20]. The results described in this paper lead to a measurement of h with a relative standard uncertainty of 5.7×10^{-8}.

The gravity transfer from the measured station to the center of mass of the Kibble balance involved mass is performed with a 3D mapping combined with a model of the gravitational field in the laboratories [36]. These measurements and model are regularly checked with gravity ties measurements between unoccupied stations and vertical gravity gradient determinations. Moreover, a new leveling has been performed at the end of 2015. It confirmed the results of the previous leveling measurements performed 10 years ago and shows that the height difference and tilts between the Kibble balance pillar and the gravimetry pillar did not change, which would have modified the model. The uncertainty due to the gravity transfer is 16 nm $\cdot$ s^{-2}.

Finally, the determination of the self gravity effect of the LNE Kibble balance has been improved. It is calculated with the method developed in [44] and account for the effect of more than 200 parts of the LNE Kibble balance, distributed in 8 subsystems. The total effect is summarized as a thick red line on figure 12 along 20 cm around the center of mass of the proof mass whose position is given by the dashed red line. The attraction on the mass is 116(1) nm $\cdot$ s^{-2}, highly dominated by the effect of the 350 kg magnet.

The total standard uncertainty due to gravity is 45.9 nm $\cdot$ s^{-2}, which corresponds to a relative uncertainty of 5×10^{-9}.

6.5. Velocity

The velocity contribution to the uncertainty is essentially due to the air refractive index and to the verticality of the three laser beam directions.

As for the buoyancy, refractive index is calculated from temperature, pressure, relative humidity and mole fraction of carbon dioxide [29, 30]: the standard uncertainty associated with the first term is estimated to be 4.5×10^{-8} [28], mainly due to the temperature uncertainty (30 mK).

Concerning the second term, by measuring the alignment of the laser beams to better than 40 μrad and the parasitic velocities v_x and v_y respectively at 0.1 μm s^{-1} and 0.8 μm s^{-1}, we determine the velocity contribution with a standard uncertainty of 6.7×10^{-9}.

In total, the relative standard uncertainty associated with the velocity is 4.6×10^{-8}.

6.6. Watt ratio error term

Equation (3) was established for the ideal case free of unwanted parasitic forces and torques and unwanted horizontal and angular velocities. If these parameters are taken into account, the equation becomes:

$$\frac{U \cdot I}{F_z \cdot v_z} = 1 + \frac{F_x \cdot v_x}{F_z \cdot v_z} + \frac{F_y \cdot v_y}{F_z \cdot v_z} + \frac{\tau_x \cdot \omega_x}{F_z \cdot v_z} + \frac{\tau_y \cdot \omega_y}{F_z \cdot v_z} + \frac{\tau_z . \omega_z}{F_z \cdot v_z} \quad (7)$$

where F_i is the force, v_i the velocity, τ_i the torque and ω_i the angular velocity about the ith axis. The vertical velocity v_z is 2 mm s^{-1} whereas the vertical force F_z (nominally equal to the weight of the standard mass m) is 4.9 N.

The five latter terms in the equation above are referred to collectively as the parasitic watt ratio error term.

Using the double pendulum mathematical model [45], and the different experiments described in [32], we have estimated

the parasitic forces and torques during this measurement campaign of measurements. By using the three Gaussian position detectors and the three heterodyne Michelson interferometers, the horizontal and angular velocities were estimated during measurements of h. The watt ratio error was found to lie within $\pm\, 2.9 \times 10^{-8}$ (table 2). If one assumes a rectangular distribution, the corresponding relative standard uncertainty is 1.7×10^{-8}.

6.7. Force comparator contribution

By construction, the vertical distance between the pivots of the force comparator has been estimated below 20 μm. By considering that the maximum inclination angle of the beam with respect to the horizontal is 0.5 mrad (controlled by an inclinometer), the relative maximum error resulting in the weighing is 1.3×10^{-8} and the corresponding relative standard uncertainty 7.5×10^{-9}.

7. Conclusion

Consistent measurements of the Planck constant h were performed in air using the LNE Kibble balance in 2014 [19], 2016 [20] and 2017 (this work) with a constant improvement in combined uncertainty (figure 13): these h values are in agreement.

The experiment is able to run continuously for weeks at a time, only interrupted by liquid helium top-ups of Josephson standards (or Zener diode calibrations for the first two). The constraint being to obtain a h value for 1 July 2017, in this framework, the most straigtforward path was to work in air for the present measurement campaign.

In 2017, among other things, the digital voltmeters were calibrated hourly against a Josephson voltage standard, a resistance standard was calibrated against a quantum Hall resistance standard, standard iridium mass was used and calibrated some months before. Environmental effects as temperature, pressure and gravity where monitored in real-time. Remarkably, the g value holds in absolute continuous measurements which ensure that any significant deviation of g would be detected and accounted for. All alignments characteristics values are below some tens of μm and μrad.

