



HAL
open science

Développement expérimental d'un capteur inertiel multi-axe à atomes froids hybride embarquable

Isadora Perrin

► **To cite this version:**

Isadora Perrin. Développement expérimental d'un capteur inertiel multi-axe à atomes froids hybride embarquable. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Sorbonne Université, 2019. Français. NNT: . tel-02427438v1

HAL Id: tel-02427438

<https://hal.science/tel-02427438v1>

Submitted on 3 Jan 2020 (v1), last revised 13 Nov 2020 (v2)

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.



THÈSE DE DOCTORAT
DE SORBONNE UNIVERSITÉ,
PRÉPARÉE À L'ONERA
(OFFICE NATIONAL D'ÉTUDES ET DE RECHERCHES AÉROSPATIALES)

ÉCOLE DOCTORALE N°564
PHYSIQUE EN ÎLE-DE-FRANCE

Par

ISADORA PERRIN

DÉVELOPPEMENT EXPÉRIMENTAL D'UN
CAPTEUR INERTIEL MULTI-AXE À ATOMES FROIDS
HYBRIDE EMBARQUABLE

Thèse présentée et soutenue à l'Institut d'Optique Graduate School le 23 septembre 2019
devant le jury composé de :

Mme Catherine SCHWOB :	INSP, Paris	Présidente
Mme Marie HOUSSIN :	PIIM, Marseille	Rapporteuse
Mr. Matthias BUCHNER :	LCAR, Toulouse	Rapporteur
Mme Laurence PRUVOST :	LAC, Orsay	Examinatrice
Mr. Frank PEREIRA DOS SANTOS :	SYRTE, Paris	Examinateur
Mr. Yannick BIDEL :	ONERA, Palaiseau	Encadrant de thèse
Mr. François NEZ :	LKB, Paris	Directeur de thèse

REMERCIEMENTS

J'ai effectué mes travaux de thèse au sein du Département Physique, instrumentation, environnement, espace (DPHY) de l'ONERA dans l'unité Sources Laser et Métrologie (SLM), à partir de septembre 2016. Je souhaite remercier Jean-Francois Roussel et Olivier Le Traon de m'avoir accueilli dans le département.

Je remercie Francois Nez, du laboratoire Kastler Brossel (LKB), d'avoir accepté de diriger mes travaux de thèse durant ces trois années. Je souhaite le remercier pour sa disponibilité et sa rapidité de réponse, même si l'encadrement à distance ne nous a pas permis de travailler ensemble. Je souhaite particulièrement le remercier pour son aide précieuse pour les différentes formalités administratives, notamment lors de la préparation de la soutenance de thèse.

Je remercie Marie Houssin et Matthias Buchner qui ont accepté la lourde tâche de rapporter mon manuscrit. Je leur remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour leurs remarques constructives qui m'ont permis de préparer ma soutenance de thèse et améliorer mon manuscrit. Je tiens à remercier Catherine Schwob qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je remercie également les autres membres de mon jury, Franck Pereira Dos Santos et Laurence Pruvost. Les questions posées à la fin de ma soutenance de thèse furent très enrichissantes pour moi.

Je suis arrivée au sein de l'équipe en mars 2016 pour effectuer mon stage de fin d'études. A cette époque, je ne voulais pas faire de thèse. Mais le projet CHAMO très intéressant, l'autonomie et la confiance que m'accordait l'équipe, tout en restant disponible et à l'écoute, ainsi que l'ambiance très sympathique dans le laboratoire m'ont convaincu de rester effectuer ma thèse au sein de l'ONERA.

Je souhaite remercier Alexandre Bresson qui m'a accueilli dans son unité et qui est toujours de bon conseil. Sa maîtrise de Labview a été indispensable au bon fonctionnement de l'expérience et nos discussions lorsque ca n'allait pas m'ont été de grand conseil.

Je remercie énormément Yannick Bidel, qui m'a encadré pendant mon stage et ma thèse. Merci pour tes explications, pour tes conseils et pour ta disponibilité malgré les différents projets en parallèle. Merci aussi de m'avoir accordé ta confiance sur le projet et de m'avoir laissé faire (même si j'ai galéré des fois!). Tu me disais que j'allais être l'experte de la manip, et tu m'as laissé le devenir en me donnant beaucoup d'autonomie.

Je remercie également Malo Cadoret, qui travaillait avec moi sur CHAMO le lundi et le mardi. Merci pour tes explications théoriques répétées qui me faisaient prendre du recul. Merci pour ta présence en salle de manip, ce qui me permettait de ne pas être tout le temps seule sur l'expérience, mais sans jamais me considérer comme une stagiaire (enfin, sauf pour faire du café!). On travaillait de la même façon, en mettant le bazar partout et en parlant fort, et ca nous convenait bien à tous les deux (beaucoup moins à Cédric). Merci pour les grandes discussions dans le RER du retour, et pour le soutien moral quand le LS2 nous abattait!

Merci également à Nassim Zahzam, avec qui je n'ai jamais travaillé directement mais qui fait partie de l'équipe atomes froids. Tu mettais l'ambiance au déjeuners avec tes débats et ton amour à faire l'avocat du diable, et avec nos discussions sur notre envie de faire le tour du monde. Maintenant tu es en train de le faire, et j'espère que tu en profites à fond!

Dans l'équipe, merci enfin à Cédric Blanchard qui a été là pour la pose des hublots, qui a miraculeusement marché du premier coup, et pour ton aide technique. Merci pour la bonne

REMERCIEMENTS

ambiance que tu mettais dans la labo, si on acceptait tes goûts musicaux assez particuliers!

Je remercie également les doctorants et apprentis que j'ai côtoyé pendant mes trois années. Tout d'abord, ceux qui étaient déjà là quand je suis arrivée : Clément Diboune, Malik Nafa, Gautier Vilmart et Robert George, ainsi qu'Alexis Levesque qui était apprenti avec Nassim. Vous avez participé à la super ambiance qui régnait dans le bâtiment S et qui m'a donné envie de rester en thèse. Je me souviendrai de nos soirées jeux où Clément nous faisait un repas gastronomique avant de nous proposer un de ces 40 jeux de société. Je me souviendrais du panache de Malik quand il perd, de la manipulation de Clément qui devient un vrai bluffeur et détective lorsqu'il joue, et de Gautier et de sa performance incroyable à Code Names.

Ensuite, la plupart d'entre vous êtes partis et le deuxième étage du bâtiment S s'est retrouvé bien vide. Heureusement, Rosa Santagata et Pier-Henri Chevalier sont arrivés. L'année 2018 a été compliquée pour moi et votre présence m'a permis de me changer les idées et de me remotiver au travail. Je me souviendrais des discussions avec Pier-Henri qui me permettaient de faire une pause dans ma rédaction, de nos écoutes de musique métal et du concert de Rammstein. Je remercie aussi Jeanne Bernard qui est arrivée au moment de ma rédaction pour son stage de fin d'études et qui va reprendre le projet CHAMO. Merci pour ta bonne humeur, et aussi pour tes mesures sur l'accéléromètre horizontal qui m'ont permis de me concentrer sur ma rédaction. Bon courage pour ta thèse.

Merci aussi à tous les collègues de l'ONERA que j'ai côtoyés pendant ces trois années, en particulier Michael Scherman qui a été mon parrain de thèse. Merci pour tes discussions à table et pour ton inquiétude quand le moral baissait. Aussi, merci énormément d'avoir pris Anastasia Fierling en stage, sans toi je ne l'aurais peut être jamais rencontrée et ca a changé ma vie dans le meilleur sens possible.

Je remercie l'équipe du Laboratoire d'ENSeignement Expérimental (LENSE) de l'Institut d'Optique Graduate School pour m'avoir accueilli en tant que vacataire pour mes trois années de thèse, au sein des Travaux Pratiques de Contrôles Interférométriques de 1^{ère} année : Thierry Avignon, Fabienne Bernard, Lionel Jacobowicz et Cédric Lejeune.

Je souhaite remercier tous mes amis qui m'ont accompagné durant ces trois années. On ne s'est pas tous vus de façon continue pendant ces trois ans, mais on ne s'est pas perdus de vue pour autant. Je pense à mes amis d'école d'ingénieur, mes amis de prépa et mes amis de lycée. Vous avez été là dans les bons moments comme dans les moments de galère, merci pour ca.

Je remercie particulièrement Marion et Cornaline. On se connaît depuis 8 ans, et on est tous les ans plus proches que l'année précédente. Votre retour à Paris au début de ma thèse nous a rapproché et vous avez suivi de près toutes les joies et tous les découragements que j'ai vécu. J'espère avoir été là pour vous comme vous l'avez été pour moi, et que ca dure encore de nombreuses années.

Je remercie aussi Clélia. On s'est revues quand tu es revenue d'Argentine en 2017 et depuis on ne se quitte plus et on est amies comme on ne l'a jamais été. On s'énerve ensemble sur la société, on évolue ensemble, on partage nos passions musicales et on fait la fête ensemble, et j'espère que cela continuera encore longtemps. Peut-être un jour on aura notre maison à la campagne ensemble.

Je remercie enfin Anastasia. Ca fait déjà deux ans qu'on se connaît, qu'on évolue ensemble et qu'on ne trouve aucun point de désaccord (à part ces cornes de gazelles!). En parlant de Monique (Wittig bien sûr!), j'espère qu'on ne trouvera jamais de point de désaccord trop grand, j'aime notre complicité et notre entité naissante.

Je vous remercie encore toutes les quatre, vous êtes les meilleures amies que tout le monde aimerait avoir.

Je remercie enfin mes parents. Vous m'avez élevé en me faisant croire que tout m'était possible, et maintenant que je suis doctoresse en physique atomique, je me dis que vous aviez raison. Vous avez toujours été là pour me soutenir, merci pour tout. Je vous aime.

Merci à ma famille en Bretagne, on s'est beaucoup rapproché pendant ma thèse et j'en suis très heureuse : Papy, Carole, Fred, Mélanie, Leny, Emma, Jérôme et la petite Lya. Je pense aussi à Jean-Luc et Véro, que j'ai vu peu de fois mais avec qui j'ai passé de très bons moments.

Je finis avec une petite pensée pour ma grand-mère Josette. Tu es partie trop tôt en 2012, mais je sais que tu aurais voulu être là avec moi et que tu aurais été fière de moi. J'aimerais tellement que tu sois là.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	i
Acronymes et notations	ix
Introduction	1
0.1 Les capteurs inertiels à atomes froids	1
0.1.1 De l'interférométrie atomique vers la mesure inertielle	2
0.1.2 Applications des capteurs inertiels atomiques	3
0.2 État de l'art des capteurs inertiels atomiques	7
0.2.1 Gravimètres :	8
0.2.2 Accéléromètres horizontaux et en micropesanteur :	8
0.2.3 Gyromètres :	9
0.2.4 Gradiomètres :	9
0.2.5 Capteurs multi-axe :	9
0.3 Présentation des travaux de thèse	10
0.4 Plan du manuscrit	10
I Présentation des interféromètres atomiques Mach-Zehnder et double-boucle, et de l'hybridation du capteur	13
I.1 Transitions Raman stimulées	14
I.1.1 Transition Raman stimulée à deux photons	14
I.1.2 Outils pour l'interférométrie atomique : séparatrice et miroir atomiques	18
I.2 Interféromètre atomique de type Mach-Zehnder	19
I.2.1 Description de l'interféromètre	19
I.2.2 Calcul du déphasage	20
I.2.3 Gravimètre atomique	23
I.2.4 Accéléromètre horizontal atomique	25
I.2.5 Réponses de l'interféromètre de type Mach-Zehnder	25
I.3 Interféromètre atomique double-boucle	28
I.3.1 Description de l'interféromètre	28
I.3.2 Interféromètres de Ramsey-Bordé parasites	31
I.3.3 Interféromètre atomique double-boucle asymétrique	32
I.3.4 Réponses de l'interféromètre double-boucle asymétrique	34
I.4 Intérêts de l'hybridation avec un capteur inertielle classique	35
I.4.1 Franges sinusoïdales	35
I.4.2 Temps morts	36
I.4.3 Combinaison linéaire d'une rotation et d'une accélération	38
I.4.4 Une seule mesure inertielle mesurée par cycle	38
I.5 Le fonctionnement de CHAMO	38
I.5.1 Structure de l'hybridation pour la mesure d'une grandeur inertielle	38
I.5.2 Séquence de mesure des 6 composantes inertielles	39
I.6 Conclusion	40
II Dispositif Expérimental	41
II.1 Présentation générale du dispositif expérimental	41

II.2	Système laser fibré et micro-onde	42
II.2.1	Système laser fibré à 1560 nm	42
II.2.2	Génération des raies lasers et module micro-onde	43
II.2.3	Comportement dynamique du laser	46
II.3	Système laser espace libre à 780 nm	48
II.3.1	Banc optique espace libre	48
II.3.2	Montage optique de la tête du capteur	50
II.4	Enceinte à vide	52
II.4.1	Architecture de l'enceinte à vide	52
II.4.2	Accès optiques de l'enceinte à vide	53
II.5	Environnement magnétique	54
II.5.1	Bobines de gradient de champ magnétique pour le piège magnéto-optique	54
II.5.2	Blindage en μ métal	55
II.5.3	Bobines de quantification verticales	56
II.5.4	Bobines transverses	57
II.6	Système optique de détection	59
II.7	Plateforme d'isolation des vibrations et accéléromètres classiques	61
II.8	Conclusion	63
III	Séquence expérimentale et mesure de l'accélération verticale	65
III.1	Piégeage et refroidissement des atomes	65
III.1.1	Piège magnéto-optique (PMO)	65
III.1.2	Séquence de mélasse optique	67
III.2	Détection	70
III.2.1	Séquence expérimentale	70
III.2.2	Bruit de détection	73
III.3	Séquence pour l'interférométrie verticale	74
III.3.1	Préparation de l'état quantique des atomes	75
III.3.2	Transitions Raman stimulées suivant l'axe vertical	77
III.4	Validation du dispositif par la mesure de l'accélération verticale	82
III.4.1	Franges gravimétriques	82
III.4.2	Optimisation de la mesure	83
III.4.3	Sensibilité de mesure	87
III.5	Conclusion	88
IV	Mesure directe du gradient de gravité par une séquence d'interférométrie double-boucle	91
IV.1	Interféromètre double-boucle asymétrique pour la mesure du gradient de gravité	92
IV.1.1	Interféromètres Ramsey-Bordé parasites et paramètre ΔT	93
IV.1.2	Déphasage en sortie de l'interféromètre double-boucle asymétrique	94
IV.2	Mesure du gradient de gravité avec une plateforme d'isolation des vibrations	96
IV.2.1	Méthode de mesure	96
IV.2.2	Sensibilité	97
IV.3	Mesure du gradient de gravité par corrélation avec un accéléromètre classique	100
IV.3.1	Méthode de mesure	100
IV.3.2	Sensibilité	102
IV.4	Effets systématiques	103
IV.4.1	Raies Raman additionnelles parasites	103
IV.4.2	Verticalité	105
IV.4.3	Dérive de l'accéléromètre classique	106
IV.4.4	Effet du champ magnétique	107
IV.4.5	Effet de l'attraction de masse de l'enceinte	107

IV.4.6	Effet de pente sur les franges	107
IV.4.7	Effet du désaccord Raman	109
IV.4.8	Conclusion sur les effets systématiques	114
IV.5	Discussions et possibles améliorations	114
IV.5.1	Comparaison du facteur d'échelle	115
IV.5.2	Performances obtenues par extrapolation sur un dispositif expérimental d'un mètre de haut	119
IV.5.3	Améliorations possibles du gradiomètre atomique	120
IV.6	Conclusion	120
V	Mesure de l'accélération horizontale	123
V.1	Méthode de levée de dégénérescence des paires Raman	123
V.1.1	Dégénérescence des paires Raman dans le régime de faibles vitesses	123
V.1.2	Levée de dégénérescence par application d'une rampe de fréquence Raman	125
V.2	Préparation des atomes pour l'interférométrie horizontale	126
V.2.1	PMO et mélasse optique	126
V.2.2	Sélection Zeeman	127
V.2.3	Environnement magnétique	127
V.3	Mise en place de la rampe de fréquence β	128
V.3.1	Rampe de fréquence β	128
V.3.2	Spectroscopie Raman pour observer la levée de dégénérescence des paires Raman	130
V.4	Interféromètre horizontal	131
V.4.1	Interféromètre Mach-Zehnder horizontal	131
V.4.2	Franges accélérométriques	135
V.4.3	Optimisation du contraste	136
V.5	Mesure atomique d'une accélération horizontale	137
V.6	Conclusion	138
	Conclusions et perspectives	139
VI.1	Conclusion	139
VI.2	Perspectives	140
A	Grandeurs physiques utiles de l'atome de ^{87}Rb	143
B	Communications Scientifiques	145
	Bibliographie	180

ACRONYMES ET NOTATIONS

Acronymes utilisés dans le manuscrit

AIGSO	Atomic Interferometric Gravitational-Wave Space Observatory
AO	Modulateur Acousto-Optique
BS	Cube séparateur de faisceau
C	Coupleur
CHAMO	Centrale Hybride AtoMique de l'Onera
CHAMP	CHAllenging Minisatellite Payload
DDS	Synthèse Digitale Directe
DFB	Diode laser à rétroaction répartie
DPHY	Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace
EDFA	Amplificateur à Fibre Dopé Erbium
FL	Laser à Fibre dopée Erbium
FWHM	Largeur Totale à Mi-Hauteur
GIRAFE	Gravimètre Interférométrique de Recherche à Atomes Froids Embarquable
GNSS	Global Navigation Satellite System
GOCE	Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer
GPS	Global Positioning System
GRACE	Gravity Recovery And Climate Experiment
ICE	Interférométrie Cohérente pour l'Espace
L	Lentille
LENS	European Laboratory for Non-linear Spectroscopy
LNE	Laboratoire national de métrologie et d'essais
LP2N	Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences
M	Miroir
MICROSCOPE	MICRO-Satellite pour l'Observation du Principe d'Équivalence
MIGA	Matter wave laser Interferometry Gravitation Antenna
ME	Miroir elliptique
MS	Miroir sphérique
OI	Isolateur Optique
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PB	Filtre Passe Bas
PBS	Cube séparateur polariseur
PD	Photodiode
PM	Modulateur de Phase
PMO	Piège Magnéto-Optique
PPLN	Niobate de Lithium Périodiquement Orienté
PPLN-WG	Niobate de Lithium Périodiquement Orienté en Guide d'Onde
RMS	Ecart-type
RSB	Rapport Signal sur Bruit
Rb	Rubidium
SHOM	Service Hydrographique et Océanographique de la Marine
SLM	Unité Sources Laser et Métrologie
STE-QUEST	Space-Time Explorer and QUantum Equivalence Principle Space Test
SYRTE	SYstème de Référence Temps-Espace
VCO	Oscillateur Contrôlé en tension

Principales notations utilisées dans le manuscrit

\vec{g}	champ de pesanteur terrestre
\vec{k}_{eff}	vecteur d'onde effectif d'une transition Raman
T	temps d'interrogation, temps entre deux impulsions Raman successives
τ	durée d'une impulsion Raman $\pi/2$
α	rampe de fréquence Raman
β	rampe de fréquence pour lever la dégénérescence des Raman horizontaux
$\Delta\Phi$	déphasage en sortie d'interféromètre
Δ	désaccord Raman
δ	désaccord laser par rapport à la transition Raman à deux photons
a	accélération constante subie par un atome
z_M	position du miroir Raman
ω_D	désaccord Doppler
ω_G	pulsation de la structure hyperfine
ω_{rec}	pulsation de recul
v_{rec}	vitesse de recul
Γ	largeur naturelle de raie
Ω_{eff}	pulsation de Rabi effective de la transition Raman
Ω_R	pulsation de Rabi généralisée de la transition Raman
$ \Psi(t)\rangle$	fonction d'onde atomique
φ	phase laser Raman
δ^{LS1}	déplacement lumineux différentiel à un photon
δ^{LS2}	déplacement lumineux différentiel à deux photons
δ^Z	déplacement différentiel par effet Zeeman
T_{at}	température du nuage atomique
m	masse de l'atome considéré
P_0	offset des franges d'interférences
S	facteur d'échelle
$f_p(t)$	fonction de réponse en position de l'interféromètre atomique
$f_v(t)$	fonction de réponse en vitesse de l'interféromètre atomique
$f_a(t)$	fonction de réponse en accélération de l'interféromètre atomique
t_0	temps de chute des atomes avant la première impulsion Raman
N_{tot}	nombre total d'atomes participants à l'interféromètre
Ω	vitesse de rotation de la Terre
$N_{a,b}$	nombre d'atomes détectés dans l'état a,b
P	probabilité de présence dans l'état b en sortie d'interféromètre
C	contraste
$\Delta\epsilon_i$	différence d'interaction entre le chemin du haut et du bas de l'interféromètre à la $i^{\text{ème}}$ impulsion Raman
Γ_{zz}	composante verticale du gradient de gravité
v_0	vitesse initiale des atomes à l'entrée de l'interféromètre
\vec{r}	position des atomes
S	facteur d'échelle
ΔT	asymétrie temporelle de l'interféromètre à quatre impulsions
I_{sat}	intensité de saturation
R	rapport de raies Raman
T_c	temps de cycle
f_c	fréquence de coupure
T_{per}	temps de période de la mesure pour un signe d'asymétrie temporelle
T_{int}	temps d'interrogation total

INTRODUCTION

*Treasure your curiosity and nurture your
imagination. Have confidence in yourself.
Do not let others put limits on you.
Dare to imagine the unimaginable.*

Shirley Ann Jackson (1946 -)
**Première femme afro-américaine à obtenir
un PhD en physique aux Etats-Unis (MIT)**

LE travail consigné dans ce manuscrit de thèse décrit le développement d'un capteur inertielle à atomes froids multi-axe hybride. Ce travail a été mené au sein de l'unité Sources Laser et Métrologie (SLM) du Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace (DPHY) de l'ONERA - *The French Aerospace Lab*. Cette équipe a notamment pour objectif de développer différents types de capteurs inertiels atomiques, destinés à être embarqués dans différents types de véhicules (avions, bateaux, satellites, ...). Deux gravimètres à atomes froids ont déjà été réalisés à l'ONERA, et ont permis d'effectuer des campagnes de mesures navales [1], aéroportées, et un test du principe d'équivalence [2]. Afin de réaliser des capteurs inertiels atomiques embarqués, l'équipe a développé des sources laser originales, compactes et robustes permettant de manipuler les espèces atomiques, notamment un système laser fibré pour le ^{87}Rb [3, 4, 5] ainsi qu'un système laser fibré pour le développement d'un interféromètre à trois espèces $^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}/^{133}\text{Cs}$ [6, 7]. C'est dans ce contexte que le projet de développement d'un capteur inertielle multi-axe hybride a été lancé. L'objectif de cette thèse est de réaliser un capteur inertielle mesurant d'autres grandeurs inertielle que l'accélération de pesanteur, le gravimètre atomique étant maintenant bien connu. Ce projet vise à obtenir un prototype d'une centrale inertielle embarquable, mesurant l'accélération et la rotation dans les trois directions de l'espace, ainsi que la composante verticale du gradient de gravité, en utilisant des technologies permettant de rendre le capteur embarquable, malgré l'enceinte à vide actuelle qui vient d'un ancien projet de l'ONERA [3] qui est trop grande et lourde pour des applications embarquées. Ainsi, les méthodes de mesure des différentes composantes inertielle sont étudiées dans un souci d'embarquabilité. La centrale inertielle atomique est hybridée avec des capteurs classiques afin de passer outre les inconvénients de chaque méthode, qui sont explicités dans la suite du manuscrit.

0.1 Les capteurs inertiels à atomes froids

Les capteurs inertiels à atomes froids permettent de mesurer des grandeurs inertielle. La mesure de grandeur inertielle est un enjeu important de la mesure physique car elle permet d'appréhender les effets à l'origine du mouvement, et de connaître la position et la trajectoire des objets. Les capteurs permettant de mesurer des grandeurs inertielle telles que l'accélération, la rotation, l'accélération de pesanteur, le gradient de gravité, ont des applications dans de nombreux domaines de la physique. Les capteurs inertiels à ondes de matière ont des avantages, dont une très bonne stabilité long terme, qui permettent d'obtenir des instruments de précision.

0.1.1 De l'interférométrie atomique vers la mesure inertielle

Deux conceptions de la lumière se sont radicalement opposées pendant des siècles, l'une considérant la lumière comme une onde et l'autre considérant la lumière comme une particule. La conception ondulatoire a été introduite par Huygens, la conception corpusculaire a été notamment soutenue par Newton. Jusqu'au XXe siècle, la conception la plus répandue était de considérer la lumière comme une onde électromagnétique, soutenue notamment par l'expérience de diffraction de Young. Néanmoins, deux phénomènes physiques restaient inexplicables à la fin XIXe siècle avec la conception ondulatoire de la lumière : le rayonnement du corps noir et l'effet photoélectrique. C'est en 1900 que Max Planck postule pour la première fois l'idée de quantification de l'énergie : l'énergie ne peut être émise ou absorbée par un corps que par paquets d'énergie E tels que $E = h\nu$, h la constante de Planck et ν la fréquence du rayonnement électromagnétique [8]. Il est rapidement suivi par Albert Einstein qui propose en 1905 une explication de l'effet photoélectrique en postulant l'existence de particule de lumière, qui sera plus tard appelé photon [9]. Einstein pose ainsi le concept de dualité onde-corpuscule pour la lumière. Finalement, c'est en 1923 que Louis de Broglie affirme, lors de ces travaux de thèse, que la dualité onde-corpuscule s'applique aussi à la matière [10, 11]. Il associe à toute particule de masse m une onde, dont la longueur d'onde λ_{DB} peut être reliée à la quantité de mouvement $p = mv$ de la particule par la relation $\lambda_{DB} = \frac{h}{mv}$.

Ces travaux ont posé les bases de la mécanique quantique, qui a été formalisée par Erwin Schrödinger à l'aide d'une équation fondatrice de la mécanique quantique, qui illustre la propriété ondulatoire de la matière en lui attribuant une fonction d'onde pour décrire son comportement :

$$\frac{\vec{P}^2}{2m} |\psi(t)\rangle + V(\vec{r}, t) |\psi(t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle \quad (1)$$

Le développement de la mécanique quantique a posé les bases de la physique moderne en proposant de nouveaux modèles théoriques. Ces progrès ont ouvert des domaines de recherche comme la physique atomique, la physique nucléaire et la physique des particules. Cela a permis de nombreuses inventions qui ont révolutionnées notre quotidien, comme le transistor en électronique, ou le développement du premier laser en 1960 [12].

La propriété ondulatoire de la matière a permis d'imaginer la réalisation d'expériences qui étaient jusque-là réservées aux ondes électromagnétiques. En particulier, l'interférométrie, qui était propre à l'optique ondulatoire, a pu être transposée aux particules. L'utilisation d'ondes de matière en interférométrie permet de mesurer des grandeurs inertielles car le déphasage entre les deux chemins est sensible à des grandeurs inertielles (accélération, rotation, ...). L'interférométrie atomique présente de nombreux avantages pour la réalisation de capteurs inertiels par rapport à des interféromètres optiques. Les atomes utilisés sont des objets massiques, ayant un couplage intrinsèquement plus fort avec les champs inertiels que le photon de masse nulle. De plus, les atomes ont de nombreux états internes comparés aux deux seuls états de polarisation transverses possibles des photons, ce qui permet d'obtenir des systèmes de détection divers. Les progrès faits dans la manipulation d'atomes créant des sources d'atomes froids ont permis d'obtenir une meilleure sensibilité aux effets inertiels car les atomes ont des vitesses de déplacement typiques bien plus faibles que des photons, ce qui permet d'augmenter le temps d'interférométrie.

Les premiers interféromètres à ondes de matière ont été développés dans les années 1970 en utilisant des neutrons, qui ont permis d'observer des interférences quantiques induites par l'accélération de pesanteur [13] et par l'effet Sagnac dû à la rotation terrestre [14]. Puis des progrès dans la manipulation et le refroidissement d'atomes ont permis d'utiliser des sources atomiques à la place des neutrons, qui sont des sources plus accessibles, moins coûteuses, plus compactes et plus variées. L'obtention de sources d'atomes froids a été possible grâce à plusieurs découvertes scientifiques. Tout d'abord, le développement de lasers accordables en fréquence a permis la manipulation des atomes en utilisant la lumière [15]. Cela a permis d'effectuer les premières expériences consistant à pousser des atomes [16, 17]. Dans les années 1980 a été réalisé

la première mélasse optique puis le premier piège magnéto-optique permettant le refroidissement des atomes par laser. Cohen-Tannoudji, Phillips et Chu ont été récompensés par le prix Nobel de physique en 1997 [18, 19, 20] pour leur différents travaux sur le piège magnéto-optique. Il est ainsi possible d'obtenir un nuage d'atomes dont la distribution en vitesse correspond à une température cinétique de l'ordre ou inférieur au mK. Cela permet d'obtenir des sources atomiques moins dispersives en vitesses, plus ponctuelles et plus brillantes. Le progrès réalisé dans les lasers permet d'interagir avec les atomes et ainsi de réaliser les fonctions de base d'un interféromètre [21, 22, 23] : séparation, réflexion et recombinaison des paquets d'onde atomiques. Les premiers interféromètres atomiques utilisent des réseaux de Bragg de lumière [24, 25] ou des transitions Raman stimulées à deux photons [26], qui est une technique ayant conduit au développement par Kasevich et Chu des premiers interféromètres atomiques sensibles à l'accélération de pesanteur utilisant le sodium [26] puis le césium [27].

0.1.2 Applications des capteurs inertiels atomiques

Aujourd'hui, 100 ans après le développement de la mécanique quantique et 30 ans après l'obtention des premiers atomes froids, la technologie des interféromètres atomiques afin d'obtenir des capteurs quantiques connaît un véritable essor. Les mesures précises d'accélération de pesanteur [28], de gradient de gravité [29] et de rotation [30] ont été effectuées. Les avantages des capteurs inertiels à ondes de matière permettent d'ouvrir de nombreux champs d'application, aussi bien en recherche en physique qu'en industrie. Ce sont des capteurs absolus, qui donnent accès directement à la grandeur inertielle mesurée. Le facteur d'échelle associé à la mesure est en effet extrêmement bien connu grâce à l'utilisation de fréquences de transitions atomiques comme référence. Cela permet aussi une dérive globale de l'instrument très faible.

Navigation :

La navigation nécessite la mesure des grandeurs inertielles, afin de se positionner dans l'espace et de calculer des trajectoires. Actuellement, l'outil de navigation massivement utilisé sur Terre est le GNSS (Global Navigation Satellite System), précis et fiable, venant de satellites. Le sigle GNSS désigne l'ensemble des systèmes de positionnement par satellite, englobant GPS (Etats-Unis), GLONASS (Russie), Beidou-2 (Chine) et Galileo (Union Européenne). Néanmoins, il existe des zones dans lesquelles le signal de GNSS n'est pas réceptionné, comme par exemple en zone sous-marine car l'onde électromagnétique ne traverse pas l'eau, ou par exemple en zone spatiale loin de la Terre où le récepteur est trop loin du satellite [31]. Le GNSS n'est pas non plus utilisable en zone urbaine dense. Il est donc intéressant dans certains cas d'effectuer le positionnement et le guidage sans signal satellite. Il est même nécessaire dans certains cas de pouvoir naviguer de façon autonome.

En général, une centrale inertielle mesurant l'accélération et la rotation dans les trois directions de l'espace est utilisée de façon complémentaire au GNSS. L'utilisation d'instruments de navigation classiques s'accompagnent d'un biais et d'une dérive qui introduisent des erreurs d'estimation au cours du temps. Ils ont donc besoin d'être re-calibrés régulièrement. Les interféromètres atomiques étant absolus et avec une dérive long terme très faible, ils sont de bons candidats pour effectuer les mesures d'accélération et de rotation afin d'obtenir une centrale inertielle. Ils peuvent aussi être utilisés pour recalibrer les centrales inertielles classiques.

L'utilisation d'un gradiomètre en complément de la centrale inertielle permet de plus une navigation furtive. En navigation sous-marine, cela permet de détecter le relief marin ou la présence d'obstacle, sans utiliser de sonar donc sans être détectable [32, 33].

Un gravimètre atomique peut aussi être utilisé en complément d'une centrale inertielle en aide à la navigation. Si on navigue sur une zone où le champ de pesanteur a été préalablement cartographié, on peut mesurer la position du porteur en corrélant la mesure du gravimètre avec les valeurs d'accélération de pesanteur données par la carte. Pour cela, le gravimètre atomique doit pouvoir être embarquable pour mesurer l'accélération de pesanteur sur porteur mobile.

Un gravimètre atomique embarqué peut aussi servir pour effectuer ces cartographies de champ de pesanteur comme ce qu'a obtenu l'ONERA avec le gravimètre GIRAFE [1]. Une cartographie obtenue par ce gravimètre est présentée sur la figure 1.

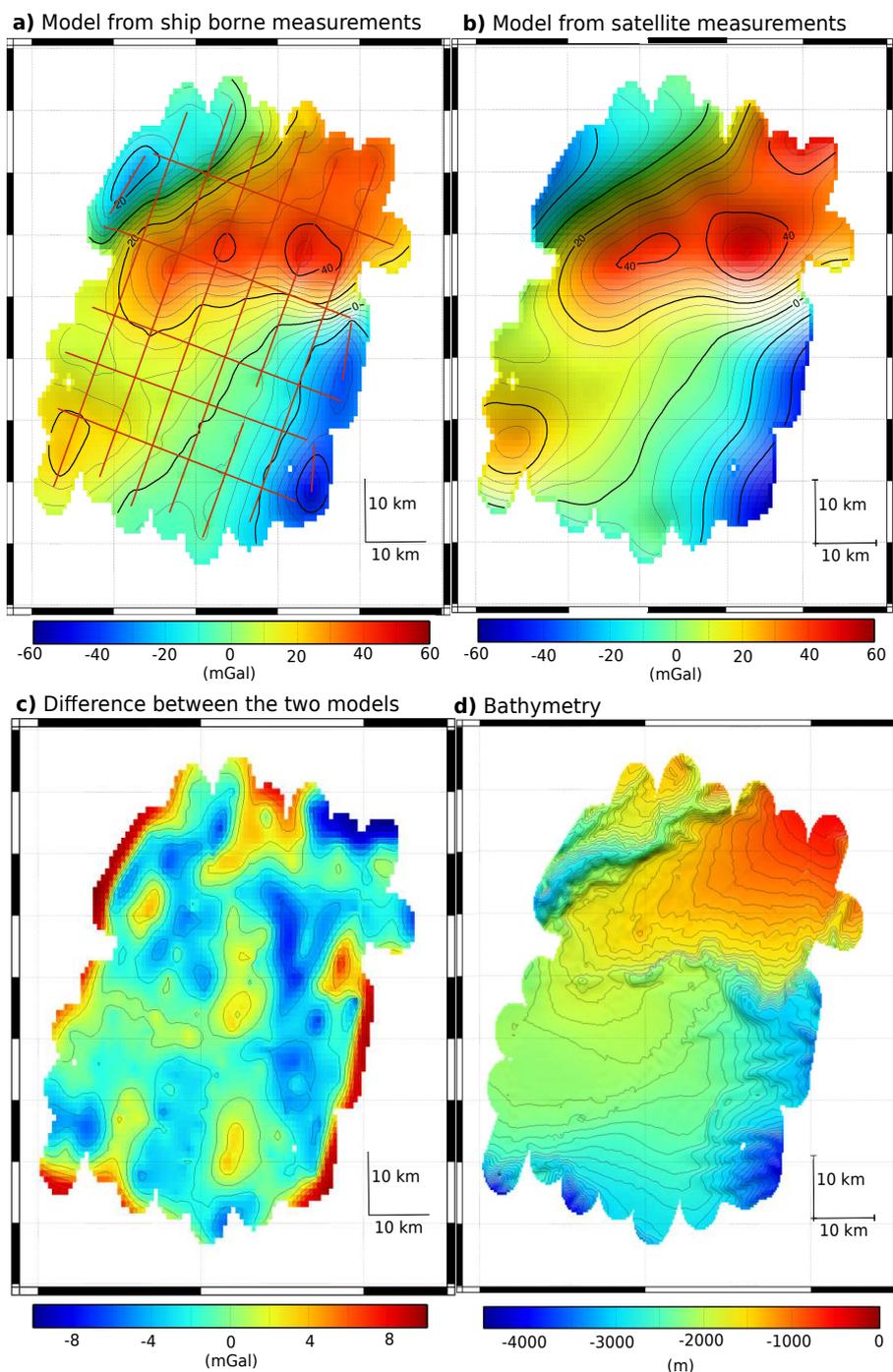


FIGURE 1 – Modèle d'anomalie d'accélération de pesanteur de Meriadzec. **a)** : Modèle obtenu à partir de mesures par un gravimètre atomique embarqué sur un bateau. Les lignes rouges représentent les trajectoires du bateau le long desquelles les mesures ont été effectuées. **b)** : Modèle obtenu à partir de mesures satellites (Sandwell v24 [34]). **c)** : Différence entre la mesure bateau et la mesure satellite. Les différences importantes qu'on observe sur les bordures de la carte viennent de la procédure d'extrapolation des mesures atomiques faites sur le bateau. **d)** : bathymétrie pour comparer avec l'anomalie de gravité. $1 \text{ mGal} = 10^{-5} \text{ m/s}^2$.

Géodésie :

La géodésie est la science de l'étude de la forme et des dimensions de la Terre. La mesure des variations spatiales de l'accélération de pesanteur sur Terre est très intéressante en géodésie car elle permet de remonter à la forme du géoïde terrestre. Le géoïde terrestre désigne la surface équipotentielle du champ de pesanteur qui indique le niveau moyen des mers. Il sert principalement à la définition des altitudes. En effet, l'accélération de pesanteur varie spatialement en fonction de la composition du sous-sol, de l'altitude et de la latitude. Une mesure précise du champ de pesanteur permet ainsi de déterminer l'écart avec le modèle mathématique théorique du géoïde terrestre de référence de forme ellipsoïdale [35]. Plusieurs satellites utilisant des accéléromètres électrostatiques développés à l'ONERA [36] ont permis d'obtenir des cartes d'anomalie de pesanteur, comme CHAMP (CHALLENGING Minisatellite Payload) [37], GRACE (Gravity Recovery And Climate Experiment) [38] ou GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer) [39].

Le satellite GOCE a permis de cartographier l'écart au modèle mathématique en terme d'altitude (*cf.* Figure 2 gauche) et en terme d'anomalies de gravité (*cf.* Figure 2 droite).

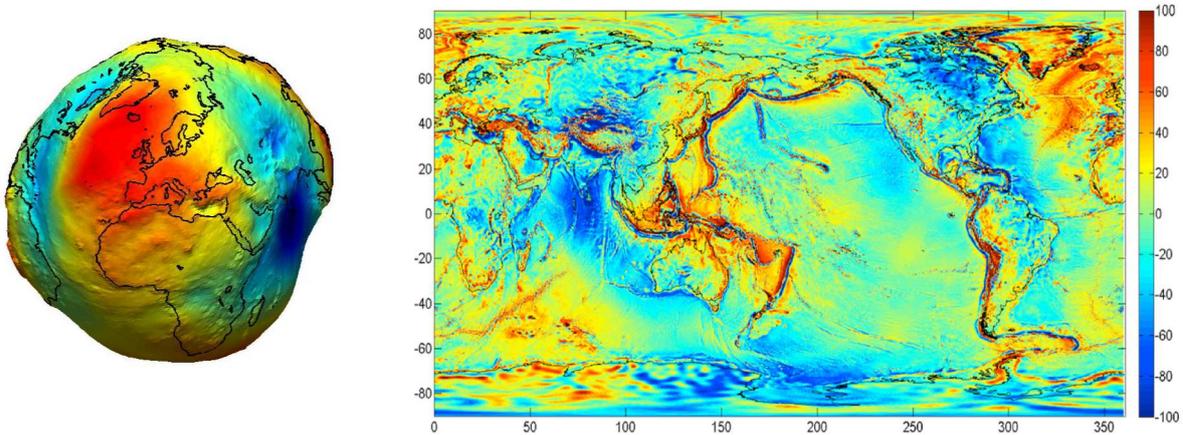


FIGURE 2 – Géoïde et anomalies de gravité (tirées de [39]). A gauche : représentation de l'altitude du géoïde telle que mesurée par le satellite GOCE. A droite : anomalies de gravité (écart en mGal entre la mesure de gravité au niveau du géoïde par rapport à la valeur théorique correspondant à l'ellipsoïde de référence.)

Géophysique :

Comme dit précédemment, l'accélération de pesanteur varie spatialement en fonction de la composition du sous-sol, de l'altitude et de la latitude. Les composantes prépondérantes qui influent sur l'accélération de pesanteur sont l'altitude et la latitude. L'effet de l'altitude et de la latitude sur l'accélération de pesanteur provient de la force axifuge.

L'accélération de pesanteur comprend deux composantes, la force gravitationnelle et la force axifuge. La force gravitationnelle provient de la force d'attraction entre deux corps de Newton. La force axifuge provient de la rotation sur elle-même de la Terre. Ainsi, dans le référentiel terrestre, tout corps subit une accélération appelée accélération de pesanteur, qui résulte de la somme des deux accélérations venant de ses deux forces. Cette accélération de pesanteur dépend de l'altitude du corps (variation d'environ 3.10^{-7} g/m) et de la latitude (variation d'environ 5.10^{-7} g/km).

D'autres causes influencent les variations spatiales du champ de pesanteur, comme la structure, la composition et la géologie du sous-sol. Il est alors possible de faire de la détection sub-surface avec des gravimètres et des gradiomètres, pour la recherche de différents gisements [40], de certains minéraux, de nappes de pétrole [41, 42], de mines de diamants. Des méthodes

similaires peuvent être mises en place pour contrôler le niveau de réservoirs souterrains [43] comme les nappes phréatiques, pour, en archéologie, détecter des cavités naturelles [44] ou des structures construites par l'homme (par exemple des tunnels, des bunkers [45] ou des vestiges). L'intérêt d'utiliser un gradiomètre pour toutes ces applications, vis-à-vis d'un gravimètre, réside dans le fait qu'il ne mesure pas la valeur absolue de l'accélération de pesanteur mais seulement des variations d'accélération. Cela permet de faire des mesures en dynamique en s'affranchissant de l'accélération du porteur. De plus, la mesure du gradient de gravité permet de mesurer des variations de pesanteur en champ proche avec une meilleure sensibilité car la mesure est sensible à la distance r en r^3 (alors que l'accélération de pesanteur varie avec la distance en r^2). Le premier gradiomètre a été inventé par Eötvös en 1886, donnant ainsi son nom à l'unité du gradient de gravité ($E = 10^{-9} s^{-2}$), et a été depuis amélioré et combiné à la prospection sismique afin de devenir la technique de référence pour la prospection de différents gisements [40].

De plus, l'accélération de pesanteur varie temporellement, principalement en fonction de l'activité interne de la Terre (tectonique des plaques, éruption volcanique, séisme), du climat, de la météorologie et des phénomènes de marées.

Les phénomènes les plus importants proviennent de l'activité interne de la Terre, pouvant induire des changements inférieurs au mGal sur des échelles de temps comprises entre quelques secondes (séismes) et quelques siècles (mouvement global des plaques continentales). Le phénomène des marées induites par la Lune et le Soleil, déplace l'eau contenue dans les océans et déforme la croûte terrestre, engendrant des variations de l'accélération de pesanteur de l'ordre de $100 \mu\text{Gal}$, sur des échelles de temps de l'ordre d'une journée. Ils peuvent aussi être mesurés par un gravimètre.

Physique Fondamentale :

Les capteurs inertiels ont aussi de nombreuses applications en physique fondamentale. Il existe aujourd'hui deux grandes théories, la Relativité Générale et la Mécanique Quantique, qui sont à la base de la connaissance actuelle de l'univers et qui n'ont encore jamais été mise en défaut, mais qui ne se concilient pas dans un seul modèle. La Relativité Générale est une théorie formalisée par Einstein [46], à partir de la mécanique classique de Newton. La gravitation est vue dans cette théorie, non pas comme une force d'attraction mais comme l'empreinte de la déformation géométrique de l'espace-temps. Cette théorie permet d'expliquer et d'appréhender une quantité de phénomènes physiques, spécialement dans le domaine de l'infiniment grand comme par exemple la prédiction des trous noirs ou la justification de la déviation de la lumière sous l'effet de la masse d'un corps céleste. Parallèlement aux travaux d'Einstein a été formalisée la Mécanique Quantique par Schrödinger, qui est une approche radicalement différente de la physique. Elle permet de décrire le domaine de l'infiniment petit et pose la notion de dualité onde-corpuscule pour la matière. La Mécanique Quantique a permis d'unifier la description de trois des quatre interactions fondamentales, l'interaction électromagnétique, l'interaction forte et l'interaction faible, au sein du Modèle Standard. Ce modèle permet d'expliquer les mécanismes physiques à l'échelle microscopique, mais ne permet pas de concilier la Mécanique Quantique avec la gravitation (la quatrième interaction fondamentale), qui reste décrite par la Relativité Générale. De nombreux laboratoires cherchent actuellement à mettre en défaut l'une ou l'autre théorie et à aller au-delà du Modèle Standard. C'est notamment dans ce cadre que les capteurs inertiels sont utilisés.

Les capteurs inertiels permettent par exemple de tester la Relativité Générale [47]. En effet, de nombreuses tentatives de conciliation de la Mécanique Quantique avec la Relativité Générale ont conduit à des modèles théoriques prédisant une violation du Principe d'Équivalence. Ainsi, il est nécessaire de tester expérimentalement cette violation de la manière la plus précise possible. Pour cela, l'accélération subie par deux espèces atomiques en chute libre a été comparée, avec des interféromètres atomiques $^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}$ [2, 48, 49], $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ [50, 51], $^{87}\text{Sr}/^{88}\text{Sr}$ [52]. Le prin-

cipe d'équivalence a été vérifié en 2019 avec une précision de $1,8 \times 10^{-10}$ sur Terre par l'équipe de Wuhan et de Beïjin en Chine [53] en utilisant les espèces atomiques $^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}$ et en faisant le test à la fois pour deux masses et pour deux énergies internes différentes. Le projet européen MICROSCOPE a vérifié le principe d'équivalence dans l'espace avec une précision de 2×10^{-14} [54], en "monitorant" la chute libre de deux masses de test dont la composition est différente. Des forces électrostatiques sont appliquées sur les masses afin qu'elles suivent la même trajectoire. La différence de forces appliquées sur les deux masses est directement reliée au Principe d'Équivalence. Le projet STE-QUEST est en cours d'étude afin d'effectuer le test dans l'espace en utilisant des capteurs quantiques [55].

Parmi les tests de relativité générale, la détection d'ondes gravitationnelles permet de mieux comprendre les trous noirs présents dans l'univers. Le projet MIGA (Matter wave laser Interferometry Gravitation Antenna) est en développement pour permettre de détecter les ondes gravitationnelles avec trois interféromètres atomiques placés le long d'un tunnel [56]. D'autres projets sont en cours afin d'utiliser l'interférométrie atomique pour détecter les ondes gravitationnelles, comme le projet AIGSO (Atomic Interferometric Gravitational-Wave Space Observatory) [57]. L'université de Standford cherche aussi à tester le Principe d'Equivalence et à détecter des ondes gravitationnelles. Ses équipes ont ainsi développé de nombreuses améliorations sur les mesures inertielles afin d'augmenter les cadences, et les performances. Elles ont par exemple réussi à obtenir à l'intérieur d'un interféromètre une séparation quantique des paquets d'onde de 54 cm sur une échelle de temps de l'ordre de la seconde, ce qui amène la superposition quantique à une échelle macroscopique [58].

Une autre étude intéressante pour aller au-delà du Modèle Standard est celle de la constante de structure fine α , qui est une constante fondamentale qui caractérise la force de l'interaction électromagnétique. Elle intervient par exemple dans les expressions des structures énergétiques des niveaux atomiques et est un paramètre de base des calculs d'électrodynamique quantique. Cette constante peut être déduite de la mesure du rapport $\frac{h}{m}$ entre la constante de Planck et la masse de l'atome par interférométrie atomique [59]. La mesure la plus précise a été effectuée par l'équipe de l'université de Berkeley en 2018. La constante α a été mesurée à partir du rapport $\frac{h}{m}$ du césium avec une précision de $2,0 \times 10^{-10}$ [60].

Les capteurs inertiels permettent de plus de mesurer précisément des constantes fondamentales comme la constante gravitationnelle G , qui est l'une des constantes fondamentales les moins bien connues. Depuis la première mesure de G effectuée par Eötvös avec un pendule de torsion (le premier type de gradiomètre réalisé [61]), d'autres mesures ont été réalisées en utilisant par exemple un gravimètre à coin de cube [62] ou un gradiomètre à atomes froids [63]. La connaissance précise de G est importante pour de nombreux domaines de la physique fondamentale, car elle joue un rôle clé dans les théories gravitationnelles, la cosmologie, la physique des particules ou encore les modèles géophysiques. En particulier, elle est présente dans la relativité générale [47, 64] ou la théorie des cordes [65], qui tente d'aller au-delà du Modèle Standard.

0.2 État de l'art des capteurs inertiels atomiques

Les atomes froids ont permis de développer différents capteurs inertiels. De plus en plus de groupes à travers le monde réalisent des expériences de mesures inertielles à atomes froids depuis vingt ans. Différentes mesures inertielles ont été faites en laboratoire, certains groupes cherchent à réaliser des mesures hors du laboratoire pour des applications embarquées. Certains groupes cherchent aujourd'hui à combiner la mesure de plusieurs grandeurs inertielles dans un même capteur afin d'obtenir une centrale inertielle.

0.2.1 Gravimètres :

Un gravimètre mesure l'accélération de pesanteur. Les gravimètres atomiques ont été les premiers capteurs inertiels atomiques développés, ils sont aujourd'hui en laboratoire aussi performants que leurs homologues classiques (gravimètres à coin de cube) en terme de sensibilité et d'exactitude.

Le premier gravimètre atomique a été développé à l'université de Standford dans les années 1990 [28]. L'équipe atteint aujourd'hui en laboratoire des sensibilités de l'ordre de $10^{-9} g/\sqrt{Hz}$ et une résolution de l'ordre de $10^{-10} g$ après 1000 s d'intégration [66, 67]. L'exactitude des gravimètres à atomes froids est principalement limitée par l'effet Coriolis et les aberrations de front d'onde des faisceaux Raman [68, 69]. Il existe des campagnes de comparaison entre différents gravimètres absolus à atomes froids. Le gravimètre développé par le LNE-SYRTE par exemple participe à ces campagnes et a montré en 2013 une exactitude de $4,9 \times 10^{-9} g$ [70]. Depuis, un piège dipolaire a été mis en place afin de travailler avec une source d'atomes ultra-froids, qui se disperse spatialement moins pendant la chute libre, ce qui diminue l'effet systématique venant de l'aberration du front d'onde [71].

Des mesures d'accélération de pesanteur grâce à l'interférométrie atomique a aussi été effectués hors du laboratoire à partir des années 2000. L'ONERA a développé un gravimètre à atomes froids GIRAFE pour des applications embarquables. Des mesures gravimétriques ont d'abord été effectuée dans un ascenseur [72], puis une carte de gravité dans un bateau a été réalisée en 2015 en partenariat avec le SHOM (Service Hydrographique et Océanique de la Marine) [1] avec une résolution de l'ordre de $10^{-6} g$. Très récemment, le groupe d'Holger Müller à Berkeley a effectué des mesures d'accélération de pesanteur dans un camion à différents endroits (la mesure est réalisée lorsque le camion est à l'arrêt) [73]. A l'université de Hanovre se développe aussi un projet de gravimètre quantique transportable, le projet géo-Q, utilisant des condensats de Bose-Einstein créés sur puce et manipulés par réseaux optiques [74, 75].