Hence, the h value extracted from the 2017 data is $6.626\,070\,41(38) \times 10^{-34}$ J · s or $(h/h_{90} - 1) \times 10^9 = 234 \pm 57$. It differs in relative terms by 5.5×10^{-8} from that of the 2014 CODATA adjustment of h. The relative standard uncertainty associated with this measurement is 5.7×10^{-8}, and one can calculate that the uncertainty directly due to air (refractive index, buoyancy) is in this setup evaluated at 4.7×10^{-8}. This combined uncertainty constitutes a substantial improvement with respect to our previous measurements of 2014 and 2016.

The performance limits of the LNE Kibble balance have not yet been reached and some directions for improvement are currently being investigated so that new h values with a relative uncertainty below 5×10^{-8} could be obtained soon in the present SI. The next months will be devoted to identifying and resolving problems that have occurred when carrying out experiments in vacuum: the expected type B uncertainty would be then below 3×10^{-8}.

Subsequently, other modifications and improvements will be implemented in the view of the *mise en pratique* of the foreseen SI redefinition.

Acknowledgments

The authors would like to thank Florian Beaudoux, Patrick Jeanjacquot, Sophie Djordjevic, Olivier Séron, Dominique Leprat, Wilfrid Poirier and Félicien Schopfer for calibrating our mass, voltage and resistance standards, Patrick Juncar for continuous support and encouragement, and Mark Plimmer for critical reading of this manuscript. We also warmly thank Ralph Behr for his help and reactivity to provide us with programmable Josephson junction array. Last, we are greatly indebted to Gérard Genevès for being at the helm of the LNE watt balance project (as it was named then) from the early 2000s to 2014: his work is largely at the origin of these 2017 results.

Part of this work was funded by the European Metrology Research Program (EMRP) in the framework of the kNOW Joint Research Project. The EMRP is jointly funded by the EMRP participating countries within European Association of National Metrology Institutes (EURAMET) and the European Union.

References

[1] Quinn T J 1991 The kilogram: the present state of our knowledge *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40** 81–5
[2] Davis R 2003 The SI unit of mass *Metrologia* **40** 299
[3] Girard G 2005 The third periodic verification of national prototypes of the kilogram (1988–1992) *Metrologia* **31** 317
[4] Stock M *et al* 2015 Calibration campaign against the international prototype of the kilogram in anticipation of the redefinition of the kilogram part I: comparison of the international prototype with its official copies *Metrologia* **52** 538–51
[5] Bordé C J 2004 Métrologie fondamentale: unités de base et constantes fondamentales *C. R. Phys.* **5** 813–20
[6] Mills I M, Mohr P J, Quinn T J, Taylor B N and Williams E R 2005 Redefinition of the kilogram: a decision whose time has come *Metrologia* **42** 71–80
[7] Mills I M, Mohr P J, Quinn T J, Taylor B N and Williams E R 2006 Redefinition of the kilogram, ampere, kelvin and mole: a proposed approach to implementing CIPM recommendation 1 (CI-2005) *Metrologia* **43** 227–46
[8] Stock M and Witt T J 2006 CPEM 2006 round table discussion 'Proposed changes to the SI' *Metrologia* **43** 583–7
[9] Becker M 2001 History and progress in the accurate determination of the Avogadro constant *Rep. Prog. Phys.* **64** 1945–2008
[10] Fujii K, Bettin H, Becker P, Massa E, Rienitz O, Pramann A, Nicolaus A, Kuramoto N, Busch I and Borys M 2016 Realization of the kilogram by the XRCD method *Metrologia* **53** A16–45
[11] Robinson I A 2012 Towards the redefinition of the kilogram: a measurement of the Planck constant using the NPL Mark II watt balance *Metrologia* **49** 113–56

[12] Williams E R, Steiner R L, Newell D B and Olsen P T 1998 Accurate measurement of the planck constant *Phys. Rev. Lett.* **81** 2404–7

[13] Thomas M, Espel P, Bielsa F, Genevès G, Piquemal F, Juncar P and Pinot P 2014 *Progress Report of the LNE Watt Balance Conf. on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)* pp 426–7

[14] Sanchez C A, Wood B M, Green R G, Liard J O and Inglis A D 2014 A determination of Planck's constant using the NRC watt balance *Metrologia* **51** S5–14

[15] Fang H, Kiss A, Robertsson L, Zeggagh A, Lan J, de Mirandes E, Solve S, Picard A and Stock M 2012 *Status of the BIPM Watt Balance Conf. on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)* pp 424–5

[16] Eichenberger A, Baumann H, Jeckelmann B, Tommasini D, Cosandier F, Clavel R, Beguin C and Reber D 2012 *The METAS Watt Balance Mark II Experiment Conf. on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)* pp 426–7

[17] Suton C M 2009 An oscillatory dynamic mode for a watt balance *Metrologia* **46** 467

[18] Zhang Z *et al* 2014 The joule balance in NIM of China *Metrologia* **51** S25–31

[19] Thomas M, Espel P, Ziane D, Pinot P, Juncar P, Dos Santos F P, Merlet S, Piquemal F and Genevès G 2015 First determination of the Planck constant using the LNE watt balance *Metrologia* **52** 433

[20] Stock M *et al* 2017 *Report on CCM Pilot Study CCM.R-kg-P1: Comparison of Future Realizations of the Kilogram* in preparation

[21] Kibble B P 1976 A measurement of the gyromagnetic ratio of the proton by the strong field method *Atomic Masses and Fundamental Constants* vol 5 (*Proc. of the 5th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants (Paris, June 1975)*) ed J H Sanders and A H Wapstra (New York: Plenum) pp 545–51

[22] Mohr P J and Taylor B N 2000 CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 1998 *Rev. Mod. Phys.* **72** 351

[23] Villar F, David J and Genevès G 2011 75 mm stroke flexure stage for the LNE watt balance experiment *Precis. Eng.* **35** 693–703

[24] Villar F 2008 Conception, réalisation et caractérisation de systèmes mécaniques pour l'expérience française de 'balance du watt' *Doctoral Thesis* Conservatoire national des arts et métiers, Paris (https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00369283/)

[25] Pinot P, Espel P, Liu Y, Thomas M, Ziane D, Palacios-Restrepo M-A and Piquemal F 2016 Static phase improvements in the LNE watt balance *Rev. Sci. Instrum.* **87** 105113

[26] Gournay P, Genevès G, Alves F, Besbes M, Villar F and David J 2005 Magnetic circuit design for the BNM Watt balance experiment *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 742–5

[27] Genevès G, Gournay P, Hauck C and Djordjevic S 2005 Characterisation of a SINIS programmable binary junction array as a reference for the French watt balance experiment *Proc. of the XXVIIIth URSI General Assembly (New Delhi, October 2005)* (www.ursi.org/proceedings/procGA05/pdf/AP.3(0370).pdf)

[28] Haddad D, Juncar P, Geneves G and Wakim M 2009 Gaussian beams and spatial modulation in nanopositioning *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** 1003–9

[29] Ciddor P E 1996 Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared *Appl. Opt.* **35** 1566–73

[30] Picard A, Davis R S, Gläser M and Fujii K 2008 Revised formula for the density of moist air (CIPM-2007) *Metrologia* **45** 149–55

[31] Thomas M 2015 *PhD Thesis* Conservatoire national des arts et métiers, Paris (https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01245089)

[32] Thomas M, Espel P, Briand Y, Genevès G, Bielsa F, Pinot P, Juncar P and Piquemal F 2014 Minimization of the coil movement of the LNE watt balance *Metrologia* **51** S54–64

[33] Gilbert O, Bielsa F, Juncar P, Eichenberger A and Genevès G 2010 Optical alignment tool for the LNE and METAS watt balance projects *Conf. on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)* (https://doi.org/10.1109/CPEM.2010.5543656)

[34] Pinot P, Mace S, Genevès G, Gournay P, Haddad D, Lecollinet M, Villar F and Himbert M E 2008 Dynamic behaviour of a monolithic suspension device for the French watt balance experiment *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **44** 193–204

[35] Pinot P, Beaudoux F, Bentouati D, Espel P, Madec T, Thomas M, Ziane D and Piquemal F 2016 Mass standards used in the LNE watt balance and a possible system for the dissemination of the mass unit in France *Metrologia* **53** 1139–53

[36] Merlet S, Kopaev A, Diament M, Genevès G, Landragin A and Dos Santos F P 2008 Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project *Metrologia* **45** 26

[37] Louchet-Chauvet A, Farah T, Bodart Q, Clairon A, Landragin A, Merlet S and Dos Santos F P 2011 Influence of transverse motion within an atomic gravimeter *New J. Phys.* **13** 065025

[38] Gillot P *et al* 2014 Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers *Metrologia* **51** L15

[39] Jiang Z *et al* 2012 The 8th International Comparison of Absolute Gravimeters: the first Key Comparison (CCM.G-K1) in the field of absolute gravimetry *Metrologia* **49** 666–84

[40] Francis O *et al* 2013 The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg: results and recommandations *Metrologia* **50** 257–68

[41] Francis O *et al* 2015 CCM.G-K2 key comparison *Metrologia* **52** 07009

[42] Merlet S, Francis O, Palinkas V, Kostelecky J, Le Moigne N, Jacobs T and Genevès G 2008 Absolute gravity measurements at LNE *Proc. Terrestrial Gravimetry: Static and Mobile Measurements* pp 173–4 (http://hdl.handle.net/10993/2180)

[43] Merlet S, Bodart Q, Malossi N, Landragin A, Dos Santos F P, Gitlein O and Timmen L 2010 Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers *Metrologia* **47** L9–11

[44] D'Agostino G, Merlet S, Landragin A and Dos Santos F P 2011 Perturbations of the local gravity field due to mass distribution on precise measuring instruments: a numerical method applied to a cold atom gravimeter *Metrologia* **48** 299–305

[45] Villar F, Genevès G and David J 2010 Determination and minimization of parasitic forces and moments in the static step of the LNE watt balance experiment *Conf. on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)* pp 34–5