La technologie de l'interférométrie atomique a été transférée vers l'industrie, avec notamment l'entreprise Muquans créée en 2011 qui commercialise des gravimètres et des horloges à atomes froids [76]. Le groupe Thalès développe un projet d'interférométrie atomique sur puce, pour des applications en navigation inertielle [77]. L'entreprise Teledyne e2v en Angleterre s'intéresse aux capteurs inertiels atomiques, notamment les gravimètres [78]. L'entreprise AOSENSE aux Etats-Unis développe des instruments utilisant l'interférométrie atomique pour la navigation de précision, les mesures de gravité et les références temporelles [79].

0.2.2 Accéléromètres horizontaux et en micropesanteur :

La mesure de l'accélération horizontale nécessite d'avoir des faisceaux Raman horizontaux. Elle est plus compliquée à obtenir que la mesure de l'accélération verticale car l'accélération de pesanteur entraîne les atomes hors de la zone d'interférométrie, ce qui empêche d'effectuer des longs temps d'interaction (et donc d'obtenir de bonnes sensibilités). Un accéléromètre horizontal utilisé en statique est appelé tiltmètre, et est très intéressant pour des applications géologiques. L'Imperial College a développé un interféromètre atomique pour la mesure de l'accélération horizontale et la résolution atteinte est de $3 \times 10^{-6} m.s^{-2}$ après 40 s d'intégration [80]. La meilleure résolution aujourd'hui a été obtenue par l'université de Wuhan grâce à un tiltmètre quantique utilisant un interféromètre de Ramsey-Bordé [81]. La sensibilité long terme obtenue est de $1,3.10^{-5} m.s^{-2}/\sqrt{Hz}$ et une résolution optimale de $55.10^{-8} m.s^{-2}$ après 1000 s d'intégration.

Le LP2N a réalisé un interféromètre atomique en avion lors d'un vol 0-g afin de tester le Principe d'Equivalence (ICE). Les premiers tests ont été effectués avec les faisceaux Raman alignés dans la direction des ailes de l'avion [82]. Depuis, un interféromètre atomique vertical a été installé [83], un laser fibré a été développé pour manipuler les différentes espèces atomique

avec un système plus embarquable et robuste [84]. Le LP2N a acquis un ascenseur simulant la microgravité, et a produit une source atomique avec un condensat de Bose-Einstein pour atteindre des temps d'interrogation plus longs [85].

0.2.3 Gyromètres :

Les gyromètres atomiques mesurent les rotations par effet Sagnac. Le facteur d'échelle appliqué à la mesure de la rotation est proportionnel à l'aire de l'interféromètre. Le premier gyromètre atomique a été développé en 1997 à l'université de Standford et a atteint une sensibilité de $2 \times 10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ [30].

Plusieurs gyromètres atomiques ont depuis vu le jour dans différents groupes [86, 87, 88, 89] et présentent des sensibilités pour des mesures en laboratoire entre $10^{-7} \text{ rad.s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $10^{-10} \text{ rad.s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ malgré l'aire physique réduite englobée par l'interféromètre de type Mach-Zehnder. Les sensibilités données sont comparables à celles obtenues avec des gyromètres optiques de plus grande aire. Le paramètre le plus important pour les gyromètres est leur stabilité. Les gyromètres atomiques développés ont atteint une stabilité de l'ordre du $10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}$.

Pour améliorer ces performances, la configuration interférométrique à quatre impulsions [90, 91] paraît très intéressante car elle permet d'augmenter l'aire physique de l'interféromètre par un facteur d'échelle proportionnel à T^3 (T le temps caractéristique d'interférométrie). Le SYRTE a développé en 2016 un gyromètre continu utilisant un interféromètre à quatre impulsions avec une configuration en fontaine atomique [92]. Ce gyromètre possède une sensibilité en laboratoire de $100 \text{ nrad.s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une stabilité de $10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}$. Une étude des effets systématiques de cette configuration à quatre impulsions n'a jamais été faite afin d'obtenir l'exactitude des mesures. Une mesure de rotation hors laboratoire n'a jamais été effectuée par interférométrie atomique.

0.2.4 Gradiomètres :

Un gradiomètre mesure la différence d'accélération de pesanteur entre deux endroits de l'espace. Un gradiomètre à atomes froids est basé sur la réalisation simultanée de deux interféromètres avec deux nuages d'atomes séparés spatialement, en utilisant les mêmes faisceaux Raman pour les deux interféromètres. L'accélération différentielle est mesurée selon l'axe du faisceau Raman et est obtenue en faisant la différence des deux déphasages obtenus. Les principales expériences de laboratoire mesurant la composante verticale du gradient de gravité sont réalisées à l'université de Yale [93, 29] et au LENS à Florence [94]. Les sensibilités obtenues sur l'accélération différentielle sont de l'ordre de $10^{-9} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une résolution de $5 \times 10^{-11} \text{ g}$ après 8000 s d'intégration pour le gradiomètre de Florence [94]. L'équipe du SYRTE a récemment effectué une mesure simultanée d'accélération de pesanteur et de la composante verticale du gradient de gravité en effectuant simultanément une rampe de fréquence sur la fréquence Raman afin de compenser l'accélération de pesanteur, et un saut de fréquence appliqué sur les lasers au moment de l'impulsion π afin de compenser le gradient de gravité [95].

La mesure de la composante verticale du gradient de gravité a été investiguée en utilisant un interféromètre à quatre impulsions dans une thèse à Standford [96] mais aucun résultat de sensibilité n'a été publié. Cependant, cette technique pourrait être prometteuse car elle est plus facile à mettre en place que l'obtention simultanée de deux nuages d'atomes et pourrait être plus facilement embarquable.

Un gradiomètre horizontal, mesurant Γ_{xx} , a été réalisé à Standford par l'équipe de Kasevich [97], avec une sensibilité obtenue sur l'accélération différentielle de $4,2 \times 10^{-9} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$.

0.2.5 Capteurs multi-axe :

Pour des applications embarquées, il est très intéressant de mesurer plusieurs grandeurs inertielles avec un même instrument, notamment pour la navigation inertielle. C'est un domaine très prometteur pour la technologie de l'interférométrie atomique et plusieurs groupes dans le

monde s'intéresse à la navigation inertielle.

La première centrale inertielle a été obtenue en 2006 par l'équipe du SYRTE, utilisant deux nuages d'atomes contra-propageants lancés sur des trajectoires paraboliques. Trois paires de faisceaux Raman sont successivement installés dans trois directions orthogonales et permettent la mesure de la rotation et de l'accélération dans les trois axes [98]. Les premières mesures ont montré une résolution de $1.4 \times 10^{-7} \text{ rad.s}^{-1}$ sur la mesure de rotation et une résolution de $6,4 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$ sur la mesure d'accélération. Ils ont démontré l'utilisation de la configuration d'interféromètre à quatre impulsions qui est sensible à la rotation et insensible à l'accélération, ce qui est intéressant pour effectuer des mesures de rotation.

Les deux principaux projets de capteurs multi-axe aujourd'hui viennent de l'université de Berkeley et du laboratoire français iXAtom.

L'équipe de Holger Müller à Berkeley est en train de développer un interféromètre atomique simple, précis et versatile afin d'obtenir un capteur inertiel mobile, embarquable et multi-axe. Ils ont réussi en 2017 à mesurer avec leur capteur l'accélération de pesanteur selon deux axes (vertical et à 45° de la verticale), la rotation et l'inclinaison avec des sensibilités respectives de $6 \mu\text{m/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$, $300 \mu\text{rad/s}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $4 \mu\text{rad}/\sqrt{\text{Hz}}$ [99].

Le laboratoire LP2N qui travaille notamment sur l'expérience ICE dans un avion, a créé un laboratoire commun avec l'entreprise iXBlue dont le savoir-faire principal concerne les gyromètres à fibre optique. Ce laboratoire commun, iXAtom, vise la réalisation d'un prototype de centrale inertielle quantique, combinant 3 gyromètres et 3 accéléromètres à atomes froids [83, 100].

0.3 Présentation des travaux de thèse

C'est dans ce contexte que s'inscrivent ces travaux de thèse. La technologie de l'interférométrie atomique connaît des avancées dans différents domaines, et permet de plus en plus de réaliser des expériences hors laboratoire. Mes travaux de thèse suivent deux axes de recherche au sein de l'ONERA :

Tout d'abord, mon expérience s'inscrit dans le projet de Centrale Hybride Atomique de l'Onera (CHAMO) de l'ONERA, avec une volonté de réaliser une centrale inertielle à atomes froids qui serait compacte, robuste, embarquable et simple afin de réaliser des mesures embarquées d'accélération, de rotation.

Mes travaux de thèse s'inscrivent de plus dans le développement d'un gradiomètre à atomes froids à l'ONERA utilisant des technologies embarquables.

A mon arrivée, une enceinte à vide avait déjà été conçue pour un autre projet, et un système laser avait été développé pour obtenir toutes les fréquences laser dans un système compact et robuste. Cette enceinte à vide est grande, lourde et contraignante aux niveaux des accès optiques, elle ne permet donc pas d'obtenir un capteur compact. Néanmoins, les configurations d'interférométrie atomique étudiées pendant cette thèse ont été choisies pour des raisons de simplicité de réalisation. Il sera possible plus tard d'intégrer ces mêmes configurations dans une enceinte à vide plus petite afin d'obtenir un capteur totalement embarquable. Le capteur inertiel atomique sera hybridé avec des capteurs classiques grâce à un algorithme développé par l'ONERA afin de combiner les avantages des différentes technologies.

0.4 Plan du manuscrit

Le manuscrit se présente en 5 chapitres.

Le premier chapitre présente des aspects théoriques permettant la compréhension d'un interféromètre atomique et de la mesure inertielle. Les transitions Raman stimulées à deux photons sont présentées, puis le déphasage des deux interféromètres utilisés est étudié, principalement

grâce au formalisme $ABCD$ de C. Bordé. La dernière partie présente le principe de l'hybridation de la mesure atomique avec une mesure effectuée à l'aide d'un capteur inertiel classique.

Le deuxième chapitre détaille le dispositif expérimental développé pour la réalisation des expériences, à partir de l'enceinte à vide et du système laser fibré déjà disponibles. Les accès optiques de l'enceinte à vide sont installés, l'environnement magnétique est contrôlé, le système laser espace libre est installé afin d'amener les faisceaux lasers dans l'enceinte à vide, la détection est mise en place.

Le troisième chapitre présente la séquence expérimentale permettant de refroidir la source atomique, de la détecter et de réaliser de l'interférométrie atomique verticale. Pour cela, il faut refroidir la source atomique et préparer les atomes dans un état interne insensible au champ magnétique du premier ordre. Puis, les transitions Raman stimulées selon l'axe vertical sont décrites. Tout le dispositif expérimental décrit dans le deuxième chapitre ainsi que la séquence expérimentale décrite dans le troisième chapitre sont validés par une mesure atomique de l'accélération de pesanteur en effectuant un interféromètre de type Mach-Zehnder.

Le quatrième chapitre présente l'interféromètre atomique double-boucle asymétrique pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. Pour cela, deux méthodes sont décrites pour s'affranchir de la présence d'un terme de phase dépendant des vibrations. La première méthode consiste à isoler le miroir Raman vertical des vibrations en utilisant une plateforme d'isolation des vibrations. La deuxième méthode consiste à mesurer les vibrations subies par le miroir Raman à l'aide d'un accéléromètre classique et de corrélérer le signal atomique avec le signal classique. Les effets systématiques sont étudiés afin de déterminer la précision de nos mesures. L'intérêt de cet interféromètre atomique pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité est ensuite discuté, en comparant les facteurs d'échelle pour différentes géométries avec les facteurs d'échelle d'un gradiomètre atomique conventionnel utilisant deux masses d'épreuve, puis en extrapolant les performances obtenues pour un capteur d'un mètre de haut, enfin en présentant les différentes améliorations possibles de notre gradiomètre atomique.

Le cinquième chapitre présente une méthode mesure de l'accélération horizontale en utilisant des faisceaux Raman horizontaux rétro-réfléchis, des atomes dans le régime des faibles vitesses et un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder. En particulier, l'utilisation d'une rampe de fréquence sur la fréquence Raman pour lever la dégénérescence des deux paires Raman est expliquée. Ensuite, les modifications du dispositif expérimental afin d'effectuer la séquence d'interférométrie atomique horizontale sont présentées. Puis, la méthode de levée de dégénérescence est validée par spectroscopie Raman. L'interféromètre Mach-Zehnder permet de visualiser des franges accélérométriques en corrélant le signal atomique avec un accéléromètre classique horizontal. Finalement, une mesure de l'accélération horizontale est obtenue et sa sensibilité est étudiée.

CHAPITRE I

PRÉSENTATION DES INTERFÉROMÈTRES ATOMIQUES MACH-ZEHNDER ET DOUBLE-BOUCLE, ET DE L'HYBRIDATION DU CAPTEUR

I think experimental physics is especially fun because not only do you get to solve puzzles about the universe or here on earth, there are really cool toys in the lab.

**Donna Strickland (1959 -),
Prix Nobel de Physique 2018**

Afin de comprendre la mesure de grandeurs inertielles par interférométrie atomique, certains outils théoriques sont nécessaires. Dans l'interférométrie atomique, les atomes sont décrits par leur fonction d'onde atomique. Celle-ci est interprétée comme une amplitude de probabilité de présence des atomes [101]. Au cours de l'interférométrie atomique, la fonction d'onde peut suivre deux chemins différents, ce qui donne lieu à des interférences. Le déphasage en sortie de l'interféromètre dépend des paramètres physiques auxquels ont été soumis les atomes pendant l'interféromètre atomique comme l'accélération, la rotation, la vitesse et la distance. Il existe plusieurs outils pour réaliser un interféromètre atomique (diffraction de Bragg [102], fente d'Young [103], ...). Dans notre expérience, des transitions Raman stimulées [21] sont utilisées pour manipuler de façon cohérente des paquets d'ondes atomiques, et ainsi les séparer, les réfléchir et les recombinaison.

Dans ce chapitre sont présentés les aspects théoriques nécessaires pour comprendre le fonctionnement d'un capteur inertiel hybride multi-axe à atomes froids. Dans un premier temps, la présentation des principes physiques des transitions Raman stimulées qui permettent de construire un interféromètre atomique est faite. Ces transitions Raman stimulées sont utilisées dans cette thèse, pour réaliser deux interféromètres atomiques : un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder, et un interféromètre double-boucle. Ces deux interféromètres permettent de mesurer les différentes composantes inertielles voulues. En particulier, l'interféromètre atomique double-boucle est utilisé pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. Puis, les avantages de l'hybridation de notre capteur atomique avec un capteur classique sont présentés. Pour finir, le fonctionnement général de notre capteur atomique hybride multi-axe est expliqué.

I.1 Transitions Raman stimulées

Les transitions Raman stimulées à deux photons sont utilisées pour créer les séparatrices et les miroirs atomiques nécessaires à l'interférométrie. L'intérêt d'utiliser des transitions Raman stimulées est qu'il existe un lien direct entre les états internes et externes des atomes. En effet, lorsque l'atome change d'état interne par une transition optique à deux photons, il acquiert une quantité de mouvement qui sépare spatialement les deux bras de l'interféromètre [21]. Ce couplage entre état interne et externe de l'atome facilite la détection car les états internes n'ont pas besoin d'être séparés spatialement pour être détectés séparément. La détection se fait donc simplement par lecture de la répartition de la population atomique entre les états internes. Ce processus s'effectue avec deux photons, ce qui permet un transfert de deux impulsions de recul aux atomes. Ainsi, l'aire de l'interféromètre obtenu est plus grande qu'avec l'utilisation de la transition micro-onde utilisée dans les horloges où l'impulsion transmise aux atomes est plus faible. Cela entraîne une grande sensibilité de l'interféromètre aux effets inertiels. Ces transitions sont intéressantes pour l'interférométrie atomique, et les atomes alcalins sont bien adaptés à ces transitions. En effet, la longue durée de vie des niveaux hyperfins de ces atomes permettent d'éviter les pertes de cohérence par désexcitation spontanée.

I.1.1 Transition Raman stimulée à deux photons

On considère un atome à trois niveaux, deux niveaux fondamentaux stables $|a\rangle$ et $|b\rangle$, et un niveau excité $|e\rangle$, couplés par un champ électrique qui résulte de deux faisceaux lasers contra-propageants de vecteur d'onde et de pulsation respectives (\vec{k}_1, ω_1) et (\vec{k}_2, ω_2) (Figure I.1).

La différence de pulsation laser $\omega_1 - \omega_2$ concorde avec la différence d'énergie entre les deux états fondamentaux $E_{ab} = \hbar(\omega_b - \omega_a)$. Les deux fréquences lasers sont accordées proche d'une transition optique vers le niveau excité $|e\rangle$. Le désaccord Raman Δ correspondant à la différence de fréquence du laser par rapport à la transition optique $|a\rangle \rightarrow |e\rangle$ s'écrit :

$$\Delta = \omega_1 - (\omega_e - \omega_a) \quad (\text{I.1})$$

En pratique, le désaccord Raman Δ est pris très grand devant la largeur naturelle de la raie pour éviter de peupler l'état excité $|e\rangle$ et pour limiter la perte de cohérence par émission spontanée. Pour le cas du ^{87}Rb , la largeur à mi-hauteur de la raie est de $\Gamma = 2\pi \cdot 6,066$ MHz. On essaye donc d'avoir un désaccord Raman d'environ 1 GHz pour être loin de la transition.

Processus physique

Le processus physique de la transition Raman stimulée est le suivant :

On considère un atome se trouvant initialement dans l'état $|a\rangle$ avec une quantité de mouvement \vec{p} en présence d'un champ laser résultant des deux faisceaux lasers contra-propageants (\vec{k}_1, ω_1) et (\vec{k}_2, ω_2) . L'atome peut absorber un photon sous l'effet du champ laser d'énergie $\hbar\omega_1$ et acquérir une impulsion $\hbar\vec{k}_1$. Simultanément, il va émettre de façon stimulée un photon d'énergie $\hbar\omega_2$ pour finir dans l'état interne $|b\rangle$, et va acquérir une impulsion supplémentaire $-\hbar\vec{k}_2$. La quantité de mouvement finale de l'atome est $\vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, elle a été modifiée par les reculs des photons émis et absorbés pendant la transition d'état interne de l'atome. Le vecteur d'onde associé à la transition s'écrit \vec{k}_{eff} et vaut :

$$\begin{cases} \vec{k}_{eff} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 \\ \|\vec{k}_{eff}\| = \|\vec{k}_1\| + \|\vec{k}_2\| \end{cases} \quad (\text{I.2})$$

La norme du vecteur d'onde total est la somme des deux vecteurs d'onde si les faisceaux lasers sont parfaitement contra-propageants. L'état final de l'atome est donc $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$. On a donc bien le couplage entre l'état interne et externe de l'atome comme dit précédemment.

L'état interne $|b\rangle$ est associé au changement d'impulsion $+\hbar\vec{k}_{eff}$.

Condition de résonance

En négligeant les déplacements lumineux engendrés par les deux faisceaux lasers sur les niveaux atomiques ainsi que l'effet Zeeman, la conservation de l'énergie lors de la transition $|a, \vec{p}\rangle \rightarrow |b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ donne :

$$\hbar\omega_a + \hbar\omega_1 + \frac{\vec{p}^2}{2m} = \hbar\omega_b + \hbar\omega_2 + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff})^2}{2m} \quad (\text{I.3})$$

La condition de résonance du processus est donc :

$$\omega_1 - \omega_2 = \underbrace{(\omega_b - \omega_a)}_{\omega_G} + \underbrace{\frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m}}_{\omega_D} + \underbrace{\frac{\hbar k_{eff}^2}{2m}}_{\omega_{rec}} \quad (\text{I.4})$$

où m est la masse de l'atome, ω_G est la pulsation de structure hyperfine, ω_D est le désaccord introduit par effet Doppler associé à la transition Raman stimulée à deux photons et ω_{rec} est la pulsation de recul aussi associée à la transition Raman stimulée à deux photons.

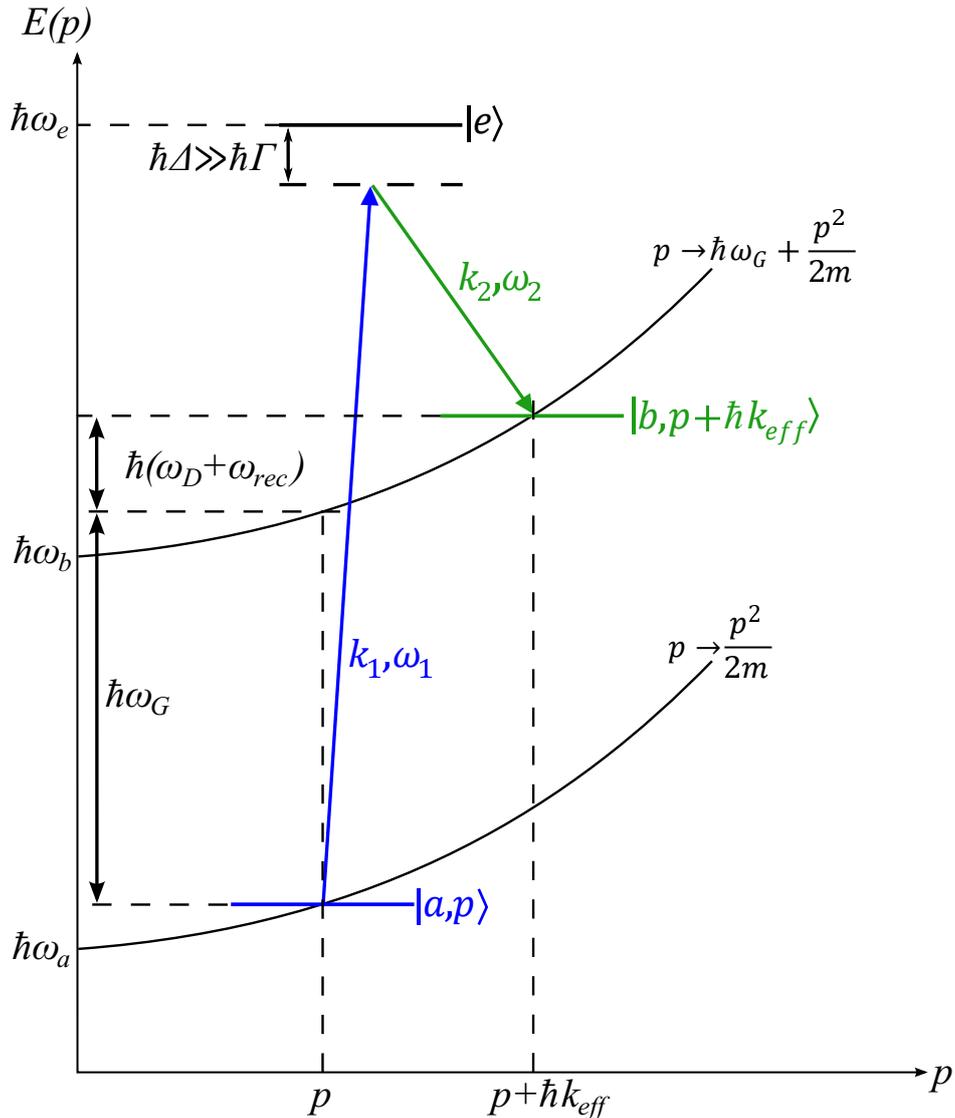


FIGURE I.1 – Schéma de la transition Raman stimulée à deux photons.

La condition de résonance est donc vérifiée lorsque la différence de pulsation entre les deux faisceaux lasers ($\omega_1 - \omega_2$) est accordée proche de la pulsation de la structure hyperfine, afin de compenser exactement l'effet Doppler et le recul. On écrit la condition de résonance en introduisant le désaccord laser δ défini par :

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_G + \omega_D + \omega_{rec}) \quad (\text{I.5})$$

La condition de résonance est donc vérifiée lorsque le désaccord laser est nul : $\delta = 0$.

Dynamique du processus

Étudions maintenant la dynamique de ce processus d'absorption-émission stimulée, en reprenant les calculs de l'article [104].

L'Hamiltonien Raman \hat{H} de l'atome soumis aux deux faisceaux lasers Raman s'écrit comme la somme de deux termes :

$$\hat{H} = \hat{H}_A + \hat{H}_{int} \quad (\text{I.6})$$

L'Hamiltonien atomique \hat{H}_A de l'atome à trois niveaux s'écrit :

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{P}^2}{2m} + \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_e |e\rangle \langle e| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| \quad (\text{I.7})$$

et l'Hamiltonien d'interaction \hat{H}_{int} entre l'atome et le champ électrique s'écrit :

$$\hat{H}_{int} = -\hat{d} \cdot \hat{E}(\hat{R}, t) \quad (\text{I.8})$$

où \hat{d} est l'opérateur moment dipolaire électrique, et \hat{E} le champ électrique total provenant des deux faisceaux lasers contra-propageants :

$$\begin{aligned} \hat{E}(\hat{R}, t) &= \hat{E}_1(\hat{R}, t) + \hat{E}_2(\hat{R}, t) \\ &= E_1 \hat{\epsilon}_1 e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \hat{R} + \phi_1(t))} + E_2 \hat{\epsilon}_2 e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \hat{R} + \phi_2(t))} + c.c \end{aligned} \quad (\text{I.9})$$

où $\hat{\epsilon}_i$ est la polarisation du champ laser i , \hat{R} est le vecteur position de l'atome, $\phi_i(t)$ est la phase du faisceau laser i .

On reste dans le cas où le désaccord Raman est grand devant la largeur naturelle de la raie. On peut considérer que \hat{E}_1 couple seulement les états $|a\rangle$ et $|e\rangle$, et \hat{E}_2 couple seulement les états $|b\rangle$ et $|e\rangle$.

Pour traduire le couplage entre les états atomiques induit par le champ électrique, on introduit les pulsations de Rabi Ω_1 et Ω_2 avec :

$$\Omega_n = -\frac{\langle n | \hat{d} \cdot E_n \hat{\epsilon}_n | e \rangle}{2\hbar} \quad (\text{I.10})$$

où $n = 1, 2$.

L'évolution temporelle de la fonction d'onde atomique $|\Psi_{\vec{p}}(t)\rangle$ lors de la transition Raman est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\delta |\Psi_{\vec{p}}(t)\rangle}{\delta t} = (\hat{H}_A + \hat{H}_{int}) |\Psi_{\vec{p}}(t)\rangle \quad (\text{I.11})$$

Dans le cas où le désaccord Raman Δ est très grand devant la largeur naturelle de la transition et devant les pulsations de Rabi, c'est-à-dire qu'on néglige l'émission spontanée, on peut simplifier

l'équation. L'état excité $|e\rangle$ est très peu peuplé, les deux états fondamentaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ ont des très longues durées de vie, la cohérence de la superposition d'état n'est pas limitée par la largeur naturelle de la transition. L'état $|e\rangle$ peut alors être éliminé de façon adiabatique [105, 106, 104]. Le système se ramène alors à un système à deux niveaux $|a, \vec{p}\rangle$ et $|b, \vec{p} + \vec{k}_{eff}\rangle$, qui sont couplés par le champ $\vec{E}_1 + \vec{E}_2$ avec une pulsation de Rabi effective :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta} \quad (\text{I.12})$$

Dans ce cas, la fonction d'onde atomique peut se décomposer dans une base formée par les deux états de la façon suivante :

$$|\Psi_{\vec{p}}(t)\rangle = C_a(\vec{p}, t) |a, \vec{p}\rangle + C_b(\vec{p}, t) |b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle \quad (\text{I.13})$$

où $\langle \Psi_{\vec{p}}(t) | \Psi_{\vec{p}}(t) \rangle = 1$, et $C_i(t)$ représente l'amplitude de probabilité de présence dans l'état i .

Pour chaque état j :

$$C_j(\vec{p}, t) = c_j(\vec{p}, t) e^{-i\omega_j t} \quad (\text{I.14})$$

On se place dans l'approximation des ondes tournantes, où les termes oscillants aux fréquences optiques sont négligés. On considère également que les phases lasers sont constantes pendant la durée de l'interaction Raman et on définit la phase laser Raman $\delta\phi_{12} = \phi_2 - \phi_1$. L'équation de Schrödinger nous donne alors un système de deux équations différentielles couplées en c_a et c_b :

$$\begin{cases} i\dot{c}_a = \frac{\Omega_{eff}^*}{2} e^{i(\delta t + \delta\phi_{12})} c_b \\ i\dot{c}_b = \frac{\Omega_{eff}}{2} e^{i(\delta t + \delta\phi_{12})} c_a \end{cases} \quad (\text{I.15})$$

où Ω_{eff} est la pulsation Rabi du système à deux niveaux, $\delta\phi_{12}$ définit la phase laser Raman comme la différence de phase entre les deux lasers, δ le déplacement lumineux.

La résolution de l'équation de Schrödinger dans ce cas-là est aujourd'hui bien connue [105, 104, 107, 106]. Considérant un atome, qui est à l'instant t_0 dans l'état $|b, \vec{p}_0 + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$, vérifiant la condition de résonance Raman ($\delta = 0$), on trouve le système d'équation pour les amplitudes des probabilités de présence suivant :

$$\begin{cases} C_a(\vec{p}_0, t_0 + \tau) = -ie^{i(-\delta\omega_{12}t_0 + \delta\phi_{12})} \frac{\Omega_{eff}^*}{|\Omega_{eff}|} \sin\left(\frac{\tau}{2} |\Omega_{eff}|\right) e^{-i\omega_a \tau} \\ C_b(\vec{p}_0, t_0 + \tau) = \cos\left(\frac{\tau}{2} |\Omega_{eff}|\right) e^{-i\omega_b \tau} \end{cases} \quad (\text{I.16})$$

Les probabilités de présence $P_a(\vec{p}_0, t_0 + \tau)$ et $P_b(\vec{p}_0, t_0 + \tau)$ associées s'écrivent :

$$\begin{cases} P_a(\vec{p}_0, t_0 + \tau) = |C_a(\vec{p}_0, t_0 + \tau)|^2 = \sin^2\left(\frac{\tau}{2} |\Omega_{eff}|\right) \\ P_b(\vec{p}_0, t_0 + \tau) = |C_b(\vec{p}_0, t_0 + \tau)|^2 = \cos^2\left(\frac{\tau}{2} |\Omega_{eff}|\right) \end{cases} \quad (\text{I.17})$$

On obtient donc les oscillations de Rabi comme pour un atome à deux niveaux : l'atome passe, périodiquement au cours du temps, de l'état $|a\rangle$ à l'état $|b\rangle$, avec une fréquence d'oscillation de $|\Omega_{eff}|$.

En adaptant la durée d'interaction τ entre l'atome et les faisceaux laser Raman, il est possible de créer une superposition cohérente des deux états. On utilise cela pour créer les outils nécessaires à l'interférométrie atomique : les séparatrices et les miroirs atomiques.

Déplacements lumineux

Dans le calcul effectué précédemment, on a négligé le déplacement dû à l'effet Zeeman (δ^Z) ainsi que le déplacement lumineux à un et deux photons (δ^{LS1} et δ^{LS2}). Dans notre expérience, ils ne sont pas négligeables. La condition de résonance précédente (*cf.* équation I.5) n'est donc plus valide, il est nécessaire d'y ajouter les contributions de ces déplacements dans la condition de résonance généralisée δ_{gen} :

$$\delta_{gen} = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_G + \omega_D + \omega_{rec}) - \delta^Z - \delta^{LS1} - \delta^{LS2} \quad (I.18)$$

Expérimentalement, sous l'action d'un champ magnétique, les niveaux d'énergie des atomes sont déplacés par effet Zeeman. Pour limiter l'effet du déplacement lumineux dû à l'effet Zeeman, les atomes sont préparés dans un sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ insensible au champ magnétique au premier ordre. Il reste le déplacement lumineux Zeeman au second ordre, dont l'effet sur la mesure devra être quantifié pour chaque composante inertielle.

Un traitement plus complet du déplacement lumineux est disponible dans [107] et du déplacement lumineux à deux photons dans [108, 109]. Le déplacement lumineux à un photon est expérimentalement annulé (*cf.* chapitre III). Le déplacement lumineux à deux photons est plus amplement étudié lors de la mesure de la composante verticale du gradient de gravité (*cf.* chapitre IV).

I.1.2 Outils pour l'interférométrie atomique : séparatrice et miroir atomiques

Les transitions Raman permettent de réaliser les briques élémentaires de l'interférométrie atomique.

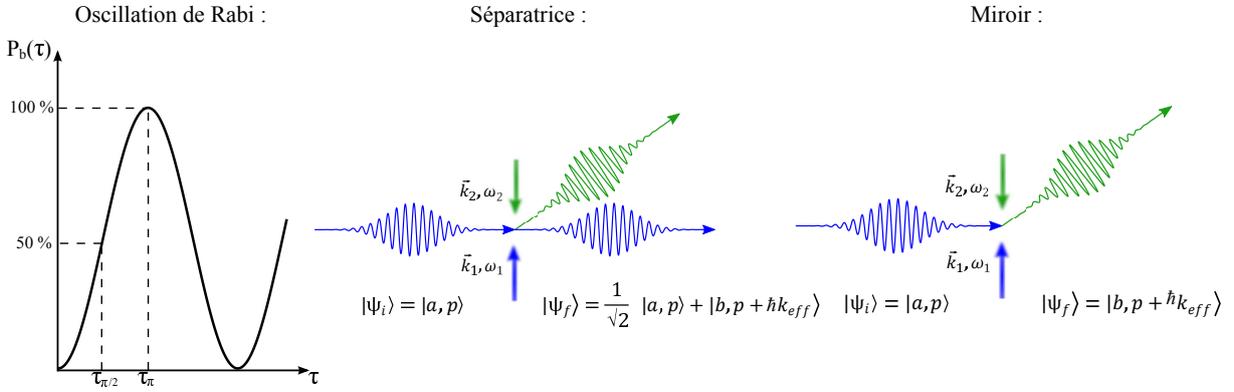


FIGURE I.2 – À gauche : Oscillation de Rabi de la probabilité de présence de l'atome dans l'état $|b\rangle$. Au centre et à droite : schéma de principe de la séparatrice atomique et du miroir atomique.

Séparatrice atomique - impulsion $\pi/2$

Pour réaliser une séparatrice atomique avec une transition Raman stimulée à deux photons, on adapte le temps d'interaction τ entre l'atome et les faisceaux lasers Raman afin d'obtenir une répartition équiprobable de la probabilité de présence de l'atome dans les deux états $|a, \vec{p}\rangle$ et $|b, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$, pour créer une superposition cohérente des deux états. Pour cela, la durée de l'impulsion, appelée impulsion $\pi/2$ de durée $\tau_{\pi/2}$, doit vérifier (Figure I.2) :

$$\Omega_{eff} \times \tau_{\pi/2} = \frac{\pi}{2} \quad (I.19)$$

Dans ces conditions, un atome initialement dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$ se trouve après l'impulsion Raman $\pi/2$ dans la superposition cohérente $\frac{1}{\sqrt{2}} (|a, \vec{p}\rangle + |b, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle)$. Une impulsion $\pi/2$ est

utilisée pour séparer le paquet d'onde atomique suivant les deux bras de l'interféromètre, ouvrant ainsi l'interféromètre, et pour recombiner le paquet d'onde atomique en sortie, fermant ainsi l'interféromètre.

Miroir atomique - impulsion π

Pour réaliser un miroir atomique avec une transition Raman stimulée à deux photons, on adapte le temps d'interaction τ entre l'atome et les faisceaux lasers Raman afin d'obtenir une probabilité maximale de transfert de l'atome d'un état vers l'autre. Pour cela, la durée de l'impulsion, appelée impulsion π de durée τ_π , doit vérifier (Figure I.2) :

$$\Omega_{eff} \times \tau_\pi = \pi \quad (\text{I.20})$$

Dans ces conditions, un atome initialement dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$ se trouve après l'impulsion Raman π dans l'état $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$. Une impulsion π est utilisée pour rediriger le paquet d'onde atomique afin de pouvoir fermer l'interféromètre.

I.2 Interféromètre atomique de type Mach-Zehnder

En combinant de façon astucieuse des séparatrices atomiques et des miroirs atomiques, il est possible de construire différents interféromètres atomiques. Nous allons présenter ici l'interféromètre atomique de type Mach-Zehnder, utilisé dans notre expérience pour la mesure d'accélération.

I.2.1 Description de l'interféromètre

Cet interféromètre atomique est l'analogie à l'interféromètre Mach-Zehnder optique. L'état initial des atomes est $|a\rangle$. Une première impulsion $\pi/2$ crée une superposition cohérente des deux états internes de l'atome $|a, \vec{p}\rangle$ et $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$, avec un transfert d'impulsion $\hbar\vec{k}_{eff}$ lors du changement d'état interne. Les atomes se propagent ensuite pendant un temps T . Puis, une impulsion π réfléchit les états internes des atomes. Après une propagation pendant le même temps T , les atomes sont de nouveau spatialement au même endroit, et une impulsion $\pi/2$ les recombine et les fait interférer (Figure I.3).

Les deux bras en sortie de l'interféromètre atomique correspondent au deux états internes des atomes $|a, \vec{p}\rangle$ et $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$, une détection par fluorescence donne accès à la répartition atomique dans chaque état interne. On détecte par fluorescence la population normalisée P de l'état $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ en sortie de l'interféromètre $N_b/(N_a + N_b)$ ($N_{a(b)}$ est le nombre d'atomes dans l'état $a(b)$). Cette population normalisée P peut être reliée au déphasage en sortie de l'interféromètre. A chaque impulsion Raman i , la phase laser Raman φ_i est gravée sur la fonction d'onde atomique par l'équation I.16. Entre les impulsions Raman, les atomes se propagent librement. On rappelle que lors de la propagation libre d'un atome dans l'état $|a(b)\rangle$ pendant un temps t , l'évolution de sa fonction d'onde atomique est donné par :

$$C_{a(b)}(t_0 + t) = C_{a(b)}(t_0)e^{-i\omega_{a(b)}t} \quad (\text{I.21})$$

Pour des atomes initialement dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$, la proportion d'atomes en sortie de l'interféromètre dans l'état $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ est :

$$P = \frac{N_b}{N_a + N_b} = \frac{|C_b(2T)|^2}{|C_a(2T)|^2 + |C_b(2T)|^2} = P_0 - \frac{C}{2} \cos(\Delta\Phi) \quad (\text{I.22})$$

où P_0 est l'offset des franges d'interférences, C le contraste des franges d'interférence, et $\Delta\Phi$ le déphasage interférométrique.

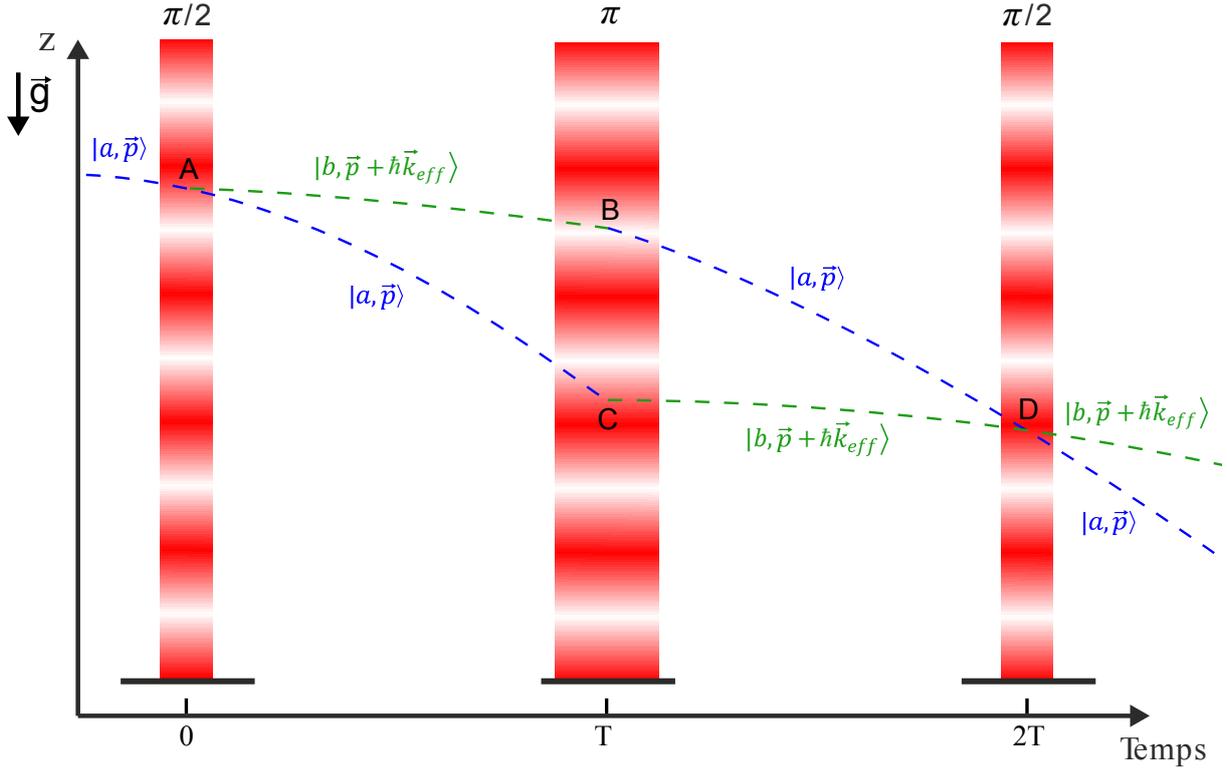


FIGURE I.3 – Schéma d'un interféromètre de type Mach-Zehnder vertical en présence de gravité.

I.2.2 Calcul du déphasage

Pour calculer le déphasage total, en sortie de l'interféromètre, on reprend les calculs de l'article [110] en se plaçant dans la limite d'impulsion Raman infiniment courte. Les formules calculées dans cet article sont obtenues à partir du formalisme $ABCD$ développé par C. Bordé [111]. Cette méthode permet de considérer les atomes comme des paquets d'onde, tout en calculant de façon exacte le déphasage provenant des multiples effets inertiels. On se place dans le formalisme $ABCD$, en faisant l'hypothèse que les masses atomiques sont identiques dans les deux états internes ($\hbar\omega_G \ll E = mc^2$).

Pour un Hamiltonien dépendant du temps, au plus quadratique en position z et en moment p , le déphasage exact d'un interféromètre à N impulsions, de vecteur d'onde k_{eff} , vaut :

$$\Delta\Phi = \underbrace{\sum_{i=1}^N \phi_{eff,i} \Delta\epsilon_i}_{\Delta\Phi_t} + \underbrace{\sum_{i=1}^N k_{eff} \Delta\epsilon_i \frac{z_{h,i} + z_{b,i}}{2}}_{\Delta\Phi_{inertiel}} \quad (\text{I.23})$$

où $\Delta\epsilon_i = \epsilon_{h,i} - \epsilon_{b,i}$ est la différence d'interaction entre le chemin du haut et celui du bas à la $i^{\text{ème}}$ impulsion. ϵ_i vaut ± 1 pour un changement d'état interne et de quantité de mouvement $p = \pm \hbar k_{eff}$, et vaut 0 lorsque l'atome reste dans le même état interne et n'acquiert pas de quantité de mouvement. $z_{h,i}$ (respectivement $z_{b,i}$) est la position du paquet d'onde à la $i^{\text{ème}}$ impulsion sur le chemin du haut (respectivement du bas). On suppose qu'initialement, la position du paquet d'onde du chemin du haut et du chemin est la même ($z_{h,1} = z_{b,1}$). k_{eff} est le vecteur d'onde effectif, considéré ici identique à chaque impulsion. $\phi_{eff,i}$ est la phase laser effective : $\phi_{eff} = \phi_1 + \omega_{eff}(i-1)T$, où ϕ_1 est la phase laser à la première impulsion Raman, et ($\omega_{eff} = \omega_1 - \omega_2$) est la pulsation de la transition à deux photons.

On peut séparer l'équation I.23 en deux termes. Un premier terme, noté $\Delta\Phi_t$, montre la

contribution de la phase laser dépendante du temps, qu'on peut exprimer :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_t &= \sum_{i=1}^N \Delta\epsilon_i (\phi_1 + \omega_{eff}(i-1)T) \\ &= \Delta G_0 \phi_1 + \Delta G_1 \omega_{eff} T\end{aligned}\quad (I.24)$$

où T est le temps entre chaque impulsion, et ΔG_j décrit la différence d'interaction entre les deux chemins de l'interféromètre à l'ordre j , en prenant :

$$\begin{aligned}\Delta G_j &= \sum_{i=1}^N (i-1)^j \Delta\epsilon_i \\ &= V \Delta\epsilon_i\end{aligned}\quad (I.25)$$

où V est la matrice de Vandermonde avec le coefficient $v_{mn} = (n-1)^{m-1}$.

Le deuxième terme, $\Delta\Phi_{inertiel}$, montre la contribution de la phase dépendante des effets inertiels. En négligeant l'effet du recul (donc $z_{h,i} = z_{b,i}$), et en faisant un développement de Taylor en puissance de T sur la position z du paquet d'onde, en prenant comme origine temporelle et spatiale la première impulsion de l'interféromètre, on obtient l'expression finale de l'effet d'un champ inertielle sur les atomes localisés à la position \vec{r} :

$$\Delta\Phi_{inertiel} \approx \sum_j \frac{\Delta G_j}{j!} T^j \times \vec{k}_{eff} \cdot \vec{F}_j(\vec{r}_0, \vec{v}_0, \text{forces inertielle}) \quad (I.26)$$

où on introduit la fonction $\vec{F}_j = \left(\frac{d^j \vec{R}}{dt^j}\right)$, qui dépend de la position initiale des atomes \vec{r}_0 , de la vitesse initiale des atomes \vec{v}_0 et des forces inertielle soumise aux atomes. On peut remarquer que cette expression ne dépend pas de la géométrie de l'interféromètre atomique, elle peut donc être utilisée pour tous les interféromètres atomiques utilisant des transitions à deux photons. On obtient ainsi le tableau I.1, qui nous permet d'obtenir rapidement tous les termes de phase présents pour un interféromètre atomique.

TABLE I.1 – Termes de phase jusqu'à l'ordre 4 ($j = 4$), avec $\vec{\Omega}$ la rotation, $\vec{\Gamma}$ le gradient de gravité, \vec{a} l'accélération, \vec{r}_0 la position initiale des atomes, \vec{v}_0 la vitesse initiale des atomes.

$\Delta\Phi_t$	$\Delta G_0 \phi_1 + \Delta G_1 \omega_{eff} T$
T^0	$\frac{\Delta G_0}{0!} \vec{k}_{eff} \cdot \vec{r}_0$
T^1	$\frac{\Delta G_1}{1!} \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}_0$
T^2	$\frac{\Delta G_2}{2!} \vec{k}_{eff} \cdot \left(\vec{a} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right)$
T^3	$\frac{\Delta G_3}{3!} \vec{k}_{eff} \cdot \left(\vec{\Gamma} \cdot \vec{v}_0 + 3 \cdot \vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right)\right)$
T^4	$\frac{\Delta G_4}{4!} \vec{k}_{eff} \cdot \left(\vec{\Gamma} \cdot \vec{a} + 3\vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{a}\right) - 4 \cdot \vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \left(\vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right)\right) - 2\vec{\Omega} \cdot \left(\vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right) - 2\vec{\Omega} \times \left(\vec{\Gamma} \cdot \vec{v}_0\right)\right)$

Pour l'interféromètre atomique Mach-Zehnder utilisant trois impulsions Raman, on obtient les valeurs de $\Delta\epsilon_i$ et de $\frac{\Delta G}{j!}$ présentées dans le tableau I.2.

D'après l'expression de ce vecteur, on observe que les termes de phase en T^0 et T^1 sont nuls. Le déphasage inertielle en sortie d'un interféromètre Mach-Zehnder atomique ne dépend ni de

TABLE I.2 – Coefficients $\Delta\epsilon_i$ et de $\frac{\Delta G}{j!}$ pour un interféromètre atomique Mach-Zehnder.

$\Delta\epsilon$	$\frac{\Delta G_j}{j!}$
$\begin{pmatrix} 1 \\ -2 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\frac{\Delta G_0}{0!}$ 0
	$\frac{\Delta G_1}{1!}$ 0
	$\frac{\Delta G_2}{2!}$ 1
	$\frac{\Delta G_3}{3!}$ 1
	$\frac{\Delta G_4}{4!}$ $\frac{7}{12}$

la position ni de la vitesse des atomes pendant la chute libre. En considérant des atomes sans vitesse initiale, dans un environnement de laboratoire où le capteur est immobile, en négligeant le gradient de gravité, on obtient les termes de déphasage en sortie de cet interféromètre suivants :

$$\Delta\Phi = \vec{k}_{eff} \cdot \left(\vec{a} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_0 \right) T^2 \quad (\text{I.27})$$

Ici, nous n'avons fait apparaître que les termes quadratiques d'accélération dépendant du champ de pesanteur et de la rotation terrestre. Ce sont donc deux composantes inertielles qu'on peut mesurer grâce à cet interféromètre atomique. Le déphasage total contient d'autres contributions non négligeables qui introduiront des biais sur la mesure des composantes inertielles. Ce déphasage est valable pour un interféromètre Mach-Zehnder à impulsions Raman verticales et horizontales.

Un autre formalisme pour calculer le déphasage en sortie de l'interféromètre

On peut calculer autrement le déphasage en sortie de l'interféromètre atomique. Le déphasage interférométrique $\Delta\Phi$ en sortie de l'interféromètre peut être décomposé en trois contributions :

$$\Delta\Phi = \Delta\varphi_{prop} + \Delta\varphi_{laser} + \Delta\varphi_{sep} \quad (\text{I.28})$$

où $\Delta\varphi_{prop}$ est le déphasage dû à la propagation libre des paquets d'ondes entre les impulsions Raman, $\Delta\varphi_{laser}$ est le déphasage acquis lors des interactions entre les paquets d'onde et le champ laser utilisées pour manipuler les paquets d'onde, et $\Delta\varphi_{sep}$ est le déphasage dû à la potentielle séparation spatiale finale des paquets d'onde interférant sur le port de sortie de l'interféromètre [112].