[46] Mohr P J, Newell D B and Taylor B N 2014 CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035009

Bibliographie

[1] B. P. Abbott *et al.* ; «Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger» ; Phys. Rev. Lett. **116**, p. 061 102 (2016). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102. ix

[2] J. Dubois & M. Diament ; *Géophysique* (Dunod ed.) (2005). xi

[3] «Gravity Recovery And Climate Experiment» ; https://grace.cnes.fr/fr. xi

[4] «MIGA : Matter Wave laser Interferometric Gravitation Antenna» ; https://syrte.obspm.fr/spip/science/iaci/projets-en-cours/miga/article/miga-matter-wave-laser-interferometric-gravitation-antenna. xi

[5] «Le Système International d'unités» ; BIPM **7ème édition** (1998). xi, 119, 121

[6] W. Torge ; *Gravimetry* (de Gruyter) (1989). xi

[7] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel & M. F. Lequentrec-Lalancette ; «Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry» ; Nature Communications **9**, p. 627 (2018). https://doi.org/10.1038/s41467-018-03040-2. xii

[8] P. Cheinet ; *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids* ; Thèse de doctorat ; Université Paris VI, Observatoire de Paris (2006). 1, 3, 14, 16, 17, 33, 34, 36, 49

[9] C. J. Bordé ; «Atomic interferometry with internal state labeling» ; Phys. Lett. A **140**, p. 110–112 (1989). 6

[10] B. Cheng, P. Gillot, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos ; «Influence of chirping the Raman lasers in an atom gravimeter : Phase shifts due to the Raman light shift and to the finite speed of light» ; Phys. Rev. A **92**, p. 063 617 (2015). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.063617. 8, 34, 50

[11] S. Merlet, J. Le Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos & P. Rouchon ; «Operating an atom interferometer beyond its linear range» ; Metrologia **46**, p. 87–94 (2009). 9

[12] K. S. Hardman, C. C. N. Kuhn, G. D. McDonald, J. E. Debs, S. Bennetts, J. D. Close & N. P. Robins ; «Role of source coherence in atom interferometry» ; Phys. Rev. A **89**, p. 023 626 (2014). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.89.023626. 9

[13] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos & A. Landragin ; «Enhancing the area of a Raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique» ; Physical Review Letters **103**, p. 080 405 (2009). https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00377397. 9

[14] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévèque, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos ; «Double diffraction in an atomic gravimeter» ; Phys. Rev. A **81**, p. 013 617 (2010). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.81.013617. 9

[15] S.-w. Chiow, T. Kovachy, H.-C. Chien & M. A. Kasevich ; «102$\hbar k$ Large Area Atom Interferometers» ; Phys. Rev. Lett. **107**, p. 130 403 (2011). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.130403. 10, 83, 133

[16] P. Berg, S. Abend, G. Tackmann, C. Schubert, E. Giese, W. P. Schleich, F. A. Narducci, W. Ertmer & E. M. Rasel ; «Composite-Light-Pulse Technique for High-Precision Atom Interferometry» ; Phys. Rev. Lett. **114**, p. 063 002 (2015). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.063002. 10

[17] S. S. Szigeti, J. E. Debs, J. J. Hope, N. P. Robins & J. D. Close ; «Why momentum width matters for atom interferometry with Bragg pulses» ; New Journal of Physics **14**, p. 023 009 (2012). 10, 83

[18] G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, S. Bennetts, J. E. Debs, K. S. Hardman, M. Johnsson, J. D. Close & N. P. Robins ; «80$\hbar k$ momentum separation with Bloch oscillations in an optically guided atom interferometer» ; Phys. Rev. A **88**, p. 053 620 (2013). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.88.053620. 10, 83

[19] A. Sugarbaker ; *Atom interferometry in a 10 m fountain.* ; Thèse de doctorat ; Standford University (2014). 10

[20] L. Zhou, Z. Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. C. Peng, K. Hao, R. B. Li, M. Liu, J. Wang & M. S. Zhan ; «Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement» ; General Relativity and Gravitation **43**, p. 1931–1942 (2011). ISSN 1572-9532. https://doi.org/10.1007/s10714-011-1167-9. 10

[21] H. Ammann & N. Christensen ; «Delta Kick Cooling : A New Method for Cooling Atoms» ; Phys. Rev. Lett. **78**, p. 2088–2091 (1997). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.2088. 10, 133

[22] Z. Jiang, V. Pálinkáš, F. E. Arias, J. Liard, S. Merlet, H. Wilmes, L. Vitushkin, L. Robertsson, L. Tisserand, F. Pereira Dos Santos, Q. Bodart, R. Falk, H. Baumann, S. Mizushima, J. Mäkinen, M. Bilker-Koivula, C. Lee, I. M. Choi, B. Karaboce, W. Ji, Q. Wu, D. Ruess, C. Ullrich, J. Kostelecký, D. Schmerge, M. Eckl, L. Timmen, N. Le Moigne, R. Bayer, T. Olszak, J. Ågren, C. D. Negro, F. Greco, M. Diament, S. Deroussi, S. Bonvalot, J. Krynski, M. Sekowski, H. Hu, L. J. Wang, S. Svitlov, A. Germak, O. Francis, M. Becker, D. Inglis & I. Robinson ; «The 8th International Comparison of Absolute Gravimeters 2009 : the first Key Comparison (CCM.G-K1) in the field of absolute gravimetry» ; Metrologia **49**, p. 666–684 (2012). 10

[23] O. Francis, H. Baumann, T. Volarik, C. Rothleitner, G. Klein, M. Seil, N. Dando, R. Tracey, C. Ullrich, S. Castelein, H. Hua, W. Kang, S. Chongyang, X. Songbo, T. Hongbo, L. Zhengyuan, V. Pálinkás, J. Kostelecký, J. Mäkinen, J. Näränen, S. Merlet, T. Farah, C. Guerlin, F. Pereira Dos Santos, N. Le Moigne, C. Champollion, S. Deville, L. Timmen, R. Falk, H. Wilmes, D. Iacovone, F. Baccaro, A. Germak, E. Biolcati, J. Krynski,

M. Sekowski, T. Olszak, A. Pachuta, J. Agren, A. Engfeldt, R. Reudink, P. Inacio, D. McLaughlin, G. Shannon, M. Eckl, T. Wilkins, D. van Westrum & R. Billson ; «The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg : results and recommendations» ; Metrologia **50**, p. 257–268 (2013). 10, 124

[24] O. Francis, H. Baumann, C. Ullrich, S. Castelein, M. V. Camp, M. A. de Sousa, R. L. Melhorato, C. Li, J. Xu, D. Su, S. Wu, H. Hu, K. Wu, G. Li, Z. Li, W.-C. Hsieh, P. V. Pálinkás, J. Kostelecký, J. Mäkinen, J. Näränen, S. Merlet, F. Pereira Dos Santos, P. Gillot, J. Hinderer, J.-D. Bernard, N. Le Moigne, B. Fores, O. Gitlein, M. Schilling, R. Falk, H. Wilmes, A. Germak, E. Biolcati, C. Origlia, D. Iacovone, F. Baccaro, S. Mizushima, R. D. Plaen, G. Klein, M. Seil, R. Radinovic, M. Sekowski, P. Dykowski, I.-M. Choi, M.-S. Kim, A. Borreguero, S. Sainz-Maza, M. Calvo, A. Engfeldt, J. Agren, R. Reudink, M. Eckl, D. van Westrum, R. Billson & B. Ellis ; «CCM.G-K2 key comparison» ; Metrologia **52**, p. 07 009–07 009 (2015). 10, 124

[25] S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, O. Gitlein & L. Timmen ; «Comparison between two mobile absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers» ; Metrologia **47**, p. L9–L11 (2010). 10

[26] A. Louchet-Chauvet, S. Merlet, Q. Bodart, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, H. Baumann, G. D'Agostino & C. Origlia ; «Comparison of 3 Absolute Gravimeters Based on Different Methods for the e-MASS Project» ; IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **60**, p. 2527–2532 (2011). ISSN 0018-9456. 10

[27] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos & S. Merlet ; «Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers» ; Metrologia **51**, p. L15–L17 (2014). 10

[28] J. Le Gouët, T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos ; «Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter» ; Applied Physics B **92**, p. 133–144 (2008). ISSN 1432-0649. https://doi.org/10.1007/s00340-008-3088-1. 11

[29] S. Merlet ; *Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt.* ; Thèse de doctorat ; Observatoire de Paris (2010). 13, 31, 49, 50, 84, 116, 138

[30] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon & P. Rosenbusch ; «Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers» ; Opt. Comm. **266**, p. 609–613 (2006). 14

[31] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer & H. G. Robinson ; «Optical heterodyne saturation spectroscopy» ; Appl. Phys. Lett. **39**, p. 680–682 (1981). 14

[32] Scintrex ; «$CG-5$ operation manual» ; https://scintrexltd.com/wp-content/uploads/2017/02/CG-5-Manual-Ver_8.pdf. 17

[33] J. M. Goodkind ; «The superconducting gravimeter» ; Review of Scientific Instruments **70**, p. 4131–4152 (1999). https://doi.org/10.1063/1.1150092. 17

[34] S. Merlet, A. Kopaev, M. Diament, G. Genevès, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos ; «Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project» ; Metrologia **45**, p. 265–274 (2008). 17, 49, 50, 124, 138

[35] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden & M. A. Kasevich ; «Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry» ; Phys. Rev. A **65**, p. 033 608 (2002). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.65.033608. 17, 66

[36] P. Gillot, B. Cheng, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos ; «Limits to the symmetry of a Mach-Zehnder-type atom interferometer» ; Phys. Rev. A **93**, p. 013 609 (2016). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.013609. 18, 73

[37] T. Farah, P. Gillot, B. Cheng, A. Landragin, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos ; «Effective velocity distribution in an atom gravimeter : Effect of the convolution with the response of the detection» ; Phys. Rev. A **90**, p. 023 606 (2014). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.023606. 21, 23, 44, 50, 103