On néglige ici l'extension spatiale des paquets d'onde pendant la séquence d'interférométrie [113], et on se place dans l'approximation des impulsions Raman infiniment courtes [26, 27] afin d'obtenir un cas simple du déphasage total. On se place dans le référentiel géocentrique fixé à la surface de la Terre. L'interféromètre de type Mach-Zehnder est symétrique, un atome passe le même temps dans les deux états pour les bras de l'interféromètre. Ainsi, le déphasage dû à la propagation libre des atomes $\Delta\varphi_{prop}$ s'annule en sortie de l'interféromètre. Dans le déphasage gravé lors des impulsions Raman, les termes dépendant de la fréquence des lasers s'annulent avec la symétrie de l'interféromètre, et on suppose que la phase initiale du laser est constante pendant le temps d'interférométrie. Le déphasage laser $\Delta\varphi_{laser}$ pour des atomes initialement dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$ et détectés dans l'état $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ est, en prenant les notations des positions de la figure I.3 :

$$\Delta\varphi_{laser} = \vec{k}_{eff} \cdot (\vec{r}_A - \vec{r}_B - \vec{r}_C + \vec{r}_D) \quad (\text{I.29})$$

Le déphasage $\Delta\varphi_{sep}$ est non nul lorsque les positions classiques des deux trajectoires interférant ne coïncident pas à la sortie de la séparatrice atomique utilisée pour recombiner les paquets

d'ondes et les faire interférer. Ce déphasage est approximé par [114] :

$$\Delta\varphi_{sep} = \vec{p} \cdot \frac{\Delta\vec{r}}{\hbar} \quad (\text{I.30})$$

où \vec{p} est la moyenne des moments des paquets d'onde sur un port de sortie de l'interféromètre, et $\Delta\vec{r}$ est la séparation spatiale entre les centres des deux paquets d'onde au moment de la dernière impulsion Raman. On se place dans la situation où le champ de pesanteur est uniforme, ce qui annule le déphasage $\Delta\varphi_{sep}$. Le déphasage en sortie de l'interféromètre est finalement égal au déphasage acquis lors des impulsions Raman $\Delta\Phi = \Delta\varphi_{laser}$.

On va donc calculer le déphasage $\Delta\varphi_{laser}$ pour un interféromètre de type Mach-Zehnder à impulsions Raman verticales en présence d'un champ de pesanteur uniforme, sans négliger la rotation terrestre pendant le temps d'interférométrie. Pour cela, on écrit la position du centre de masse des atomes pour chaque position A, B, C, D :

$$\begin{aligned} \vec{r}_A &= \vec{r}_0 \\ \vec{r}_B &= \left(\frac{1}{2}\vec{g} - \vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right)T^2 + (\vec{v}_0 + 2\vec{v}_{rec})T + \vec{r}_0 \\ \vec{r}_C &= \left(\frac{1}{2}\vec{g} - \vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right)T^2 + \vec{v}_0T + \vec{r}_0 \\ \vec{r}_D &= \left(\frac{1}{2}\vec{g} - \vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right)(2T)^2 + (\vec{v}_0 + \vec{v}_{rec})2T + \vec{r}_0 \end{aligned} \quad (\text{I.31})$$

où \vec{v}_0 est la vitesse initiale du centre de masse des atomes, $\vec{\Omega}$ est le vecteur de rotation terrestre, selon un axe perpendiculaire au champ de pesanteur et au vecteur de vitesse initiale transverse des atomes, \vec{v}_{rec} est la vitesse de recul acquise par l'atome lors d'un changement d'état interne, et \vec{r}_0 est la position initiale du centre de masse des atomes.

Grâce à la symétrie de l'interféromètre, les termes en position et de vitesse initiale s'annulent, il ne reste que les termes quadratiques d'accélération :

$$\Delta\Phi = \vec{k}_{eff} \cdot \left(\vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_0\right) T^2 \quad (\text{I.32})$$

On peut généraliser cette formule pour une accélération \vec{a} constante quelconque. On obtient alors le même terme de déphasage qu'avec le formalisme $ABCD$ de C. Bordé. L'avantage du formalisme $ABCD$ est qu'il donne tous les termes exacts contenus dans le déphasage, ce qui sera particulièrement utile pour calculer rapidement tous les termes de phase en sortie de l'interféromètre double-boucle. Pour l'interféromètre Mach-Zehnder, les termes en T^2 nous suffisent pour mesurer l'accélération de pesanteur.

I.2.3 Gravimètre atomique

Dans ce manuscrit, l'interféromètre de type Mach-Zehnder est utilisé d'abord pour faire une mesure de l'accélération de pesanteur g . On se place dans la situation où les atomes n'ont pas de vitesse transverse initiale. Ainsi, la mesure n'est pas sensible à la force de Coriolis. Les atomes sont en chute libre, un faisceau Raman vertical est rétro-réfléchi par un miroir réglé à l'horizontal pour obtenir des faisceaux Raman contra-propageant et rétro-réfléchis.

Le faisceau Raman contient ici les deux pulsations Raman (ω_1 et ω_2) et est rétro-réfléchi par le miroir de référence. Il existe donc deux paires de faisceaux Raman. Si elles sont toutes les deux résonnantes avec la transition à deux photons au même moment, elles sont dégénérées. Néanmoins, dans le cas d'un gravimètre à atomes froids, les faisceaux Raman sont verticaux. D'après l'équation I.5, la condition de résonance de la paire de faisceaux Raman dépend de l'effet Doppler. Lorsque les atomes sont en chute libre, le désaccord Doppler augmente au cours du temps :

$$\omega_D(t) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g}t \quad (\text{I.33})$$

Ainsi, les deux paires Raman ont un vecteur d'onde \vec{k}_{eff} de direction opposée, elles ont donc une condition de résonance différente pour un temps de chute libre non nul. En pratique, on attend un temps initial t_0 avant la première impulsion Raman pour lever la dégénérescence des paires Raman.

De plus, comme le désaccord Doppler augmente au cours du temps à cause de la chute libre des atomes, si la différence de fréquence entre les faisceaux lasers Raman reste fixe, la condition de résonance pour une paire de faisceaux Raman n'est plus vérifiée au cours du temps. Pour maintenir la condition de résonance à chaque instant et donc garder l'efficacité des transitions Raman, la fréquence des faisceaux lasers n'est plus constante au cours du temps. Nous introduisons une différence de pulsation au cours du temps $\Delta\omega_{eff}$ dans les lasers Raman. La phase laser effective ϕ_{eff} s'écrit alors :

$$\phi_{eff,i} = \phi_1 + \omega_{eff}(i-1)T + \Delta\omega_{eff}(i-1)^2\frac{T}{2} \quad (\text{I.34})$$

où ϕ_1 est la phase laser à la première impulsion Raman, ω_{eff} est la pulsation de la transition à deux photons à la première impulsion Raman, $\Delta\omega_{eff}$ est la différence de pulsation pour compenser l'effet Doppler.

La différence de fréquence $\Delta\omega_{eff}$ introduite est une rampe de fréquence linéaire notée α sur la fréquence Raman afin de compenser exactement le désaccord Doppler au cours de la chute libre. Le terme dépendant du temps dans le déphasage en sortie de l'interféromètre devient alors :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_t &= \sum_{i=1}^N \Delta\epsilon_i \left(\phi_1 + \omega_{eff}(i-1)T + \Delta\omega_{eff}(i-1)^2\frac{T}{2} \right) \\ &= \Delta G_0\phi_1 + \Delta G_1\omega_{eff}T + \Delta G_22\pi\alpha\frac{T^2}{2} \end{aligned} \quad (\text{I.35})$$

D'après le tableau I.2, $\Delta G_0 = 0$, $\Delta G_1 = 0$ et $\Delta G_2 = 2$, on obtient donc le terme de déphasage :

$$\Delta\Phi_t = 2\pi.\alpha T^2 \quad (\text{I.36})$$

Le terme de déphasage dépendant des grandeurs inertielles est le même que précédemment. Le déphasage total en sortie de l'interféromètre vaut donc :

$$\Delta\Phi = (k_{eff}g - 2\pi\alpha)T^2 \quad (\text{I.37})$$

Expérimentalement, la mesure gravimétrique revient à compenser le plus exactement possible le désaccord Doppler pendant la chute libre de l'atome. En scannant la probabilité de présence des atomes dans l'état $|b\rangle$ en fonction de la valeur de la rampe de fréquence α , on obtient des franges d'interférences. On mesure la valeur α_0 de la rampe de fréquence qui annule exactement l'effet Doppler, ce qui nous permet d'obtenir la valeur de l'accélération de pesanteur :

$$g = \frac{2\pi\alpha_0}{k_{eff}} \quad (\text{I.38})$$

On définit le facteur d'échelle \mathcal{S} comme la sensibilité de l'interféromètre à la grandeur inertielle qu'on veut mesurer. Pour notre gravimètre, le facteur d'échelle détermine la sensibilité à l'accélération de pesanteur :

$$\mathcal{S} = \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial g} = k_{eff} T^2 \quad (\text{I.39})$$

Plus \mathcal{S} est grand et plus la sensibilité à l'accélération de pesanteur est importante.

En pratique, la mesure de déphasage est brouillée par différents bruits du système, comme entre autres :

- Un bruit de phase laser peut ajouter un déphasage lors des impulsions Raman $\delta\varphi_i$. Si ce petit déphasage supplémentaire n'est pas constant pour chaque impulsion Raman, il ne s'annulera pas dans le déphasage total en sortie de l'interféromètre. Ce terme peut être néanmoins réduit à l'aide d'un asservissement en phase des lasers, ou la génération de deux raies laser par modulation.

- La mesure d'accélération de pesanteur est faite avec comme référence le miroir Raman. Si celui-ci subit un bruit de vibration, sa position et son inclinaison vont évoluer dans le temps et ajouter un déphasage supplémentaire. Pour améliorer les performances, le miroir Raman est en pratique installé sur une plateforme d'isolation des vibrations.

I.2.4 Accéléromètre horizontal atomique

L'interféromètre de type Mach-Zehnder est aussi utilisé pour faire une mesure de l'accélération horizontale. On se place dans la situation où les atomes n'ont pas de vitesse initiale. Ainsi, la mesure n'est pas sensible à la force de Coriolis $\vec{\Omega} \times \vec{v}$. Les atomes sont en chute libre, un faisceau Raman horizontal est rétro-réfléchi par un miroir réglé à la verticale pour obtenir des faisceaux Raman contra-propageant et rétro-réfléchis.

Le déphasage en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$\Delta \Phi = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a} T^2 \quad (\text{I.40})$$

La présence de deux paires de faisceaux Raman est un problème pour l'accéléromètre horizontal car elles sont toutes les deux résonantes avec la transition à deux photons. L'effet Doppler ne lève plus la dégénérescence des paires Raman horizontales. Une méthode de levée de dégénérescence des paires Raman est présentée puis testée dans le chapitre V.

I.2.5 Réponses de l'interféromètre de type Mach-Zehnder

Les réponses de l'interféromètre atomique en position, vitesse et accélération peuvent se mettre sous la forme de fonctions de réponse. On néglige la durée des impulsions Raman. On raisonne pour une direction des faisceaux Raman qu'on note z , mais le raisonnement est valable quelle que soit la direction des faisceaux Raman. Le déphasage en sortie d'interféromètre s'écrit d'après I.29 :

$$\Delta \Phi = k_{eff} (z(0) - 2z(T) + z(2T)) \quad (\text{I.41})$$

où $z(t)$ représente les coordonnées selon l'axe z du centre de masse des atomes par rapport au miroir Raman à un instant t .

Réponse en position :

On peut écrire le déphasage atomique avec le formalisme de la fonction de réponse :

$$\Delta \Phi = k_{eff} \int_{-\infty}^{-\infty} f_p(t) z(t) dt \quad (\text{I.42})$$

où $f_p(t)$ est la fonction de réponse en position.

En utilisant les propriétés des distributions de Dirac $\delta(t)$ ($\int_{-\infty}^{-\infty} \delta(t) z(t) dt = z(0)$), et l'équation I.41, on peut déterminer la fonction de réponse en position :

$$f_p(t) = \delta(t - t_1) - 2\delta(t - t_2) + \delta(t - t_3) = \delta(t) - 2\delta(t - T) + \delta(t - 2T) \quad (\text{I.43})$$

où t_1, t_2, t_3 les instants des trois impulsions Raman.

La fonction de réponse en position est représentée sur la figure I.4. Elle est paire et son intégrale est nulle. La position initiale des atomes par rapport au miroir Raman n'a donc pas d'effet sur la phase interférométrique. Ce n'est plus le cas si on ne néglige pas la durée des impulsions Raman car l'intégrale ne sera plus nulle [115, 107].

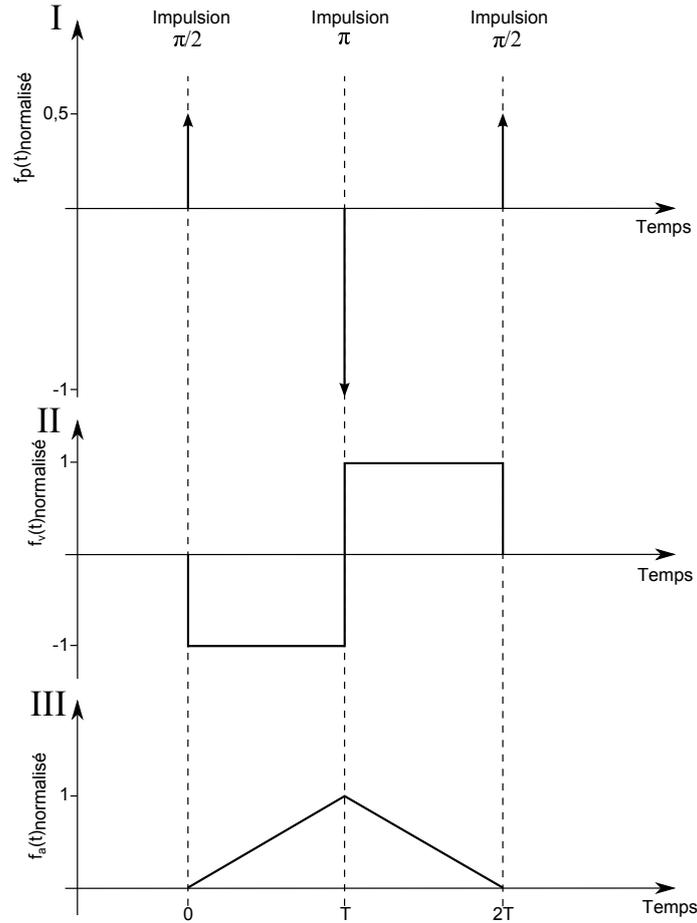


FIGURE I.4 – Fonction de réponse de l'interféromètre de type Mach-Zehnder en position (I), en vitesse (II) et en accélération (III) en négligeant la durée des impulsions Raman.

Réponse en vitesse :

Pour obtenir la fonction de réponse en vitesse, il faut intégrer par partie l'équation I.42 :

$$\Delta\Phi = - [f_v(t)k_{eff}z(t)]_{-\infty}^{+\infty} + k_{eff} \int_{-\infty}^{+\infty} f_v(t)v(t)dt \quad (\text{I.44})$$

où $f_v(t)$ est une primitive de $-f_p(t)$ et est la fonction de réponse en vitesse de l'interféromètre.

L'interféromètre atomique n'est pas sensible à la vitesse en dehors de la séquence interférométrique, donc f_v est nulle en $\pm\infty$. Le déphasage s'écrit alors :

$$\Delta\Phi = k_{eff} \int_{-\infty}^{+\infty} f_v(t)v(t)dt \quad (\text{I.45})$$

La fonction de réponse en vitesse se calcule et donne :

$$f_v(t) = - \int_{+\infty}^t f_p(t') dt' = -(H(t) - 2H(t - T) + H(t - 2T)) \quad (\text{I.46})$$

où $H(x)$ est la fonction Heaviside.

La fonction de réponse en vitesse de l'interféromètre est impaire. Elle est représentée sur la figure I.4. Comme on attend le même temps T entre les impulsions Raman, l'intégrale est nulle, l'interféromètre est insensible à la vitesse initiale des atomes par rapport au miroir.

Réponse en accélération :

Le déphasage interférométrique dépend de la fonction de réponse en accélération $f_a(t)$ qui se détermine en intégrant par partie l'équation I.45 :

$$\Delta\Phi = -[f_a(t)k_{eff}v(t)] + k_{eff} \int_{-\infty}^{+\infty} f_a(t)a(t)dt \quad (\text{I.47})$$

où $a(t)$ est l'accélération des atomes selon la direction des faisceaux Raman par rapport au miroir, et $f_a(t)$ une primitive de $-f_v(t)$. L'interféromètre est insensible à l'accélération en dehors de la séquence d'interférométrie, la fonction de réponse en accélération est donc nulle en dehors de la séquence d'interférométrie. La réponse en accélération donne donc :

$$f_a(t) = - \int_{+\infty}^t f_v(t') dt' = tH(t) - 2(t - T)H(t - T) + (t - 2T)H(t - 2T) \quad (\text{I.48})$$

La fonction de réponse en accélération est une fonction triangulaire centrée et maximale au niveau de la deuxième impulsion Raman. Elle est représentée sur la figure I.4. La fonction est paire et son intégrale n'est pas nulle. L'interféromètre est donc bien sensible à une accélération constante, avec un maximum de sensibilité lors de la deuxième impulsion Raman.

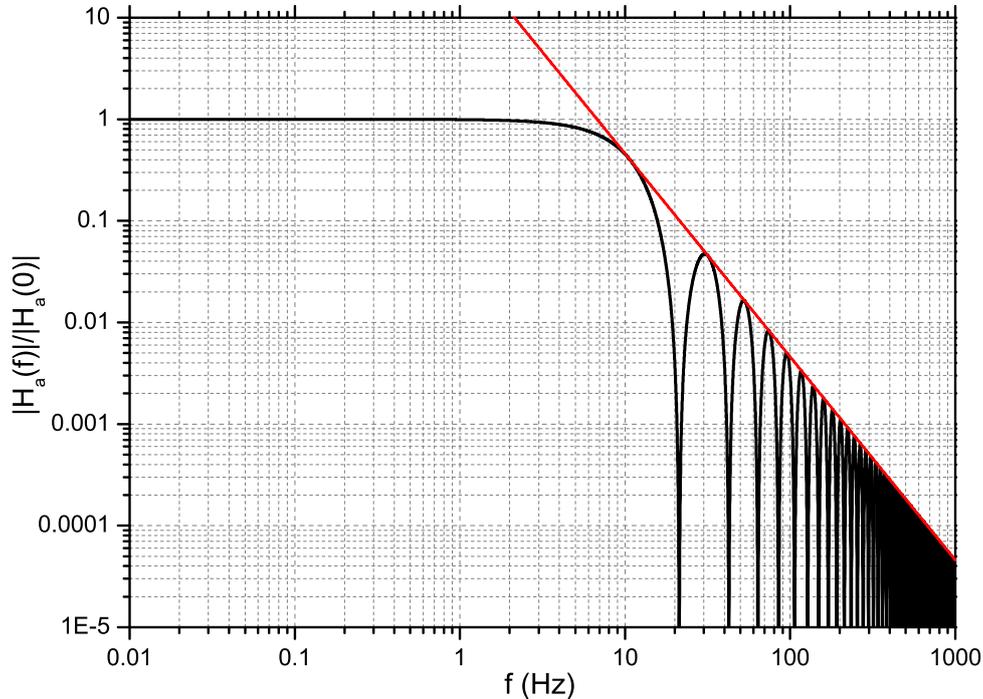


FIGURE I.5 – Fonction de transfert en accélération normalisée pour $T=47$ ms et $\tau = 4$ μ s en noir. La courbe rouge montre le comportement asymptotique de la fonction de transfert, en $4/(2\pi fT)^2$.

La fonction de transfert fréquentielle en accélération $H_a(f)$ se calcule en faisant la transformée de Fourier de la fonction de réponse temporelle en accélération (figure I.5). Elle permet

d'estimer l'impact du bruit d'accélération du miroir Raman sur la phase interférométrique. Pour un interféromètre Mach-Zehnder, la fonction de transfert en accélération traduit le caractère passe-bas en accélération de l'interféromètre, avec une fréquence de coupure de $1/2T$.

I.3 Interféromètre atomique double-boucle

I.3.1 Description de l'interféromètre

L'interféromètre atomique double-boucle, présenté en figure I.6, peut être vu comme deux interféromètres de type Mach-Zehnder temporellement l'un après l'autre. Il utilise aussi des transitions Raman stimulées à deux photons, ainsi on a une bijection entre état interne et externe des atomes. Les atomes sont initialement dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$. Une première impulsion Raman $\pi/2$ crée une superposition cohérente des deux états internes de l'atome, avec un transfert d'impulsion $\hbar\vec{k}_{eff}$ lors du changement d'état. Cela ouvre l'interféromètre et entraîne l'apparition de deux bras. Au bout d'un temps T , une impulsion π réfléchit les fonctions d'onde atomiques et redirige les paquets d'onde. Après un temps T , on peut observer que les atomes sont spatialement au même endroit. Ainsi, cela représente la fermeture du premier interféromètre Mach-Zehnder et l'ouverture du deuxième. Aucune impulsion Raman n'interagit avec les atomes à cet instant, contrairement au cas d'un simple interféromètre Mach-Zehnder. De façon symétrique, en attendant encore pendant un temps T , une autre impulsion π redirige les atomes. Après un dernier temps T , une dernière impulsion Raman $\pi/2$ recombine les paquets d'onde à l'instant où ils sont spatialement au même endroit, et les fait interférer. Une détection par fluorescence donne accès à la population atomique dans chaque état, et donc au déphasage en sortie de l'interféromètre. On considère pour l'instant un interféromètre atomique double-boucle symétrique, le temps de propagation libre des atomes entre chaque impulsion Raman est T .

En faisant les mêmes approximations que pour l'interféromètre de type Mach-Zehnder, le déphasage total en sortie de l'interféromètre se résume au déphasage dû à l'interaction entre les atomes et le champ laser. En effet, la symétrie de l'interféromètre annule le déphasage introduit par la propagation libre des atomes soumis au champ de pesanteur. On considère des impulsions Raman infiniment courtes, un déphasage de séparation nul, et un champ de pesanteur non uniforme.

Pour calculer le déphasage total en sortie d'interféromètre, on utilise à nouveau les calculs présentés dans l'article [110] utilisant le formalisme $ABCD$ de C. Bordé. On considère pour le calcul qu'il y a 5 impulsions, dont une qui n'est pas envoyée en réalité et donc qui ne change pas les états internes et externes des atomes, comme présenté sur la figure I.7. On obtient les valeurs de $\Delta\epsilon_i$ et de $\frac{\Delta G}{j!}$ présentées dans le tableau I.3.

TABLE I.3 – Coefficients $\Delta\epsilon_i$ et de $\frac{\Delta G}{j!}$ pour un interféromètre atomique double-boucle vertical.

$\Delta\epsilon$	$\frac{\Delta G_j}{j!}$
$\begin{pmatrix} -1 \\ 2 \\ 0 \\ -2 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} \frac{\Delta G_0}{0!} & 0 \\ \frac{\Delta G_1}{1!} & 0 \\ \frac{\Delta G_2}{2!} & 0 \\ \frac{\Delta G_3}{3!} & 2 \\ \frac{\Delta G_4}{4!} & 4 \end{matrix}$

D'après l'expression de ces vecteurs, on observe que les termes de phase en T^0 , T^1 et T^2 sont nuls. Le déphasage inertiel en sortie d'un interféromètre double-boucle symétrique ne dépend

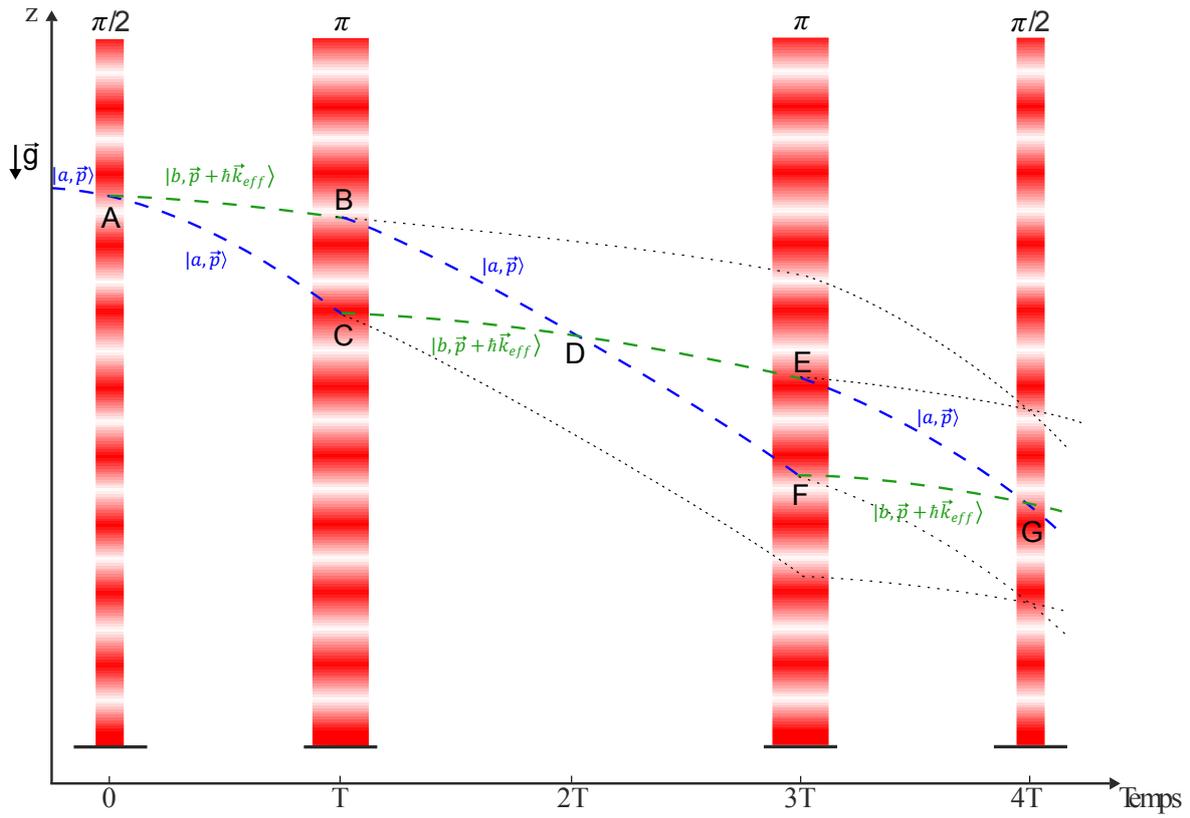


FIGURE I.6 – Schéma d'un interféromètre atomique double-boucle symétrique vertical en présence de gravité. Courbe pointillée verte : trajectoire des atomes dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$. Courbe pointillée bleue : trajectoire des atomes dans l'état $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$. Courbe pointillée noire : Interféromètres Ramsey-Bordé parasites dus à l'imperfection des impulsions Raman π .

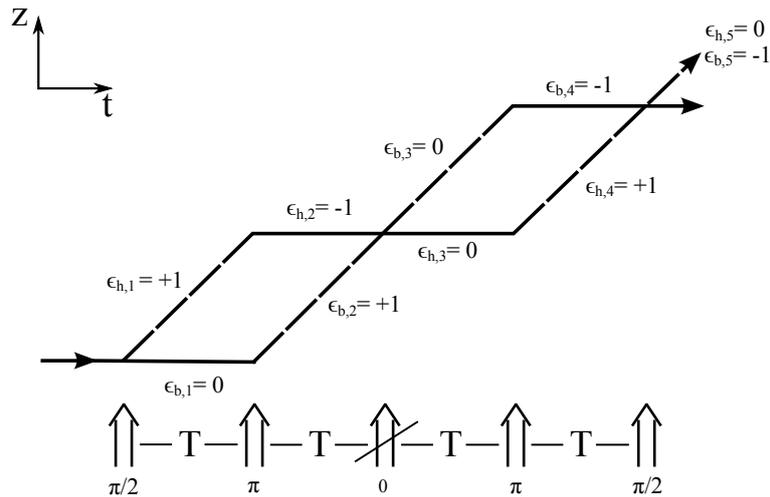


FIGURE I.7 – Schéma spatio-temporel en absence de gravité d'un interféromètre de type double-boucle symétrique. On considère que c'est un interféromètre à 5 impulsions Raman verticales avec une impulsion de vecteur d'onde effectif nul. Trait noir : quantité de mouvement $0 \times \hbar\vec{k}_{eff}$, trait pointillé : quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_{eff}$.

donc pas de l'accélération des atomes pendant la chute libre. Le déphasage inertiel en sortie de cet interféromètre possède des termes en T^3 et en T^4 . D'après l'article [110], on peut aussi calculer

les termes du déphasage inertiel qui dépend du recul des atomes acquis lors d'un changement d'état, en repartant de l'équation I.26. Les calculs ne sont pas explicités ici mais on obtient les termes de déphasage inertiel présentés dans le tableau I.4.

TABLE I.4 – Termes de phase inertielle d'un interféromètre atomique double-boucle jusqu'à l'ordre 4, en considérant le recul, pour $k_{eff} = 1,61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $\Omega = 7,29 \times 10^5 \text{ rad/s}$, $T = 38,6 \text{ ms}$, $g = 9,80883 \text{ m.s}^{-2}$, $\lambda = 48,71 \text{ nm}$, $a_x = a_y = 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$, $v_{rec} = 5,89 \text{ mm.s}^{-1}$, $\Gamma_{zz} = 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$, $v_0 = 0,38 \text{ m.s}^{-1}$, $v_x = v_y = 0,01 \text{ m.s}^{-1}$

Terme de déphasage	Phase (mrad)
Termes en T^3	
$-4k_{eff}\Omega_y a_x T^3$	$-1,78 \times 10^{-2}$
$-2k_{eff}\Gamma_{zz} v_0 T^3$	$-2,16$
$-6k_{eff}(-\Omega_y^2 v_0 + \Omega_z \Omega_y v_y) T^3$	$4,71 \times 10^{-3}$
Termes en T^4	
$-4k_{eff}\Gamma_{zz} g T^4$	$-4,32$
$-12k_{eff}(-\Omega_y^2 g + \Omega_z \Omega_y a_y) T^4$	$9,7 \times 10^{-3}$
$16k_{eff}(\Omega_y^3 v_x + \Omega_y \Omega_z^2 v_x) T^4$	$1,46 \times 10^{-9}$
Termes en recul	
$-k_{eff}\Gamma_{zz} v_{rec} T^3$	$-1,68 \times 10^{-2}$
$6k_{eff}\Omega_y^2 v_{rec} T^3$	$7,54 \times 10^{-5}$

D'après les termes de déphasage en sortie de l'interféromètre atomique, on remarque que l'interféromètre n'est pas sensible à l'accélération de pesanteur, le terme en $\vec{k}_{eff} \vec{g} T^2$ est nul. Cet interféromètre permet de mesurer des différences d'accélération.

De plus, le terme en $\vec{k}_{eff} \vec{v} \times \vec{\Omega} T^2$ est nul. Ce terme influence le contraste car il dépend de la vitesse des atomes dans le nuage. Si la vitesse dans le nuage s'écrit comme une distribution, la vitesse n'est pas la même à différents endroits du nuage atomique, ce qui tue le contraste des franges d'interférence en sortie d'interféromètre. Comme ce terme est nul dans l'interféromètre à double-boucle, le déphasage en sortie d'interféromètre ne subit pas de fortes baisses de contraste en présence de rotations, contrairement à un interféromètre de type Mach-Zehnder. Cela peut ouvrir un champ d'applications de l'interféromètre double-boucle sur des porteurs (avion, bateau, satellite) qui subissent de fortes rotations. L'interféromètre double-boucle n'est cependant pas insensible aux rotations : il existe des termes de phase dépendant de $\vec{\Omega} \times \vec{a}$. Ces termes ne vont pas entraîner des baisses de contrastes car ils dépendent de l'accélération des atomes et non de la vitesse des atomes. Si on se place exactement à la verticale, en supposant que les atomes ont une accélération transverse initiale nulle, tous les termes en $\vec{\Omega} \times \vec{a}$ sont nuls, l'interféromètre est insensible aux rotations. Les termes prédominants dépendent alors de la composante verticale du gradient de gravité, ce qui permet d'obtenir un gradiomètre à atomes froids. Si on se place à l'horizontal, en supposant que les atomes n'ont pas de vitesse et d'accélération initiales, le terme en $\vec{\Omega} \times \vec{g} T^3$ n'est pas nul. On peut alors utiliser cet interféromètre double boucle pour la mesure de rotation.

Gradiomètre à atomes froids

On peut estimer numériquement les différents termes du déphasage présentés dans le tableau I.4, avec le vecteur \vec{k}_{eff} et le temps d'interférométrie T utilisés dans notre expérience (la valeur

de T est expliquée dans le chapitre IV), la latitude λ de la salle de laboratoire, Ω la rotation terrestre, g la valeur d'accélération de pesanteur mesurée dans le chapitre III, et Γ_{zz} le gradient vertical de gravité et v_0 la vitesse des atomes à la première impulsion Raman. On observe ainsi que, dans notre configuration où la vitesse transverse des atomes est nulle, les termes prédominants du déphasage sont les deux termes dépendant de Γ_{zz} :

$$\Delta\Phi_{DB,sym} \approx 2k_{eff}\Gamma_{zz}v_0T^3 + 4k_{eff}\Gamma_{zz}gT^4 \quad (\text{I.49})$$

En présence de vibrations, un terme de phase s'ajoute, ce qui donne un déphasage total de :

$$\Delta\Phi_{DB,sym} \approx 2k_{eff}(\Gamma_{zz}v_0 + \dot{a}_z)T^3 + 4k_{eff}\Gamma_{zz}gT^4 \quad (\text{I.50})$$

Ainsi, on montre que cet interféromètre peut être utilisé pour la mesure de Γ_{zz} . En mesurant les vibrations subies par le miroir de référence Raman avec un accéléromètre classique, on peut tracer la probabilité de transition en fonction des vibrations subies. Comme pour l'interféromètre Mach-Zehnder, la probabilité de transition varie sinusoidalement en fonction de déphasage. Pour des atomes initialement dans l'état $|a\rangle$, la probabilité de présence des atomes dans l'état $|b\rangle$ en sortie de l'interféromètre vaut :

$$P = P_0 + \frac{C}{2} \cos(\Delta\Phi) \quad (\text{I.51})$$

où P_0 est la valeur moyenne des franges et C le contraste des franges. On peut remarquer qu'on met ici un signe + contrairement au déphasage en sortie de l'interféromètre Mach-Zehnder. C'est dû à la présence d'une impulsion π supplémentaire qui rajoute un déphasage de π en sortie de l'interféromètre. Ainsi, un déphasage nul correspond ici à un maximum de frange.

On obtient donc des franges d'interférences en fonction des vibrations subies par le miroir de référence Raman. Lorsque les vibrations sont nulles, le déphasage mesuré donne directement une mesure de Γ_{zz} . Néanmoins, la mesure est gênée par la présence d'interféromètres parasites qui se recombinent en même temps que l'interféromètre double-boucle et qui brouillent les franges. On introduit donc une asymétrie temporelle afin de les éliminer.

I.3.2 Interféromètres de Ramsey-Bordé parasites

Comme on peut l'observer sur le schéma I.6, il existe plusieurs chemins d'interférence dans un interféromètre atomique double-boucle, qui sont dus à l'imperfection des impulsions Raman π . En effet, même si en théorie 100% des atomes changent d'état lors d'une impulsion π , en pratique une partie des atomes n'effectuent pas de transition Raman. En particulier, on peut observer deux interféromètres Ramsey-Bordé qui se recombinent au même instant que l'interféromètre double-boucle.

Le déphasage en sortie d'un interféromètre de Ramsey-Bordé à impulsions Raman verticales vaut [116] :

$$\begin{aligned} \varphi_{RB} &= \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3 + \varphi_4 \\ &= 3k_{eff}gT^2 \end{aligned} \quad (\text{I.52})$$

où φ_i est la phase laser inscrite à la fonction d'onde atomique lors de la $i^{\text{ème}}$ impulsion Raman, T est le temps entre deux impulsions Raman, et g est l'accélération de pesanteur.

En mesurant la probabilité de présence des atomes dans $|F = 2\rangle$, on mesure le déphasage de l'interféromètre double-boucle et le déphasage en sortie des interféromètres parasites Ramsey-Bordé. Les systèmes de franges se superposent et les franges obtenues sont brouillées. Afin de s'affranchir de ces interféromètres parasites, une asymétrie temporelle est introduite dans l'interféromètre atomique double-boucle [90, 92].

En introduisant une asymétrie temporelle, les bras des interféromètres Ramsey-Bordé ne se recombinent plus au moment de la dernière impulsion Raman et n'interfèrent pas. On introduit une asymétrie temporelle de façon à obtenir la séquence temporelle $(T + \Delta T) - (T + \Delta T) - (T - \Delta T) - (T - \Delta T)$, pour que l'interféromètre double-boucle se ferme mais pas les interféromètres Ramsey-Bordé. Pour ne plus obtenir d'interférence, il faut que la valeur de l'asymétrie temporelle soit telle que la séparation spatiale ($4v_{rec}\Delta T$) des deux bras de l'interféromètre Ramsey-Bordé soit plus grande que la longueur de l'onde de matière empruntant les deux bras de l'interféromètre Ramsey-Bordé (λ_{DB} longueur d'onde de De Broglie) : $\Delta T \geq \frac{\lambda_{DB}}{4v_{rec}}$. On calcule théoriquement la valeur d'asymétrie temporelle ΔT qui permet d'obtenir un contraste négligeable pour les franges d'interférence des interféromètres Ramsey-Bordé.

En présence d'asymétrie temporelle ΔT , la phase laser inscrite aux atomes lors des impulsions Raman devient :

$$\Delta\varphi_{RB,asym} = k_{eff}g(3T^2 - \frac{7}{2}T\Delta T - \Delta T^2) - 2k_{eff}v_0\Delta T \quad (I.53)$$

Le déphasage en sortie des interféromètres Ramsey-Bordé est alors dépendant de la vitesse initiale des atomes. Comme le nuage d'atomes froids a une certaine dispersion en vitesse, on obtient une baisse de contraste en moyennant sur l'ensemble du nuage d'atomes. Le contraste peut s'exprimer de la façon suivante :

$$C' = C \int \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(\frac{-v^2}{2\sigma_v^2}\right) \cos(-2k_{eff}v\Delta T) dv \quad (I.54)$$

où C' est le contraste en présence d'asymétrie temporelle, C est le contraste en absence d'asymétrie temporelle, σ_v l'écart-type de la distribution en vitesse du nuage d'atomes, v la vitesse des atomes selon l'axe des faisceaux Raman.

Pour une distribution de vitesse gaussienne centrée en zéro dont l'écart-type est égal à $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T_{at}}{m}}$, où T_{at} est la température du nuage d'atomes et m est la masse du Rubidium 87, le contraste devient :

$$C' = C \exp\left(\frac{-(2k_{eff}\sigma_v\Delta T)^2}{2}\right) \quad (I.55)$$

On peut calculer le contraste théorique obtenu sur les franges d'interférences en sortie des interféromètres Ramsey-Bordé en fonction de l'asymétrie temporelle introduite (Figure I.8). On observe que le contraste diminue lorsqu'on augmente l'asymétrie temporelle, jusqu'à être négligeable pour une asymétrie temporelle supérieure à $7 \mu s$. Cela confirme que la présence d'une asymétrie temporelle permet de s'affranchir des interféromètres parasites Ramsey-Bordé. En mettant une asymétrie temporelle supérieure à $7 \mu s$, le contraste théorique des interféromètres Ramsey-Bordé est négligeable.

I.3.3 Interféromètre atomique double-boucle asymétrique

L'interféromètre double-boucle asymétrique, présenté en figure I.9, peut être vu comme deux interféromètres Mach-Zehnder temporellement l'un après l'autre, l'un plus grand que l'autre.

Les atomes sont initialement dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$. Une première impulsion Raman $\pi/2$ crée une superposition cohérente des deux états internes de l'atome, avec un transfert d'impulsion $\hbar\vec{k}_{eff}$ lors du changement d'état. Cela ouvre l'interféromètre et entraîne l'apparition de deux bras. Au bout d'un temps $T + \Delta T$, une impulsion π réfléchit les fonctions d'onde atomiques et redirige les paquets d'onde. Après un temps $T + \Delta T$, on peut observer que les atomes sont spatialement au même endroit. Ainsi, cela représente la fermeture du premier interféromètre Mach-Zehnder et l'ouverture du deuxième. Aucune impulsion Raman n'interagit avec les atomes à cet instant, contrairement au cas d'un simple interféromètre Mach-Zehnder. Pour obtenir un

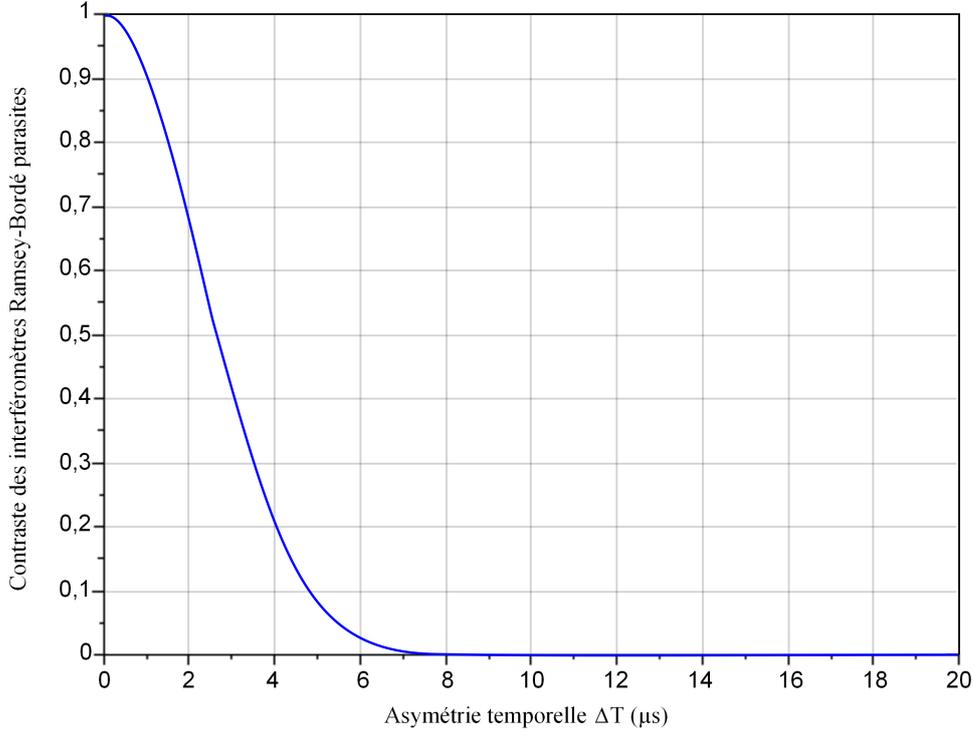


FIGURE I.8 – Contraste du déphasage en sortie des interféromètres parasites Ramsey-Bordé en fonction de l’asymétrie temporelle ΔT mise entre les impulsions Raman. $C = 1$, $k_{eff} = 1,6710^7 m^{-1}$, $T_{at} = 2 \mu K$. Le contraste total est très petit pour une asymétrie temporelle supérieure à $7 \mu s$.

interféromètre double-boucle asymétrique avec le temps d’interrogation total $4T$, le deuxième interféromètre Mach-Zehnder simple a comme temps caractéristique $T - \Delta T$. Ainsi, on attend pendant un temps $T - \Delta T$, puis une autre impulsion π redirige les atomes. Après un autre temps $T - \Delta T$, une dernière impulsion Raman $\pi/2$ recombine les paquets d’onde à l’instant où ils sont spatialement au même endroit, et les fait interférer. Une détection par fluorescence donne accès à la population atomique dans chaque état, et donc au déphasage en sortie de l’interféromètre.

En réutilisant le formalisme utilisé pour l’interféromètre double-boucle symétrique de l’article [110], on trouve que le déphasage en sortie de l’interféromètre double-boucle asymétrique est égal à :

$$\Delta\Phi_{DB,asym} = \Delta\Phi_{DB,sym} + 4k_{eff}gT\Delta T \quad (I.56)$$

Le déphasage total en sortie de l’interféromètre contient trois termes différents. Un terme $\Delta\Phi_{gravi}$ dépendant de l’accélération, un terme $\Delta\Phi_{vib}$ dépendant des vibrations, et un terme $\Delta\Phi_{grad}$ dépendant de Γ_{zz} :

$$\Delta\Phi_{DB,asym} = \underbrace{4k_{eff}gT\Delta T}_{\Delta\Phi_{gravi}} - \underbrace{2k_{eff}\dot{a}T^3}_{\Delta\Phi_{vib}} - \underbrace{(2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4)}_{\Delta\Phi_{grad}} \Gamma_{zz} \quad (I.57)$$

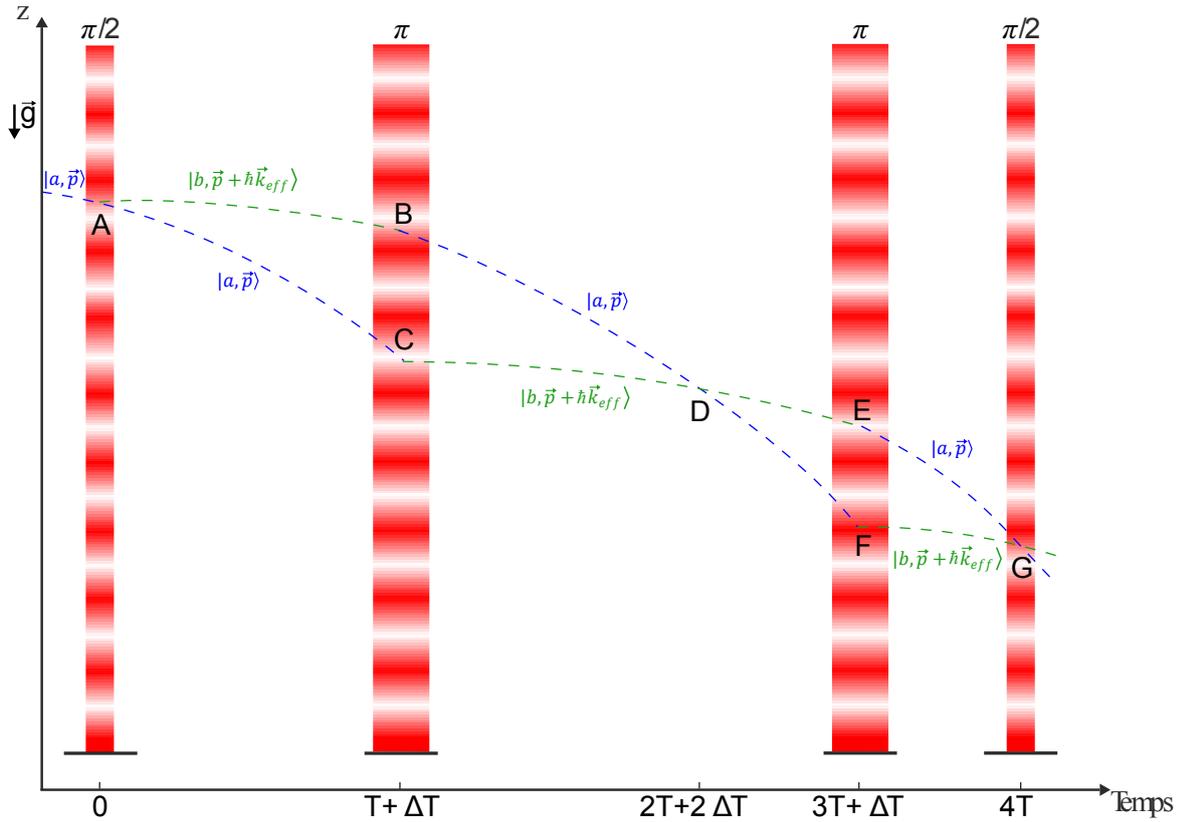


FIGURE I.9 – Schéma d'un interféromètre de type double-boucle asymétrique en présence de gravité. La convention sur le schéma est $\Delta T \geq 0$. Courbe pointillée bleue : trajectoire des atomes dans l'état $|a, \vec{p}\rangle$. Courbe pointillée verte : trajectoire des atomes dans l'état $|b, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$.

Le facteur d'échelle décrivant la sensibilité de l'interféromètre au gradient vaut donc :

$$\mathcal{S} = \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial \Gamma} = 2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4 \quad (\text{I.58})$$

I.3.4 Réponses de l'interféromètre double-boucle asymétrique

Les réponses de l'interféromètre atomique en position, vitesse et accélération peuvent se mettre sous la forme de fonctions de réponse. On néglige la durée des impulsions Raman. On raisonne pour une direction des faisceaux Raman qu'on note z , mais le raisonnement est valable quelle que soit la direction des faisceaux Raman.

Le déphasage en sortie d'interféromètre s'écrit :

$$\Delta \Phi_{DB,asym} = k_{eff} (z(0) - 2z(T + \Delta T) + 2z(3T + \Delta T) - z(4T)) \quad (\text{I.59})$$

où $z(t)$ représente les coordonnées selon l'axe z du centre de masse des atomes par rapport au miroir Raman à un instant t .

En écrivant le déphasage avec le formalisme des fonctions de réponse comme dans la partie I.2.5, on trouve les fonctions de réponse de l'interféromètre double-boucle asymétrique présentées sur la figure I.10.

Les deux interféromètres atomiques utilisés au cours de ce projet de recherche ont donc été

présentés. Ils permettent la mesure de l'accélération, de la rotation ainsi que du gradient de gravité. Nous avons donc expliqué comment mesurer une grandeur inertielle avec un nuage d'atomes froids. Le capteur multi-axe qu'on veut développer va utiliser ces interféromètres atomiques. En plus, il va contenir aussi des accéléromètres et des gyromètres classiques, pour obtenir un capteur multi-axe hybride. Nous allons maintenant présenter l'intérêt d'hybrider un capteur classique avec un capteur atomique, puis le fonctionnement du capteur multi-axe hybride dans la suite de ce chapitre.

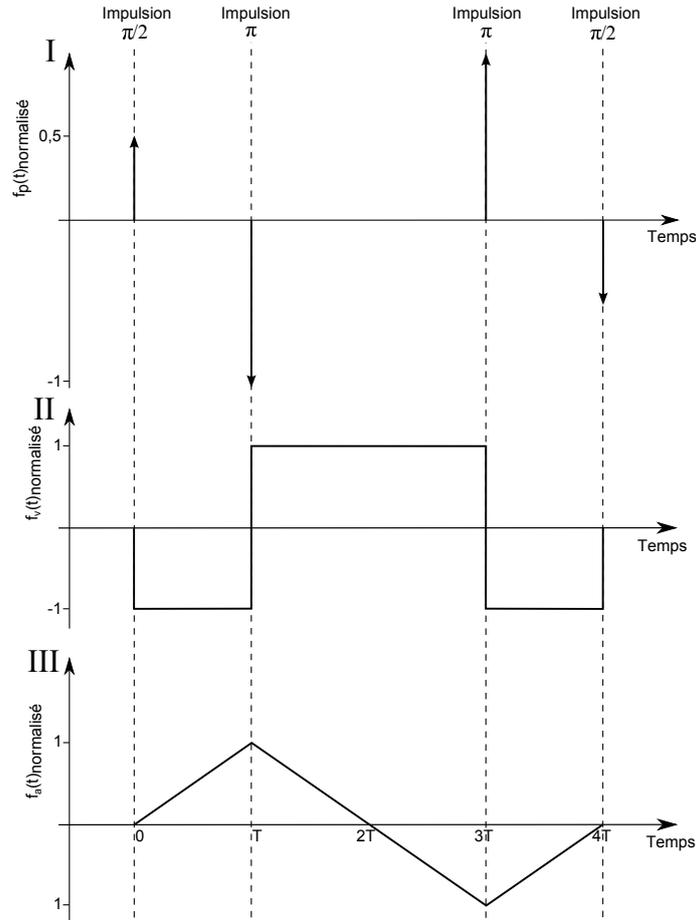


FIGURE I.10 – Fonctions de réponse de l'interféromètre double-boucle symétrique en position (I), en vitesse (II) et en accélération (III).