[38] B. Barrett, R. Geiger, I. Dutta, M. Meunier, B. Canuel, A. Gauguet, P. Bouyer & A. Landragin ; «The Sagnac effect : 20 years of development in matter-wave interferometry» ; Comptes Rendus Physique **15**, p. 875 – 883 (2014). ISSN 1631-0705. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1631070514001467 ; the Sagnac effect : 100 years later / L'effet Sagnac : 100 ans après. 28

[39] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos & A. Landragin ; «Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer» ; Phys. Rev. A **78** (2008). 28, 50

[40] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos ; «The influence of transverse motion within an atomic gravimeter» ; New Journal of Physics **13**, p. 065 025 (2011). 32, 44, 50, 51, 72

[41] A. Peters, K. Y. Chung & S. Chu ; «High-precision gravity measurements using atom interferometry» ; Metrologia **38**, p. 25–61 (2001). 34, 50

[42] S. Merlet, P. Gillot, T. Farah, Q. Bodart, J. Le Gouët, P. Cheinet, C. Guerlin, A. Louchet-Chauvet, N. Malossi, A. Kopaev, O. Francis, D. D'Agostino, M. Diament, G. Genevès, A. Clairon, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos ; «Détermination de l'accélération de la pesanteur pour la balance du watt du LNE» ; Revue Française de Métrologie **36**, p. 11–27 (2014). 48, 50

[43] B. Fores, C. Champollion, N. Le Moigne, J. Chéry & H. Jourde ; «Gravimétrie appliquée à l'hydrologie karstique Bassin du Durzon (Larzac, France)» ; http://www.im2e.org/docs/jdd/Poster_FORES.pdf. 48

[44] J. Le Gouët ; *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire* ; Thèse de doctorat ; Université Paris XI, Observatoire de Paris (2008). 49, 50

[45] Q. Bodart ; *Gravimétrie atomique : amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie (2010). 49

[46] P. Gillot ; *Stabilité long terme d'un gravimètre atomique et limites de la technique de rejet des effets systématiques.* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie (2016). 49, 50, 115, 137, 138

[47] B. Cheng, P. Gillot, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos ; «Coherent population trapping in a Raman atom interferometer» ; Phys. Rev. A **93**, p. 063 621 (2016). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.93.063621. 50

[48] H. F. Hess ; «Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen» ; Phys. Rev. B **34**, p. 3476–3479 (1986). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3476. 51

[49] J.-P. Brantut ; *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux* ; Thèse de doctorat ; Université Paris XI, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (2009). 52, 54, 62, 63, 64, 83

[50] J.-F. Clément ; *Réalisation d'un condensat de Bose Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565 nm* ; Thèse de doctorat ; Université Paris XI, Laboratoire Charles Fabry de l'Insitut d'Optique (2008). 52, 63, 83

[51] G. Condon, M. Rabault, B. Barret, R. Chichet, R. Arquel, H. Eneriz-Imaz, D. Naik, A. Bertoldi, B. Battelier, P. Bouyer & A. Landragin ; «All-Optical Bose-Einstein Condensates in Microgravity» ; arXiv :1906.10063v2 (2019)https://arxiv.org/abs/1906.10063v2. 52, 83

[52] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin & A. Cable ; «Experimental Observation of Optically Trapped Atoms» ; Phys. Rev. Lett. **57**, p. 314–317 (1986). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.314. 52

[53] T. A. Savard, K. M. O'Hara & J. E. Thomas ; «Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps» ; Phys. Rev. A **56**, p. R1095–R1098 (1997). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.56.R1095. 60

[54] E. L. Surkov, J. T. M. Walraven & G. V. Shlyapnikov ; «Collisionless motion and evaporative cooling of atoms in magnetic traps» ; Phys. Rev. A **53**, p. 3403–3408 (1996). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.53.3403. 64

[55] J. T. M. Walraven ; *Elements of quantum gases : Thermodynamic and collisional properties of trapped atomic gases* (Lectures Given at Les Houches predoc School) (2006). 64

[56] R. Jannin, P. Cladé & S. Guellati-Khélifa ; «Phase shift due to atom-atom interactions in a light-pulse atom interferometer» ; Phys. Rev. A **92**, p. 013 616 (2015). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.013616. 80

[57] H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker, K. Bongs, H. Dittus, H. Duncker, N. Gaaloul, C. Gherasim, E. Giese, C. Grzeschik, T. W. Hänsch, O. Hellmig, W. Herr, S. Herrmann, E. Kajari, S. Kleinert, C. Lämmerzahl, W. Lewoczko-Adamczyk, J. Malcolm, N. Meyer, R. Nolte, A. Peters, M. Popp, J. Reichel, A. Roura, J. Rudolph, M. Schiemangk, M. Schneider, S. T. Seidel, K. Sengstock, V. Tamma, T. Valenzuela, A. Vogel, R. Walser, T. Wendrich, P. Windpassinger, W. Zeller, T. van Zoest, W. Ertmer, W. P. Schleich & E. M. Rasel ; «Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity» ; Phys. Rev. Lett. **110**, p. 093 602 (2013). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.093602. 84