I.4 Intérêts de l'hybridation avec un capteur inertiel classique

Les mesures de grandeurs inertielles effectuées par des capteurs à atomes froids présentent plusieurs limitations : l'indétermination de franges, les temps morts, la combinaison linéaire d'une rotation et d'une accélération, et la mesure d'une seule grandeur inertielle à chaque cycle expérimental.

I.4.1 Franges sinusoïdales

La première limitation vient du fait que le signal de l'interféromètre atomique dépend sinusoidalement des grandeurs inertielles. Ainsi, si les variations d'accélération coup à coup sont plus importantes que la zone de fonctionnement représentée sur la figure I.11, alors une valeur donnée du signal de l'interféromètre atomique P_{mes} correspond à plusieurs valeurs de l'accélération possibles a^n (équation I.60). Dans ce cas, le signal de l'accéléromètre atomique est inexploitable.

$$P = P_m - \frac{C}{2} \cos(k_{eff} a T^2) \Rightarrow a^n = \pm \frac{1}{k_{eff} T^2} \arccos\left(2 \frac{P - P_m}{C}\right) + \frac{2\pi n}{k_{eff} T^2} \quad (\text{I.60})$$

où n est un entier.

En laboratoire, il est possible de limiter les variations d'accélération verticale en isolant le capteur des vibrations à l'aide d'une plateforme d'isolation des vibrations. Ainsi, le capteur reste dans sa zone de fonctionnement et il n'y a pas d'indétermination de frange. Cela permet de résoudre le problème d'indétermination de franges pour les grandeurs inertielles.

Néanmoins, notre capteur a pour objectif d'être embarquable, de pouvoir être utilisé hors des environnements de laboratoire. Dans des environnements très bruités, les plateformes d'isolation de vibrations ne peuvent pas compenser les vibrations et les variations d'accélération de trop grandes amplitudes.

L'hybridation est une solution pour ces environnements. En comparant la mesure du capteur classique et le signal de l'interféromètre atomique, il est possible de déterminer le signe et l'entier n de l'équation I.60.

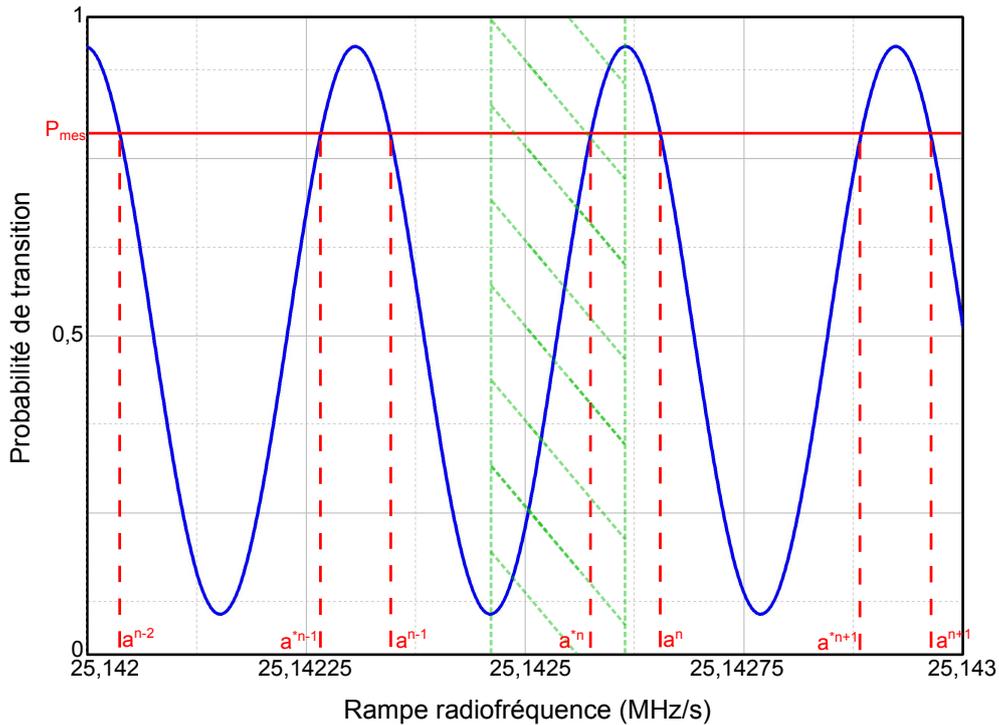


FIGURE I.11 – Franges d'interférence en sortie d'un interféromètre atomique. P_{mes} est la probabilité mesurée en sortie d'interféromètre, qui correspond à plusieurs valeurs d'accélération a^n , n étant un entier. Dans la zone de fonctionnement en vert, P_{mes} correspond à une seule valeur d'accélération.

I.4.2 Temps morts

La deuxième limitation vient du fait que les mesures de grandeurs inertielles sont discrètes avec la technologie des atomes froids, il y a des temps morts entre les mesures. En effet, la mesure

de grandeur inertielle n'est effectuée que pendant le temps d'interférométrie du capteur. Le temps de préparation des atomes froids et de détection ne participent pas à la mesure. Ainsi, on ne mesure rien pendant ces temps-là : c'est ce qu'on appelle des temps morts. On peut les observer sur la figure I.12 qui montre la fonction de réponse d'un accéléromètre atomique vertical. Les mesures sont donc entachées du phénomène d'aliasing où les vibrations à une fréquence voisine de la fréquence de répétition se retrouvent à basse fréquence et limitent la sensibilité du capteur atomique.

Au niveau de l'état de l'art, il existe deux possibilités pour s'affranchir du problème des temps morts. Il est possible d'hybrider la mesure atomique avec un capteur classique [72]. Le capteur classique effectue des mesures continues, ce qui nous permet d'éliminer les temps morts. Il est aussi possible d'entrelacer les séquences préparation-interférométrie-détection, en utilisant une ou plusieurs espèces atomiques [92, 6]. En effectuant la séquence de préparation d'un deuxième nuage atomique pendant l'étape d'interféromètre du premier nuage atomique, il est possible de réduire ou d'éliminer les temps morts de la mesure.

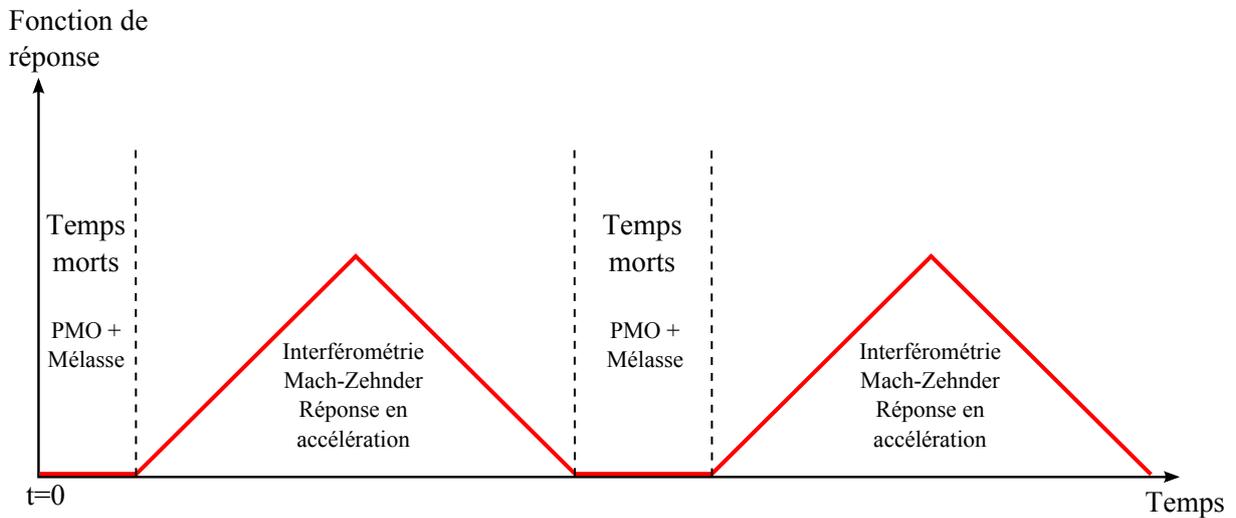


FIGURE I.12 – Fonction de réponse à une accélération verticale d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. Les temps morts correspondent aux étapes de préparation et de détection des atomes.

Notre choix s'est porté sur l'hybridation pour plusieurs raisons :

- La méthode d'entrelacement des séquences en utilisant une seule espèce atomique est difficilement compacte :

Cette technique est réalisable quand les faisceaux Raman et les faisceaux de refroidissement ne coïncident pas. Cela entraîne un nombre de faisceaux lasers nécessaires plus grand et donc une architecture de capteur plus compliquée.

De plus, il est nécessaire d'avoir une tour d'interférométrie suffisamment grande pour ne pas que la fluorescence du nuage d'atome au niveau du PMO ne parasite la séquence d'interférométrie atomique et la détection. Cela nécessite donc un capteur plus grand (1 m pour le SYRTE). En comparaison, notre enceinte à vide permet une distance de chute maximale de 20 cm.

- La méthode d'entrelacement des séquences en utilisant plusieurs espèces atomiques, qui n'a pas les inconvénients précédents, nécessite plus de faisceaux lasers et est donc aussi plus complexe. En effet, il faut les faisceaux lasers de refroidissement, d'interférométrie et de détection pour chaque espèce.

L'hybridation de notre capteur atomique avec un capteur classique permet d'annuler les temps morts car il est possible de faire des mesures continues avec un capteur classique. Le capteur classique a donc pour rôle de mesurer la grandeur inertielle pendant les temps morts du

capteur atomique et donc d'éviter le problème d'aliasing, c'est à dire le recouvrement de spectre dû aux mesures non continues.

I.4.3 Combinaison linéaire d'une rotation et d'une accélération

Comme démontré dans la partie précédente, le déphasage en sortie d'interféromètre atomique (de type Mach-Zehnder et de type double-boucle) est une combinaison linéaire de plusieurs grandeurs inertielles. Si on veut mesurer une seule composante inertielle, il faut donc trouver une méthode pour distinguer les différents termes provenant des différentes composantes inertielles. L'hybridation du capteur atomique avec un capteur classique permet de faire cela. En effet, les capteurs classiques permettent de mesurer distinctement les composantes inertielles, ce qui va rendre possible une identification des différents termes du déphasage en sortie de l'interféromètre atomique.

Par exemple, le déphasage en sortie d'interféromètre atomique de type Mach-Zehnder vertical est une combinaison linéaire de l'accélération verticale et de la rotation. En mesurant simultanément l'accélération verticale avec un accéléromètre classique, ou la rotation avec un gyromètre classique, on peut ainsi identifier le terme d'accélération et le terme de rotation dans le déphasage de l'interféromètre atomique.

I.4.4 Une seule mesure inertielle mesurée par cycle

Le capteur classique peut mesurer une seule grandeur inertielle par cycle. Si on prend un temps de cycle typique de 100 ms, et que l'on considère une centrale inertielle à atomes froids complète mesurant l'accélération et la rotation selon les trois axes de la base orthonormée (x, y, z) , chaque grandeur inertielle est mesurée toute les 600 ms. Des temps morts supplémentaires s'ajoutent ainsi à ceux internes au cycle de mesure. L'hybridation de la centrale inertielle avec des capteurs classiques permet de dépasser cette limitation car les capteurs classiques effectuent des mesures continues des composantes inertielles.

I.5 Le fonctionnement de CHAMO

La centrale inertielle voulu doit permettre la mesure d'accélération et de rotation selon les trois axes de la base orthonormée (x, y, z) . Elle possède trois paires de faisceaux Raman permettant de faire des mesures selon les trois axes (x, y, z) , ainsi que trois accéléromètres classiques et trois gyromètres classiques installés contre les trois miroirs de rétro-réflexion Raman. L'interféromètre de type Mach-Zehnder est utilisé pour mesurer les accélérations et l'interféromètre double-boucle pour mesurer les rotations.

I.5.1 Structure de l'hybridation pour la mesure d'une grandeur inertielle

On considère un capteur atomique effectuant une mesure de grandeur inertielle (accélération ou rotation) selon une direction de l'espace, et un capteur classique mesurant la même grandeur inertielle. L'hybridation entre la mesure atomique et classique est schématisée sur la figure I.13.

Le capteur classique effectue la mesure en continu, sans temps morts, mais avec un biais et une dérive de ce biais. Il estime donc une valeur de grandeur inertielle non exacte au cours du temps. L'interféromètre atomique, lui, mesure une probabilité de transition dépendant périodiquement de la grandeur inertielle, avec des temps morts, mais sans dérive de biais.

On lève l'indétermination de franges du capteur atomique à partir de la mesure du capteur classique. Pour cela, le signal du capteur classique est convolué par la fonction de transfert de l'interféromètre atomique. En comparant les données du capteur classique et de l'interféromètre atomique, on obtient l'évolution du biais du capteur classique. On peut ainsi corriger le biais du capteur classique.

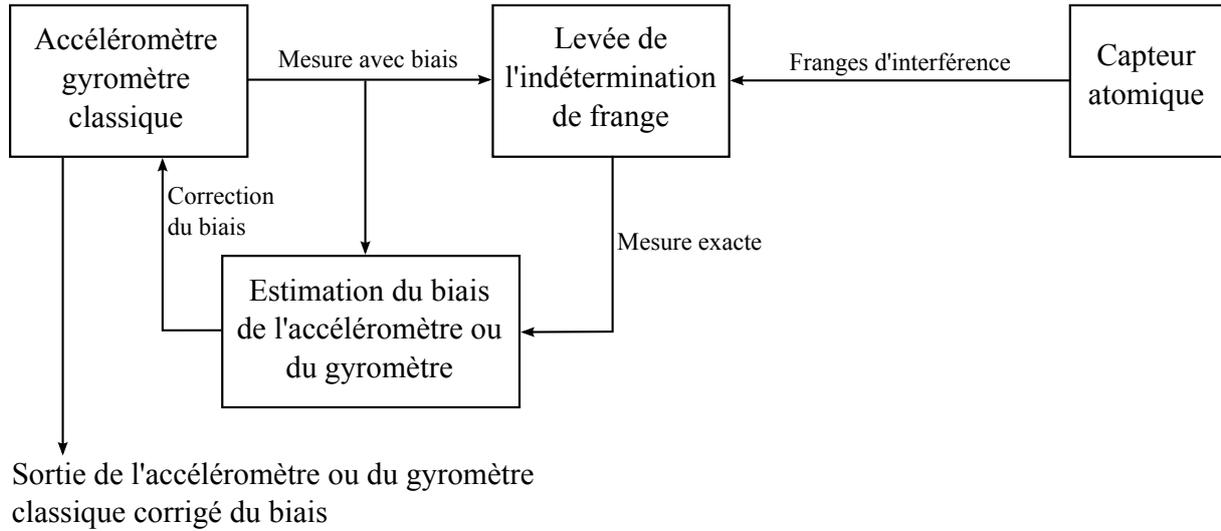


FIGURE I.13 – Structure de l'hybridation d'une mesure atomique avec une mesure classique.

I.5.2 Séquence de mesure des 6 composantes inertielles

Les mesures des 6 composantes inertielles faites par les capteurs classiques sont périodiquement corrigées par les capteurs atomiques. Ainsi, on s'affranchit des problèmes de temps morts et d'indétermination de franges des capteurs atomiques. Dans le même temps, on corrige le biais et la dérive des capteurs classiques.

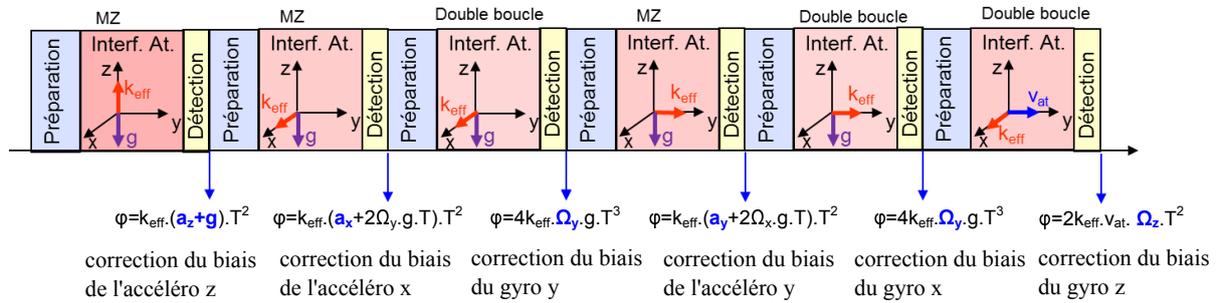


FIGURE I.14 – Schéma du fonctionnement global du capteur atomique hybride 6-axes.

Le schéma global du capteur multi-axe est présenté en figure I.14. Les 3 accéléromètres et les 3 gyromètres classiques effectuent des mesures de façon continue. On effectue de façon périodique 6 cycles de mesures atomiques. Lors du premier cycle, les atomes n'ont pas de vitesse initiale, ils tombent en chute libre et les faisceaux Raman sont dans la direction de l'accélération de pesanteur. En réalisant un interféromètre de type Mach-Zehnder, l'accélération est mesurée selon la direction des faisceaux Raman. Pour les deux cycles suivants, les faisceaux Raman sont orientés selon la direction x . Un interféromètre de type Mach-Zehnder permet alors de mesurer l'accélération selon la direction x des faisceaux Raman et un interféromètre double-boucle la rotation selon la direction y perpendiculaire aux faisceaux Raman et à l'accélération des atomes, qui vaut g dans le cas de la figure I.14. Pour les deux cycles d'après, les mêmes interféromètres sont effectués avec les faisceaux Raman dans la direction y . Cela permet de mesurer l'accélération selon l'axe y et la rotation selon l'axe x . Pour le dernier cycle, afin de mesurer la rotation selon z , il est nécessaire de donner une vitesse transverse initiale aux atomes, on ne peut plus se servir de l'accélération de pesanteur. Avec des faisceaux Raman selon l'axe x et une vitesse initiale selon l'axe y , il est possible avec un interféromètre double-boucle de mesurer la rotation selon

l'axe z . Finalement, au bout de 6 cycles, tous les capteurs classiques ont reçu une correction de leur biais.

Typiquement, un cycle atomique dure 100 ms. Chaque capteur classique voit son biais corrigé toutes les 600 ms. La limitation des capteurs classiques est généralement leur dérive long terme.

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la physique des transitions Raman utilisées pour manipuler de façon cohérente les paquets d'onde atomiques a été présentée. Elle permet de construire les séparatrices et les miroirs atomiques, briques élémentaires de l'interférométrie atomique. Elles permettent de plus de coupler l'état interne et l'état externe de l'atome, ce qui facilite la détection des états internes en sortie d'interféromètre. Puis les deux interféromètres atomiques utilisés ont été présentés. L'interféromètre atomique de type Mach-Zehnder permet la mesure d'accélération des atomes pendant leur chute libre. Il sera notamment utilisé pour la mesure de l'accélération de pesanteur et pour la mesure de l'accélération horizontale. L'interféromètre atomique de type double-boucle permet d'effectuer la mesure de rotation et de gradient de gravité. Il sera utilisé dans ces travaux de thèse pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. Cette configuration possède de multiples bras qui créent des interféromètres parasites qui se recombinent au même instant que l'interféromètre double-boucle et brouillent les franges d'interférence. Ces interféromètres parasites ont été étudiés et l'asymétrie temporelle permettant de s'affranchir de ces interféromètres parasites a été présentée.

La deuxième partie de ce chapitre a présenté le fonctionnement général de l'hybridation d'un interféromètre atomique avec un capteur inertiel classique afin de s'affranchir des inconvénients des deux techniques : principalement la présence de temps morts et l'indétermination de franges pour le capteur atomique, et la dérive du biais du capteur classique. Puis, le fonctionnement général du capteur hybride 6-axes, qui est l'objectif que veut atteindre l'ONERA avec cet instrument, a été présenté.

Le chapitre II va maintenant présenter les outils expérimentaux utilisés pour la réalisation expérimentale de la mesure d'accélération de pesanteur, d'accélération horizontale et de composante verticale de gravité.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

*Dans la vie, rien n'est à craindre,
tout est à comprendre.*

**Marie Skłodowska-Curie (1867 - 1934),
Prix Nobel de Physique 1903, Prix Nobel
de Chimie 1911**

LE montage expérimental utilisé est basé sur le travail de thèse de Fabien Théron [3]. Un système laser télécom doublé en fréquence a été développé et permet d'obtenir toutes les fréquences nécessaires dans un volume réduit. L'enceinte à vide a été conçue et construite mais les accès optiques n'y étaient pas installés. A partir de cette enceinte à vide et de ce système laser, la suite du développement du capteur inertielle a été entreprise. L'atome utilisé ici est le ^{87}Rb , les deux états internes entrant en jeu dans l'interférométrie sont donc $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$. Dans ce chapitre est présenté le développement des outils nécessaires à l'interférométrie atomique et à la mesure de composantes inertielle. Dans un premier temps, une présentation globale de l'instrument est effectuée, puis le développement de chaque sous-système est expliqué.

II.1 Présentation générale du dispositif expérimental

La mesure d'une composante inertielle par interférométrie atomique contient plusieurs grandes étapes : piégeage, refroidissement, préparation de l'état quantique d'entrée des atomes dans l'interféromètre, interférométrie et détection. La séquence expérimentale est développée dans le chapitre III. Elle nécessite de nombreux éléments présentés dans la figure II.1.

Le système est composé d'une partie laser fibrée à 1560 nm contenant des modulateurs de phase pilotés par une chaîne hyperfréquence spécifique. Il permet de générer toutes les fréquences lasers pour

- refroidir les atomes,
- pousser les atomes inutiles,
- sélectionner un sous-niveau d'énergie des atomes par sélection Zeeman,
- obtenir les transitions Raman stimulées pour l'interférométrie,
- détecter les atomes en sortie de l'interféromètre.

Un montage d'absorption saturée permet d'asservir le système laser par rapport à une transition du rubidium.

Le doublage en fréquence du laser fibré est réalisé en espace libre. Il permet d'obtenir des faisceaux lasers à 780 nm, la longueur d'onde des transitions du ^{87}Rb . Les différents faisceaux lasers sont acheminés vers la tête du capteur par des fibres optiques à maintien de polarisation.

La tête du capteur est une enceinte à vide avec des accès optiques, un système de pompage et des dispensers. Un blindage en μ métal permet d'isoler l'enceinte des champs magnétiques extérieurs. Différentes bobines génèrent des champs magnétiques permettant le piégeage, la

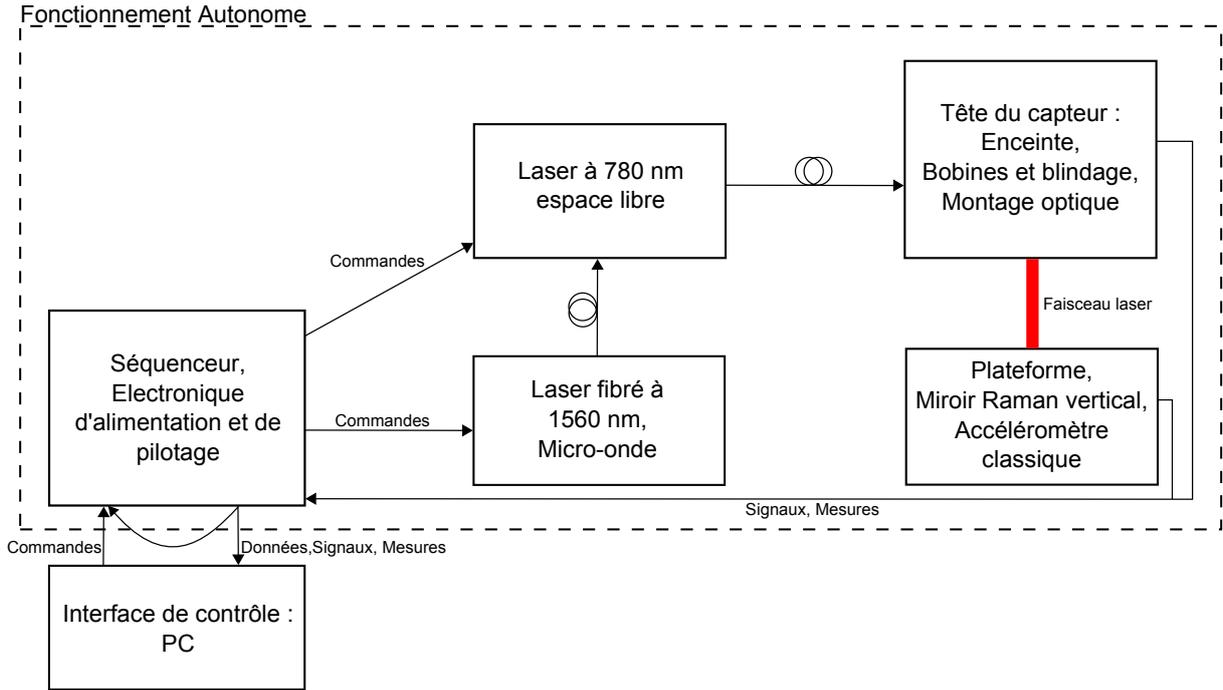


FIGURE II.1 – Architecture globale du capteur à atomes froids

préparation des atomes, et la compensation des champs magnétiques parasites. Des montages optiques sur deux tables optiques circulaires permettent d'acheminer les différents faisceaux à l'intérieur de l'enceinte, avec la bonne puissance, le bon diamètre et la bonne polarisation. Un système de détection permet d'obtenir par fluorescence la population des atomes dans les différents états en sortie d'interféromètre. On accède ainsi au déphasage en sortie de l'interféromètre. Un accéléromètre classique est installé à l'intérieur de la tête du capteur, contre le miroir Raman horizontal, afin de corréliser les signaux atomiques et classiques.

Sous la tête du capteur, une plateforme d'isolation passive des vibrations (Minus-K) permet d'isoler des vibrations le miroir de référence Raman vertical.

L'expérience est pilotée par un séquenceur PXI connecté à un ordinateur. Cette interface permet de programmer la séquence d'interférométrie, de contrôler les différents paramètres expérimentaux et de traiter les signaux de détection pour la mesure des composantes inertielles. Une fois les instructions envoyées par l'ordinateur, les autres sous-systèmes de l'instrument fonctionnent de manière autonome en répétant en boucle les mesures de composantes inertielles. L'utilisateur peut voir l'évolution des données en temps réel sur l'ordinateur.

II.2 Système laser fibré et micro-onde

II.2.1 Système laser fibré à 1560 nm

La figure II.3 présente le schéma global du banc laser fibré à 1560 nm développé lors de la thèse précédente [3, 4, 5].

Il est constitué d'un laser à fibre (branche 1), asservi en fréquence (branche 2), réalisant toutes les fréquences lasers utiles à l'interférométrie atomique. En utilisant des modulateurs de phase électro-optiques dans lesquels sont injectées les hyperfréquences appropriées, toutes les raies lasers requises pour l'expérience sont générées. La branche 3 contient la diode laser DFB utilisée comme source laser pour générer le laser Raman horizontal. La branche 4 permet de combiner le laser à fibre, réalisant le refroidissement et la séquence d'interférométrie verticale, et la diode laser réalisant l'interférométrie horizontale en utilisant un commutateur de type

Mach-Zehnder. En fin de chaîne fibrée, la lumière est amplifiée par un amplificateur fibré EDFA 5 W avant d'être envoyée dans le banc optique espace libre pour être doublée en fréquence et distribuée dans différentes fibres.

II.2.2 Génération des raies lasers et module micro-onde

Les raies lasers requises pour l'expérience sont générées par le laser à fibre, la diode laser DFB et par modulation de phase de ces lasers, et sont présentées sur la figure II.4. Pour générer les raies lasers par modulation de phase, il faut synthétiser les fréquences micro-onde de modulation adéquates répertoriées dans le tableau II.1.

TABLE II.1 – Fréquences micro-onde à générer pour l'expérience

Fonction	Fréquence micro-onde	Destination
Sélection Zeeman	6,834 GHz	Antenne micro-onde
Laser à fibre	0 - 2,070 GHz	Modulateur de phase 1
Repompeur	6,568 - 6,668 GHz	Modulateur de phase 2
Raman vertical raie 2	6,834 GHz	Modulateur de phase 2

Le laser à fibre est asservi en verrouillant la bande latérale du laser sur la transition cross-over du ^{85}Rb $|F = 3\rangle \rightarrow co. |F' = 3, 4\rangle$. En modifiant la fréquence sur le modulateur de phase 1, on peut ainsi changer dynamiquement la fréquence du laser à fibre autour des transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, 2, 3\rangle$ du ^{87}Rb et obtenir les fréquences lasers pour le piège magnéto-optique (PMO) (13-100 MHz), la détection (1-50 MHz) et la première fréquence Raman (1-2 GHz). L'utilisation

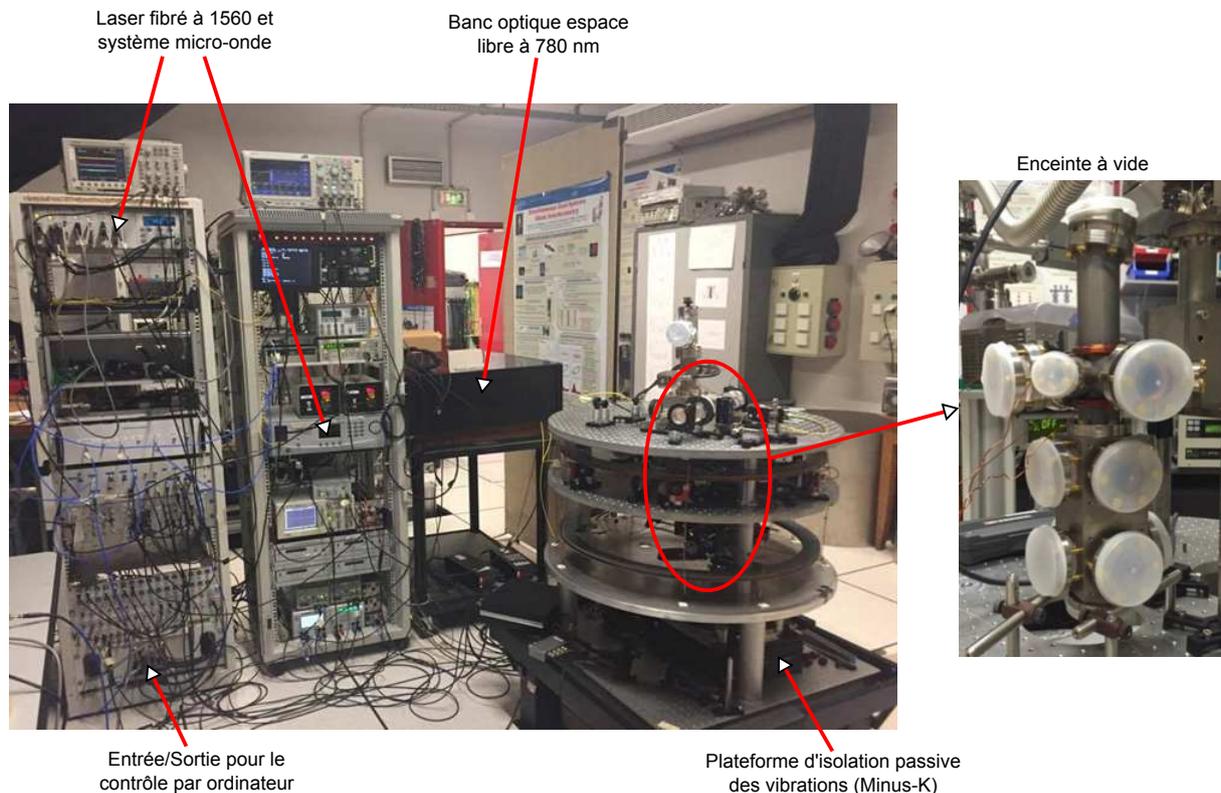


FIGURE II.2 – Photo de l'expérience

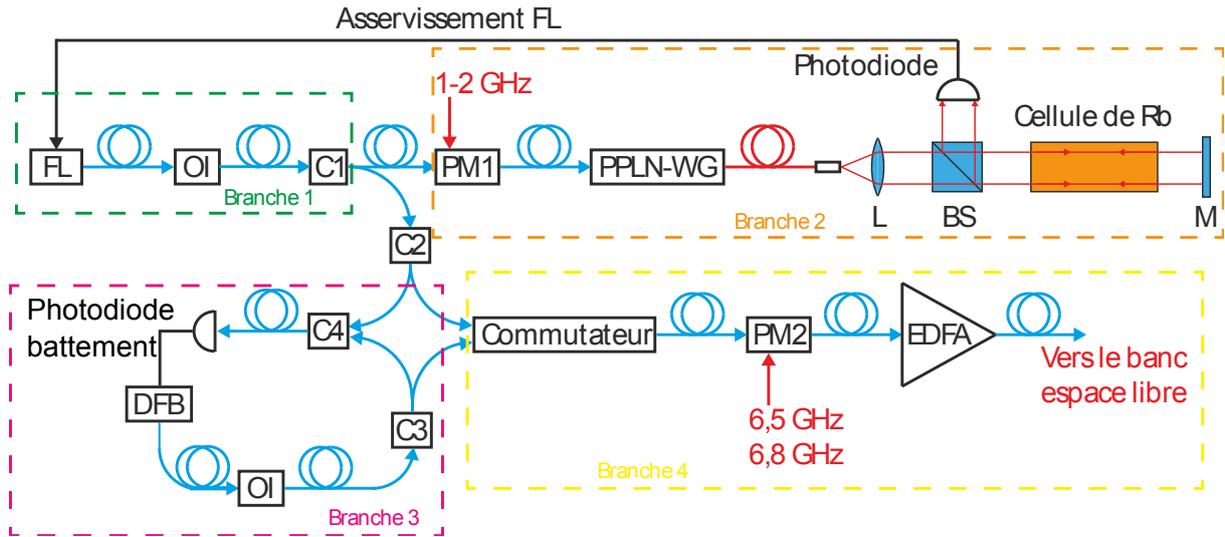


FIGURE II.3 – Schéma du banc laser à 1560 nm. FL : Laser à Fibre, OI : Isolateur Optique, C : Coupleur, PM : Modulateur de Phase, PPLN-WG : Cristal de Niobate de Lithium Périodiquement orienté en guide d'onde, L : Lentille de collimation, BS : Cube séparateur, M : Miroir, DFB : Diode Laser, EDFA : Amplificateur à Fibres Dopées Erbium [3].

du modulateur de phase 1 permet de changer la fréquence laser en gardant l'asservissement de la bande latérale sur la transition du ^{85}Rb . Le repompeur est obtenu en générant une bande latérale au laser du PMO à 6,5 GHz à l'aide d'une gamme de fréquences de 6,568 à 6,668 GHz qui est envoyée au modulateur de phase 2. L'architecture du système micro-onde permet à la raie repompeur de rester automatiquement à résonance pendant que le laser à fibre subit des changements de fréquence. Par contre, le repompeur n'est plus à résonance dans l'étape de détection (séquence explicitée dans le chapitre III) car sa fréquence subit une augmentation de 80 MHz lors de son passage dans l'acousto-optique du banc espace libre.

En vertical, la première raie Raman est générée en désaccordant le laser à fibre d'environ 1 GHz à l'aide du modulateur de phase 1. En pratique, on réalise un saut de fréquence de 957 MHz auquel il faut ajouter le décalage en fréquence de 80 MHz induit par l'acousto-optique de distribution dans la partie espace libre (chapitre II.5). Pour la détection, il faut faire attention à ce décalage de 80 MHz car on utilise le faisceau Raman vertical pour détecter les atomes par fluorescence. Pendant la phase de détection, les raies lasers sont légèrement désaccordées dans le bleu d'environ 10 MHz pour détecter et pousser les atomes. La deuxième raie Raman verticale est générée en modulant la raie laser à 6,834 GHz (PM 2). La chaîne hyperfréquence qui permet cette modulation contient aussi un générateur de type DDS permettant d'obtenir la rampe de fréquence α compensant le décalage Doppler pendant la chute libre des atomes.

TABLE II.2 – Bruit de phase à 10 MHz et 100 MHz pour la chaîne hyperfréquence du Raman vertical

Sortie du synthétiseur	Bruit de phase
100 MHz	-126 à -174 dBc/Hz
10 MHz	-113 à -167 dBc/Hz

Le bruit de phase de la chaîne hyperfréquence du laser Raman vertical peut limiter la sensibilité de mesure de composantes inertielles sur l'axe vertical, ainsi c'est un paramètre très

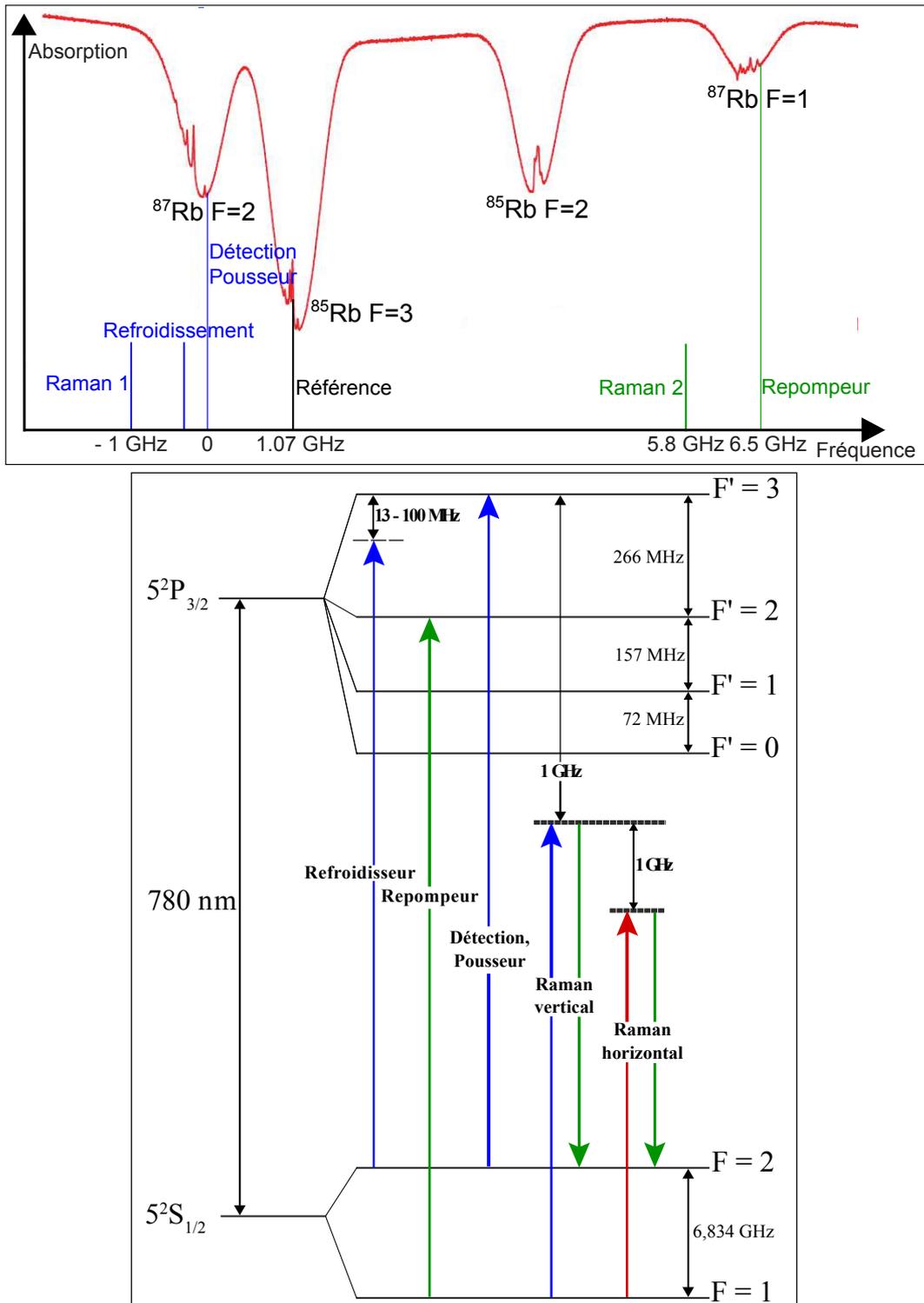


FIGURE II.4 – Raies lasers utilisées pendant l'expérience. En haut : spectre d'absorption saturée de la raie D_2 du rubidium. En bas : structures hyperfines de la transition D_2 du Rubidium 87 [117]. En bleu : fréquences lasers issues directement du laser à fibre ajustable en fréquence. En rouge : fréquence laser issu de la diode laser DFB. En vert : fréquences lasers obtenues par modulation de phase.

important. Initialement, un oscillateur à quartz, de marque Sorcerer, de très bas bruit de phase,

était utilisé comme source à 100 MHz et 10 MHz pour la chaîne hyperfréquence du Raman vertical. Néanmoins, cet oscillateur montrait des sauts involontaires de fréquence, ce qui mettait les faisceaux lasers Raman hors résonance. Pour pallier à ce problème, la chaîne créant les fréquences 100 MHz et 10 MHz est remplacée par un synthétiseur de fréquence Spectra Dynamics RB-1. Ce synthétiseur contient un oscillateur à quartz très bas bruit, délivrant des sorties à 5 MHz, 10 MHz et 100 MHz. Les principales caractéristiques de bruits de phase du synthétiseur RB-1 sont répertoriées dans le tableau II.2. Ce synthétiseur possède aussi une sortie directement à 6,834 GHz, mais elle n'est pas utilisée car le système micro-onde générant cette fréquence était déjà fabriqué.

Pour faire la sélection Zeeman et obtenir des atomes dans un état interne peu sensible aux champs magnétiques, il est nécessaire d'avoir une impulsion micro-onde à la fréquence 6,834 GHz pour transférer les atomes de ^{87}Rb de l'état $|F = 2\rangle$ à l'état $|F = 1\rangle$. Un synthétiseur BSVC14 de la marque Bonn Hungary Electronics est utilisé comme source micro-onde, et après amplification une impulsion micro-onde de puissance 19,5 dBm est envoyée dans un câble coaxial qui joue le rôle d'antenne. L'extrémité du câble est dénudée et installée à côté d'un hublot du piège magnéto-optique, sur la table optique circulaire supérieur, à l'extérieur de l'enceinte à vide. Il est installé au plus près des atomes dans notre configuration, notre système n'ayant pas été prévu pour mettre l'antenne micro-onde sous vide.

II.2.3 Comportement dynamique du laser

Pour asservir la fréquence du laser, une structure différente des montages classiques [118, 119, 120, 121], a été fabriquée et caractérisée pendant la thèse de F. Théron [3]. Le schéma de l'asservissement est rappelé figure II.5. Un modulateur de phase PM1 est utilisé pour générer une bande latérale au laser, qui est verrouillée sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2, 3, 4\rangle$ du ^{85}Rb (Figure II.4). En modifiant la consigne sur le modulateur de phase, il est possible de donner une agilité de 2 GHz sur la fréquence du laser à fibre pour avoir les fréquences nécessaires aux différentes étapes de la séquence. Pour modifier la fréquence de la porteuse, l'ordinateur envoie une consigne en tension à un oscillateur contrôlé en tension (VCO) (figure II.5), qui la traduit en fréquence à 780 nm avec une calibration de 74 MHz/V. Le VCO a une stabilité en fréquence de 156 kHz sur deux heures. Il est donc très stable devant la largeur naturelle du niveau excité du rubidium ($\frac{\Gamma}{2\pi} = 6,06$ MHz).

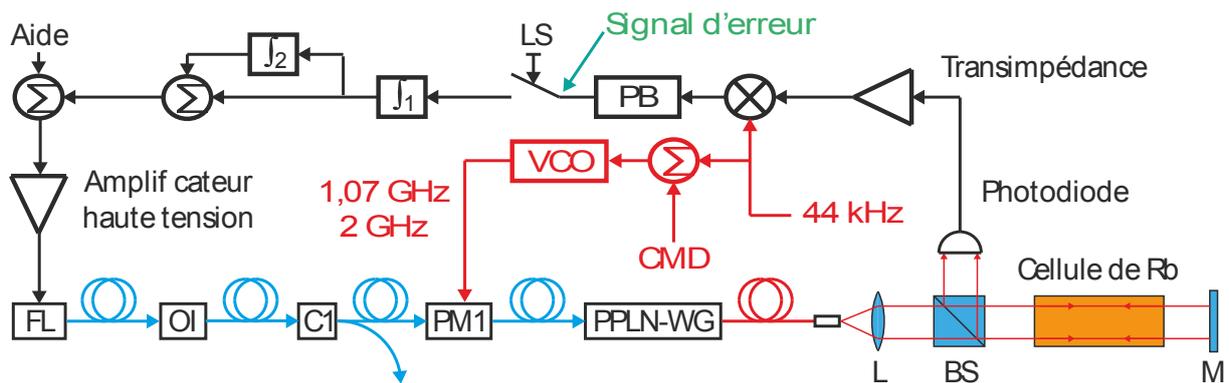


FIGURE II.5 – Structure de l'asservissement électronique du laser à fibre. FL : laser à fibre, OI : isolateur optique, C : coupleur, CMD : commande, PM : modulateur de phase, PPLN-WG : cristal de niobate de lithium périodiquement orienté en guide d'onde, L : lentille de collimation, BS : cube séparateur, M : miroir, PB : filtre passe-bas, VCO : oscillateur contrôlé en tension, LS : interrupteur de verrouillage [3].

Les commandes en tension envoyées au VCO pour obtenir les fréquences nécessaires au piège magnéto-optique et à l'interférométrie Raman sont légèrement différentes de celles décrites par

F.Théron. Les nouvelles valeurs sont répertoriées dans le tableau II.3. Le nouveau chronogramme associé est présenté en figure II.6, il montre la séquence programmée pour changer la fréquence du laser à fibre en dynamique pour passer du mode PMO au mode Raman vertical. Les tensions de commande sont optimisées pour obtenir une stabilisation du laser rapide. Le basculement de fréquence est effectué en 0,5 ms, ce qui permet de réduire au maximum les temps morts (temps de cycle de l'ordre d'une seconde). La tension de commande de 5,2 V envoyée pour la fréquence Raman correspond à un faisceau Raman vertical désaccordé de 956,82 MHz par rapport à la résonance.

TABLE II.3 – Commandes en tension et fréquences du VCO lors du saut Raman vertical

Mode du laser à fibre	Tension	Fréquence VCO
PMO	-6,34 V	1070 MHz
Raman vertical	5,2 V	2 GHz

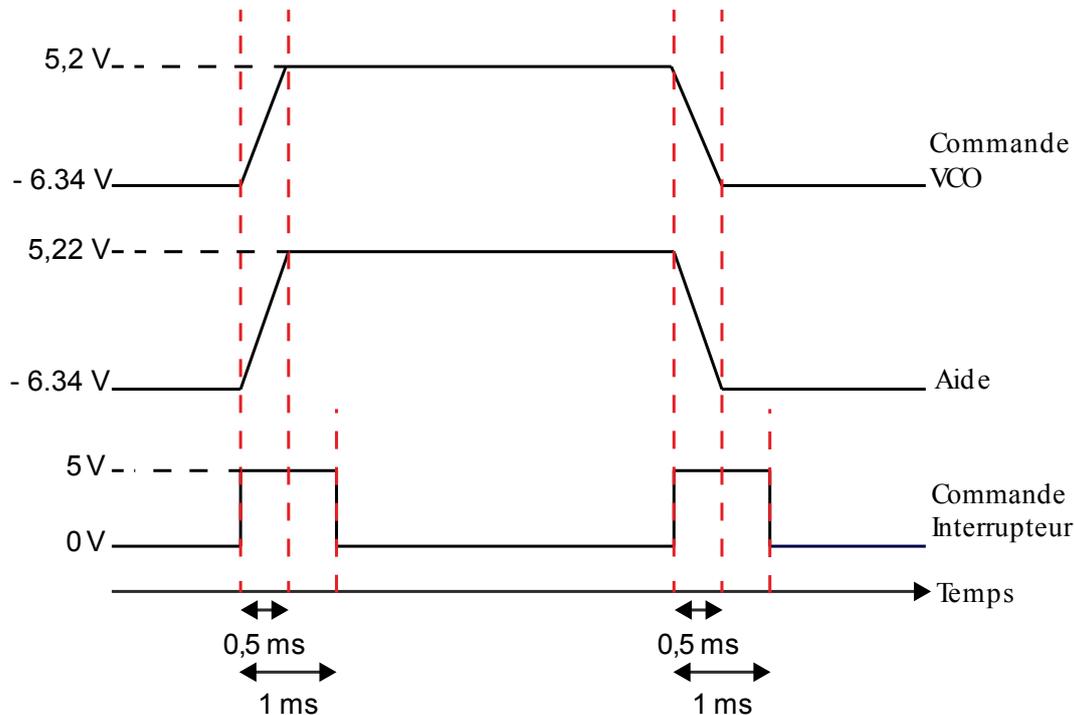


FIGURE II.6 – Chronogramme généré par le PXI pour le contrôle du saut de fréquence Raman vertical.

La stabilisation de l'asservissement est présentée sur la figure II.7. Le signal de la cale piézoélectrique (en noir) décrit un saut de tension de 46 V. Sur les deux courbes, le mode PMO correspond à une tension de la cale piézoélectrique de -28 V et le mode Raman correspond à une tension de 18 V. Sa calibration étant de 20,8 MHz/V à 780 nm, ce signal correspond bien au saut de fréquence de 956,8 MHz programmé sur le VCO. La cale piézoélectrique suit donc bien les instructions envoyées par le PXI. La stabilisation de la fréquence laser à 100 kHz est effectuée en 2,5 ms (coefficient de conversion de la tension au bornes de la cale piézoélectrique en fréquence : 0,206 V/MHz à 780 nm). Si on tente de réduire ce temps de stabilisation, le système devient instable et perd sa robustesse. Ces durées de stabilisation entraînent des temps morts supplémentaires.

Avec cette configuration, l'asservissement résiste aux vibrations subies en laboratoire et peut fonctionner en dynamique pendant plusieurs jours sans subir de déverrouillage du laser. Cela nous a permis d'obtenir des sensibilités long terme jusqu'à une semaine de nos mesures. Néanmoins, sa robustesse fluctue au cours de temps. On observe un décalage résiduel ou "offset" sur le signal d'erreur qui fluctue au cours du temps, qui diffère entre le mode PMO et le mode Raman vertical, et qui entraîne une baisse de robustesse de l'asservissement. Pour pallier à ce problème, il est possible de mettre une photodiode au niveau du montage d'absorption saturée qui mesure le fond lumineux parasite, pour pouvoir ensuite le soustraire au signal d'erreur actuel. Ce signal d'erreur corrigé de cet "offset" serait plus stable et rendrait l'asservissement plus robuste. Cette modification pourrait être implémentée dans le futur pour augmenter la stabilité du laser.

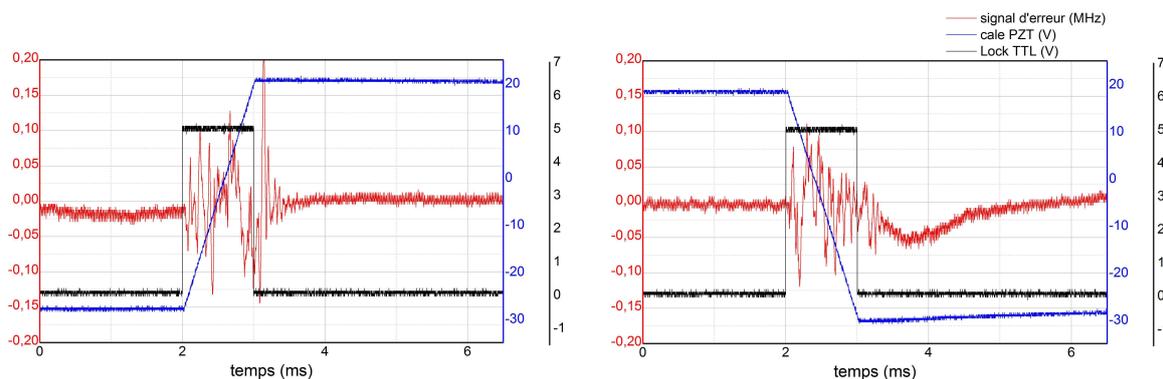


FIGURE II.7 – Comportement dynamique du laser lors du saut de fréquence Raman pour l'interférométrie verticale. A gauche : passage du mode PMO à Raman. A droite : passage du mode Raman à PMO.

II.3 Système laser espace libre à 780 nm

Un banc laser espace libre est nécessaire afin de convertir le laser fibré à 1560 nm en laser à 780 nm, séparer les différents faisceaux, les répartir et les acheminer vers l'enceinte à vide. Tout d'abord, un banc optique espace libre permet d'obtenir les faisceaux lasers à 780 nm en les doublant en fréquence et permet d'injecter les différentes fibres nécessaires. Les fibres arrivent sur les différentes tables optiques circulaires autour de l'enceinte à vide où des systèmes optiques sont installés pour acheminer les faisceaux à l'intérieur de l'enceinte.

II.3.1 Banc optique espace libre

Le figure II.8 présente le schéma global du banc espace libre à 780 nm. En sortie de l'amplificateur EDFA 5 W, le laser est séparé en deux branches et doublé en fréquence par deux doubles passages dans des cristaux de PPLN (niobate de lithium périodiquement orienté). Ces deux branches permettent d'obtenir respectivement le faisceau Raman horizontal (branche jaune), et les faisceaux du piège magnéto-optique, du Raman vertical et de la détection (branche rouge).

En sortie du premier cristal de PPLN, une partie du faisceau à 1560 nm est converti en faisceau à 780 nm pour obtenir le faisceau laser Raman horizontal ($\approx 4 - 5\%/W$). Nous obtenons une puissance de l'ordre de 750 mW à 780 nm, pour une température du four régulant l'accord de phase du cristal de 130°C. La puissance obtenue a baissé au cours du temps, possiblement à cause du vieillissement du cristal ou de l'amplificateur EDFA. Le faisceau à 780 nm est ensuite réfléchi sur une lame dichroïque puis collimaté par les lentilles L2 et L3, donnant un faisceau de waist de 330 μm . Le laser passe ensuite à travers un interrupteur mécanique ("shutter") pour avoir une bonne extinction du laser pendant la séquence. Puis, un modulateur acousto-optique permet de

modifier la fréquence et la puissance du laser Raman horizontal. L'ordre +1 de diffraction du modulateur acousto-optique est finalement injecté dans une fibre afin d'acheminer le faisceau laser vers l'enceinte.

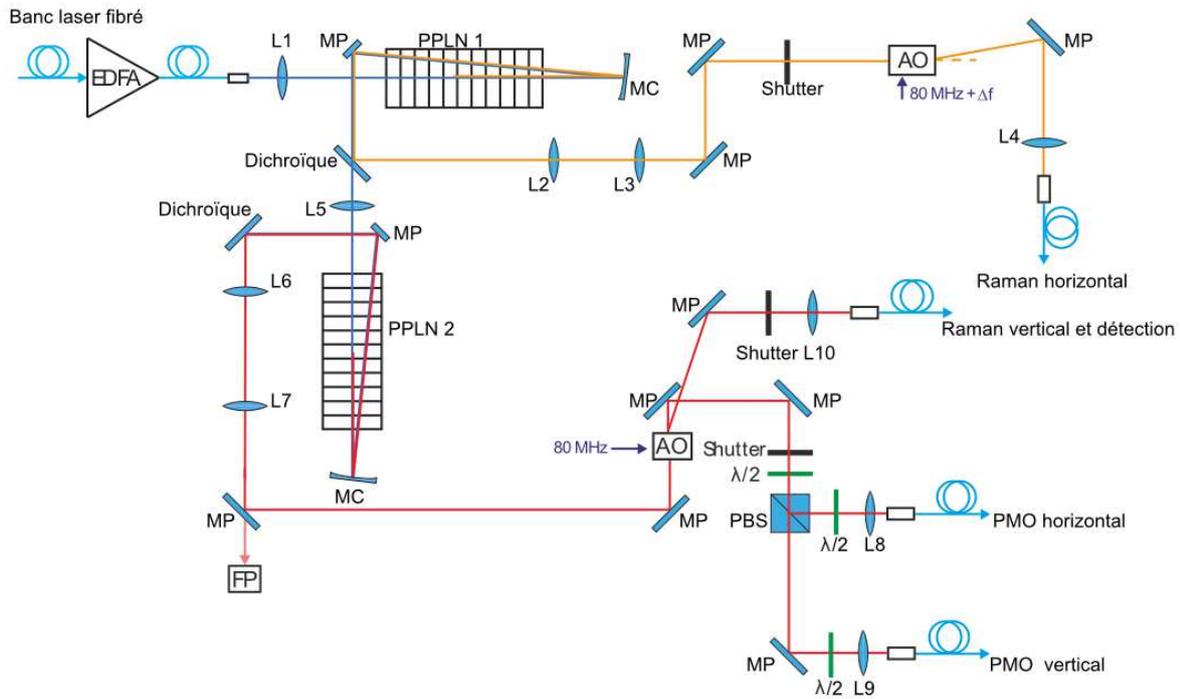


FIGURE II.8 – Montage optique espace libre à 780 nm. EDFA : Amplificateur à fibre, L : lentille, PPLN : cristal doubleur, MC : Miroir Concave, MP : Miroir Plan, FP : Fabry-Pérot, AO : Acousto-Optique, PBS : Cube séparateur polarisé.

Le partie du faisceau laser à 1560 nm en sortie du premier cristal de PPLN est converti à 780 nm par un montage en double passage dans un deuxième cristal de PPLN ($\approx 4\%/W$). Nous obtenons une puissance de l'ordre de 350 mW à 780 nm pour une température de four de 130,3°C lorsque la température du premier cristal de PPLN est réglée loin de celle d'accord de phase (typiquement 120 °C). Le faisceau à 780 nm est ensuite réfléchi par une lame dichroïque, ce qui permet d'évacuer le faisceau à 1560 nm. Les lentilles L6 et L7 permettent d'obtenir un waist identique à celui du faisceau Raman horizontal afin d'avoir un bon taux d'injection dans les fibres. Le miroir plan réfléchissant à 98% nous permet d'obtenir une faible fuite de puissance laser qui est envoyée vers un interféromètre Fabry-Pérot. La transmission de l'interféromètre permet de contrôler le spectre du laser et la génération des bandes latérales. Le modulateur acousto-optique est utilisé comme commutateur entre les différents faisceaux. L'ordre 0 génère les faisceaux du PMO. L'ordre -1, décalé de 80 MHz dans le rouge, génère le faisceau Raman vertical, pousseur et de détection. La sortie de l'ordre 0 du modulateur n'est jamais complètement éteinte, En sortie de l'ordre 0 du modulateur, un interrupteur mécanique est ajouté pour assurer l'extinction totale des faisceaux du PMO. Les différentes lames $\lambda/2$ et cubes diviseurs de faisceaux polarisés (PBS) répartissent la puissance laser dans deux fibres optiques, qui formeront le bras vertical et les bras horizontaux du PMO. L'ordre -1 du modulateur est injecté dans une fibre optique acheminant le faisceau laser vers l'enceinte pour le faisceau Raman vertical. L'interrupteur mécanique est de nouveau là pour éteindre les faisceaux lasers lorsqu'ils ne sont pas utiles.

II.3.2 Montage optique de la tête du capteur

Autour de l'enceinte se trouvent trois tables optiques circulaires. Le table optique circulaire inférieure permet de supporter le blindage en μ métal atténuant le champ magnétique ressenti par les atomes. Le montage optique permettant d'acheminer les faisceaux lasers horizontaux (PMO et Raman) et l'accéléromètre classique horizontal sont installés sur la table optique circulaire intermédiaire (figure II.9). La table optique circulaire supérieure (figure II.10) contient le montage optique des faisceaux lasers verticaux (PMO et Raman/détection).

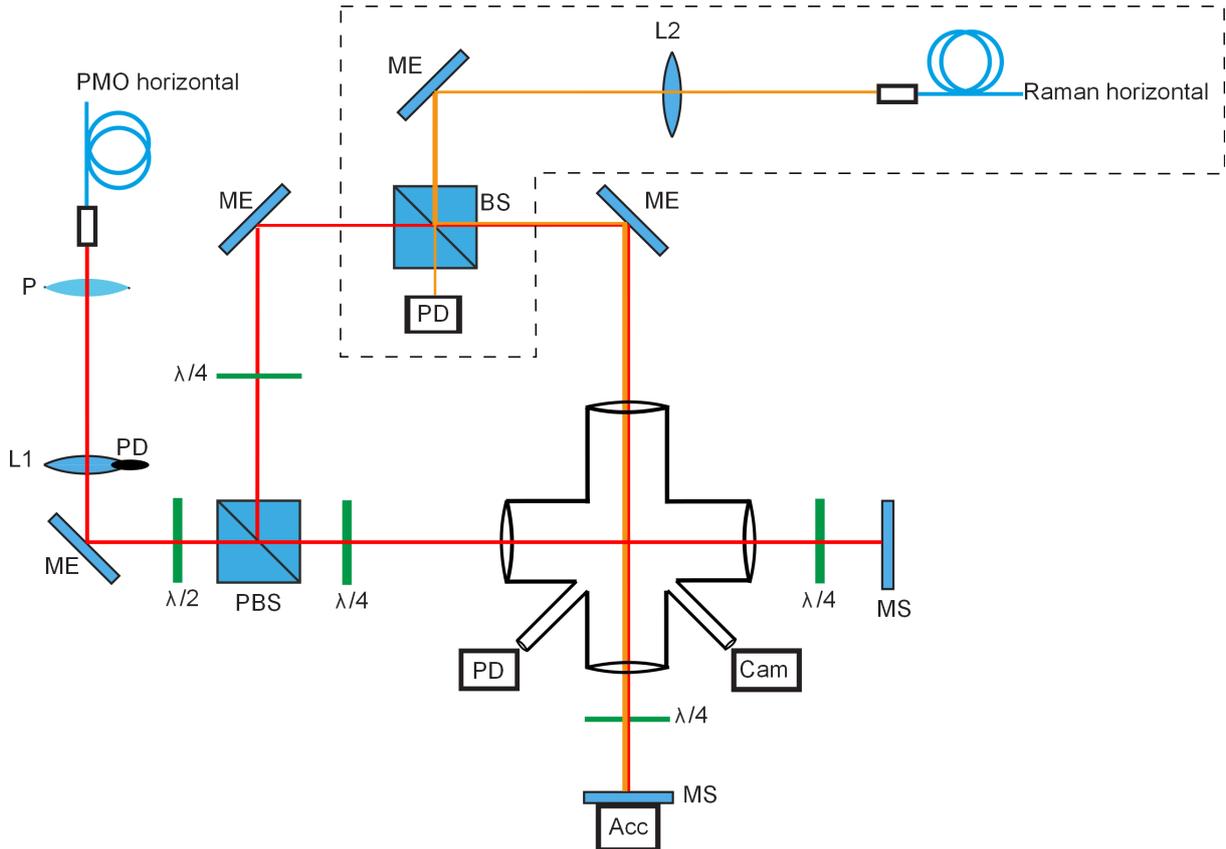


FIGURE II.9 – Montage optique des faisceaux lasers horizontaux du PMO et du Raman. P : Polariseur, L : Lentille, ME : Miroir Elliptique, PBS : Cube séparateur polarisé, MS : Miroir Sphérique, BS : cube séparateur non polarisé, PD : Photodiode, Cam : Caméra, Acc : accéléromètre classique. En pointillé : branche rajoutée pour la mesure de l'accélération horizontale (*cf.* Chapitre V).

Les 4 hublots permettant les accès optiques des faisceaux lasers horizontaux, ainsi que deux petits hublots d'observation de l'enceinte à vide sont à la hauteur de la table optique circulaire intermédiaire. Une photodiode et une caméra installées sur les petits hublots permettent respectivement de contrôler la fluorescence du nuage d'atomes et de visualiser ce nuage sur un écran. La calibration de la photodiode est de $7,2 \times 10^7$ atomes/V pour notre jeu de paramètres du PMO (intensité de faisceaux de $I = 5,9 \text{ W/cm}^2$, fréquence laser de refroidissement désaccordée de $\Delta = -17,4 \text{ MHz}$). Elle permet de contrôler la puissance des faisceaux lasers utilisés pour le refroidissement. En sortie de la fibre optique du PMO horizontal, le faisceau polarisé rectilignement passe dans un polariseur (coefficient de transmission $T = 65\%$) puis est collimaté par la lentille L1. La focale de la lentille est choisie pour que le diamètre du faisceau soit de la taille des hublots de l'enceinte afin d'avoir une grande zone de capture du piège. Le faisceau gaussien ainsi obtenu a un diamètre de 3,43 cm. Une photodiode, installée sur la monture de la lentille L1 et éclairée par un bord du faisceau laser, permet de contrôler la puissance de ce dernier. La

conversion de la tension aux bornes de la photodiode en puissance est de $P = 9,811 \text{ mW/V}$. Le faisceau laser est divisé en deux faisceaux d'égale puissance et de polarisations orthogonales à l'aide d'un cube polariseur et d'une lame demi-onde. Les lames quart d'onde permettent d'obtenir les polarisations circulaires droites et gauches ($\sigma+$ et $\sigma-$). Les miroirs sphériques plans ou elliptiques permettent d'acheminer les faisceaux à l'intérieur de l'enceinte et de les réfléchir. En entrée de l'enceinte, les faisceaux horizontaux du PMO ont une puissance d'environ 30 mW. Les faisceaux horizontaux du PMO sont réglés pour être en tout point parallèles au tubes de l'enceinte à vide et centrés sur le centre du PMO, afin d'avoir le maximum de puissance lumineuse au centre du piège et de limiter la diffusion sur les parois de l'enceinte. La rétro-réflexion est un peu dérégulée pour limiter les effets collectifs des atomes qui rendent le PMO instable [122].

Le montage permettant d'obtenir un faisceau Raman horizontal a été rajouté en fin de thèse pour mesurer l'accélération horizontale. Sur un des bras horizontaux a été combiné le faisceau PMO avec le faisceau Raman horizontal grâce à un cube séparateur non polarisé. Le faisceau Raman horizontal, polarisé rectilignement en sortie de fibre, est collimaté par le doublet L2 ($06\text{LAI}009/076$, $f' = 80\text{mm}$, $\phi = 25\text{mm}$). Le diamètre de ce faisceau est précisément mesuré car c'est un paramètre critique de la mesure de l'accélération horizontale. La mesure est explicitée dans le chapitre V. Le cube séparateur non polarisé fait perdre 50% de puissance de chaque faisceau, les pertes sont collectées par une photodiode afin de contrôler les différents niveaux de puissance. Sur le miroir de réflexion du faisceau Raman horizontal est installé un accéléromètre classique QA-750 de la marque Honeywell afin de corrélérer le signal atomique avec une mesure classique (*cf.* Chapitre V).

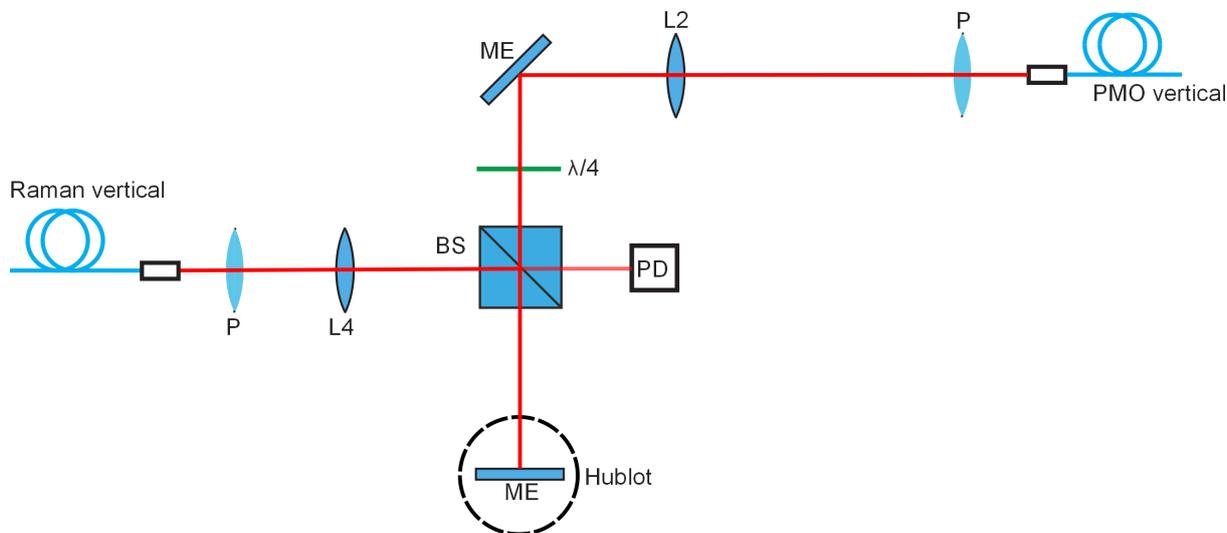


FIGURE II.10 – Montage optique des faisceaux lasers verticaux du PMO et du Raman. P : Polariseur, L : Lentille, ME : Miroir Elliptique, BS : cube séparateur non polarisé.

Le hublot supérieur de l'enceinte à vide est accessible afin d'acheminer les faisceaux lasers à l'intérieur de l'enceinte (Figure II.10). En sortie de la fibre PMO vertical, le même montage que celui des faisceaux PMO horizontaux est mis en place pour obtenir un faisceau collimaté de diamètre 3,43 cm. Le polariseur PMO vertical a un coefficient de transmission $T = 80\%$. La lame $\lambda/4$ permet de créer la polarisation $\sigma-$ nécessaire au PMO. Le cube diviseur non polarisé permet de combiner le faisceau du PMO avec le faisceau Raman vertical/détection. Chaque faisceau perd 50% de sa puissance, les pertes sont collectées par une photodiode afin de contrôler les niveaux de puissance. La calibration pour le faisceau du PMO est de 37,4 mW/V, et pour le faisceau Raman vertical de 36,9 mW/V. Le faisceau Raman vertical/détection passe par un montage identique à celui utilisé pour le faisceau Raman horizontal afin d'obtenir un faisceau

polarisé rectilignement collimaté. Le polariseur Raman vertical a un coefficient de transmission $T = 81\%$. A l'entrée du hublot, le faisceau Raman vertical a une puissance d'environ 100 mW (en statique) et le faisceau PMO vertical a une puissance d'environ 30 mW. Les deux faisceaux traversent ensuite l'enceinte, sortent par le hublot vertical inférieur, passent dans une lame $\lambda/4$ et se réfléchissent sur le miroir de référence vertical. Ce miroir est installé sur une plateforme d'isolation passive de vibration présentée dans la partie II.7. La lame $\lambda/4$ permet d'obtenir la polarisation $\sigma+$ du faisceau PMO vertical réfléchi nécessaire au piégeage des atomes, et est réglée pour obtenir la polarisation $\text{lin}\perp\text{lin}$ nécessaire au Raman vertical (*cf.* Chapitre III).

II.4 Enceinte à vide

Les atomes froids de rubidium sont manipulés et détectés dans une enceinte à vide, afin de limiter toute collision avec d'autres particules. Trois dispensers de rubidium de la marque SAES, dont deux de secours, délivrent la vapeur de rubidium nécessaire à l'expérience. Deux getters de la marque SAES constituent le système de pompage passif de l'enceinte.

II.4.1 Architecture de l'enceinte à vide

Afin de réduire au maximum le taux de collision dans la zone d'expérimentation, une enceinte à vide est réalisée. Le niveau de vide doit être tel que le temps de chute d'un nuage d'atomes froids dans l'enceinte soit très inférieur au temps entre deux collisions entre atomes. Le taux de collision τ est relié à la pression par la formule $\frac{1}{\tau} \approx 2.10^{-8} \text{ Torr.s}$ [123] ($1 \text{ Torr} \approx 133 \text{ Pa}$). Ici, le temps de chute maximal des atomes est de 200 ms. La pression visée est donc de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-9} \text{ Torr}$ pour obtenir un taux de collision inférieur à 1 par seconde. Pour obtenir de telles pressions, un pompage en trois parties est effectué : un pompage primaire pour atteindre 10^{-3} Torr , un pompage turbo-moléculaire pour atteindre la pression nécessaire à la mise en route de deux pompes ioniques de 3 L/s, puis un pompage ionique qui permet d'atteindre la pression finale.

L'enceinte utilisée, est composée d'une croix pour le piège magnéto-optique et d'un parallélépipède de détection, le tout en titane. Le matériau de l'enceinte doit être non ferromagnétique pour ne pas avoir d'aimantation permanente qui pourrait perturber les atomes pendant leur chute. Il faut de plus que le matériau de l'enceinte ne se magnétise pas à proximité du champ magnétique fort appliqué pour le piège magnéto-optique. Enfin, le matériau doit avoir une résistivité électrique suffisante pour minimiser les courants de Foucault qui pourraient apparaître lors de la coupure brutale du gradient du champ magnétique généré pour le piégeage des atomes. Le titane, qui est non magnétique et a une conductivité électrique faible pour un métal ($2,34 \times 10^6 \text{ S.m}^{-1}$), est un matériau très utilisé pour la réalisation d'enceinte à vide pour les expériences interférométrie atomique. Il est le matériau choisi pour notre expérience.

Cette enceinte a été conçue et réalisée lors de la thèse précédente [3], et plusieurs essais d'installation des hublots avaient été à plusieurs reprises faits sans succès afin d'obtenir des accès optiques pour les faisceaux lasers. Plusieurs problèmes s'étaient présentés, comme des fuites, des cassages de hublot lors du serrage des vis ou de l'étuvage, ou la présence de chaînes carbonées dans l'enceinte. Lors du dernier essai, un étuvage de l'enceinte à 100°C a été réalisé afin d'assurer la désorption de tous les gaz se trouvant dans les parois, et la pression interne après étuvage était de $1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$. Les pressions théoriquement atteignables grâce à un étuvage sont de l'ordre de 10^{-10} Torr . Des tests de fuite ont confirmé que l'enceinte était bien étanche, mais un pic de dihydrogène observé par un spectromètre a indiqué que plusieurs chaînes carbonées pouvaient polluer l'enceinte. Les hublots ont donc été remplacé par des brides pleines, puis un seul hublot a été installé. Une phase d'étuvage de l'enceinte a ensuite été réalisée et la pression interne de l'enceinte après étuvage pendant 20 jours était de $1,5 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ avec seulement le pompage ionique allumé. Le début de la thèse a donc consisté à installer les autres hublots sur l'enceinte en obtenant une pression de l'ordre de $10^{-8} - 10^{-9} \text{ Torr}$.

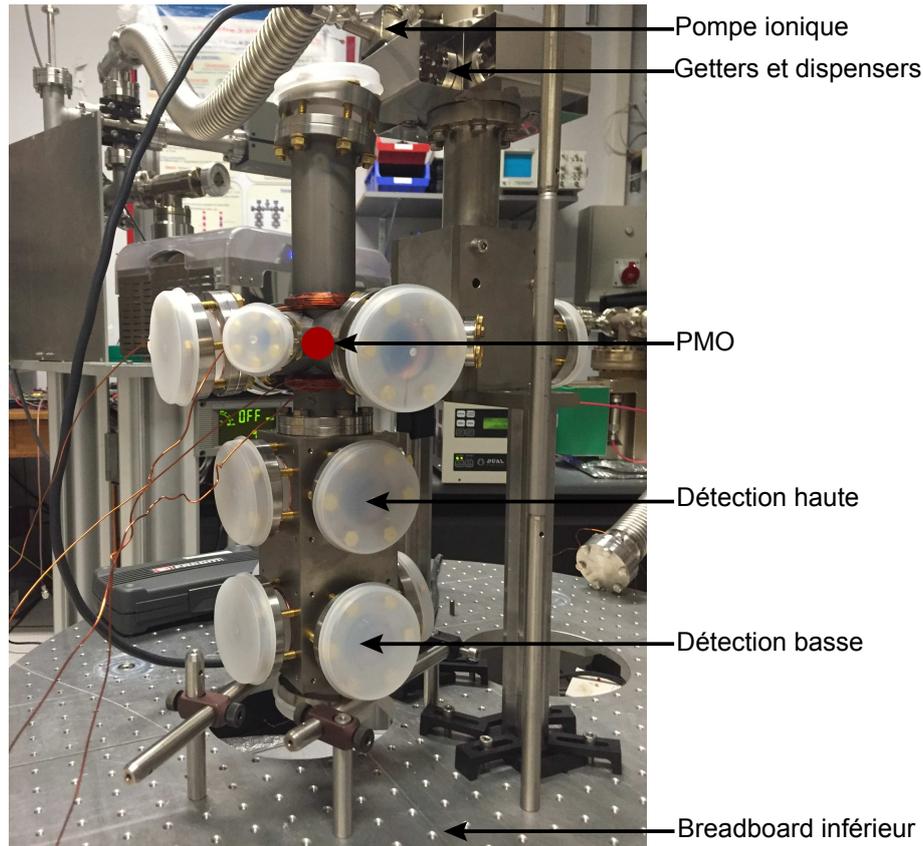


FIGURE II.11 – Photo de l'enceinte à vide.

II.4.2 Accès optiques de l'enceinte à vide

La procédure utilisée est le bridage des hublots par joint usiné [3, 124, 125]. Les hublots utilisés sont en BK7, avec un traitement antireflet à 780 nm ($R = 8,3 \times 10^{-4}$). Deux tailles de hublots sont utilisées : les hublots CF 40 servant d'accès aux lasers ont un diamètre de 47 mm et une épaisseur de 12 mm, les hublots CF 16 servant à l'observation par caméra et photodiode du centre du piège magnéto-optique ont un diamètre de 19 mm et une épaisseur de 6 mm.

Les six hublots nécessaires au piège magnéto-optiques sont installés, ainsi que sept hublots de détection et deux hublots d'observation. Le serrage de l'ensemble brides-joints-hublot est assuré par des ensembles vis, rondelles et écrous en laiton, matériau amagnétique afin de limiter les champs magnétiques parasites pouvant avoir une influence sur les atomes. La pression interne initiale est de $1,5 \times 10^{-8}$ Torr. Pour l'installation des hublots, les pompes sont éteintes et de l'azote est introduit dans l'enceinte pour empêcher l'air de rentrer. Le serrage des vis s'effectue avec une clé dynamométrique à incrément de 0,1 N.m. La pression interne est contrôlée par une jauge Bayard Alper et un test de fuite à l'hélium est effectué pour chaque hublot afin de choisir le couple de serrage. Les deux petits hublots d'observation CF16 sont serrés avec un couple de 1,1 N.m et 1,5 N.m, les hublots de détection sont serrés avec un couple entre 2,5 N.m et 4,1 N.m, les hublots du piège magnéto-optique sont serrés avec un couple supérieur à 5,5 N.m (maximum de la clé utilisée) sauf un hublot serré à 3,1 N.m. A cause des couples de serrage élevés de certains hublots, aucun étuvage n'est effectué. L'augmentation de température entraîne en effet une dilatation des éléments, ce qui peut accentuer l'effort subi par les hublots et donc le risque de casse. La pression interne après pose des hublots et sans étuvage est de 5×10^{-9} Torr, avec seulement les pompes ioniques allumées. La pression obtenue est compatible avec la pression théorique recherchée et est suffisante pour l'expérience.

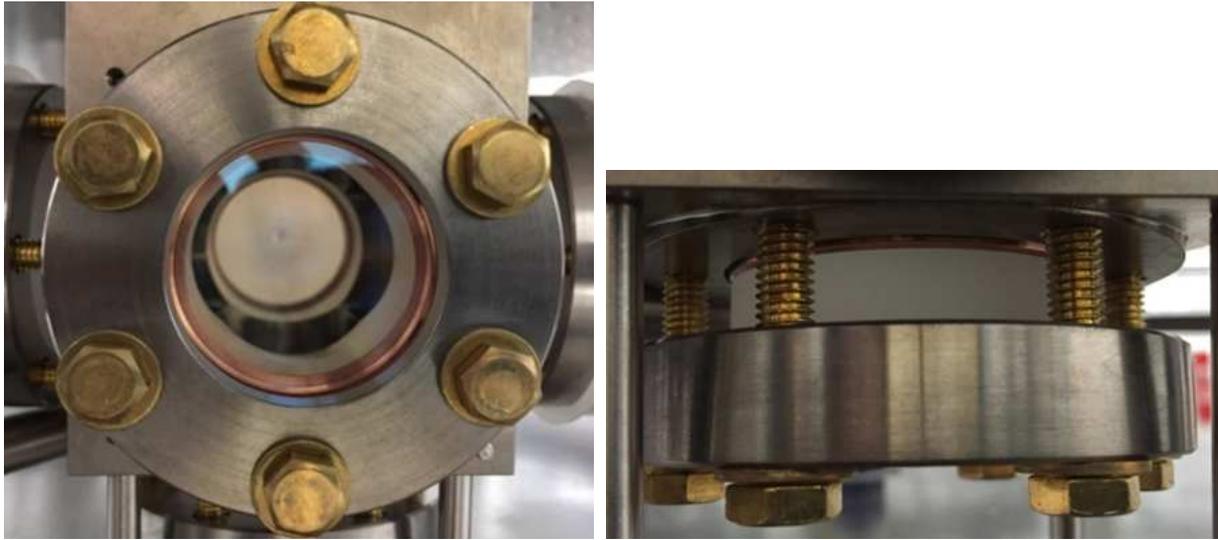


FIGURE II.12 – Hublots sur bride CF 40

II.5 Environnement magnétique

L'expérience nécessite un environnement magnétique particulier. Un gradient de champ magnétique permet de piéger les atomes de rubidium dans le PMO. Un champ magnétique de quantification uniforme lors de la séquence interférométrique permet de préparer l'état quantique initial des atomes et de maintenir la polarisation des atomes pendant leur chute libre. Ce champ magnétique de quantification doit être créé suivant l'axe de mesure voulu. Deux champs magnétiques de quantification sont donc générés, pour une mesure verticale et horizontale des composantes inertielles. De plus, un blindage en μ métal permet d'atténuer au niveau des atomes le champ magnétique extérieur pouvant perturber les mesures. Enfin, le champ magnétique ressenti par les atomes lors de la phase de mélasse optique doit être nul.

II.5.1 Bobines de gradient de champ magnétique pour le piège magnéto-optique

Le piégeage des atomes à l'aide d'un PMO nécessite la fabrication de deux bobines en anti-Helmholtz générant un gradient de champ magnétique, avec un champ magnétique nul au centre de notre piège. Le gradient de champ à appliquer est typiquement d'une dizaine de G/cm et est optimisé pour obtenir le plus grand nombre d'atomes froids. Afin d'être au plus proche des atomes, les bobines sont fabriquées sans support, avec les fils de cuivre enroulés directement sur le tube en titane.

L'absence de support impose aux bobines une configuration pyramidale. Les spires sont fabriquées au plus près du centre du PMO afin d'avoir le plus grand gradient de champ magnétique possible. Une simulation est faite pour optimiser le nombre de spires et l'intensité dans les bobines. La configuration choisie est pour chaque bobine 39 spires réparties en 6 couches de façon pyramidale. Cette configuration permet d'obtenir un gradient de champ égal à 22 G/cm dans l'axe pour une intensité de 5 A dans les bobines (4,4 G/cm/A), ce qui permet d'avoir une marge sur le gradient de champ magnétique de 10 G/cm voulu. Le gradient de champ est homogène sur 4 mm, ce qui est plus grand que la taille typique du nuage d'atomes piégés dans un PMO. De plus, cette simulation est comparée à une configuration rectangulaire similaire, possédant 40 spires réparties sur 5 couches, et le résultat donne un gradient de champ et une homogénéité semblables à la configuration pyramidale. Cette dernière convient donc à l'expérience.

Les deux bobines sont fabriquées horizontalement de part et d'autre de la croix de l'enceinte. Le fil de cuivre ($\phi=1$ mm) est collé en utilisant une colle époxy AREMCO-BOND 631,

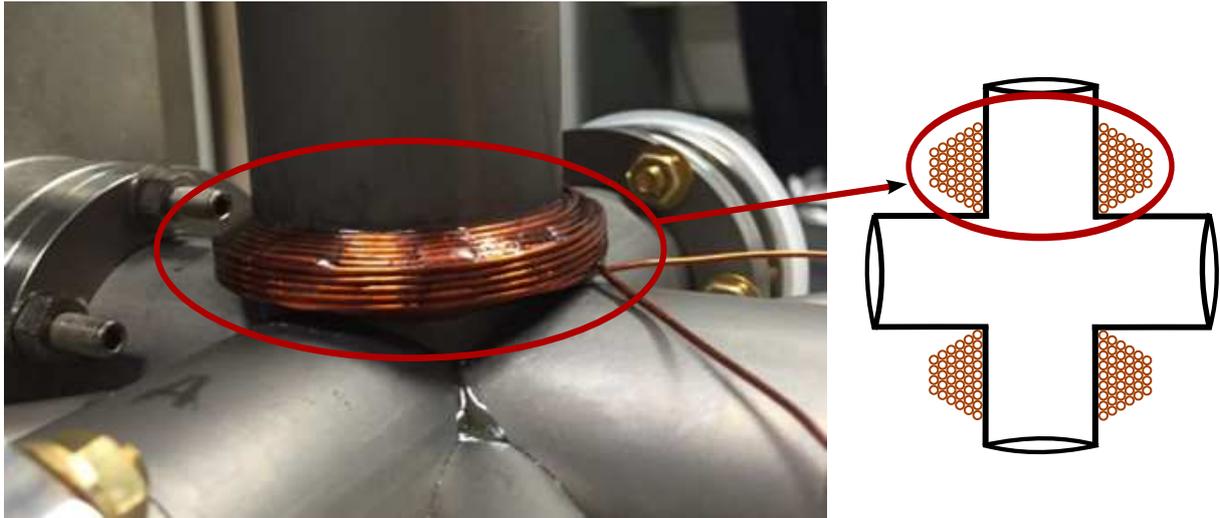


FIGURE II.13 – Photos des bobines de gradient de champ magnétique pour le PMO.

thermorésistante pour que la bobine supporte un éventuel étuvage. Afin de confirmer la bonne réalisation des bobines, plusieurs éléments sont vérifiés. Tout d'abord, le champ créé par chaque bobine est confronté à la théorie. Le champ magnétique vertical mesuré par une sonde à 21,25 cm du centre du PMO présente un écart d'environ 10% par rapport à la théorie ce qui confirme la simulation et l'absence de court-circuit dans les bobines. De plus, la résistance expérimentale de chaque bobine en fonction du courant la traversant est mesurée afin de caractériser la température des bobines. Les bobines étant directement contre les parois de l'enceinte, une augmentation de la température pourrait entraîner un dégazage des parois et augmenter la pression interne de l'enceinte. On observe une augmentation de température inférieure à 5°C pour un courant entre 1 et 5 A. Pour obtenir un gradient de champ magnétique d'environ 10 G/cm, le courant à appliquer aux bobines est d'environ 2,5 A, qui est une valeur de courant n'entraînant pas d'augmentation significative de température des bobines. Les bobines fabriquées sont donc validées pour l'expérience.

II.5.2 Blindage en μ métal

Les atomes sont sensibles à la présence de champ magnétique pendant la phase de refroidissement et d'interférométrie. Il est donc important d'atténuer le plus possible le champ magnétique extérieur.

Le blindage en μ métal est un blindage magnétique permettant de dévier les lignes de champ magnétique basses fréquences. Le μ métal est un alliage de fer et de nickel possédant une perméabilité magnétique extrêmement grande ($\mu_r=10\ 000 - 100\ 000$), ce qui lui confère ces remarquables propriétés magnétiques. Cela permet d'avoir un champ magnétique extérieur très atténué à l'intérieur du blindage, et donc de diminuer son influence sur les atomes. L'efficacité d'un blindage en μ métal dépend entre autres de sa géométrie, de son épaisseur et des ouvertures qu'il possède. Le blindage utilisé pour ce projet est cylindrique. Il est constitué de deux cylindres imbriqués, et d'un couvercle, d'épaisseur 2 mm. Les facteurs d'atténuation du blindage mesurés valent 40 pour la composante verticale du champ magnétique et 55 pour la composante latérale du champ. Le champ vertical résiduel à l'intérieur du blindage est d'environ 25 mG avec une variation de 5 mG sur les 20 cm de la zone d'expérimentation (Figure II.14). Ce champ résiduel peut perturber les mesures interférométriques. Pour diminuer son effet sur les atomes, on le prend en compte dans la suite pour l'installation des bobines de quantification verticales.

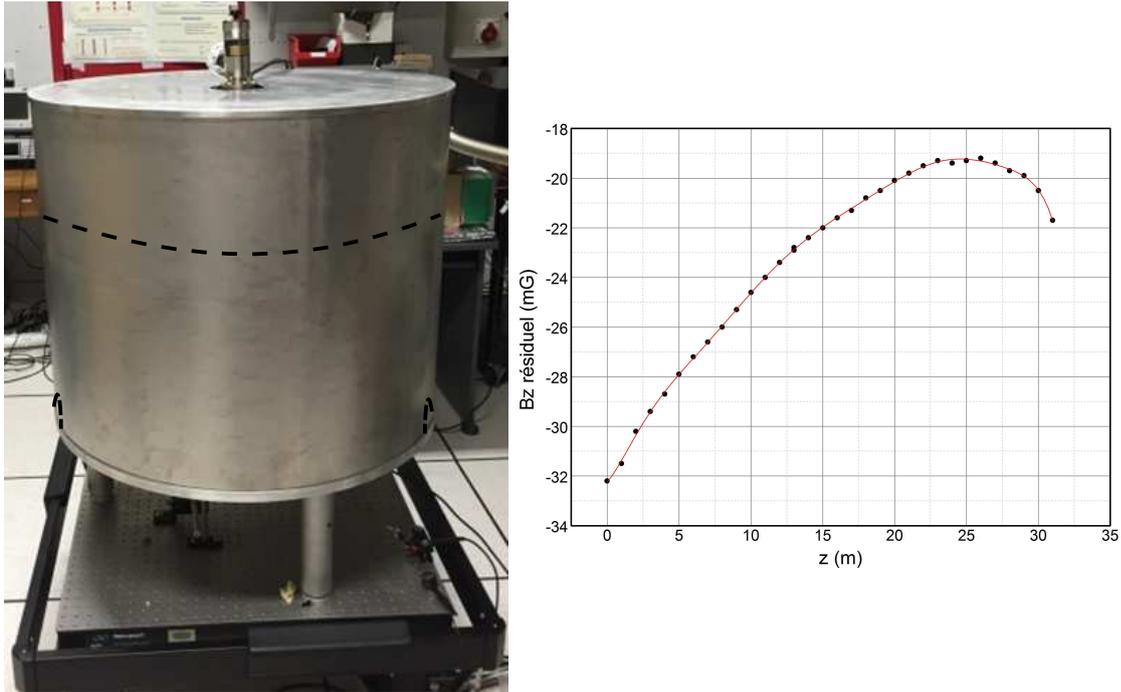


FIGURE II.14 – Blindage en μ métal. A gauche : photo du blindage. En pointillé sont montrés les dimensions du cylindre intérieur de μ métal ainsi que les deux ouvertures sur les côtés permettant de le porter. A droite : cartographie du champ magnétique vertical résiduel en présence du blindage. Le nuage d’atomes est à la position $z=20$ cm, la détection basse est à la position $z=0$.

II.5.3 Bobines de quantification verticales

Un champ magnétique homogène de valeur moyenne environ 100 mG doit être appliqué aux atomes pendant la phase de sélection Zeeman et la séquence d’interférométrie. Il permet de lever la dégénérescence des niveaux d’énergie des atomes de Rubidium par effet Zeeman, et d’adresser seulement les atomes dans le sous-niveau $m_F = 0$ via la transition Raman. Au début de l’étape d’interférométrie atomique, tous les atomes sont dans l’état $m_F = 0$. En appliquant un champ magnétique directeur beaucoup plus grand que le champ magnétique résiduel perpendiculaire à ce dernier, il empêche le couplage entre les différents sous niveaux et les atomes restent dans l’état $m_F = 0$. Le champ directeur doit être de plus homogène pour ne pas introduire un biais sur la mesure des composantes inertielles.

Ces bobines de quantification verticales permettent aussi d’annuler le champ magnétique ressenti par les atomes lors de la phase de refroidissement.

Pour choisir la position des bobines, une simulation est effectuée sous FEMLAB permettant d’obtenir un champ magnétique total de 100 mG et un gradient de champ idéalement nul (Figure II.16). On prend en compte le champ magnétique créé par chaque bobine ainsi que le champ magnétique résiduel en présence du blindage en μ métal cartographié dans la partie précédente. Cela permet d’atténuer l’effet de ce champ résiduel sur nos atomes, en optimisant non pas sur le champ créé par les deux bobines de quantification mais sur le champ total présent à l’intérieur du blindage.

La simulation donne comme résultat deux bobines de rayon 36 cm comportant chacune 9 spires placées horizontalement, distantes de 27,5 cm, en configuration quasi Helmholtz. Les bobines sont installées et le champ mesuré expérimentalement à l’intérieur de l’enceinte vaut en moyenne 90 mG avec une inhomogénéité de 10% sur les 20 cm de la zone d’expérimentation.

Cette inhomogénéité entraîne un biais sur la mesure des composantes inertielles. Une cartographie du champ magnétique, présentée sur la figure II.17, est faite à l’aide des atomes par

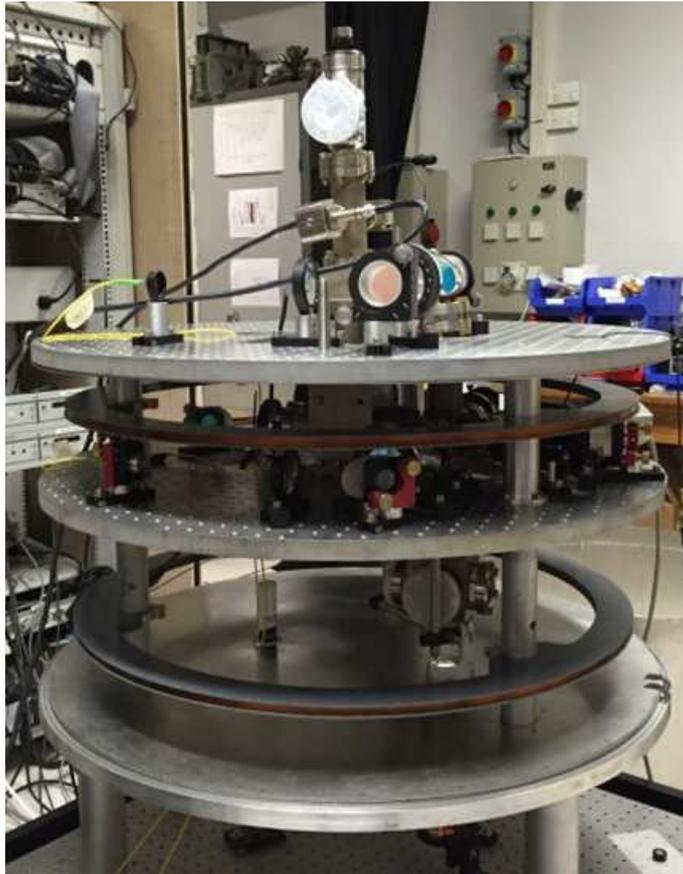


FIGURE II.15 – Bobines de quantification verticale

spectroscopie Zeeman pour calculer précisément le biais introduit. Il faut noter que la valeur moyenne du champ magnétique dépend de la position du blindage, en particulier de la position de ses ouvertures. Ainsi, le champ diffère légèrement (≈ 10 mG) à chaque fois que le blindage en μ métal est retiré puis remis autour de la tête de capteur.

Pour vérifier que le champ magnétique transverse est bien négligeable devant le champ directeur de 100 mG, une mesure du champ transverse est effectuée à l'aide d'une sonde de champ magnétique. L'amplitude de champ transverse résiduel en présence du blindage en μ métal varie d'environ 5 mG, d'après la partie précédente. En allumant les bobines de quantification verticale, on mesure un champ transverse total d'environ 10 mG (et variant de 10 mG sur la zone d'expérience). Il est donc dix fois moins important que le champ vertical, ce qui est petit par rapport au champ vertical mais non nul. Pour atténuer ce champ magnétique transverse, des bobines transverses sont utilisées.

II.5.4 Bobines transverses

Ces bobines transverses ont deux rôles dans notre expérience. Lors de la mesure d'une composante inertielle verticale, elles compensent la composante transverse du champ magnétique mesurée dans la partie précédente. Lors de la mesure d'une composante inertielle horizontale, elles annulent le champ magnétique horizontal lors de la phase de refroidissement et créent le champ directeur afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux d'énergie du rubidium par effet Zeeman.

Deux paires de bobines en cuivre ($\phi_{\text{cuivre}} = 0.56$ mm) sont installées dans la configuration décrite sur la figure II.18. Chaque paire de bobines, constituée de deux bobines parallèles, crée un champ magnétique homogène dans la direction perpendiculaire aux bobines et permet de

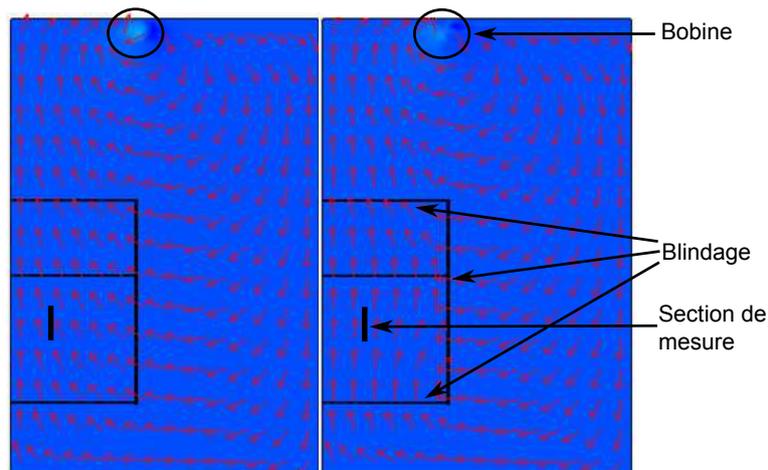


FIGURE II.16 – Simulation en symétrie axiale sous FEMLAB de blindage en μ métal et d'une bobine parcourue par un 1 A placée à 104 cm de la section de mesure. À gauche : absence de blindage. À droite : présence du blindage dont la perméabilité est de 10 000. Les lignes de champ magnétique (flèches en rouge) sont créées par la bobine et déviées par le blindage.

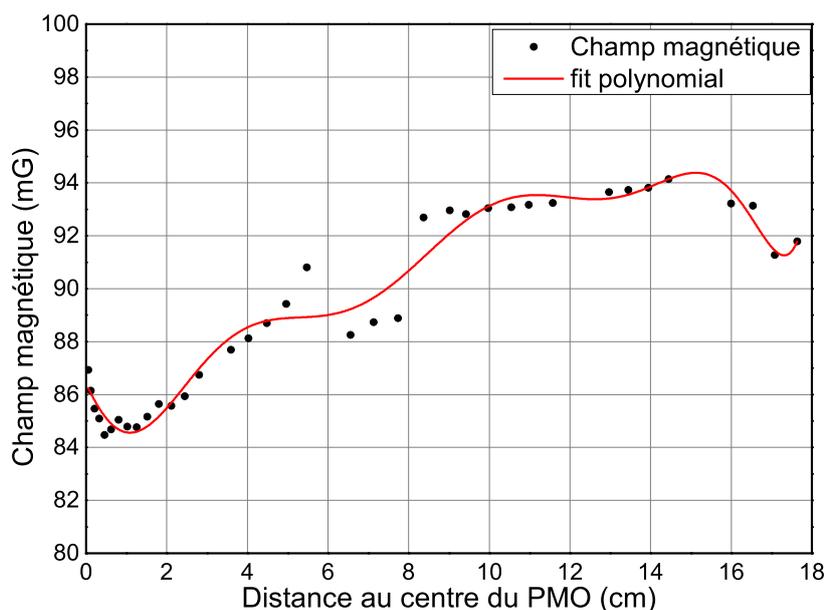


FIGURE II.17 – Cartographie du champ magnétique par spectroscopie Zeeman. $B_{moy} = 90$ mG et $dB = 9mG/90mG = 10\%$.

compenser le champ dans une direction ou de créer un champ directeur. Théoriquement, les paires doivent être installées avec un angle θ égal à 30° [126]. Des bobines de cuivre de six spires sont installées avec un angle expérimental de $\theta=29^\circ$. Pour chaque bobine, le champ créé est mesuré par une sonde et on a vérifié que l'élévation de la température en fonction du courant est négligeable. Pour un courant de 1 A, on obtient un champ de 200 mG. Ces bobines permettent donc de parfaitement compenser le champ magnétique transverse résiduel qui avait été estimé à environ 10 mG, et de créer un champ directeur horizontal jusqu'à 200 mG. La valeur exacte du

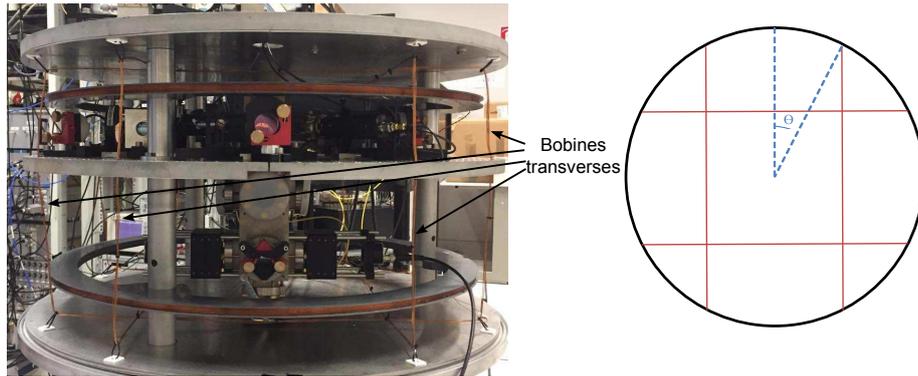


FIGURE II.18 – A gauche : photo des bobines transverses. A droite : schéma des deux paires de bobines transverses vues de haut.

courant à appliquer à ces bobines sera déterminée en interrogeant le nuage d'atomes froids.

II.6 Système optique de détection

En sortie d'interféromètre, on détecte les atomes dans les deux états internes différents par fluorescence. Deux systèmes de détection sont installés face à face, sur deux hublots de détection basse (figure II.11) opposés afin d'avoir une détection symétrique.