[58] T. Kovachy, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, S. M. Dickerson, C. A. Donnelly, C. Overstreet & M. A. Kasevich ; «Matter Wave Lensing to Picokelvin Temperatures» ; Phys. Rev. Lett. **114**, p. 143 004 (2015). https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.143004. 84

[59] J. M. Goodkind ; «The superconducting gravimeter» ; Review of Scientific Instruments **70**, p. 4131–4152 (1999). 113

[60] GWR ; «Operating Principles of the Superconducting Gravity Meter» ; http://www.gwrinstruments.com/pdf/principles-of-operation.pdf. 114

[61] O. Francis, C. Lapitelli, G. Klein, M. Van Camp & V. Palinkas ; «Comparison between the Transfer Functions of three Superconducting Gravimeters» ; Marées Terrestres Bulletin d'Informations **147**, p. 11 857–11 868 (2011)http://hdl.handle.net/10993/301. 115

[62] G. Girard ; «The Third Periodic Verification of National Prototypes of the Kilogram (1988-1992)» ; Metrologia **31**, p. 317–336 (1994). 119

[63] E. de Mirandés, P. Barat, M. Stock & M. J. T. Milton ; «Calibration campaign against the international prototype of the kilogram in anticipation of the redefinition of the kilogram, part II : evolution of the BIPM as-maintained mass unit from the 3rd periodic verification to 2014» ; Metrologia **53**, p. 1204–1214 (2016). 119

[64] M. Stock, P. Barat, R. S. Davis, A. Picard & M. J. T. Milton ; «Calibration campaign against the international prototype of the kilogram in anticipation of the redefinition of the kilogram part I : comparison of the international prototype with its official copies» ; Metrologia **52**, p. 310–316 (2015). 119

[65] M. Stock ; «Watt balance experiments for the determination of the Planck constant and the redefinition of the kilogram» ; Metrologia **50**, p. R1–R16 (2012). 120

[66] R. Steiner ; «History and progress on accurate measurements of the Planck constant» ; Reports on Progress in Physics **76**, p. 016 101 (2012). 120

[67] M. Thomas, D. Ziane, P. Pinot, R. Karcher, A. Imanaliev, F. Pereira Dos Santos, S. Merlet, F. Piquemal & P. Espel ; «A determination of the Planck constant using the LNE Kibble balance in air» ; Metrologia **54**, p. 468–480 (2017). 121, 122, 123

[68] G. D'Agostino, S. Merlet, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos ; «Perturbations of the local gravity field due to mass distribution on precise measuring instruments : a numerical method applied to a cold atom gravimeter» ; Metrologia **48**, p. 299–305 (2011). 123

[69] P. J. Mohr, D. B. Newell, B. N. Taylor & E. Tiesinga ; «Data and analysis for the CODATA 2017 special fundamental constants adjustment» ; Metrologia **55**, p. 125–146 (2018). 123

[70] D. B. Newell, F. Cabiati, J. Fischer, K. Fujii, S. G. Karshenboim, H. S. Margolis, E. de Mirandés, P. J. Mohr, F. Nez, K. Pachucki, T. J. Quinn, B. N. Taylor, M. Wang, B. M. Wood & Z. Zhang ; «The CODATA 2017 values of h, e, k, and N A for the revision of the SI» ; Metrologia **55**, p. L13–L16 (2018). 123

[71] M. Stock, P. Barat, P. Pinot, F. Beaudoux, P. Espel, F. Piquemal, M. Thomas, D. Ziane, P. Abbott, D. Haddad, Z. Kubarych, J. R. Pratt, S. Schlamminger, K. Fujii, K. Fujita, N. Kuramoto, S. Mizushima, L. Zhang, S. Davidson, R. G. Green, J. Liard, C. Sanchez, B. Wood, H. Bettin, M. Borys, I. Busch, M. Hämpke, M. Krumrey & A. Nicolaus ; «A comparison of future realizations of the kilogram» ; Metrologia **55**, p. T1–T7 (2018). 123

[72] K. Fujii, H. Bettin, P. Becker, E. Massa, O. Rienitz, A. Pramann, A. Nicolaus, N. Kuramoto, I. Busch & M. Borys ; «Realization of the kilogram by the XRCD method» ; Metrologia **53**, p. A19–A45 (2016). 123

[73] N. Kuramoto, S. Mizushima, L. Zhang, K. Fujita, Y. Azuma, A. Kurokawa, S. Okubo, H. Inaba & K. Fujii ; «Determination of the Avogadro constant by the XRCD method using a 28 Si-enriched sphere» ; Metrologia **54**, p. 716–729 (2017). 123

[74] O. Francis, T. van Dam & A. Germak ; «Results of the European Comparison of Absolute Gravimeters in Walferdange (Luxembourg) of November 2007» ; (GGEO, Chania, Crete, Greece) (2008). 124