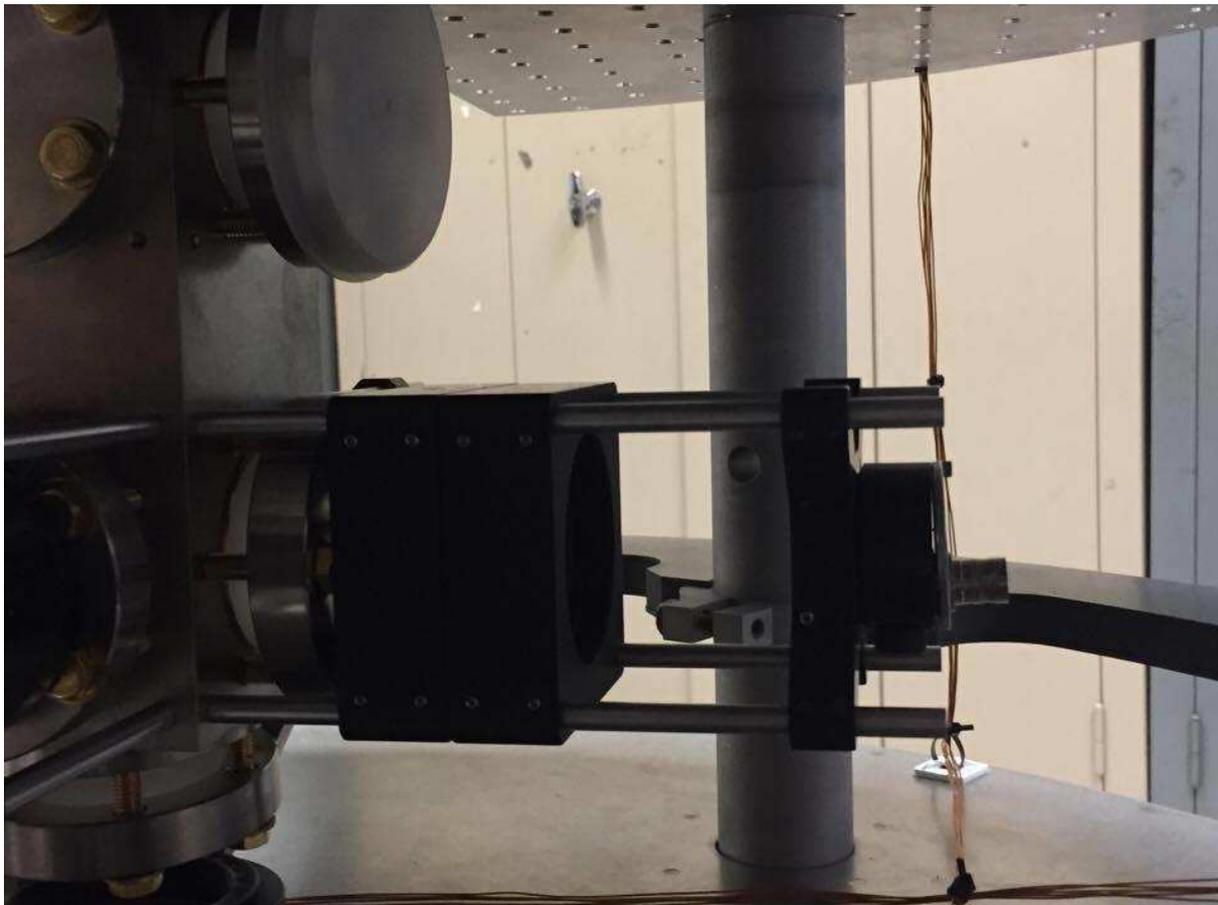


FIGURE II.19 – Photo d'un système de détection.

La détection se fait 20 cm en dessous du piège magnéto-optique. Chaque système de détec-

tion consiste en deux doublets (Thorlabs AC508-075-B) qui focalisent le signal de fluorescence des atomes sur une photodiode HAMAMATSU S5107 dont les principales caractéristiques sont listées dans le tableau II.4 (figure II.19).

Aire	Longueur d'onde de sensibilité optimale	Sensibilité
$10 \times 10 \text{ mm}$	960 nm	0,57 A/W

TABLE II.4 – Principales caractéristiques des photodiodes de détection HAMAMATSU S5107

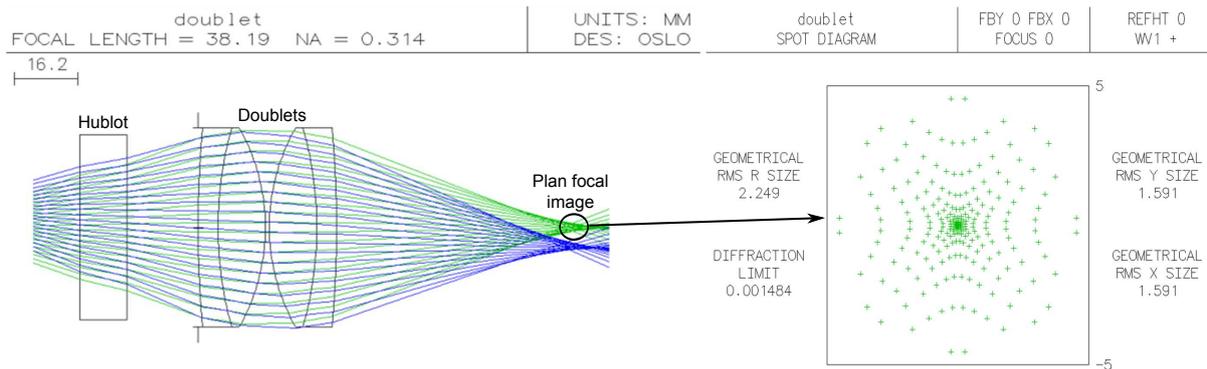


FIGURE II.20 – A gauche : schéma du système optique de détection fait avec le logiciel OSLO. Rayons verts : sur l'axe, rayons bleus : hors axe, $NA=0,31$. A droite : Image d'un objet ponctuel sur l'axe ("spot diagram") après passage dans le système optique de détection (unité : mm).

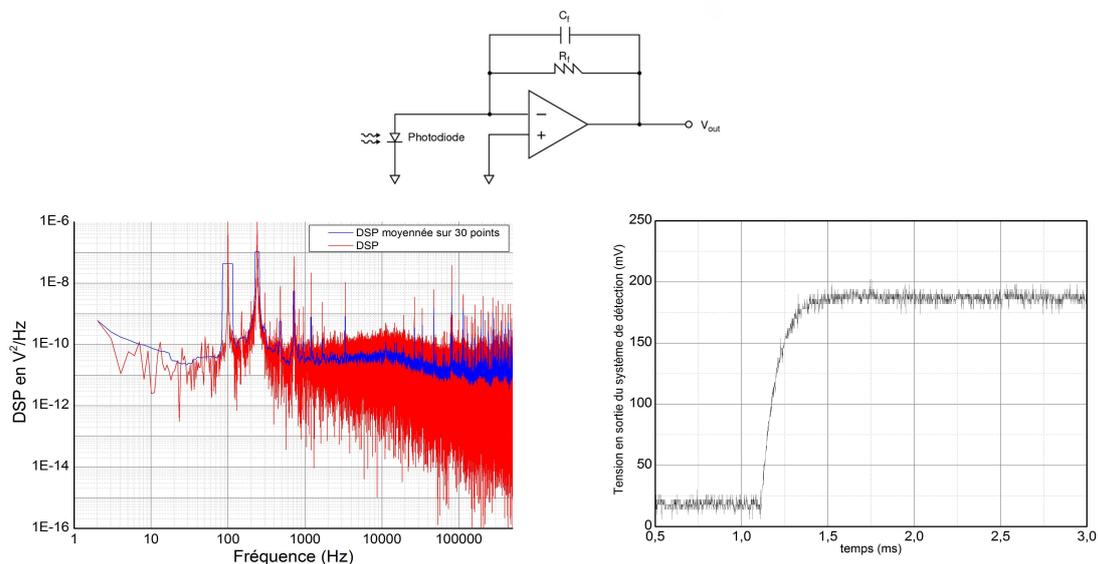


FIGURE II.21 – Circuit de transimpédance des systèmes de détection. A gauche : schéma du circuit de transimpédance avec $C=99 \text{ pF}$ et $R=68 \text{ M}\Omega$. Au centre : bruit du système de détection. A droite : Rapidité du système de détection.

Ces doublets ont été choisis après simulation numérique de l'image obtenue avec le logiciel OSLO en termes de taille, d'aberration et de distance photodiode-atomes optimales (Figure II.20). Le "spot diagram" montrent que les doublets permettent d'avoir, pour un objet sur l'axe, une image de taille RMS $1,6 \times 1,6 \text{ mm}$. Un deuxième système optique de détection a été étudié,

en remplaçant les doublets par des lentilles de même focale. L'image obtenue était de taille RMS $2,5 \times 2,5$ mm. Le système optique utilisant les doublets permet donc d'avoir le système de détection le plus compact, avec un grandissement transverse de $-1,09$. La taille du nuage étant de l'ordre de quelques mm au niveau de la détection, la photodiode collecte le signal de fluorescence du nuage entier avec ce système.

Le système électronique rapide et bas bruit permettant l'amplification du signal reçu par la photodiode est un circuit transimpédance, présenté en figure II.21 avec un amplificateur opérationnel OPA627AP dont le bruit est mesuré, particulièrement autour de la ms, temps caractéristique de notre détection. Le bruit des deux systèmes vaut $10^{-10} V^2/Hz$ et est suffisamment bas pour ne pas limiter la sensibilité de la mesure. De plus, le système a un temps de réponse de l'ordre de 0.5 ms et est donc assez rapide pour pouvoir résoudre les signaux de fluorescence séparés de 1 à 2 ms.

II.7 Plateforme d'isolation des vibrations et accéléromètres classiques

L'isolation des vibrations subies par le miroir Raman est un aspect critique et limitant pour la sensibilité de la mesure par interférométrie atomique. Pour limiter l'impact des vibrations, il est usuel d'utiliser une plateforme de contrôle des vibrations installée sous l'enceinte à vide sur laquelle est posé le miroir Raman vertical. On mesure en effet l'accélération des atomes par rapport au miroir Raman, donc si ce dernier subit des vibrations lors de la chute libre des atomes, cela ajoute un bruit sur la mesure de pesanteur.

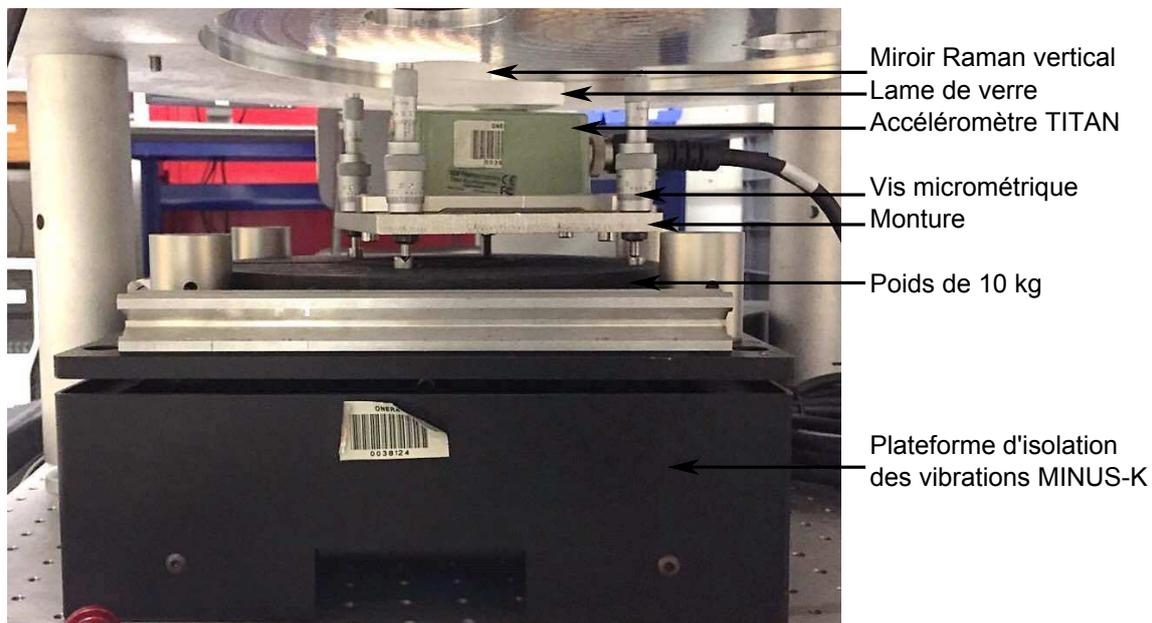


FIGURE II.22 – Photo du système de contrôle des vibrations

Le miroir Raman vertical est fixé à un accéléromètre mécanique TITAN de la marque Nanometrics. Cet accéléromètre mesure les vibrations subies par le miroir Raman vertical. En connaissant les fonctions de transfert des accéléromètres atomiques et classiques, il est possible de corréler les deux signaux (*cf.* Chapitre III). L'accéléromètre mécanique possède un bruit intrinsèque inférieur à $10^{-7} g/\sqrt{Hz}$ sur la bande passante $0,1 \rightarrow 100$ Hz (*cf.* courbe bleue de la figure II.24). Le miroir Raman vertical est donc collé sur l'accéléromètre classique. En faisant coïncider leur point de mesure, on n'a pas de biais sur la corrélation. Le schéma présenté en figure II.23 montre l'endroit de mesure de l'accéléromètre TITAN (points $[X,Y,Z]$). Une lame de verre est d'abord collé à l'accéléromètre classique afin d'avoir une surface plane pour installer le

miroir.

Ce système est installé sur une monture sur laquelle des vis micrométriques sont installées afin de contrôler précisément l'orientation de l'ensemble accéléromètre/miroir et donc de la mesure. Une configuration trait-point-plan est utilisée pour les vis micrométriques. Cette monture est placée sur une masse de 10 kg puis sur une plateforme de contrôle des vibrations Minus-K 50BM10, qui est un filtre passe-bas avec une fréquence de résonance réglée à 0,5 Hz. La masse de 10 kg sert de support pour régler les vis micrométriques, et permet d'avoir le poids nécessaire au fonctionnement de la plateforme Minus-K (la masse totale doit être entre 14 et 25 kg). Il est important de positionner le miroir de référence au centre de la plateforme. En effet, la partie supérieure de la table contenant l'accéléromètre va léviter à la fréquence $f_r = 0,5$ Hz verticalement, mais elle va aussi subir des rotations autour de son centre. Le miroir doit être exactement au centre de la table pour subir le minimum d'accélération liée à la rotation de la table.

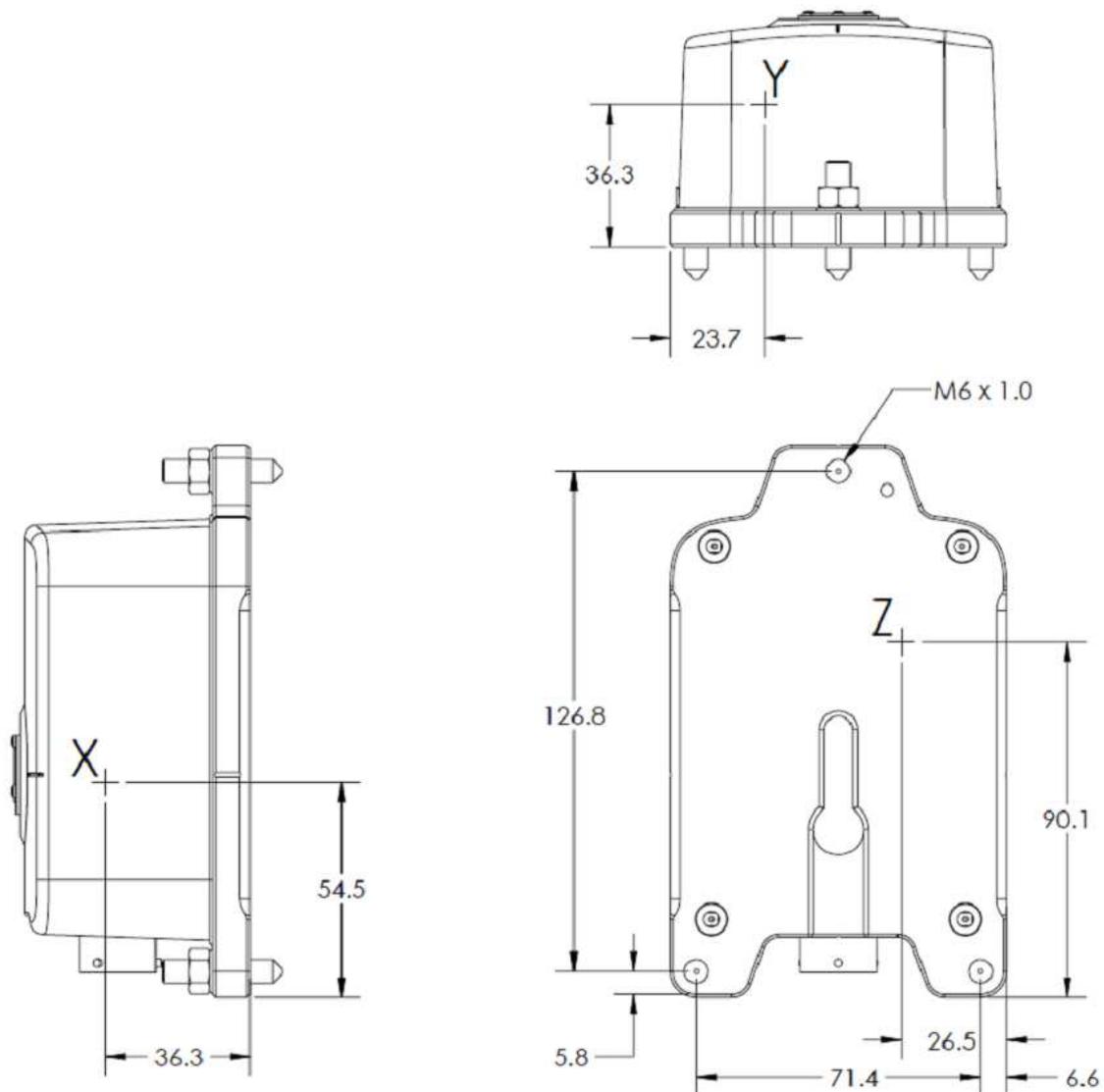


FIGURE II.23 – Schéma de l'accéléromètre TITAN avec la position X,Y,Z du point de mesure

Les performances de la plateforme Minus-K sont présentées sur la figure II.24. Le bruit d'accélération mesuré par l'accéléromètre classique TITAN sur la plateforme est en effet atténué pour les fréquences au-dessus de 0,5 Hz, par rapport au bruit d'accélération mesuré sans la plateforme et sur la plateforme éteinte. Le bruit d'accélération mesuré est compris entre 10^{-6} et

$10^{-7} g/\sqrt{\text{Hz}}$ sur la bande passante $0,1 \rightarrow 100$ Hz. Ce bruit est supérieur au bruit d'accélération intrinsèque de l'accéléromètre TITAN, il provient des vibrations résiduelles non atténuées par la table Minus-K.

Pour le miroir Raman horizontal, il n'est pas possible d'installer dans notre expérience une table de contrôle des vibrations. Un accéléromètre classique QA-750 de la marque Honeywell est installé sur une monture explicitée dans le chapitre V. Il permettra de corrélérer le signal classique avec le signal atomique horizontal.

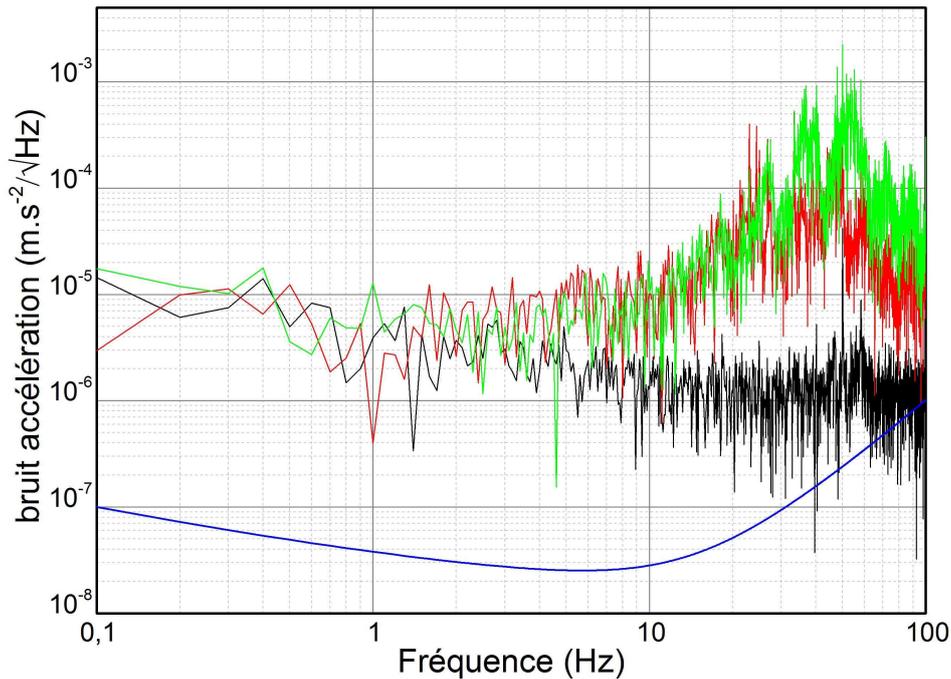


FIGURE II.24 – Bruit d'accélération mesuré au TITAN. Courbe verte : TITAN posé au sol, courbe rouge : TITAN sur la Minus-K bloquée, courbe noire : TITAN sur la Minus-K en lévitation avec $f_r = 0,5$ Hz. Courbe bleue : bruit de l'accéléromètre TITAN donné par le constructeur.

II.8 Conclusion

Dans ce chapitre, les différentes parties du dispositif expérimental ont été décrites. Le système laser fibré et micro-onde compact à 1560 nm permettant de générer toutes les fréquences nécessaires à l'interférométrie atomique a été présenté. L'enceinte à vide équipée de tous les accès optiques nécessaires permet d'avoir une vapeur de Rubidium, avec un système de pompage pour maintenir une pression interne d'environ 10^{-8} - 10^{-9} Torr. Un contrôle des champs magnétiques a été effectué pour les différentes étapes de l'interférométrie atomique. Le système laser à 780 nm a été installé afin de doubler en fréquence les lasers à 1560 nm et d'acheminer les faisceaux jusqu'à l'enceinte à vide. Un système de détection a été étudié et installé afin d'obtenir une détection symétrique bas bruit. La plateforme de contrôle des vibrations décrite permet d'atténuer les vibrations ressenties lors des mesures interférométriques verticales, et un accéléromètre classique installé dessus permet d'obtenir un capteur hybride. Tout ce dispositif est utilisé dans la suite du manuscrit.

CHAPITRE III

SÉQUENCE EXPÉRIMENTALE ET MESURE DE L'ACCÉLÉRATION VERTICALE

*It's not only the question,
but the way you try to solve it.*

**Maryam Mirzakhani (1977 - 2017),
Médaille Fields 2014**

GRÂCE au dispositif expérimental décrit dans le chapitre précédent, il est possible d'effectuer des mesures de grandeurs inertielles. Pour cela, une séquence expérimentale doit être mise en œuvre, composée de trois étapes : la préparation de la source atomique, l'interférométrie atomique et la détection.

Ce chapitre présente dans un premier temps les étapes de préparation de la source atomique et de détection qui sont communes à la mesure de toutes les composantes inertielles. Ensuite, la préparation de l'état quantique des atomes pour l'interférométrie verticale est présentée, ainsi que les impulsions lasers Raman verticales qui ont permis la mesure d'accélération verticale et de la composante verticale du gradient de gravité. Enfin l'ensemble du dispositif expérimental et de la séquence est validé en réalisant une mesure d'accélération verticale.

III.1 Piégeage et refroidissement des atomes

La source atomique de l'expérience est un nuage d'atomes froids de Rubidium 87. Pour cela, un piège magnéto-optique (PMO) piège et refroidit les atomes de Rubidium. Puis une mélasse optique est réalisée pour obtenir une température sous la limite Doppler.

III.1.1 Piège magnéto-optique (PMO)

Un piège magnéto-optique est installé pour refroidir et ralentir les atomes [127, 128, 129]. Un dispenser est traversé par un courant (entre 3 et 4 A) et dégaze une vapeur de Rubidium dans l'enceinte à vide. Le courant est optimisé pour maximiser le nombre d'atomes au niveau de la détection. Trois faisceaux lasers rétro-réfléchis exercent une force de pression de radiation sur les atomes, avec une puissance de 30 mW et une polarisation en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ pour chaque bras. L'intensité de chaque faisceau laser est d'environ $I = 5,9 \text{ mW/cm}^2 \approx 1,65 I_{sat}$, où $I_{sat} = 3,58 \text{ mW/cm}^2$ est l'intensité de saturation (Annexe A). La fréquence du laser de refroidissement est désaccordée de $-17,4 \text{ MHz} \approx -2,9 \Gamma$ ($\Gamma = 2.\pi.6,06 \text{ MHz}$ étant la largeur naturelle de la transition) ce qui correspond à une tension de commande envoyée au VCO de $-6,34 \text{ V}$. Pour réaliser le piège, un courant de 2,5 A est envoyé dans les bobines du PMO, ce qui correspond à un gradient de champ magnétique de 11 G/cm. Grâce à cela, un nuage d'atomes froids est obtenu.

Le nombre d'atomes est un paramètre important pour le rapport signal à bruit de la détection. Le nombre d'atomes piégés en fonction du temps de chargement est mesuré. Pour cela,

le gradient de champ magnétique est allumé et le signal de fluorescence est mesuré grâce à la photodiode installée au niveau d'un hublot d'observation (figure III.1). En calculant théoriquement la fluorescence de chaque atome, il est possible d'estimer le nombre d'atomes dans le nuage atomique [117]. En régime stationnaire, atteint après 2 s de chargement, le nuage d'atomes obtenu contient $1,9 \times 10^8$ atomes. Dans la séquence expérimentale de mesure de composantes inertielles, le temps de chargement utilisé est d'environ 250 – 300 ms. Le nombre d'atomes est donc d'environ 10^8 .

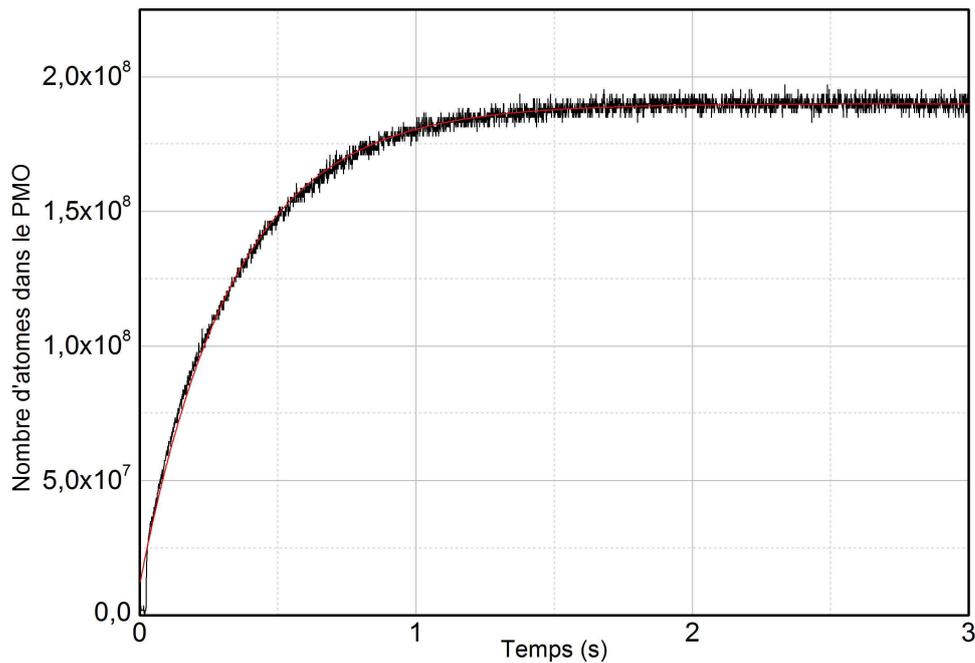


FIGURE III.1 – Evolution du nombre d'atomes dans le PMO en fonction du temps de chargement, $\tau = 350$ ms. En noir : courbe expérimentale. En rouge : ajustement exponentiel.

Le nuage d'atomes se charge de façon exponentielle, avec un temps caractéristique τ correspondant au taux de collision des atomes. Notre enceinte permet une chute libre de durée maximale de 200 ms, il faut donc que τ soit plus grand que 200 ms pour avoir un taux de pertes d'atomes dues aux collisions faible. Le temps de chargement caractéristique est ici de $\tau = 350$ ms. Le temps de chargement est lié à la pression interne de l'enceinte à vide et au taux de collision. Cette valeur de τ donne une pression de $3,8 \times 10^{-9}$ Torr en utilisant la formule $\frac{1}{\tau} \approx 2.10^{-8}$ Torr.s [123], ainsi qu'une perte de 56 % d'atomes après les 200 ms de chute libre [123]. Le nuage d'atomes froids détecté après la chute libre contient donc environ 5×10^7 atomes, typique des expériences d'interférométrie atomique.

La caméra installée au niveau d'un hublot d'observation permet de caractériser la taille de ce nuage d'atomes. Pour mesurer la taille du nuage d'atomes, l'image acquise à la caméra est traitée sur Matlab et le nombre de pixels possédant une intensité supérieure à l'intensité du fond lumineux est mesuré. Un ajustement gaussien de ce profil d'intensité est effectué pour estimer la taille du nuage dans deux directions perpendiculaires. La taille mesurée du nuage est de $1,2 \times 1,6$ mm, ce qui est typique des nuages d'atomes piégés par PMO [122].

III.1.2 Séquence de mélasse optique

Les atomes capturés dans le PMO sont ensuite refroidis en dessous de la limite Doppler grâce à une mélasse optique, permettant d'obtenir une température plus basse. Diminuer la température du nuage atomique permet d'accéder à des temps d'interrogation plus longs par réduction de l'étalement spatial du nuage. Pouvoir effectuer des longs temps d'interrogation est important pour obtenir une bonne sensibilité de mesure.

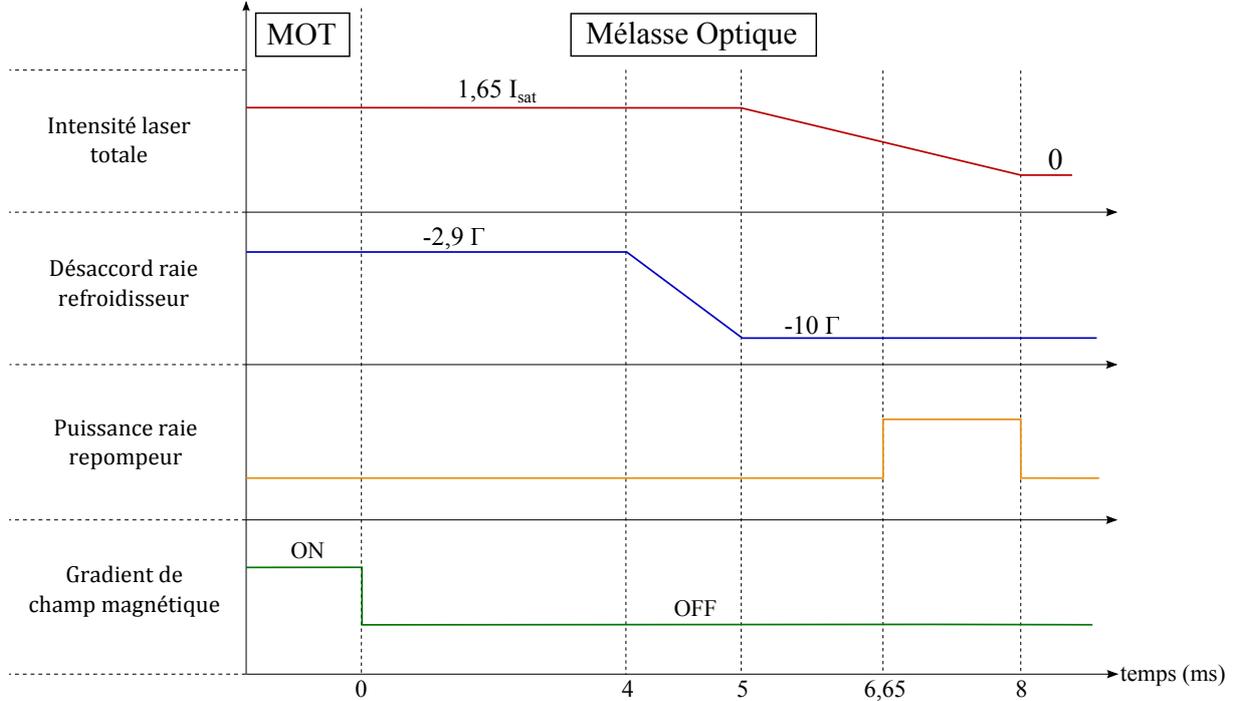


FIGURE III.2 – Séquence de mélasse optique. Le désaccord est donné par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb .

Durant cette étape, le gradient de champ magnétique du PMO est éteint, les faisceaux lasers de refroidissement sont progressivement désaccordés dans le rouge de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et leur intensité est diminuée. Le mécanisme de mélasse optique est basé sur la présence d'un gradient de polarisation des faisceaux lasers, et fonctionne à faible puissance laser [130]. Diminuer la puissance laser permet d'augmenter le temps de pompage optique entre différents sous-niveaux de l'état fondamental. Ainsi, il y a un grand décalage temporel entre le temps de réponse de l'état interne de l'atome et le déplacement spatial de l'atome, ce qui crée une grande force de refroidissement. Comme la polarisation des faisceaux lasers est en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, le déplacement des atomes crée une différence de population entre les différents sous-niveaux de l'état fondamental, même à très basse vitesse. Ceci donne lieu à un déséquilibre entre les pressions de radiations des différents sous-niveaux. La plus basse température atteignable grâce à une mélasse optique est celle de l'énergie de recul à un photon ($v_{\text{rec}} = 5,88 \text{ mm.s}^{-1}$ ce qui donne une température de $T_{\text{rec}} = 360 \text{ nK}$ pour le rubidium). En pratique, la température atteinte dans ce régime correspond à quelques vitesses de recul. Pendant toute l'étape de refroidissement, par piège magnéto-optique puis mélasse optique, les bobines de quantification verticales sont allumées pour annuler complètement le champ magnétique au niveau du nuage d'atomes (*cf.* figure III.8, courbe de gauche), ce qui optimise la température des atomes.

La figure III.2 présente la séquence expérimentale de l'étape de mélasse optique. Sa durée totale est de 8 ms. Tout d'abord, le gradient de champ magnétique est éteint, indiquant le début de la séquence de mélasse optique. Après 4 ms, la fréquence des faisceaux lasers de refroidissement sont désaccordés de $-2,9 \Gamma$ à -10Γ en 1 ms. La tension de commande du VCO

pour un désaccord de -10Γ est $-4,79 \text{ V}$. Puis, l'intensité des faisceaux lasers de refroidissement est progressivement diminuée jusqu'à l'extinction pour atteindre le refroidissement maximal. Une impulsion de repompage, de $6,65 \text{ ms}$ à 8 ms , permet de mettre tous les atomes dans leur état hyperfin de plus haute énergie $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle$.

Caractérisation de la qualité de la préparation des atomes :

En pratique, l'extinction des raies de refroidissement en fin de mélasse n'est jamais parfaite. On peut caractériser la qualité de la préparation des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Pour cela, le nombre d'atomes dans chaque état est mesuré pour déterminer le pourcentage d'atomes, non préparés dans l'état $|F = 2\rangle$, et donc perdus pour la séquence, qui sont dans l'état $|F = 1\rangle$.

Pour mesurer le nombre d'atomes dans $|F = 2\rangle$, on génère un nuage d'atomes froids avec la séquence de refroidissement présentée précédemment (PMO et mélasse optique), puis le nuage d'atomes froids tombe en chute libre pour atteindre la zone de détection, et la séquence de détection expliquée dans la suite permet l'acquisition du signal de fluorescence des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$.

Pour mesurer le nombre d'atomes résiduels dans $|F = 1\rangle$, on ajoute une impulsion du faisceau laser pousseur lors de la chute libre des atomes. Le faisceau pousseur est un faisceau laser résonant qui permet de chasser les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Ainsi, la séquence de détection expliquée dans la suite permet l'acquisition du signal de fluorescence des atomes dans l'état $|F = 1\rangle$.

On obtient deux signaux de détection, correspondant au nombre d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ et dans l'état $|F = 1\rangle$. Comme prévu, on observe que la majorité des atomes à la fin de l'étape de mélasse optique sont dans l'état $|F = 2\rangle$. La proportion d'atomes résiduels dans l'état $|F = 1\rangle$ est de 4% du nombre d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$.

Mesure de la température de la source atomique :



FIGURE III.3 – Photo du système optique de la nappe de lumière.

A la fin de la mélasse optique, une mesure de la température du nuage atomique est effectuée par temps de vol. Cette température est une caractéristique importante de la source atomique.

Elle limite le contraste des franges en sortie d'interféromètre à cause de la sélectivité en vitesse des transitions Raman et à cause du profil d'intensité inhomogène du faisceau laser. Une température faible permet de plus de réduire les effets systématiques dus aux aberrations de front d'onde du faisceau laser Raman [71].

Pour faire cette mesure par temps de vol, une nappe de lumière rectangulaire horizontale est installée au niveau de la détection. Un montage est installé sur les deux hublots disponibles. La sortie d'une fibre optique est placée au foyer objet d'une lentille ($f' = 100$ mm et $\phi = 50$ mm). Puis, une fente horizontale de dimension $0,1 \times 20$ mm² est placée devant le hublot d'entrée, permettant de générer une nappe de lumière de même dimension. Sur le hublot de sortie est installé un miroir de rétro-réflexion. Sur le banc optique espace libre (cf. figure II.8), la fibre optique utilisée pour la nappe de lumière est installée à la place de la fibre effectuant le Raman vertical et la détection. Le faisceau laser de la nappe de lumière est un faisceau laser résonnant avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Le nuage d'atomes traverse la nappe de lumière horizontale et le signal de fluorescence ainsi obtenu dépend de la dispersion temporelle du nuage d'atomes et donc de sa température, par l'équation :

$$T = \frac{g^2 m(\sigma_t^2 - \sigma_{t_0}^2)}{k_B} \quad (\text{III.1})$$

où $m = 1,443 \times 10^{-25}$ kg [117] la masse du ⁸⁷Rb, g l'accélération de pesanteur, $\sigma_{t_0} = 1,1$ ms l'écart-type de la dispersion temporelle initiale du nuage atomique, $k_B \approx 1,38 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹ la constante de Boltzmann.

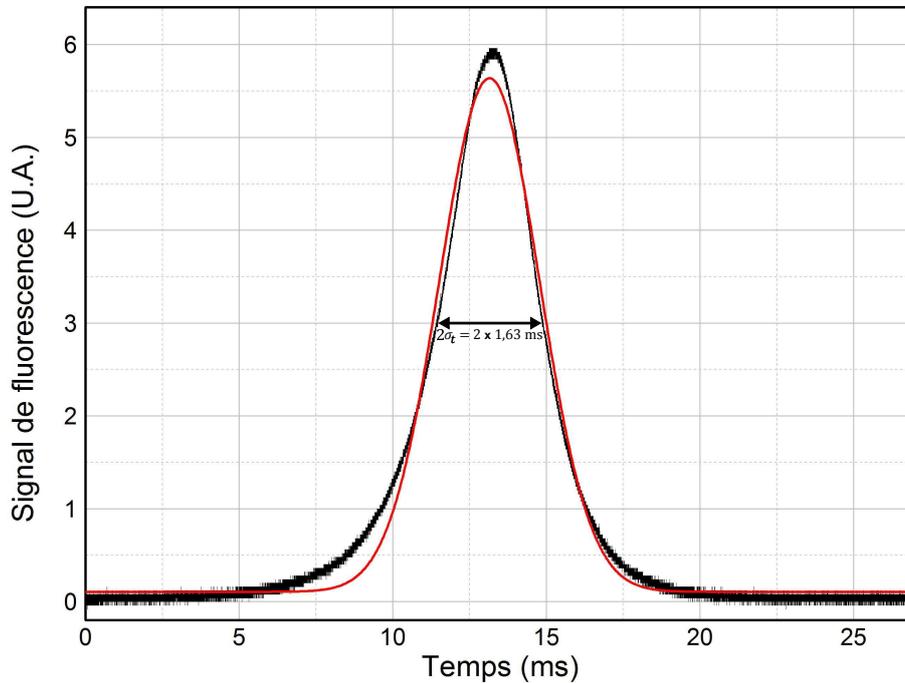


FIGURE III.4 – Signal de temps de vol obtenu après l'étape de mélasse optique et un temps de chute de 190 ms. courbe noire : signal de fluorescence expérimental. courbe rouge : ajustement gaussien. $\sigma_t = 1,63$ ms.

Le signal de temps de vol obtenu pour un chargement du piège magnéto-optique en régime

stationnaire puis une étape de mélasse optique est présentée en figure III.4. La température obtenue est de $2,3 \mu\text{K}$, ce qui est une valeur proche de l'état de l'art ($2,5 \mu\text{K}$ dans [131]).

III.2 Détection

Le signal utile du capteur inertiel est contenu dans le déphasage en sortie de l'interféromètre. Les franges sont reconstruites point à point en mesurant la répartition atomique entre les deux états internes intervenant dans l'interférométrie en sortie de l'interféromètre. Pour le ^{87}Rb , les deux états internes entrant en jeu dans l'interférométrie sont $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$.

III.2.1 Séquence expérimentale

Les deux états internes sont détectés par fluorescence. Un faisceau vertical, de fréquence proche de la résonance de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, induit la fluorescence des atomes. Le faisceau vertical est rétro-réfléchi sur le miroir Raman vertical, et est utilisé à la détection et au repompage. Le signal de fluorescence est collecté perpendiculairement au faisceau de détection par les deux systèmes de détection symétriques présentés dans le chapitre précédent (*cf.* Partie II.6). Ce signal est proportionnel au nombre d'atomes dans l'état interne concerné. La séquence de détection est présentée en figure III.5. Elle est effectuée pendant que les atomes tombent en chute libre.

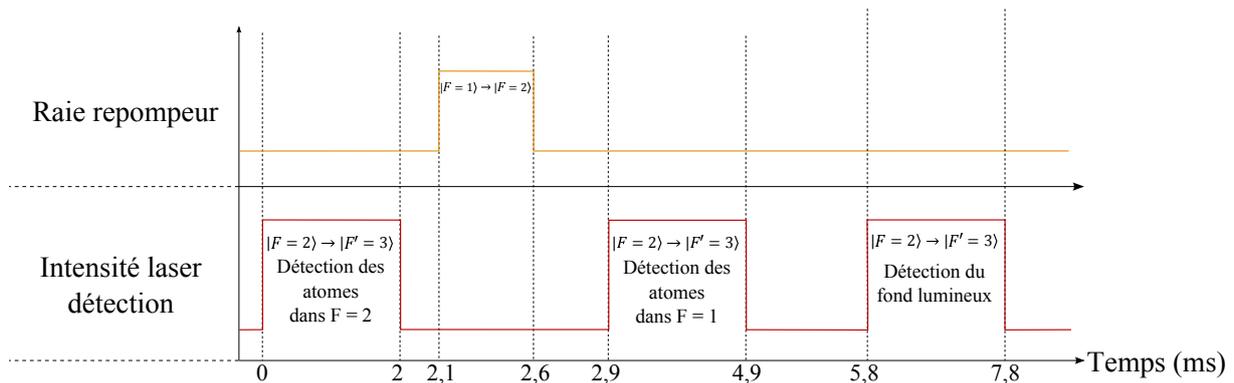


FIGURE III.5 – Séquence de détection.

La séquence se décompose en quatre étapes. Tout d'abord, les atomes de Rubidium sont éclairés avec un faisceau laser dont la fréquence est désaccordée dans le bleu par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, en envoyant une tension de commande au VCO de $-7,79 \text{ V}$. La résonance de la transition est satisfaite initialement pour une tension de commande envoyée au VCO de $-6,575 \text{ V}$. La détection est effectuée par le même faisceau laser que pour le Raman vertical, il passe donc dans un modulateur acousto-optique qui décale la fréquence de 80 MHz . Pour rester à résonance, il faut composer cet écart de fréquence qui correspond à un écart en tension de $1,08 \text{ V}$. La tension de commande à envoyer pour obtenir un faisceau de détection à résonance avec la transition est donc de $-7,655 \text{ V}$. Le faisceau de détection ayant une tension de commande de $-7,79 \text{ V}$, il est désaccordé de $0,135 \text{ V}$ par rapport à la résonance, ce qui correspond à une fréquence désaccordée de $-9,99 \text{ MHz} \approx 0,26 \Gamma$. La fréquence du faisceau de détection est désaccordée dans le bleu afin de chasser les atomes détectés de la zone de détection, pour ne pas perturber le deuxième signal de détection. Le signal de fluorescence mesuré est proportionnel au nombre d'atomes dans l'état interne $|F = 2\rangle$, il provient de la moyenne de l'intégration de chaque signal détecté par les deux photodiodes pendant les $1,9$ premières millisecondes de l'impulsion.

Ensuite, les atomes sont soumis pendant $0,5 \text{ ms}$ à un faisceau laser résonnant avec la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$ afin de repomper les atomes optiquement de l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état

$|F = 2\rangle$). La fréquence de modulation de 6,568 GHz est envoyée sur le modulateur de phase (cf. partie II.2) afin de générer la raie nécessaire au pompage optique. La puissance micro-onde est réglée afin d'éteindre au maximum la porteuse.

La durée et la puissance de l'impulsion de repompage sont réglées expérimentalement pour pomper optiquement tous les atomes vers l'état $|F = 2\rangle$ en évitant de dépeupler le niveau par émission spontanée. En effet, si l'impulsion est trop courte ou de puissance trop faible, tous les atomes ne sont pas pompés vers l'état $|F = 2\rangle$, ils restent dans l'état $|F = 1\rangle$ et ne sont donc pas détectés. D'autre part, si l'impulsion est trop longue ou de puissance trop forte, les atomes initialement dans l'état $|F = 1\rangle$ sont pompés vers l'état $|F = 2\rangle$ puis dépeuplés par émission spontanée, ils sont donc perdus et ne sont pas détectés. Il faut ainsi trouver un compromis entre ces deux effets qui entraîne une perte d'atomes dans $|F = 1\rangle$ à la détection.

Puis, une troisième impulsion laser, identique à la première, permet de détecter les atomes initialement dans $|F = 1\rangle$ et de les chasser de la zone de détection. Le signal de fluorescence est proportionnel au nombre d'atomes initialement dans l'état interne $|F = 1\rangle$ et il provient de la moyenne de l'intégration de chaque signal détecté par les deux photodiodes pendant les 1,9 premières millisecondes de l'impulsion.

Enfin, une quatrième impulsion laser identique à la première est effectuée afin de détecter le fond lumineux du signal de fluorescence provenant de la vapeur d'atomes de rubidium chauds présents dans l'enceinte. Ce dernier signal de fluorescence permet de normaliser les signaux de détection, ce qui rend les signaux de détection indépendants des fluctuations du nombre d'atomes par cycle.

Avec cette séquence de détection, la probabilité de présence dans l'état $|F = 2\rangle$ est donnée par :

$$P = \frac{S_{F=2} - S_{fond}}{S_{F=2} + S_{F=1} - 2S_{fond}} = \frac{N_{F=2}}{N_{F=2} + N_{F=1}} \quad (\text{III.2})$$

où $S_{F=i}$ est le signal de fluorescence correspondant aux atomes dans l'état $|F = i\rangle$. S_{fond} est le signal sans atome froid correspondant à la fluorescence de la vapeur thermique de rubidium dans l'enceinte et à la lumière parasite. $N_{F=i}$ est le nombre d'atomes dans l'état $|F = i\rangle$.

La puissance du faisceau de détection est réglée expérimentalement pour optimiser le bruit de détection. La puissance du faisceau lors de la première impulsion de détection est particulièrement importante. En effet, si l'intensité du laser de détection est grande devant l'intensité de saturation de la transition, une partie des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est transférée dans l'état $|F = 1\rangle$ par émission spontanée et participe au pic de fluorescence des atomes dans l'état $|F = 1\rangle$. Au contraire, si l'intensité du laser de détection est petite devant l'intensité de saturation de la transition, une partie des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ n'est pas poussée hors de la zone de détection et participe au pic de fluorescence des atomes dans $|F = 1\rangle$. L'intensité du faisceau laser est réglée expérimentalement afin de trouver un compromis entre ces deux effets qui se contrebalancent en fonction de l'intensité. La puissance optimisée du faisceau de détection est de 20 mW, ce qui donne une intensité du faisceau de détection de $5,3 \text{ mW/cm}^2$ ($w = 1,3$ cm waist du faisceau Raman vertical / détection). On obtient donc un faisceau de détection avec une intensité légèrement supérieure à l'intensité de saturation de la transition mise en jeu ($I_{sat} = 3,58 \text{ mW/cm}^2$ pour le ^{87}Rb).

Les atomes tombent en chute libre lors de la détection. La durée totale de la séquence de détection est donc limitée par la vitesse des atomes et la surface de collection des photodiodes utilisées pour la détection. La surface de collection des photodiodes dans la direction verticale est

définie comme l'image de la photodiode de 10 mm par le système optique qui a un grandissement de $-1,09$ (cf. partie II.6). Les atomes ayant une vitesse de l'ordre de $1,86 \text{ m.s}^{-1}$ au moment de la détection, ils traversent la zone de détection en 5 ms. La durée totale de la séquence de détection doit donc être inférieure à 5 ms. Comme on peut l'observer sur la figure III.5, on a réussi à optimiser la séquence de détection des atomes dans $|F = 2\rangle$ puis $|F = 1\rangle$ pour obtenir une durée totale de 4,9 ms.

Il faut de plus régler avec précision le début de la première impulsion de détection. En effet, le nuage possède une extension spatiale de 3 mm ($\sigma_t = 1,63 \text{ ms}$ à la fin de la chute libre), il faut prendre en compte cette extension spatiale dans la surface de collection et commencer la détection lorsque l'extrémité du nuage commence à passer devant les photodiodes de détection. La distance parcourue par les atomes pendant la durée de la détection est de 9,1 mm. En prenant en compte l'extension spatiale du nuage, la distance nécessaire pour détecter entièrement les deux états internes $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ est donc inférieure à la distance disponible de 10 mm. Expérimentalement, on règle la séquence de détection pour maximiser les deux pics de fluorescence.