[75] . Micro-g LaCoste ; «FG5-X Absolute Gravity Meter» ; http://microglacoste.com/wp-content/uploads/2018/02/FG5-X-Brochure.pdf. 125, 126

[76] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt & F. Klopping ; «A new generation of absolute gravimeters» ; Metrologia **32**, p. 159–180 (1995). 125

[77] L. Robertsson ; «On the diffraction correction in absolute gravimetry» ; Metrologia **44**, p. 35–39 (2007). 128

[78] D. van Westrum & T. M. Niebauer ; «The diffraction correction for absolute gravimeters» ; Metrologia **40**, p. 258–263 (2003). 128

[79] M. Hauth, C. Freier & V. Schkolnik ; «First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN» ; Appl. Phys. B **113**, p. 49–55 (2013). 134

[80] D. A. Steck ; «Rubidium 87 D line data» ; http ://steck.us/alkalidata (2001). 135

[81] Y. Tamura ; «A harmonic development of the tide generating potential» ; Bull. d'Inf. Marées Terrestres **99**, p. 6813–6855 (1987). 138

[82] R. J. Warburton & J. M. Goodkind ; «The influence of barometric-pressure variations on gravity» ; Geophysical Journal International **48**, p. 281–292 (1977). ISSN 0956-540X. https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1977.tb03672.x ; http://oup.prod.sis.lan/gji/article-pdf/48/3/281/6007725/48-3-281.pdf. 138

[83] J. B. Merriam ; «Atmospheric pressure and gravity» ; Geophys. J. Int. **109**, p. 488–500 (1992). 138

[84] J. M. Wahr ; «Deformation induced by polar motion» ; J. Geophys. Res. **76**, p. 199–214 (1985). 138

Romain KARCHER **15 octobre 2019**

Sujet : Implémentation d'une source d'atomes ultra-froids pour l'amélioration de l'exactitude d'un gravimètre atomique

Résumé : Cette thèse a pour objectif l'amélioration de l'exactitude du gravimètre atomique du LNE-SYRTE. Ce gravimètre utilise des techniques d'interférométrie atomique pour déterminer l'accélération de la pesanteur g subie par des atomes de Rubidium 87 en chute libre. Il constitue la référence métrologique nationale pour la mesure de g et ses biais doivent donc être évalués avec la meilleure incertitude. Au début de cette thèse, le budget d'incertitude total était de $4.3\mu Gal$, dominé par l'incertitude de $4.0\mu Gal$ associée au biais lié aux aberrations du front d'onde des lasers Raman utilisés pour réaliser les séparatrices lumineuses de l'interféromètre. Pour améliorer l'évaluation de cet effet, nous avons implémenté une source d'atomes ultra froids et mesuré g dans une large gamme de températures. Le développement d'un modèle de l'expérience accompagné par une simulation de l'impact des fronts d'ondes sur la mesure nous a permis d'évaluer pour la première fois ce biais, avec une incertitude record de $1.3\mu Gal$, soit trois fois meilleure que précédemment. Le gravimètre participe au projet de balance de Kibble du LNE qui visait à mesurer la constante de Planck par la pesée du kg et dans lequel une mesure exacte de g est nécessaire. Nous avons ainsi contribué à la révolution qu'a connue le système international d'unités, avec la décision de réviser le SI en fixant la valeur numérique de la constante de Planck et en modifiant la définition du kg, entrée en vigueur le 20 Mai 2019.

Mots clés : Gravimétrie, métrologie fondamentale, capteur inertiel, interférométrie atomique, transitions Raman stimulées, atomes ultra froids, piège dipolaire, balance de Kibble, redéfinition du kg

Subject : Implementation of an ultra-cold atom source to improve the accuracy of an atomic gravimeter

Abstract: This thesis aims to improve the accuracy of the Cold Atom Gravimeter from LNE-SYRTE. This gravimeter employs atom interferometry techniques to measure the local gravity acceleration g of free falling Rubidium 87 cold atoms. This gravimeter is the national metrological reference meaning that all its biases must be evaluated with the lowest uncertainties. At the beginning of this thesis, the total accuracy budget of $4.3\mu Gal$ was dominated by the uncertainty on the wavefront aberration bias which accounted for $4.0\mu Gal$. In order to improve the evaluation of this effect, we implemented an ultra-cold atom source, with which we performed g measurements over a wide range of temperatures. The developpment of a complete model of the experiment and a simulation of the impact of the wavefronts on the g measurements allowed us to gain insights on the evaluation of this bias which uncertainty was thus improved by a factor three and is now $1.3\mu Gal$. Finally the gravimeter participated in the Kibble balance project which goal was to link the Planck constant to the kg unit. This project needed the determination and transfer of the absolute g value. We contributed to the revolution of the International System of Units : the Planck constant is now fixed and the definition of the kg is modified. This new definition is now effective since 20 May 2019.

Keywords : Gravimetry, fundamental metrology, inertial sensor, atom interferometry, Raman transitions, ultra-cold atoms, dipole trap, Kibble balance, kg redefinition