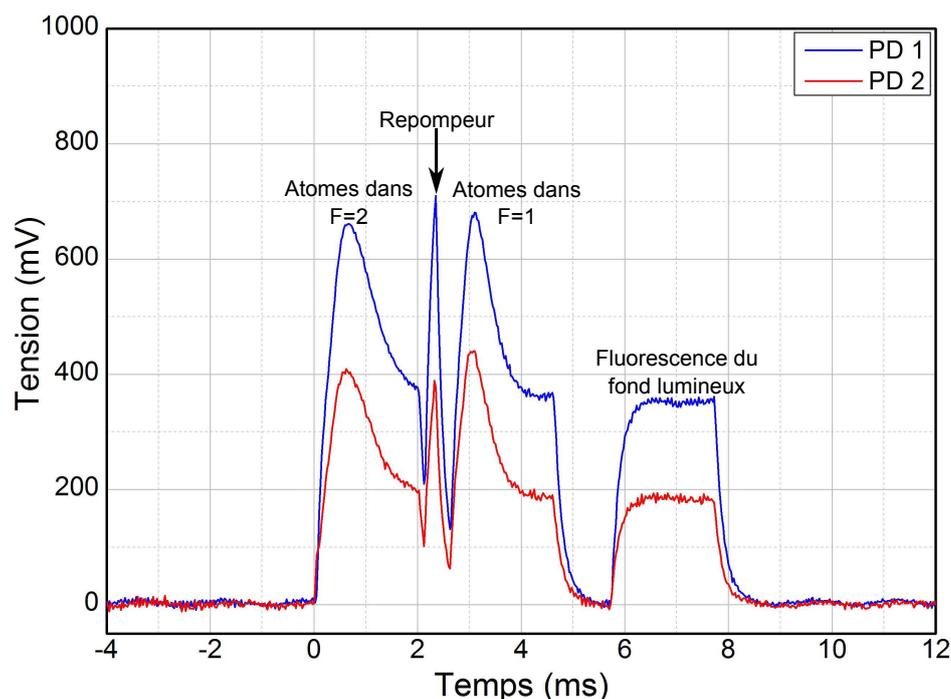


FIGURE III.6 – Courbe expérimentale de détection. PD 1 et PD 2 sont les deux photodiodes de détection installées l'une en face de l'autre pour avoir une détection symétrique.

La figure III.6 montre les courbes obtenues sur les photodiodes de détection. PD 1 et PD 2 sont les deux photodiodes de détection installées l'une en face de l'autre pour avoir une détection symétrique. La différence de zéro ("offset") entre les deux photodiodes provient d'une différence de filtre installé devant les photodiodes afin qu'elles ne voient pas la lumière blanche parasite du laboratoire. Un des filtres est bien moins efficace que l'autre. En faisant des mesures dans le noir, les deux offsets sont égaux. On observe de plus que le premier pic de détection est légèrement plus large que le deuxième pour les deux photodiodes.

III.2.2 Bruit de détection

Le bruit de détection est un élément limitant la sensibilité de mesure des interféromètres, car il se répercute directement sur la grandeur inertielle à mesurer. Il a donc été étudié pour estimer son influence sur la sensibilité de nos mesures.

La séquence effectuée pour étudier le bruit de détection est la suivante. Après l'étape de piégeage et de refroidissement, une étape de sélection Zeeman verticale est effectuée, qui sera détaillée dans la suite du chapitre, pour ne garder que les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Pour cela, une impulsion micro-onde est envoyée dans l'enceinte par l'intermédiaire de l'antenne de la sélection Zeeman. Puis, une impulsion micro-onde $\pi/2$ est effectuée pour transférer 50% des atomes initialement dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Avoir 50 % des atomes dans chaque état permet de simuler la configuration des atomes en sortie d'un interféromètre atomique utilisant des transitions Raman stimulées. En effet, le signal mesuré en sortie d'interféromètre Raman est un système de franges en fonction de la rampe de fréquence appliquée sur la fréquence du laser Raman (*cf.* partie III.4). Le maximum de sensibilité de mesure est obtenu à mi-frange (50 % des atomes dans chaque état interne), et le minimum de sensibilité est obtenu aux extrema des franges (100 % des atomes dans un des états internes).

On mesure donc la probabilité de transition P en sortie d'interféromètre à mi-frange (avec l'impulsion $\pi/2$ micro-onde), on étudie donc le bruit de détection dans la même situation. On effectue une impulsion micro-onde pour s'affranchir des sources de bruits propres à l'interféromètre Raman, comme par exemple le bruit provenant des lasers Raman. On étudie le bruit de détection sur 100 cycles. On suppose que le bruit micro-onde de l'impulsion Zeeman utilisée varie faiblement pendant cette durée, ce qui nous permet de ne mesurer que le bruit propre à la détection à court terme.

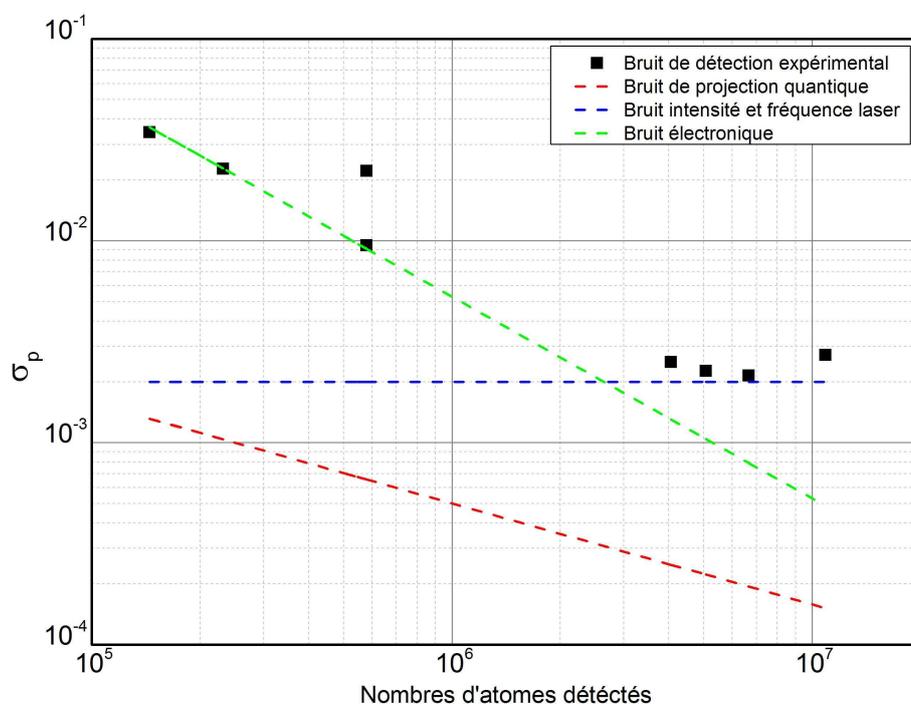


FIGURE III.7 – Mesure du bruit de détection en fonction du nombre d'atomes détectés et contributions des différentes sources de bruit.

On mesure l'écart-type σ_P sur 100 cycles de la probabilité de transition des atomes de l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ en fonction du nombre d'atomes détectés. Le nombre d'atomes détectés a été estimé à partir du signal de fluorescence du PMO en faisant l'hypothèse que la moitié des atomes sont détectés après la sélection Zeeman (à cause des pertes dues aux collisions avec les particules parasites présentes dans l'enceinte). On modifie le nombre d'atomes en changeant le courant dans le dispenser.

A partir de la courbe expérimentale obtenue en figure III.7, il est possible de séparer la contribution des différents bruits en fonction de leur dépendance aux nombre d'atomes détectés. On utilise la formule suivant dans l'ajustement non-linéaire, en se limitant à ces trois termes :

$$\sigma_P = \sqrt{A^2 + \left(\frac{B}{\sqrt{N_{atomes}}}\right)^2 + \left(\frac{C}{N_{atomes}}\right)^2} \quad (\text{III.3})$$

où $A = 0,002$, $B = 0,5$, $C = 5,3.10^3$, N_{atomes} le nombre d'atomes détectés.

On sait que le seul bruit variant en $\frac{1}{\sqrt{N_{atomes}}}$ est le bruit de projection quantique, décrivant la limite ultime atteignable par le bruit du système de détection. On suppose que le seul bruit présent dans notre expérience qui est indépendant du nombre d'atomes est le bruit d'intensité et de fréquence laser, et que le seul bruit présent dans notre expérience qui varie en $\frac{1}{N_{atomes}}$ est le bruit électronique.

On observe qu'à faible nombre d'atomes, le bruit de détection est limité par le bruit électronique. A grand nombre d'atomes, il est limité par le bruit technique du système (bruit d'intensité et de fréquence du laser de détection).

Pour les mesures de grandeurs inertielles, le nuage d'atomes contient environ 10^8 atomes. Le nombre d'atomes détectés est donc de l'ordre de 5.10^6 atomes et on obtient un bruit de détection de $2.10^{-3} = 0,2\%$. Cela donne une sensibilité sur la mesure d'accélération de σ_{acc} :

$$\sigma_{acc} = \frac{2\sigma_P}{Ck_{eff}T^2} \quad (\text{III.4})$$

où C est le contraste du système de frange en sortie d'interféromètre, k_{eff} est le vecteur d'onde effectif, T est le temps entre deux impulsions Raman.

Pour un contraste de $C = 30\%$, un temps maximal de $T = 90$ ms et une sensibilité maximale de $\sigma_P = 2.10^{-3}$, on trouve une sensibilité sur la mesure d'accélération de $\sigma_{acc} = 10^{-7} m.s^{-2} = 10^{-8} g$. Les mesures effectuées dans la suite de cette thèse sont une mesure de l'accélération de pesanteur verticale, une mesure de la composante verticale du gradient de gravité, ainsi qu'une mesure d'accélération horizontale. La mesure la plus critique en terme de résolution est celle de la composante verticale du gradient de gravité (*cf.* Chapitre IV). Ce gradient vaut $\Gamma_{zz} = 3.10^{-7} g/m = 3.10^{-9} g/cm$. On aura environ 10 cm de séparation spatiale, ce qui oblige la résolution de la mesure à être meilleure que $3.10^{-8} g$. Notre système de détection permet d'obtenir une résolution suffisante pour mesurer la composante verticale du gradient de gravité.

III.3 Séquence pour l'interférométrie verticale

Le piégeage, le refroidissement et la détection sont communs à la mesure de toutes les composantes inertielles. La suite présente les éléments nécessaires à l'interférométrie verticale. Tout d'abord, la préparation de l'état quantique des atomes pour l'interférométrie verticale est présentée, puis les impulsions Raman verticales utilisées pour la mesure de l'accélération de pesanteur et de la composante verticale du gradient de gravité sont caractérisées.

III.3.1 Préparation de l'état quantique des atomes

Après l'étape de mélasse optique et avant la séquence d'interférométrie, les atomes sont sélectionnés dans un état insensible au champ magnétique au premier ordre. Cela permet d'éviter une perte de contraste due à tous les effets parasites qui entraînent une différence de déphasage dépendant de l'état quantique des atomes. Nous avons opté pour une sélection Zeeman micro-onde des atomes dans l'état hyperfin fondamental $5^2S_{1/2} |F = 1, m_F = 0\rangle$.

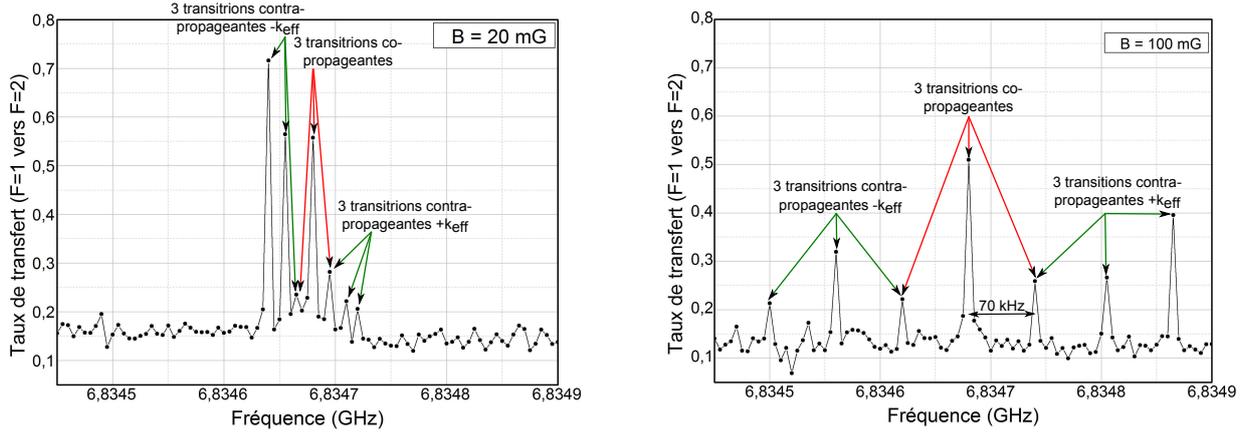


FIGURE III.8 – Spectroscopie Zeeman des transitions hyperfines. A gauche : spectre Zeeman avec les bobines de quantification verticales éteintes. On observe que le champ ressenti par les atomes n'est pas nul (les transitions sont séparées de 15 kHz, le champ vaut $B = 20$ mG). Un courant est appliqué dans les bobines de quantification verticales pendant l'étape de refroidissement et de mélasse optique pour obtenir un champ nul au niveau du PMO et pour obtenir des niveaux d'énergie dégénérés. A droite : spectre Zeeman en présence d'un champ de quantification vertical d'environ 100 mG pour l'interférométrie atomique, les transitions sont séparées de 70 kHz.

La sélection se déroule en trois étapes. A la fin de la mélasse optique, les atomes sont répartis de manière à peu près équiprobable entre tous les sous-niveaux Zeeman du niveau hyperfin de plus haute énergie de l'état fondamental $5^2S_{1/2} |F = 2, m_F = -2, -1, 0, 1, 2\rangle$.

La première étape est l'allumage des bobines de quantification verticales décrites dans le chapitre précédent (*cf.* partie II.5) pour générer le champ magnétique directeur. Le champ magnétique doit être généré dans la direction des faisceaux Raman utilisés lors de l'interférométrie atomique. Ici, les bobines de quantification créent un champ magnétique vertical d'environ 100 mG, ce qui lève la dégénérescence des sous-niveaux hyperfins. Ce champ magnétique engendre un écart en fréquence de ± 70 kHz entre les transitions hyperfines $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ (700 kHz/G). Cette levée de dégénérescence est visible sur la figure III.8. La figure présente les différents sous-niveaux Zeeman mis en jeu lors de la sélection. L'impulsion micro-onde est réalisée à l'aide d'une source radiofréquence accordée sur la transition horloge à 6,834682611 GHz pour le ^{87}Rb (puissance de 19,5 dBm) rayonnée par une antenne placée près d'un hublot de l'enceinte à vide. Le logiciel de pilotage permet de changer la fréquence de l'impulsion à chaque cycle pour obtenir une spectroscopie Zeeman des niveaux hyperfins. La spectroscopie Zeeman en absence de champ magnétique directeur montre des sous-niveaux Zeeman presque dégénérés, ce qui indique la présence d'un champ magnétique résiduel. Ce spectre permet de choisir le courant à appliquer dans les bobines de quantification verticales pour annuler le champ magnétique résiduel pendant l'étape de refroidissement des atomes. La spectroscopie Zeeman en présence du champ magnétique directeur vertical montre

un écart de fréquence de 70 kHz entre les différentes transitions Zeeman, ce qui correspond au champ magnétique de 100 mG généré dans la zone d'expérimentation.

La deuxième étape de la sélection Zeeman consiste à envoyer une impulsion micro-onde π à résonance permet de transférer tous les atomes initialement dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers le sous-niveau $|F = 1, m_F = 0\rangle$. La durée de la condition π est déterminée en étudiant la probabilité de transition des atomes en fonction de la durée de l'impulsion micro-onde (figure III.9). La fréquence de l'impulsion est réglée à résonance sur 6,834682611 GHz. Un interrupteur ("switch") piloté par TTL par le séquenceur permet de réaliser ou non une impulsion micro-onde de durée contrôlée. La condition π est satisfaite pour une durée d'impulsion micro-onde de 220 μs . On observe que le contraste des oscillations sinusoïdales est légèrement atténué lorsqu'on augmente la durée de l'impulsion micro-onde.

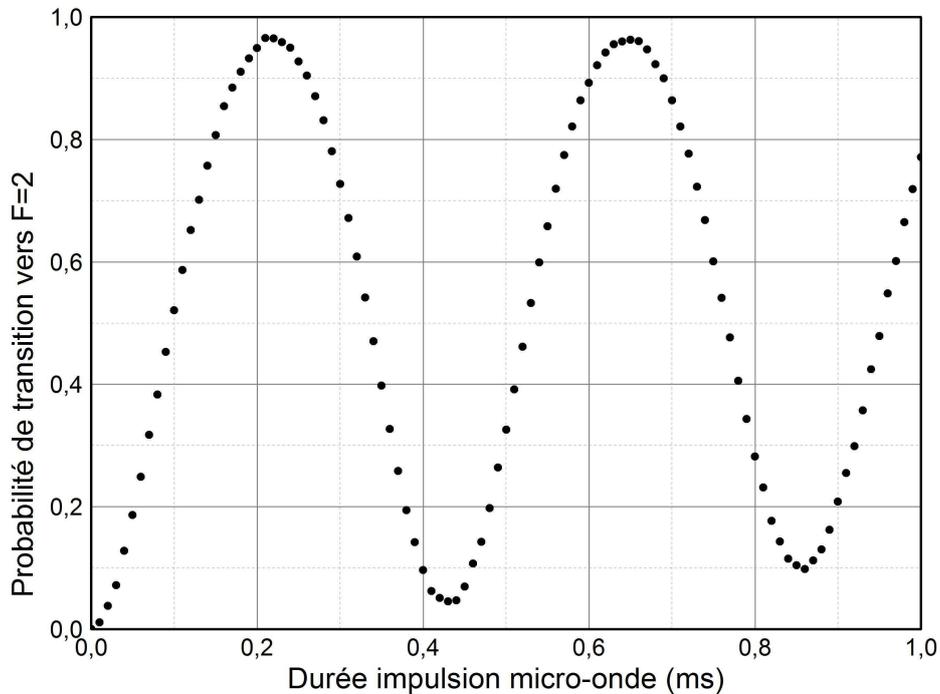


FIGURE III.9 – Probabilité de transition de $|F = 1\rangle$ vers $|F = 2\rangle$ en fonction de la durée de l'impulsion Zeeman. La probabilité de transition maximale est obtenue pour une impulsion de 220 μs . Pour obtenir un signal normalisé, une première impulsion micro-onde π est effectuée, puis une impulsion pousseur est envoyée afin de garder seulement les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Puis, une deuxième impulsion micro-onde est effectuée avec une durée variable.

Pour finir l'étape de sélection Zeeman, le faisceau pousseur est allumé : une impulsion laser résonnante avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ est envoyée pour expulser de la zone d'expérience les atomes restés dans l'état $|F = 2\rangle$. Ainsi, seuls les atomes sélectionnés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ participeront à l'interféromètre. La puissance et la durée de l'impulsion pousseur ont été réglées afin d'optimiser la qualité de la sélection : il ne faut plus d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, mais il ne faut pas expulser les atomes étant dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

La figure III.10 regroupe la séquence totale de la sélection Zeeman. A la fin de la mélasse

optique, la fréquence du laser est désaccordée de -10Γ . On allume le champ magnétique directeur vertical à la fin de la mélasse optique. Puis, après $1,6 \text{ ms}$ de chute libre, une impulsion π micro-onde à $6,834682611 \text{ GHz}$ de $220 \mu\text{s}$ est effectuée. Pendant ce temps-là, la fréquence laser est ramenée à résonance en 1 ms . Une fois la fréquence réglée, c'est-à-dire $780 \mu\text{s}$ après l'impulsion micro-onde, le faisceau laser pousseur est allumé pendant $1,3 \text{ ms}$ pour finaliser la séquence de sélection Zeeman.

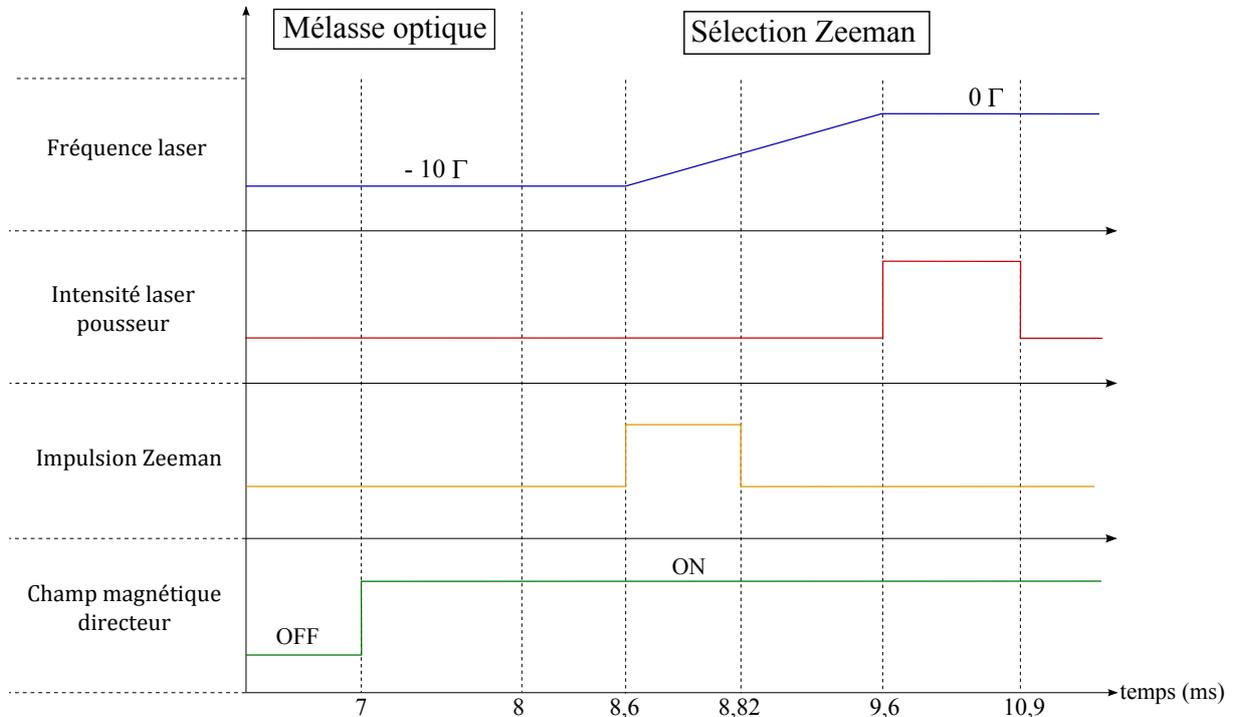


FIGURE III.10 – Séquence de la sélection Zeeman. Le désaccord est donné par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. La valeur du champ magnétique directeur est position "OFF" annule le champ magnétique à l'intérieur de l'enceinte pour l'étape de refroidissement. La valeur en position "ON" est d'environ 100 mG .

La qualité de cette sélection Zeeman a été caractérisée grâce à la séquence de détection expliquée précédemment en terme du nombre d'atomes présents dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Les atomes étaient initialement répartis équitablement dans les sous-niveaux $|F = 2, m_F = -2, -1, 0, 1, 2\rangle$ et seuls les atomes dans le sous-niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$ ont été transféré vers l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Le nombre d'atomes sélectionnés est donc au maximum un cinquième des atomes froids présents en fin de mélasse optique. En détectant les atomes à la fin de la sélection Zeeman, le rapport $1/5$ a été vérifié. De plus, le résidu d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ a aussi pu être détecté, il ne dépasse pas 5% des atomes dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Ces atomes sont probablement dépeuplés par émission spontanée lors de l'impulsion pousseur, ou non poussés par l'impulsion. Ce faible résidu est néanmoins négligeable et n'aura pas d'influence significative sur le contraste en sortie d'interféromètre.

III.3.2 Transitions Raman stimulées suivant l'axe vertical

La mesure de grandeurs inertielles par interférométrie atomique est basée sur l'utilisation de transitions Raman stimulées. La mesure d'accélération de pesanteur ainsi que de la composante verticale du gradient de gravité sont effectuées par ces faisceaux lasers Raman verticaux. Pour réaliser un interféromètre atomique sensible à l'accélération, les deux faisceaux lasers Raman doivent être contra-propageants. La polarisation et la durée des faisceaux lasers Raman sont expliquées, puis les paramètres expérimentaux utilisés sont décrits.

Polarisation des faisceaux Raman verticaux

Pour notre interféromètre vertical, nous voulons exciter la transition $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$. Pour cette séquence un champ magnétique vertical de quantification de 100 mG est allumé. Il lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman et maintient la polarisation des atomes. Les faisceaux lasers Raman se propagent le long de cet axe de quantification. A cause des règles de sélection des transitions dipolaires électriques et des coefficients de Clebsch-Gordan associés, seuls les couples de polarisation $(\sigma+; \sigma+)$, $(\sigma-; \sigma-)$ et $lin \perp lin$ peuvent exciter la transition Raman $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$. Nous avons choisi le couple de polarisation $lin \perp lin$ pour lequel seules les transitions contra-propageantes sont permises alors que les transitions co-propageantes sont interdites [124]. En configuration $lin \perp lin$, les règles de sélection sont $\Delta m_F = 0, \pm 2$. Le désaccord du laser Raman est d'environ 1 GHz, grand devant la largeur naturelle du niveau excité $5P_{3/2}$ ($\Gamma = 2.\pi.6$ MHz) [117]. Ce désaccord entraîne que seule la transition pour laquelle $\Delta m_F = 0$ est excitée [124]. De plus, la levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman par le champ magnétique de quantification induit que les transitions Raman ne sont résonnantes que pour des atomes se trouvant dans les sous-niveaux $m_F = 0$. Ainsi, avec des faisceaux contra-propageants en configuration $lin \perp lin$ se propageant le long du champ magnétique de quantification, nous ne pouvons exciter que la transition $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$.

Le montage expérimental a été décrit précisément dans la partie II.3.1. Le faisceau laser Raman possède une polarisation rectiligne à l'entrée de l'enceinte. Le faisceau laser rétro-réfléchi possède une polarisation rectiligne perpendiculaire à la précédente, réglée à l'aide d'une lame $\lambda/4$ en double passage placée devant le miroir de rétro-réflexion. La configuration de la polarisation des faisceaux Raman obtenue est donc bien $lin \perp lin$.

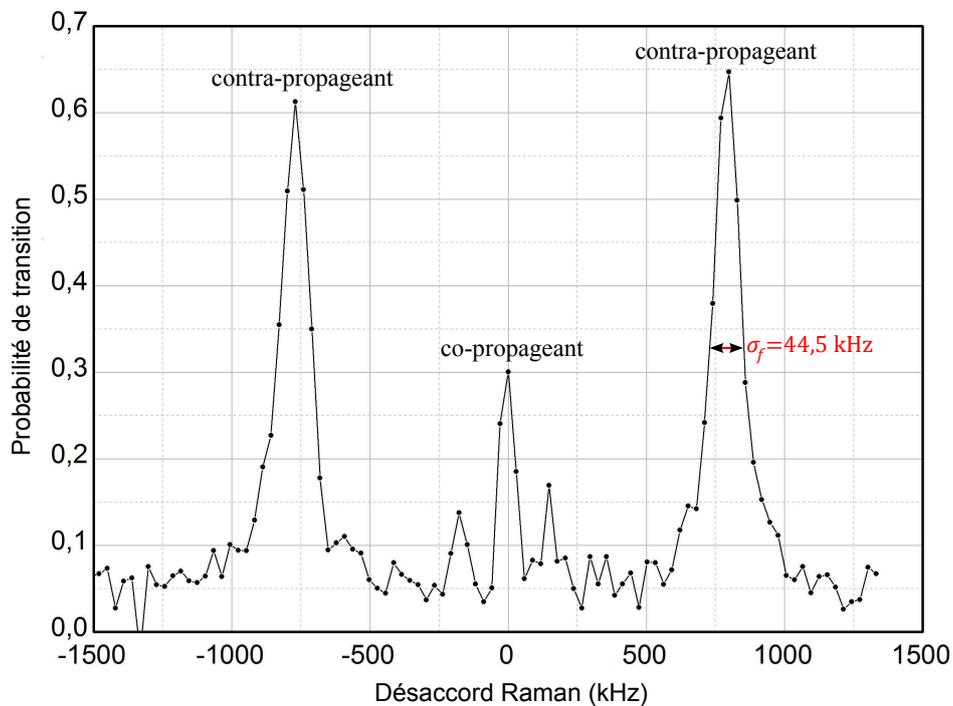


FIGURE III.11 – Spectroscopie Raman avec une impulsion de $50 \mu s$ après 30 ms de chute libre.

Une spectroscopie Raman est effectuée pour étudier les transitions. La figure III.11 montre la probabilité de transition en fonction du désaccord de la fréquence des faisceaux lasers Raman par

rapport à la fréquence de résonance de la transition à deux photons. Pour effectuer ce spectre, une impulsion Raman de durée $50 \mu\text{s}$ est réalisée après 30 ms de chute. Le désaccord de fréquence entre les faisceaux lasers Raman est incrémenté d'un cycle à l'autre.

On observe la levée de dégénérescence des transitions par effet Doppler via la chute libre des atomes dans le champ de pesanteur, ainsi que les deux transitions contra-propageantes. On observe aussi la transition co-propageante, normalement interdite dans la configuration de polarisation $lin \perp lin$. Sa présence vient des défauts de polarisation des faisceaux lasers Raman et est très peu sensible à l'effet Doppler. Les transitions contra-propageantes sont très sensibles à l'effet Doppler et sont désaccordées de $\pm k_{eff}v/2\pi = \pm 760 \text{ kHz}$ par rapport à la fréquence de la transition hyperfine. On fait l'hypothèse que la largeur des raies n'est ici pas limitée par la largeur spectrale de l'impulsion Raman mais par la distribution de vitesse des atomes. L'ajustement avec une fonction gaussienne d'une des raies permet d'estimer l'écart-type de cette distribution de vitesse et donc d'estimer la température du nuage d'atomes. L'écart-type de la distribution de fréquence d'une raie contra-propageante est $\sigma_f = 44,5 \text{ kHz}$, ce qui correspond à un écart-type de la distribution de vitesse de $\sigma_v = 2\pi\sigma_f/k_{eff} = 1,7 \text{ cm/s}$. Cela conduit à une température du nuage d'environ $2,9 \mu\text{K}$, ce qui confirme la mesure réalisée par temps de vol dans la partie précédente. L'écart entre les deux mesures peut être expliqué par le fait qu'une impulsion Raman de $50 \mu\text{s}$ n'est pas suffisamment longue, elle peut être limitée par la largeur spectrale de l'impulsion Raman.

Oscillations de Rabi des transitions contra-propageantes

Pour réaliser les interféromètres atomiques voulus, il faut disposer d'impulsion laser Raman $\pi/2$ pour créer la séparatrice atomique et π pour créer le miroir atomique. Pour cela, la probabilité de transition est étudiée en fonction de la durée de l'impulsion Raman. Nous obtenons les oscillations de Rabi présentées en figure III.12. Il a été montré dans le chapitre I que les transitions Raman stimulées sont équivalentes à un couplage par un laser d'un système effectif à deux niveaux. Ce couplage est donc traduit par une pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , la probabilité de transition varie de façon sinusoidale avec la durée de l'impulsion Raman. Nous obtenons la condition π pour une durée d'impulsion Raman de $13 \mu\text{s}$.

Les oscillations de Rabi sont tracées pour différents temps de chute libre. Les temps de chute libre des atomes avant les différentes impulsions Raman sont de 4 ms, 90 ms, et 180 ms (*cf.* figure III.12). Le temps de chute libre de 4 ms avant l'impulsion Raman est le temps minimal de chute libre réalisable avec la séquence expérimentale. En effet, pendant la chute libre des atomes, on doit effectuer la sélection Zeeman puis le saut de fréquence Raman avant de pouvoir réaliser la première impulsion Raman. La séquence optimisée dure 4 ms.

Deux limitations expérimentales viennent atténuer la visibilité des oscillations de Rabi au fur et à mesure que la durée de l'impulsion Raman augmente. La pulsation de Rabi dépend de la vitesse des atomes, qui n'est pas homogène au sein du nuage. Il possède une distribution de vitesse. De plus, la pulsation de Rabi dépend de l'intensité des faisceaux lasers Raman, qui ont un profil d'intensité gaussien et non constant. Ainsi, ces phénomènes de décohérence sur l'ensemble du nuage entraînent des inhomogénéités spatiales de la pulsation de Rabi [115]. Pour limiter ces phénomènes d'inhomogénéité de pulsation de Rabi, il est nécessaire d'avoir une source atomique froide et ponctuelle, ainsi qu'un faisceau laser Raman de grande taille transverse (profil d'intensité constant sur la zone du nuage).

On observe aussi que les pulsations de Rabi ne sont pas identiques pour les différents temps de chute libre. En effet, lors de leur chute libre, le nuage atomique s'étend. Sa taille s'agrandit, donc des endroits du faisceau Raman de plus faible intensité laser sont sondés par les atomes. De plus, plus le nuage s'étend, moins le transfert est efficace est plus la période des oscillations de Rabi est grande.

Une autre source de décohérence pour le nuage d'atome provient des pertes par émission spontanée, pendant l'impulsion Raman ou par des résidus de lumière entre les impulsions [107]. L'émission spontanée pendant les impulsions Raman est réduite en désaccordant le faisceau laser

Raman de la résonance de la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Connaissant les taux d'émission spontanée, le désaccord et les rapports entre les raies Raman, on peut effectuer un calcul qualitatif des pertes par émission spontanée : $ES \propto 1/R\Delta$ (ES : émission spontanée, R : rapport des intensités des raies Raman, Δ : désaccord Raman). Pendant une impulsion π , ces pertes sont estimées à 2 % pour un désaccord Raman de 956 MHz et un rapport de raie de $1/R = I_1/I_2=0,57$, qui est le rapport de raies annulant le déplacement lumineux à un photon. Elles sont donc faibles mais pas entièrement négligeables. En revanche, la décohérence induite par l'émission spontanée provenant des résidus de lumière entre les impulsions est totalement négligeable : les interrupteurs mécaniques installés sur le banc d'optique espace libre permettent d'obtenir des excellents taux d'extinction des faisceaux.

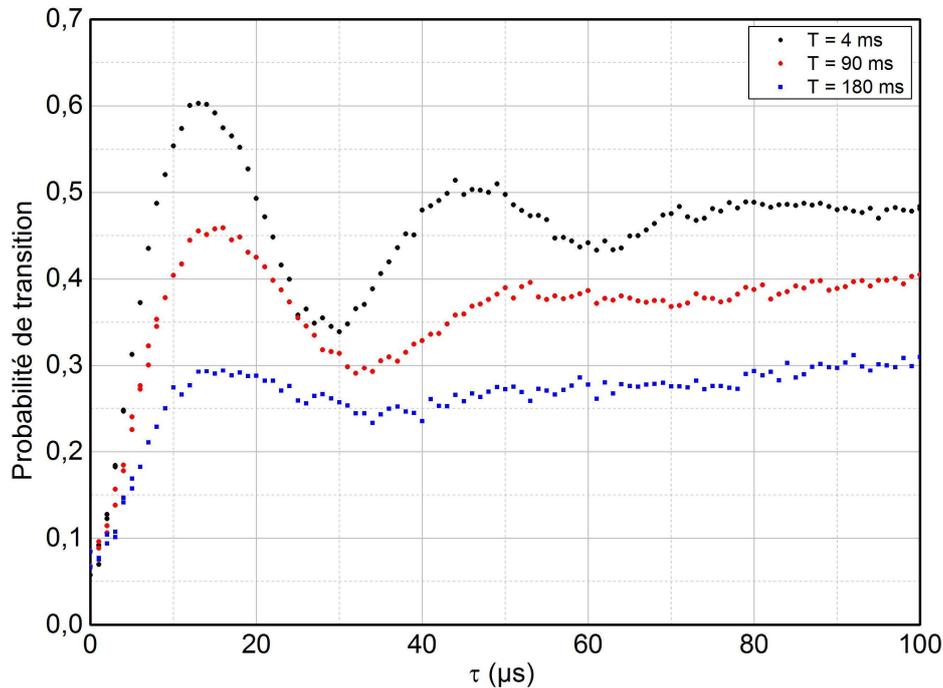


FIGURE III.12 – Oscillations de Rabi entre les niveaux hyperfins du ^{87}Rb $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ obtenues avec une impulsion Raman contra-propageante désaccordée de 1 GHz, après différents temps de chute libre ($T = 4\text{ms}$, 90 ms, 180 ms). La condition π vaut $13 \mu\text{s}$.

Ajustement des paramètres expérimentaux

Plusieurs paramètres expérimentaux sur les faisceaux lasers Raman doivent être réglés afin de minimiser les biais sur les mesures verticales et optimiser le contraste des franges.

- Une rampe de fréquence α est appliquée sur la fréquence Raman afin de compenser l'effet Doppler lors de la chute libre et d'avoir une transition Raman stimulée toujours en résonance avec les atomes. Cette rampe est d'environ 25 MHz/s. Pour optimiser le contraste des franges d'interférence, il faut que l'instant de départ de la rampe coïncide avec l'instant de début de la chute libre des atomes pour compenser exactement l'effet Doppler.

- Le déplacement lumineux différentiel est une source de biais intrinsèque à la technique de mesure par interférométrie atomique. Il est dû à l'effet Stark AC lors de l'interaction entre

un atome et les faisceaux lasers Raman. Il déplace les des deux états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ de la transition Raman de façon différente. Les faisceaux lasers Raman ne sont donc plus à résonance avec la fréquence horloge $\omega_G = 6,834682611$ GHz, ce qui entraîne un biais de phase en sortie de l'interféromètre. Le déplacement lumineux différentiel possède deux composantes : une due à la transition à un photon $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, et une due à la transition à deux photons $5S_{1/2} |F = 1\rangle \rightarrow 5S_{1/2} |F = 2\rangle$.

Déplacement lumineux différentiel à un photon

La technique de génération des faisceaux lasers Raman par modulation de phase entraîne la génération d'une multitude de raies Raman [3]. Le faisceau laser contient alors différentes composantes spectrales issues de la modulation de phase de la fréquence de la porteuse. On peut calculer précisément le déplacement lumineux différentiel à un photon de chaque niveau hyperfin en étudiant tous les couplages possibles avec les règles de sélection [124, 132].

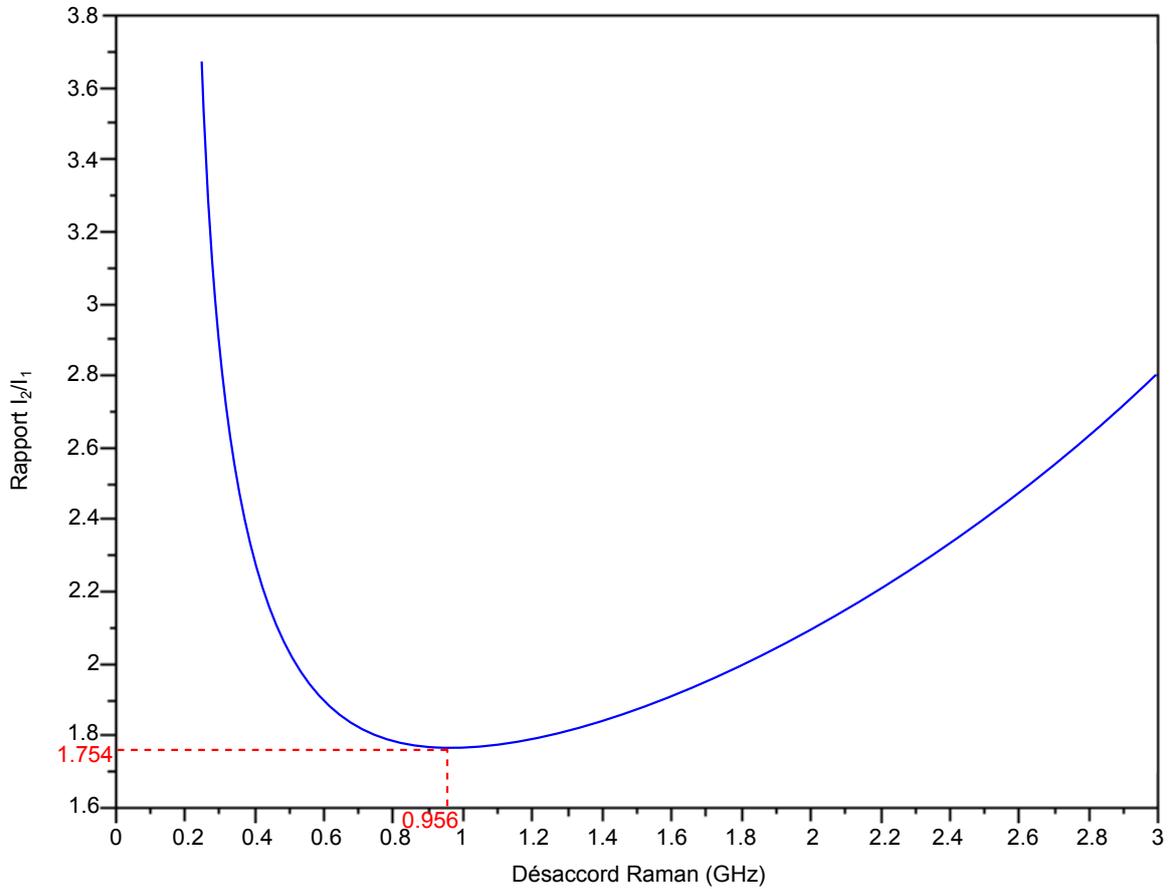


FIGURE III.13 – Rapport d'intensité des raies Raman I_2/I_1 annulant le déplacement lumineux différentiel à un photon en fonction du désaccord Raman par rapport à la transition $|F = 2\rangle \Rightarrow |F' = 3\rangle$.

Ces déplacements lumineux différentiels à un photon dépendent de l'intensité laser totale et du rapport d'intensité entre les différentes composantes spectrales. Il est possible de jouer sur ces paramètres afin d'annuler le décalage de fréquence par rapport à la résonance de la transition Raman, et donc d'annuler le biais de phase en sortie d'interféromètre. Le déplacement lumineux à un photon s'annule pour un rapport d'intensité exprimé de façon approchée par la fonction :

$$R\left(x = \frac{\Delta}{\omega_G}\right) = \frac{I_2}{I_1} = \frac{(1+x)(x+\epsilon)}{(1-x)(1-\epsilon)} \quad (\text{III.5})$$

où I_i l'intensité de la raie i Raman, Δ le désaccord Raman, $\omega_G = 6,834682611$ GHz la fréquence horloge de la transition, $\epsilon = 2\%$ pour le Rubidium 87 [132].

Le rapport d'intensité entre l'ordre de modulation $+1$ (I_1) et la porteuse (I_2) qui annule le déplacement lumineux différentiel à un photon en fonction de la valeur du désaccord Raman est présenté en figure III.13. Pour un désaccord Raman de 956 MHz, le rapport d'intensité I_2/I_1 qui annule le déplacement lumineux à un photon est de 1,768. (ou $I_1/I_2 = 0,57$).

Déplacement lumineux différentiel à deux photons

Le déplacement lumineux différentiel à deux photons peut être minimisé en augmentant la vitesse du nuage d'atomes avant la première impulsion Raman et en augmentant la durée d'interférométrie. Il sera étudié en détail pour la mesure du gradient vertical de gravité dans le chapitre IV.

- Pour générer les transitions Raman contra-propageantes, un faisceau laser rétro-réfléchi modulé en phase est utilisé. La paire Raman est générée en injectant la fréquence hyperfine horloge $\omega_G = 6,834$ GHz de la transition directement dans le modulateur de phase. L'utilisation d'un modulateur de phase entraîne l'apparition d'autres raies Raman, parasites, qui introduisent un biais de phase sur les mesures. Pour un interféromètre Mach-Zehnder, il est possible d'annuler le déphasage introduit par ces raies Raman supplémentaires en choisissant la vitesse des atomes au moment de la première impulsion Raman ainsi que le temps d'interférométrie [133]. L'étude de ces raies parasites pour un interféromètre atomique double-boucle sera réalisée dans le chapitre IV.

III.4 Validation du dispositif par la mesure de l'accélération verticale

Les différentes parties nécessaires à l'interférométrie atomique étant décrites (source atomique, transitions Raman, détection), un interféromètre de type Mach-Zehnder est mis en place pour valider l'ensemble du dispositif expérimental par une mesure de l'accélération verticale.

III.4.1 Franges gravimétriques

L'interféromètre de type Mach-Zehnder, étudié dans le chapitre I, est réalisé par une succession de trois impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$. La première est effectuée après un temps de chute libre initial t_0 , ensuite chaque impulsion est séparée d'un temps T . La probabilité de transition détectée varie en cosinus en fonction du déphasage en sortie d'interféromètre, et décrit des franges gravimétriques (figure III.14). Les valeurs du déphasage dépendent de la valeur de T , sauf lorsque la rampe α compense exactement l'accélération de pesanteur. En effet, lorsque la rampe de fréquence α compense exactement l'accélération de pesanteur, le déphasage en sortie de l'interféromètre est nul quel que soit le temps d'interférométrie. Ainsi, en traçant les franges gravimétriques pour différents temps d'interférométrie T , il est possible de repérer la frange centrale qui correspond à la valeur d'accélération de pesanteur.

Le temps de cycle pour les mesures d'accélération de pesanteur vaut $T_c = 600$ ms. La valeur de rampe de fréquence compensant l'accélération de pesanteur vaut environ 25,143 MHz. Cela donne une première mesure d'accélération de pesanteur de $g = 9,7903 \text{ m.s}^{-2} \pm 0,0015 \text{ m.s}^{-2}$.

Le contraste a ensuite été optimisé pour le temps maximal d'interférométrie $T = 90$ ms, ce qui minimise le biais de phase introduit par le déplacement lumineux à deux photons. Pour cela, l'instant de départ de la rampe de fréquence α est finement optimisé pour améliorer le contraste des franges gravimétriques pour les deux paires Raman disponibles ($\pm k_{eff}$). Les oscillations de Rabi sont étudiées pour les trois impulsions Raman (figure III.12) afin de régler précisément leur durée $\tau - 2\tau - \tau$. On arrive à obtenir un contraste de 16% pour $\tau = 12 \mu\text{s}$.

La mesure a ensuite été optimisée pour améliorer l'exactitude et la sensibilité de la mesure d'accélération de pesanteur.

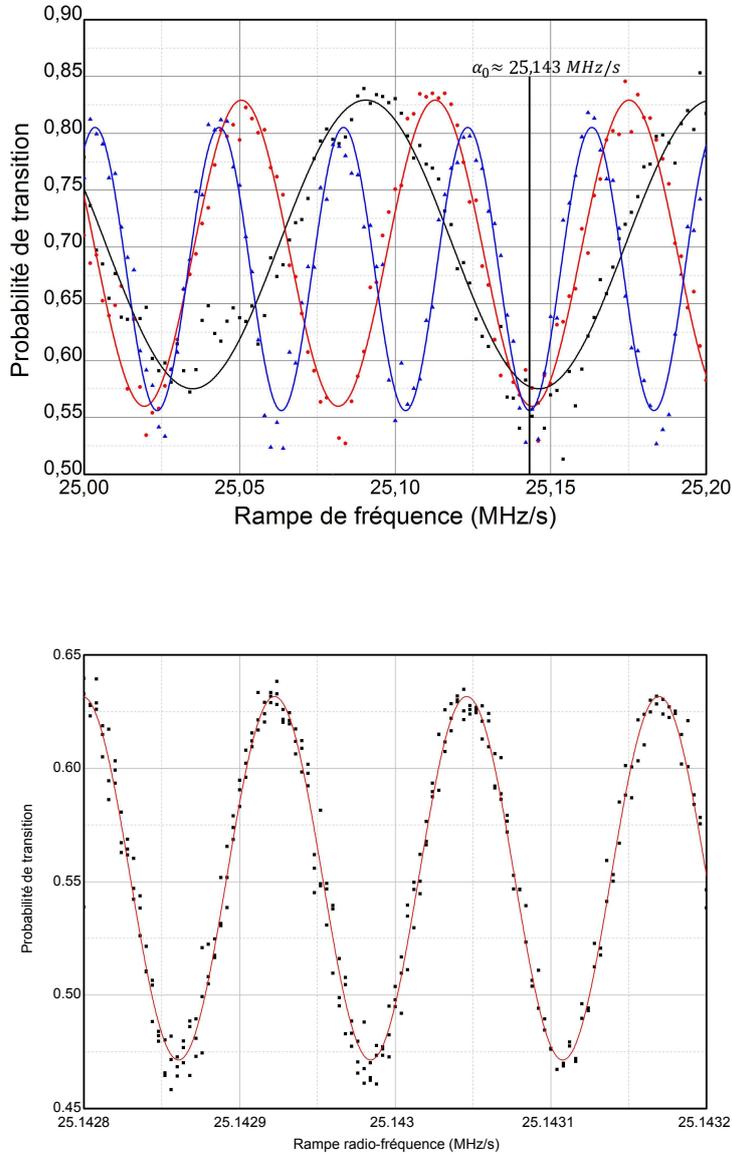


FIGURE III.14 – Figure du haut : Probabilité de transition en fonction de la valeur de la rampe de fréquence α , tracée pour différents temps d'interférométrie. Courbe noire : $T = 3$ ms, courbe rouge : $T = 4$ ms, courbe bleue : $T = 5$ ms. Courbes en pointillés : points expérimentaux. Courbes lignes : ajustement sinusoïdal. Figure du bas : Franges d'interférences atomiques obtenues pour $T = 90$ ms. Points noirs : courbe expérimentale. Courbe rouge : ajustement sinusoïdal.

III.4.2 Optimisation de la mesure

Mesure par *Fringe Locking Method (FLM)*

La méthode FLM est utilisée pour améliorer la sensibilité de la mesure [72]. L'idée est de fixer la rampe de fréquence au niveau de la frange centrale et d'étudier les variations de probabilité de transition coup à coup afin d'estimer les variations du champ de pesanteur et donc d'en

déduire l'accélération de pesanteur. Pour augmenter la sensibilité de mesure, on se place à mi-frange. La valeur d'accélération de pesanteur est donc obtenue en mesurant la probabilité de transition de part et d'autres de la frange centrale, c'est-à-dire pour une rampe de fréquence valant $2\pi\alpha \approx k_{eff}g \pm \pi/2.T^2$. On a :

$$\begin{aligned} \text{à mi - frange à gauche : } P_G &= P\left(2\pi\alpha_0 - \frac{\pi}{2T^2}\right) = P_{moy} - \frac{C}{2} \sin\left(k_{eff}\left(g - \frac{\pi}{2k_{eff}T^2}\right)T^2\right) \\ \text{à mi - frange à droite : } P_D &= P\left(2\pi\alpha_0 + \frac{\pi}{2T^2}\right) = P_{moy} + \frac{C}{2} \sin\left(k_{eff}\left(g + \frac{\pi}{2k_{eff}T^2}\right)T^2\right) \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

Ce qui donne :

$$g = \frac{2\pi\alpha_0}{4|k_{eff}|} - \frac{1}{k_{eff}T^2} \arcsin\left(\frac{P\left(2\pi\alpha_0 + \frac{\pi}{2T^2}\right) - P\left(2\pi\alpha_0 - \frac{\pi}{2T^2}\right)}{2C}\right) \quad (\text{III.7})$$

On obtient donc une mesure d'accélération de pesanteur tous les deux cycles. Pour éliminer les effets systématiques de la mesure qui dépendent de k_{eff} , le signe de α (et donc de k_{eff}) est changé tous les deux coups. Pour suivre les variations lentes d'accélération de pesanteur (plus lentes que deux cycles), la valeur centrale de α est asservie et fixée sur la valeur de la frange centrale. Finalement, la mesure d'accélération de pesanteur est déterminée par des relations de récurrences sur les 4 dernières mesures [72] :

$$\begin{aligned} 2\pi\alpha_n &= s\left(2\pi\alpha_n^0 + (-1)^n \frac{\pi}{2T^2}\right) \\ g_n &= \sum_{i=0}^3 \frac{2\pi\alpha_{n-i}^0}{4|k_{eff}|T^2} \arcsin\left(\sum_{i=0}^3 \frac{(-1)^{n-i}P_{n-i}}{2C}\right) \\ 2\pi\alpha_{n+1}^0 &= 2\pi\alpha_n^0 - G\left(2\pi\alpha_n^0 - |k_{eff}|g_n\right) \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

où α_n est la rampe de radiofréquence appliquée au n^{ième} lâcher d'atomes, α_n^0 est la valeur de la frange centrale utilisée au n^{ième} lâcher d'atomes, $s = \pm 1$ est le signe de la rampe radiofréquence qu'on change tous les deux lâchers d'atomes, P_n est la probabilité de transition mesurée au n^{ième} lâcher d'atomes, g_n est la mesure d'accélération de pesanteur au n^{ième} lâcher d'atomes et G est le gain de l'asservissement de la valeur centrale de α .

Cette méthode permet d'obtenir une valeur d'accélération de pesanteur plus sensible (car à mi-frange) et corrigée des effets systématiques dépendants du signe de k_{eff} .

Verticalité du faisceau Raman

La verticalité et la rétro-réflexion du faisceau Raman est un paramètre important pour l'exactitude de la mesure. En effet, la mesure d'accélération est réalisée suivant l'axe du faisceau laser Raman. Si il n'est pas exactement vertical, on mesure une projection de l'accélération de pesanteur suivant l'axe du laser. L'effet d'un défaut de verticalité entraîne donc une sous-estimation de la valeur de l'accélération de pesanteur.

Pour régler précisément la verticalité du faisceau laser Raman, on effectue des mesures d'accélération de pesanteur en changeant l'inclinaison du miroir de référence Raman vertical suivant les deux axes horizontaux (x, y) . La valeur maximale d'accélération de pesanteur mesurée indique la verticalité du faisceau Raman. Il faut s'assurer de garder une parfaite rétro-réflexion du faisceau laser Raman. Pour cela, un coupleur est installé sur la fibre Raman sur le banc optique espace libre, et un wattmètre est installé sur une des sorties du coupleur afin de mesurer la puissance du faisceau Raman rétro-réfléchi dans la fibre pour vérifier la rétro-réflexion du faisceau (figure III.15).

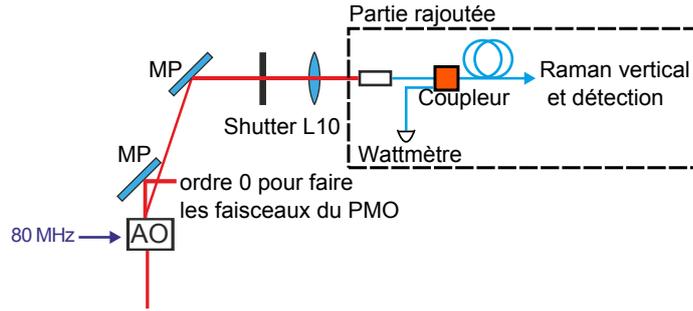


FIGURE III.15 – Montage espace libre à 780 nm pour régler la rétro-réflexion du faisceau Raman. L : lentille, MP : miroir plan, AO : Acousto-Optique, PBS : Cube séparateur polarisé, Shutter : interrupteur mécanique.

La monture sur laquelle est installée le miroir de référence Raman vertical possède trois vis micrométriques permettant le réglage de l'horizontalité du miroir selon les deux axes (x , y). Les valeurs d'accélération de pesanteur mesurées en fonction de l'inclinaison du miroir Raman selon ces deux axes sont présentées en figure III.16. L'inclinaison du miroir Raman selon l'axe x est optimisée avant celle selon l'axe y .

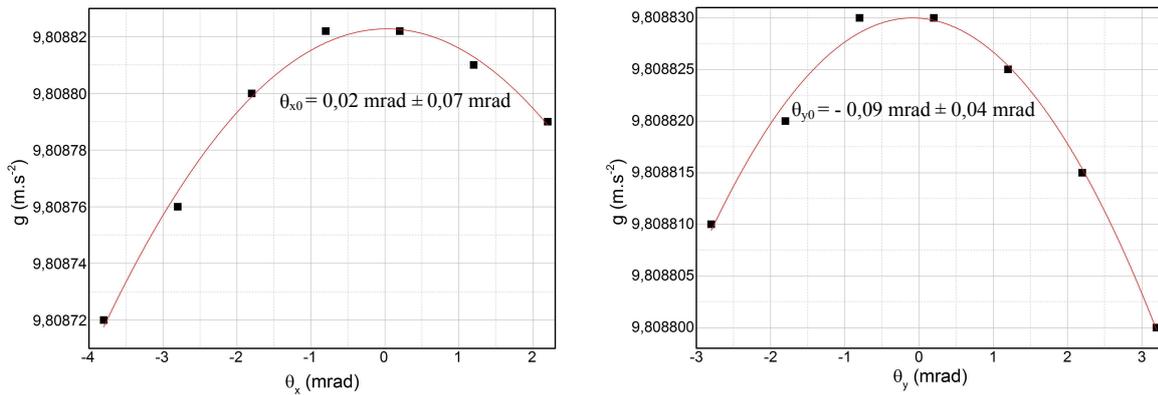


FIGURE III.16 – Valeur d'accélération de pesanteur mesurée en fonction de l'angle mis sur le miroir Raman. A gauche : suivant l'axe x . A droite : suivant l'axe y , après avoir réglé l'axe x . La valeur maximale d'accélération de pesanteur mesurée sur la deuxième courbe indique le réglage optimal.

Pour chaque axe, la méthode a été la suivante :

- Introduire un angle selon un des axes en réglant une vis micrométrique.
- Réaligner la rétro-réflexion du faisceau Raman vertical en maximisant au wattmètre la puissance Raman réinjectée dans la fibre après l'aller-retour dans l'enceinte.
- Mesurer l'accélération de pesanteur en utilisant la méthode FLM.

Les mesures selon l'axe y sont faites avec l'inclinaison selon l'axe x optimisée. La valeur maximale d'accélération de pesanteur mesurée selon l'axe y est donc la valeur d'accélération de pesanteur correspondant à une verticalité du faisceau Raman optimisée.

Raies parasites dues à la modulation

Comme expliqué précédemment, la technique utilisée pour générer les raies Raman contient un modulateur de phase qui génère des raies lasers additionnelles parasites. Le diagramme spatio-temporel de l'interféromètre de type Mach-Zehnder utilisé pour la mesure d'accélération de

pesanteur est modifié par la présence de ces raies parasites [133] (Figure III.17). Il a été démontré que pour un interféromètre de type Mach-Zehnder, il est possible d'annuler le déphasage introduit par ces raies parasites [133]. Les résultats de l'article [133] sont résumés ici.

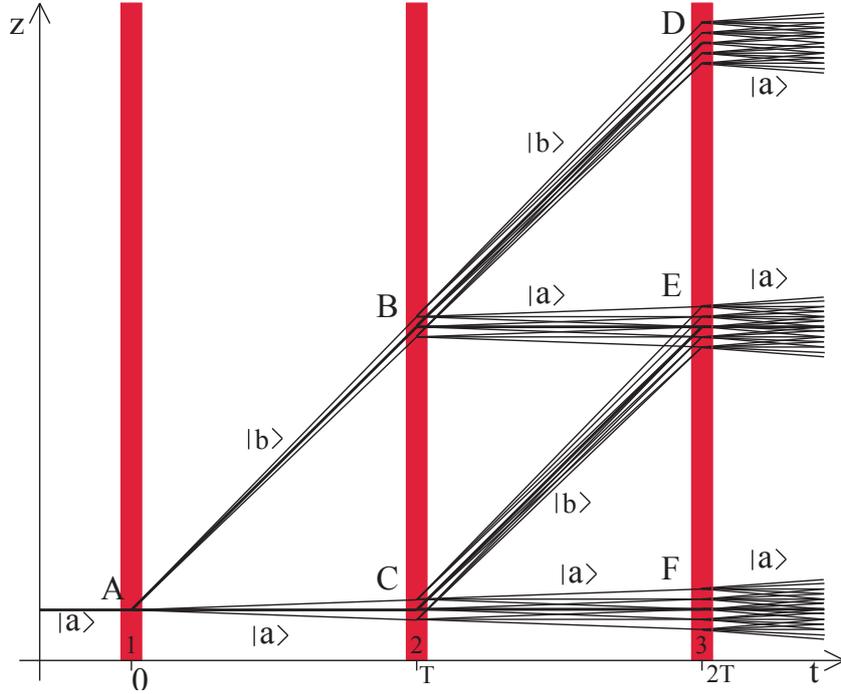


FIGURE III.17 – Diagramme spatio-temporel d'un interféromètre atomique Mach-Zehnder utilisant un laser Raman modulé en phase.

On suppose que la séparation spatiale entre les différents chemins parasites ($\hbar\Delta kT/m$) est petite devant la longueur de cohérence atomique l_c . On définit le paramètre θ qui décrit cette hypothèse, par l'équation suivante :

$$\theta = \frac{\Delta k^2 T^2 k_B T_a t}{2m} \ll 1 \quad (\text{III.9})$$

où $\Delta k = 2.2\pi \cdot \omega_G / c$ (ω_G étant l'écart hyperfin de la transition), c la vitesse de la lumière, T le temps d'interférométrie, $T_a t$ la température initiale du nuage d'atomes froids, m la masse de l'atome.

Dans le cadre de cette hypothèse, le déphasage introduit par les raies parasites $\Delta\varphi$ peut être écrit :

$$\Delta\varphi = \varphi_p(z_A) + \varphi_p(z_D) - \varphi_p(z_B) - \varphi_p(z_C) \quad (\text{III.10})$$

où z_i les positions des atomes à différents points i de l'interféromètre présentés sur le diagramme spatio-temporel en figure I.3 dans le chapitre I.

On peut montrer que la phase φ_p est proportionnelle à la position z_i [133] et que ce déphasage peut être nul si $z_A - z_C$ et $z_B - z_D$ sont des multiples de la longueur d'onde micro-onde $2\pi/\Delta k$, c'est à dire si les distances entre les différentes positions des atomes au moment des trois impulsions Raman sont des multiples de $2\pi/\Delta k$. Les paramètres de l'interféromètre atomique satisfaisant cette condition sont :

$$\begin{aligned} v_0 &= \left(n - \frac{n'}{2}\right) \sqrt{\frac{2\pi g}{n' \Delta k}} \\ T &= \sqrt{n' \frac{2\pi}{\Delta k g}} \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

où v_0 est la vitesse du nuage d'atomes à la première impulsion Raman, T le temps d'interférométrie, n et n' des entiers.

Pour un interféromètre atomique utilisant du Rubidium, avec $T = 90$ ms, $T_a t = 2$ μ K, $\omega_G = 6,834682611$ GHz, on obtient environ $\theta = 0,02$. L'hypothèse $\theta \ll 1$ est valide dans notre cas. On peut alors calculer les paramètres permettant d'annuler le déphasage introduit par les raies Raman parasites. On choisit les valeurs de n et n' permettant d'obtenir le plus grand temps d'interférométrie T possible, pour augmenter la sensibilité de la mesure et minimiser l'effet du déplacement lumineux différentiel à deux photons. On obtient :

$$\begin{aligned} v_0 &= 13,4 \text{ m/s} \\ T &= 81,9 \text{ ms} \end{aligned} \tag{III.12}$$

III.4.3 Sensibilité de mesure

Une mesure d'accélération de pesanteur est effectuée en utilisant la méthode FLM avec tous ces paramètres d'optimisation, un temps d'interférométrie $T = 81,9$ ms, une vitesse atomique à la première impulsion Raman $v_0 = 13,4$ m/s, des durées d'impulsions Raman $\tau - 2\tau - \tau$ de $12 - 24 - 12$ μ s, un contraste de 16 % et une verticalité optimisée.

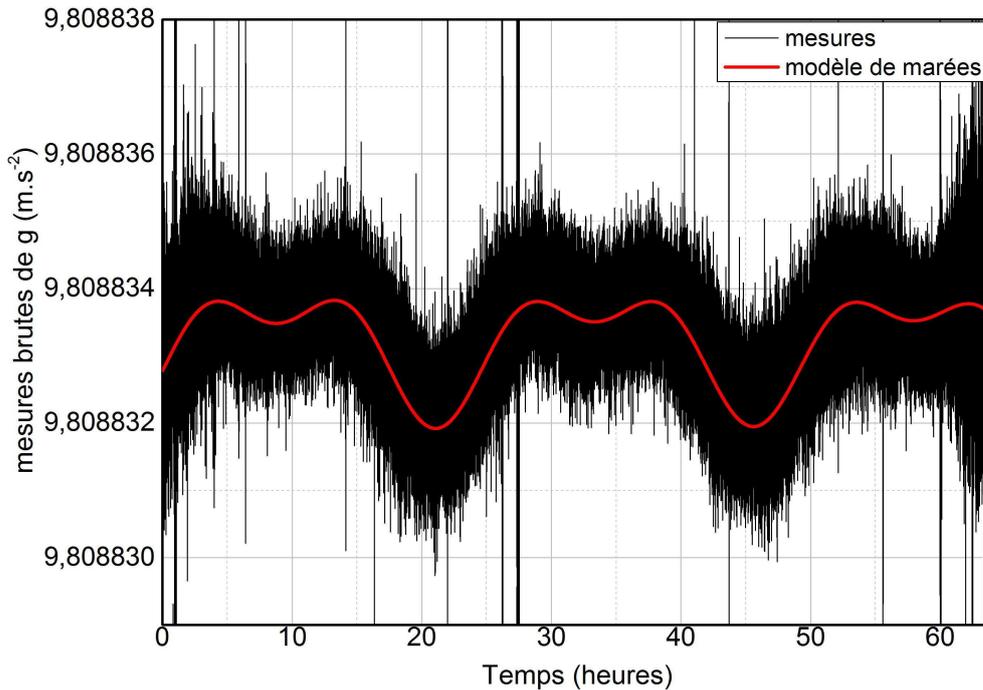


FIGURE III.18 – Mesure d'accélération de pesanteur sur un week-end par interférométrie atomique. Courbe noire : mesure expérimentale. Courbe rouge : modèle de marées calculé.

La mesure sur un week-end est montrée en figure III.18. On remarque que les variations de g au cours du week-end suivent le modèle des marées, le gravimètre atomique obtenu permet d'observer les effets de déformation de la croûte terrestre communément appelés effets de marée. La mesure d'accélération de pesanteur corrigée de l'effet des marées donne une valeur d'accélération de pesanteur $g = 9,808833 \text{ m.s}^{-2}$. La valeur de référence dans notre laboratoire mesurée

par le SHOM (Service Hydrographique et Océanique de la Marine) est $g = 9,808835 \text{ m.s}^{-2}$. On observe donc un écart de notre mesure de $2.10^{-6} \text{ m.s}^{-2} = 200 \text{ } \mu\text{Gal}$ par rapport à la valeur de référence. L'étude des effets systématiques n'a pas été faite pour la mesure d'accélération de pesanteur pour caractériser l'exactitude de mesure.

En soustrayant le modèle de marées aux données expérimentales, on peut observer la stabilité long terme de la mesure de g (figure III.19). Cette stabilité moyennée sur 200 points est de $\sigma_g = 0,1 \text{ } \mu\text{Gal}$. Les variations d'amplitude du signal de mesure ne dépasse typiquement pas $70 \text{ } \mu\text{Gal}$.

L'étude de la sensibilité court-terme et long terme est faite en calculant l'écart-type d'Allan pour différents temps d'intégration τ de la mesure précédente [134] (Figure III.19). La sensibilité court terme obtenue est de $68 \text{ } \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le bruit de détection qui vaut pour notre expérience $10^{-7}g = 1 \text{ } \mu\text{Gal}$ n'est donc pas un facteur limitant. L'étude des bruits qui limitent notre sensibilité n'a pas été effectuée, la limitation de la sensibilité vient peut-être du bruit de phase micro-onde ou des vibrations. Les meilleurs gravimètres atomiques ont des sensibilités qui atteignent $5 \text{ } \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ [66, 67]. Notre sensibilité est moins bonne d'environ un ordre de grandeur par rapport aux meilleurs gravimètres atomiques. Même si ces performances ne sont pas compétitives avec l'état de l'art, elles nous ont permis de réaliser les démonstrations de principe de mesure de la composante verticale du gradient de gravité et de l'accélération horizontale.

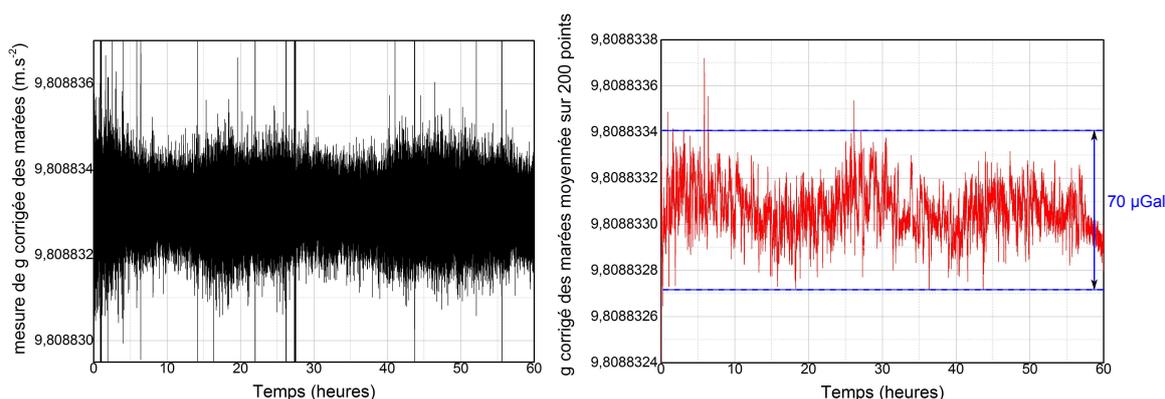


FIGURE III.19 – Mesure d'accélération de pesanteur sur un week-end par interférométrie atomique corrigée des marées. A gauche : points expérimentaux. A droite : données moyennées sur 200 points.

Pour des temps d'intégration de 1 s à 100 s, l'écart-type d'Allan varie en $\tau^{-1/2}$ ce qui est caractéristique d'un bruit blanc [132, 135, 136, 137, 138]. On observe ensuite un plateau entre 100 s et 800 s d'intégration. L'origine de ce plateau est le système de climatisation cyclique (de période 10–15 min) chargé de stabiliser la température dans la salle d'expérience. Ce système de climatisation souffle directement sur la tête du capteur et bouge la table Minus-K en lévitation. Le miroir Raman subi donc des mouvements verticaux, ce qui entraîne un bruit sur la mesure. Un drap a été installé afin de protéger la tête du capteur de la climatisation. Le plateau a disparu dans les mesures effectuées en présence du drap.

Au-delà de 800 s, l'écart-type varie de nouveau en $\tau^{-1/2}$ pour atteindre une sensibilité optimale de $1,4 \text{ } \mu\text{Gal}$ après 6000 s d'intégration. L'écart-type remonte ensuite à $7 \text{ } \mu\text{Gal}$ après 10 000 s.

III.5 Conclusion

La séquence expérimentale a donc été décrite dans ce chapitre. Tout d'abord, les étapes communes à la mesure de toutes les composantes inertielles ont été décrites (piégeage, refroidissement

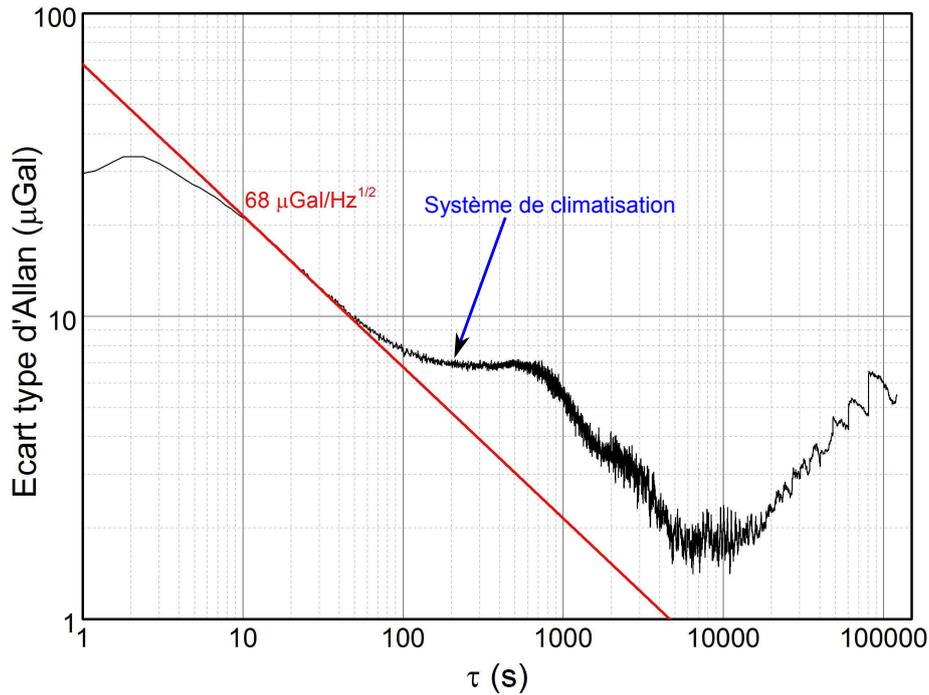


FIGURE III.20 – Variance d'Allan de la mesure d'accélération de pesanteur sur un week-end. Courbe rouge : fonction linéaire en $1/\sqrt{\tau}$ montrant un bruit blanc.

et détection). Puis les étapes propres à l'interférométrie atomique verticale ont été expliquées (préparation de l'état quantique des atomes pour l'interférométrie verticale et transitions Raman stimulées verticales). Cela nous a permis d'obtenir un nuage d'atomes froids contenant $2 \cdot 10^7$ atomes à une température de $2,3 \mu\text{K}$ préparés dans l'état hyperfin $|F = 1, m_F = 0\rangle$ insensible au champ magnétique au premier ordre. La validation du dispositif expérimental a été effectuée en faisant une mesure de l'accélération de pesanteur en laboratoire. L'accélération de pesanteur mesurée vaut $g = 9,808833 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$. La valeur mesurée diffère de $2 \cdot 10^{-6} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ par rapport à la valeur de référence du laboratoire, l'exactitude de la mesure n'a pas été étudiée. On obtient une sensibilité de $68 \cdot 10^{-8} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une résolution optimale de $1,4 \cdot 10^{-8} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ après 6000 s d'intégration.

Cette sensibilité devrait être suffisante pour mesurer le gradient vertical de gravité. On va maintenant expliciter la méthode de mesure du gradient vertical de gravité et les résultats obtenus.

CHAPITRE IV

MESURE DIRECTE DU GRADIENT DE GRAVITÉ PAR UNE SÉQUENCE D'INTERFÉROMÉTRIE DOUBLE-BOUCLE

Mathematics began to seem too much like puzzle solving. Physics is puzzle solving, too, but of puzzles created by nature, not by the mind of man.

**Maria Goeppert-Mayer (1906 - 1972),
Prix Nobel de Physique 1963**

LE dispositif expérimental ainsi que la séquence expérimentale explicités dans les chapitres précédents ont été validés par une mesure de l'accélération de pesanteur par interférométrie atomique verticale. Cette mesure a été réalisée avec un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder comprenant trois impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$. Il est possible de réaliser un autre interféromètre atomique en ajoutant une impulsion Raman π . Ce nouvel interféromètre atomique à quatre impulsions Raman, appelé dans la suite du chapitre interféromètre double-boucle, est sensible à la composante verticale du gradient de gravité (Γ_{zz}). Cette séquence d'interférométrie double-boucle permet d'utiliser une seule masse d'épreuve pour mesurer le gradient de gravité, ce qui simplifie grandement le dispositif expérimental par rapport aux mesures de l'état de l'art utilisant deux nuages d'atomes froids [29, 94]. Cela permet d'ouvrir un champ d'application pour la mesure du gradient de gravité embarquée. Une seule étude de cet interféromètre atomique pour la mesure du gradient de gravité a été faite avant notre travail [96]. Cet interféromètre atomique est utilisé en général pour la mesure de la rotation [90, 92], mais les effets systématiques n'ont jamais été précisément étudiés. Ainsi, l'étude des effets systématiques de cet interféromètre atomique faite dans ce chapitre est utile pour la mesure du gradient de gravité, et pour la future mesure de rotation qui pourra être effectuée avec cet interféromètre atomique dans notre instrument.

Ce chapitre présente dans un premier temps l'interféromètre atomique à quatre impulsions Raman utilisé pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. Cet interféromètre, en ajoutant une impulsion π Raman par rapport à l'interféromètre de type Mach-Zehnder, mesure le gradient de gravité mais aussi les vibrations, ce qui brouille la mesure. Deux méthodes sont utilisées pour dépasser la limitation des vibrations : une première méthode permet de supprimer les vibrations de la mesure en utilisant une plateforme d'isolation des vibrations, une deuxième méthode permet de mesurer les vibrations grâce à un accéléromètre classique. Grâce à ces deux méthodes, la composante verticale du gradient de gravité a pu être mesurée. Pour accéder à l'exactitude de la mesure, les effets systématiques ont été étudiés en détail. Cela a permis de valider la démonstration de principe de mesure de la composante verticale du gradient de gravité grâce à un interféromètre double-boucle et une seule masse d'épreuve. A la fin du

chapitre, des améliorations potentielles de la méthode sont étudiées pour obtenir une meilleure exactitude et sensibilité de mesure.

IV.1 Interféromètre double-boucle asymétrique pour la mesure du gradient de gravité

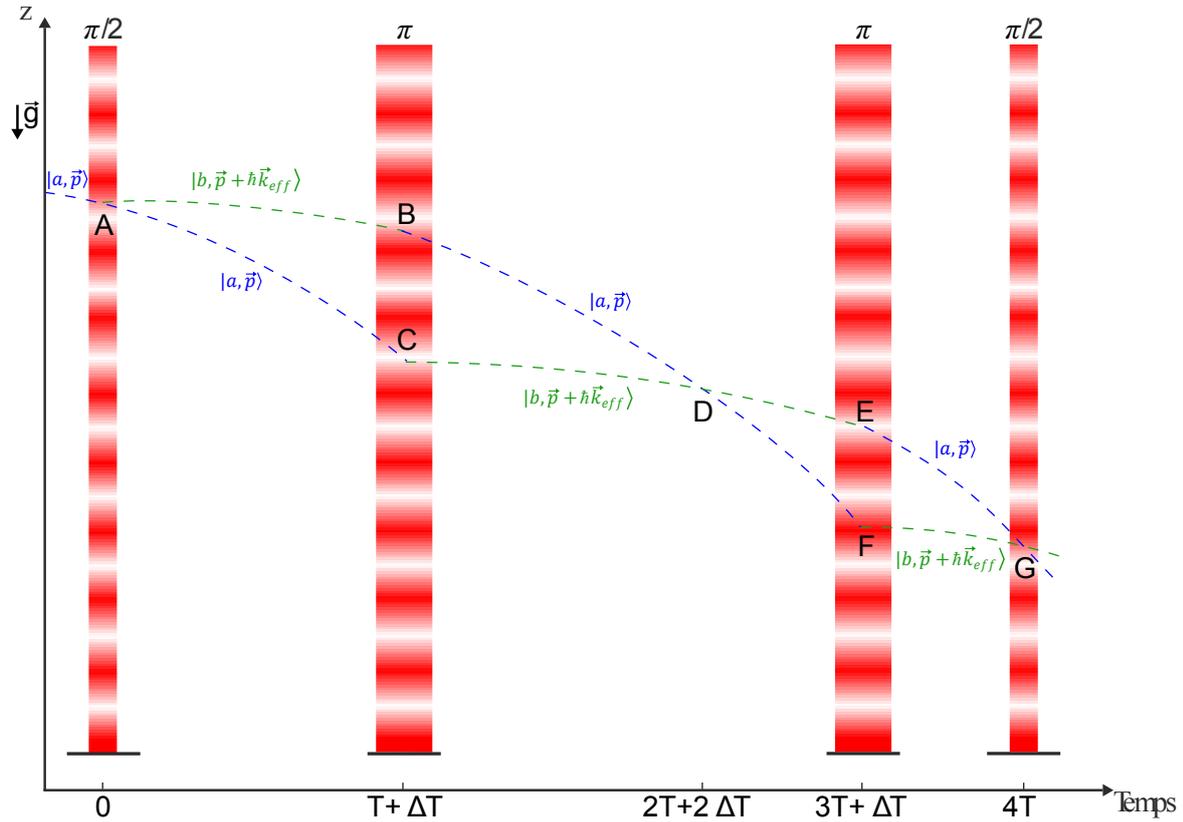


FIGURE IV.1 – Diagramme spatio-temporel dans le référentiel en chute libre de l'interféromètre double-boucle asymétrique pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. L'asymétrie ΔT est introduite pour que les interféromètres Ramsey-Bordé parasites ne se recombinent pas.

L'interféromètre atomique utilisé pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité est composé de quatre impulsions Raman, effectuées par le faisceau laser Raman de la mesure de l'accélération de pesanteur. La séquence d'impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ est présentée en figure IV.1. Après les étapes du PMO, de la mélasse optique et de la préparation quantique des atomes identiques à celles expliquées dans le chapitre précédent, les faisceaux laser du piège sont éteints et le nuage atomique tombe en chute libre. Au bout d'un temps t_0 , une première impulsion $\pi/2$ crée une superposition cohérente des deux états du Rubidium 87 mis ici en jeu ($|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$) en transférant une quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_{eff}$ lors d'un changement d'état. Les deux bras de l'interféromètre se séparent spatialement et se propagent librement pendant un temps $T + \Delta T$, n'évoluant qu'en fonction du champ gravitationnel. Puis lors de l'impulsion π , chaque bras de l'interféromètre change d'état en subissant une variation de quantité de mouvement de $\pm\hbar\vec{k}_{eff}$. Les deux bras se propagent de nouveau librement pendant un temps $2T$, laissant les deux bras de l'interféromètre se croiser, comme un interféromètre de type Mach-Zehnder qui se ferme puis un autre qui s'ouvre. Puis, une deuxième impulsion π change l'état de chaque bras en leur transférant une variation de quantité

de mouvement de $\pm\hbar\vec{k}_{eff}$. Les deux bras se propagent de nouveau librement pendant un temps $T - \Delta T$, moment où ils se rejoignent spatialement, et une dernière impulsion $\pi/2$ les recombine et les fait interférer. Le faisceau laser utilisé pour l'interférométrie atomique est vertical, \vec{k}_{eff} est aligné avec l'accélération de pesanteur \vec{g} , ce qui permet de mesurer la composante verticale du gradient de gravité.

IV.1.1 Interféromètres Ramsey-Bordé parasites et paramètre ΔT

On rappelle que le déphasage en sortie d'un interféromètre double-boucle symétrique ($\Delta T = 0$) vaut :

$$\Delta\Phi_{grad,sym} = \underbrace{2k_{eff}\dot{a}_z T^3}_{\varphi_{vib}} + \underbrace{2k_{eff}\Gamma_{zz}v_0 T^3 + 4k_{eff}\Gamma_{zz}g T^4}_{\varphi_{grad}} \quad (IV.1)$$

où v_0 est la vitesse des atomes à la première impulsion Raman.

L'asymétrie temporelle ΔT permet de s'affranchir des interféromètres parasites Ramsey-Bordé [90, 92]. En effectuant un interféromètre double-boucle symétrique ($\Delta T = 0$), les interféromètres Ramsey-Bordé se recombinent au même instant que l'interféromètre double-boucle et ajoutent un bruit d'amplitude. Pour mettre en évidence l'effet des interféromètres Ramsey-Bordé sur le déphasage mesuré, on observe les franges d'interférence en sortie de l'interféromètre sans asymétrie temporelle. Pour tracer ces franges d'interférence, on mesure simultanément le signal atomique et les vibrations subies par le miroir Raman vertical à l'aide de l'accéléromètre classique TITAN. Les franges sont obtenues en traçant le signal atomique en fonction des vibrations (figure IV.2). On obtient des franges d'interférence possédant un bruit d'amplitude pic-pic d'environ 0,06 et un contraste de 0,09.

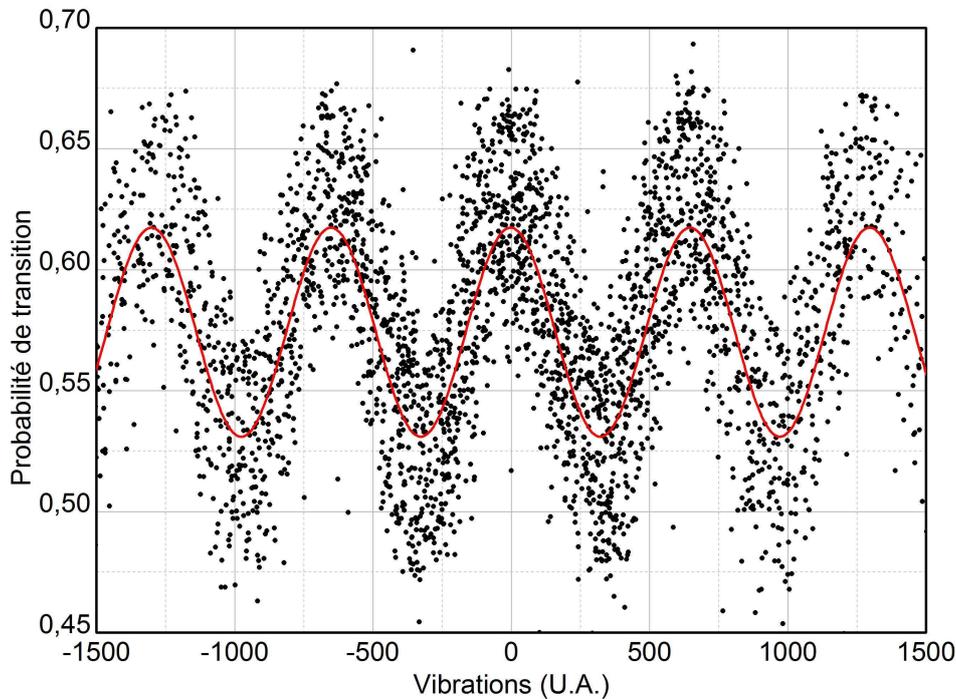


FIGURE IV.2 – Franges gradiométriques d'un interféromètre atomique double-boucle symétrique.

La présence théorique des interféromètres Ramsey-Bordé parasites est expliquée dans le

chapitre I, ils proviennent de l'imperfection des impulsions π . Pour mettre en évidence expérimentalement la présence de ces interféromètres parasites, le système de franges gravimétriques provenant de ces interféromètres a été tracé. Pour cela, on effectue les 4 impulsions Raman de l'interféromètre double-boucle symétrique en présence d'une table d'isolation des vibrations Minus-K et d'une rampe de fréquence α balaye la fréquence des impulsions Raman afin de compenser l'effet Doppler comme pour la mesure de gravité. Le déphasage en sortie de l'interféromètre peut alors être décomposé en deux parties. Une partie dépend de la composante verticale du gradient de gravité, indépendante de l'accélération et de la rampe de fréquence α . Le terme de vibration du miroir Raman est rendu petit par la présence de la table d'isolation des vibrations. La deuxième partie du déphasage provient de la présence des interféromètres Ramsey-Bordé parasites et dépend de l'accélération donc de la rampe de fréquence α . Le déphasage en sortie de l'interféromètre vaut alors :

$$\Delta\Phi \approx \underbrace{2k_{eff}\Gamma_{zz}v_0T^3 + 4k_{eff}\Gamma_{zz}gT^4}_{\varphi_{grad}} + \underbrace{3(k_{eff}g - 2\pi\alpha)T^2}_{\varphi_{RB}} \quad (\text{IV.2})$$

En l'absence des interféromètres Ramsey-Bordé et en négligeant les vibrations sur le miroir Raman, la probabilité de transition en sortie de l'interféromètre double-boucle symétrique en fonction de la rampe de fréquence α est une constante proportionnelle à Γ_{zz} . La présence des interféromètres Ramsey-Bordé fait apparaître un système de franges d'interférence en fonction de la rampe de fréquence α de période théorique $\frac{1}{3T^2}$. La courbe obtenue présentée en figure IV.3 montre bien un système de franges de contraste 0,06 et de période $\frac{1}{3T^2} = 224$ kHz/s (pour $T = 38,6$ ms). La présence du système de franges d'interférence confirme bien la présence d'interféromètres parasites Ramsey-Bordé. Le contraste de 0,06 correspond bien au bruit d'amplitude observé sur les franges gradiométriques en figure IV.2.

Le paramètre ΔT a été optimisé expérimentalement afin de ne pas recombinaison les interféromètres parasites Ramsey-Bordé. Comme expliqué en chapitre I, si la valeur de l'asymétrie temporelle est telle que la séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre Ramsey-Bordé est plus grande que la longueur de cohérence de l'onde de matière empruntant les deux bras ($\Delta T \geq \frac{\lambda}{4v_{rec}}$), les deux bras de l'interféromètre Ramsey-Bordé ne se recombinaison plus au moment de la dernière impulsion Raman et n'interfèrent pas. Théoriquement, il a été vu que le contraste des franges des interféromètres Ramsey-Bordé parasites s'écroule pour une asymétrie temporelle d'au moins $7 \mu\text{s}$ (*cf.* Chapitre I). Expérimentalement, on trace les franges d'interférence dues aux interféromètres Ramsey-Bordé en introduisant une asymétrie temporelle. On effectue la mesure pour des valeurs de ΔT de plus en plus grandes et on observe quand le contraste des franges s'écroule. Expérimentalement, il existe une zone d'incertitude pour une asymétrie temporelle inférieure à $100 \mu\text{s}$, où l'absence de franges d'interférence est difficile à affirmer. Afin d'être absolument certain de ne pas recombinaison les interféromètres de Ramsey-Bordé, une asymétrie temporelle de $300 \mu\text{s}$ a été choisie pour toute la suite des mesures. La valeur de l'asymétrie temporelle expérimentale est beaucoup plus grande que celle prévue théoriquement. Cela peut être dû au fait qu'en pratique, on a un faible contraste sur les franges d'interférences (environ 0,1) alors qu'on a considéré un contraste maximal de 1 lors des calculs théoriques. Ainsi, comme le contraste est faible, seuls les atomes les plus froids participent à l'interféromètre, il faut donc une séparation spatiale plus grande pour que les paquets d'ondes ne se recombinaison plus en sortie d'interféromètre, et donc une plus grande asymétrie temporelle.

IV.1.2 Déphasage en sortie de l'interféromètre double-boucle asymétrique

En présence de cette asymétrie temporelle, le déphasage en sortie de l'interféromètre retrouve une sensibilité à l'accélération. Comme expliqué dans le chapitre I, le déphasage en sortie de l'interféromètre suit la formule [110] :

$$\Delta\Phi = \underbrace{4(k_{eff}g - 2\pi\alpha)T\Delta T}_{\varphi_g} - \underbrace{(2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4)\Gamma_{zz}}_{\varphi_{grad}} + \underbrace{4k_{eff}a_{vib}T\Delta T - 2k_{eff}\dot{a}_{vib}T^3}_{\varphi_{vib}} \quad (IV.3)$$

où g est la valeur de l'accélération de pesanteur suivant le faisceau laser Raman, α la rampe radiofréquence appliquée sur la fréquence Raman pour compenser l'effet Doppler induit par la chute libre des atomes, Γ_{zz} la composante verticale de gradient de gravité, v_0 la vitesse atomique suivant l'axe z à l'instant de la première impulsion Raman, a_{vib} l'accélération du miroir Raman, \dot{a}_{vib} la dérivée temporelle de l'accélération du miroir Raman, et T le temps entre l'impulsion $\pi/2$ et π sans l'asymétrie temporelle.

Ce déphasage se décompose en trois termes séparés. Le premier terme φ_g est le terme de phase contenant la sensibilité résiduelle à l'accélération de pesanteur induite par l'asymétrie temporelle ΔT , ainsi que le terme de phase provenant de la rampe de fréquence α introduite sur la fréquence du laser Raman afin de compenser l'effet Doppler. Le second terme φ_{grad} est le terme de phase dépendant de la composante verticale du gradient de gravité Γ_{zz} . Le troisième terme φ_{vib} est le terme de phase induit par les vibrations. Ce terme de phase vibrationnel nous empêche de distinguer les variations spatiales d'accélération par rapport aux variations temporelles d'accélération. Afin de contourner ce problème, deux méthodes de mesures de Γ_{zz} sont testées. Une première méthode consiste à utiliser une table d'isolation des vibrations ($\varphi_{vib} \approx 0$). La deuxième méthode consiste à mesurer les vibrations du miroir Raman à l'aide d'un accéléromètre classique.

Pour les deux méthodes de mesures présentées dans la suite de ce chapitre, la valeur d'asy-

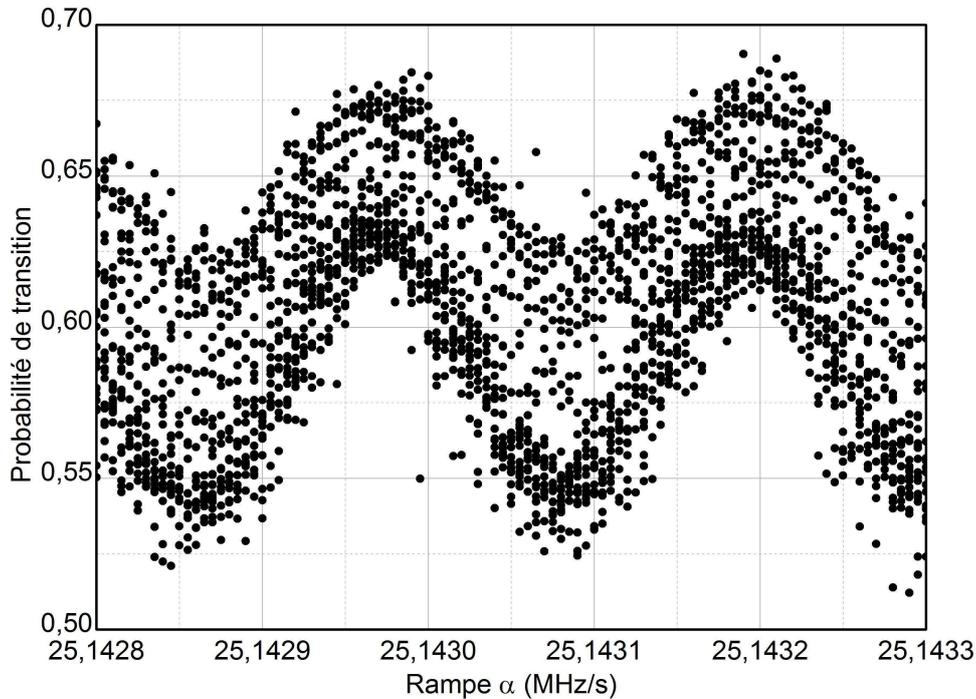


FIGURE IV.3 – Franges gravimétriques dues aux interféromètres Ramsey-Bordé parasites, $T = 38,6$ ms.

métrie temporelle utilisée est de $\Delta T = 300 \mu\text{s}$, le temps d'interférométrie vaut $T = 38,6 \text{ ms}$, et la vitesse des atomes lors de la première impulsion Raman vaut $v_0 = 0,38 \text{ m/s}$. La valeur de ces deux derniers paramètres est expliquée dans la partie IV.4.1. Ces paramètres permettent de calculer la valeur des différents termes de phase présents dans le déphasage en sortie de l'interféromètre double-boucle asymétrique (Tableau IV.1). On observe que le terme de phase total dépendant de Γ_{zz} est environ un million de fois plus petit que le terme dépendant de l'accélération de pesanteur. Il faut une résolution d'au moins 6 mrad sur le déphasage en sortie de l'interféromètre afin de pouvoir théoriquement mesurer à Γ_{zz} . Notre instrument nous a permis d'atteindre une résolution optimale de $1,4 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} = 1,4 \mu\text{Gal}$ avec un interféromètre de type Mach-Zehnder. Cela donne une résolution en phase de 1,5 mrad, ce qui devrait être suffisant pour mesurer Γ_{zz} .

TABLE IV.1 – Valeurs numérique du déphasage en sortie de l'interféromètre en utilisant les paramètres suivants : $k_{\text{eff}} = \frac{4\pi}{\lambda} = 1,61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ avec $\lambda = 780 \text{ nm}$ la longueur d'onde de la transition, $\Gamma_{zz} = 3,1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ la composante verticale du gradient de gravité, $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$, $\Delta T = 300 \mu\text{s}$ l'asymétrie temporelle, $T = 38,6 \text{ ms}$, $v_0 = 0,38 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse à la première impulsion Raman . Le dernier terme de phase correspond au terme de phase de recul ($v_{\text{rec}} = 5,89 \text{ mm.s}^{-1}$). Le terme de phase dépendant de l'accélération est pris comme référence pour calculer les phases relatives.

Terme de phase	Valeur numérique [mrad]	Phase relative
$4k_{\text{eff}}gT\Delta T$	7.3×10^6	1
$4k_{\text{eff}}\Gamma_{zz}gT^4$	4.3	6×10^{-7}
$2k_{\text{eff}}\Gamma_{zz}v_0T^3$	2.2	3×10^{-7}
$k_{\text{eff}}\Gamma_{zz}v_{\text{rec}}T^3$	1.7×10^{-2}	2×10^{-9}

IV.2 Mesure du gradient de gravité avec une plateforme d'isolation des vibrations

IV.2.1 Méthode de mesure

Cette méthode de mesure consiste à utiliser une table d'isolation des vibrations afin de s'affranchir de la phase vibrationnelle ($\varphi_{\text{vib}} \ll 1$). Il reste alors deux termes de phase, un dépendant de l'accélération et un dépendant de la composante verticale du gradient de gravité :

$$\Delta\Phi = \underbrace{4(k_{\text{eff}}g - \alpha)T\Delta T}_{\varphi_g} - \underbrace{(2k_{\text{eff}}v_0T^3 + 4k_{\text{eff}}gT^4)\Gamma_{zz}}_{\varphi_{\text{grad}}} \quad (\text{IV.4})$$

En scannant la rampe de fréquence α , il est possible d'obtenir des franges d'interférence. Le système de franges optimisé pour les paramètres choisis précédemment ($T=38,6 \text{ ms}$, $t_0=38,6 \text{ ms}$, $\Delta T = 300\mu\text{s}$), une durée d'impulsion $\pi/2$ de $8 \mu\text{s}$, un temps de cycle de $T_c = 1\text{s}$ et une puissance laser asservie, a un contraste de 0,1.

En utilisant la méthode FLM expliquée dans le chapitre précédent (partie III.4.2), on peut déterminer la valeur de la rampe de fréquence annulant le déphasage. Dans la méthode FLM, le signe de la rampe de fréquence α est changée tous les deux cycles afin de changer le signe de k_{eff} et d'annuler les effets systématiques qui dépendent du signe de vecteur d'onde effectif de la transition. Dans notre protocole, nous rajoutons une alternance du signe de l'asymétrie temporelle ΔT toutes les 5 minutes (en supposant que ΔT est positif dans le cas de la figure

IV.1). Cela permet d'inverser le signe du terme de phase dépendant de l'accélération, et donc d'annuler ce terme de phase. Ainsi, après 5 minutes de mesure, on obtient une valeur de la rampe de fréquence α_+^0 (resp. α_-^0) annulant le déphasage pour une asymétrie temporelle de $+\Delta T$ (resp. $-\Delta T$). On obtient ainsi une valeur de gradient de gravité toute les 10 minutes grâce à l'équation :

$$\Gamma_{zz} = \frac{2T\Delta T(\alpha_-^0 - \alpha_+^0)}{2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4} \quad (IV.5)$$

Choix de la cadence d'inversion du signe de l'asymétrie temporelle

Expérimentalement, la séquence tourne en boucle en changeant le signe de la rampe de fréquence tous les deux cycles (ce qui est équivalent à changer le signe de \vec{k}_{eff} tous les deux cycles) pour un signe de l'asymétrie temporelle donné, pendant la durée de période T_{per} . Puis, pour changer le signe de l'asymétrie temporelle, la séquence s'arrête, un nouveau fichier est envoyé un PXI, puis il se remet en marche pour faire tourner la séquence en boucle avec l'autre signe de l'asymétrie temporelle pendant la durée de période T_{per} . La valeur de T_{per} de 5 minutes a été utilisée. Cela donne la séquence de mesure présentée en figure IV.4.

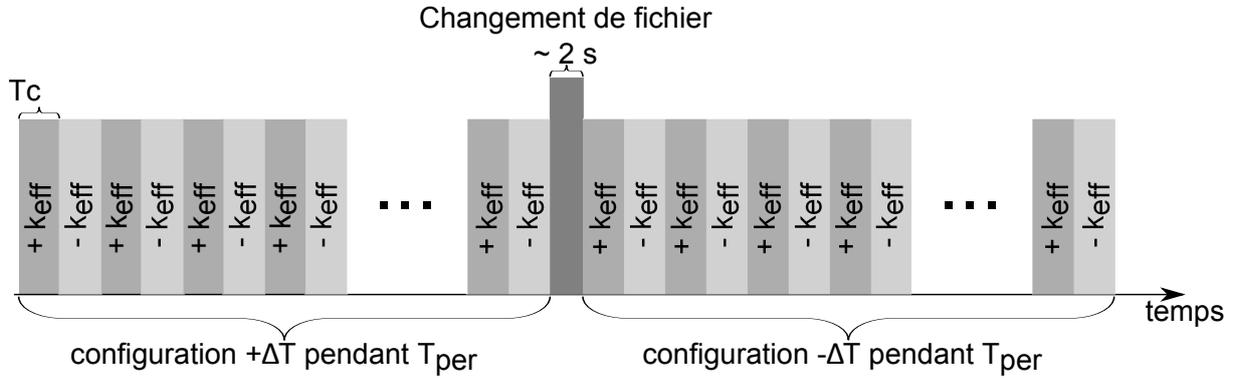


FIGURE IV.4 – Schéma de la séquence de mesure de Γ_{zz} en présence d'une table d'isolation des vibrations, avec la méthode FLM et une alternance du signe de l'asymétrie temporelle de l'interféromètre atomique double-boucle.

Cette méthode de mesure entraîne des temps morts entre chaque configuration ($+\Delta T$ et $-\Delta T$) à cause de la pause nécessaire pour changer de fichier. De plus, pour chaque configuration, les 3 premiers cycles ne donnent pas de valeur de α car le logiciel utilise une relation de récurrence qui nécessite 4 cycles pour son initialisation. L'algorithme pourra être amélioré pour changer de signe de l'asymétrie temporelle sans devoir arrêter les mesures. Ainsi, on pourra changer le signe de l'asymétrie temporelle d'un cycle à l'autre sans avoir de temps morts.

IV.2.2 Sensibilité

L'interféromètre double-boucle asymétrique a été lancé en continu pendant deux jours en utilisant la méthode décrite dans la figure IV.4. La valeur de la composante verticale du gradient de gravité obtenue, non corrigée des effets systématiques de la mesure, est $\Gamma_{zz} = 7600 \text{ E}$ ($1 \text{ E} = 10^{-9} \text{ s}^{-2}$). Pour étudier la sensibilité de la mesure, l'écart-type d'Allan de la mesure de Γ_{zz} est tracé en figure IV.5. Chaque point correspond à la moyenne sur 10 minutes des mesures, temps nécessaires pour effectuer les deux configurations ($+\Delta T$ et $-\Delta T$). On obtient une sensibilité court terme de $65000 \text{ E}/\sqrt{Hz}$. On observe que la stabilité de la mesure de Γ_{zz} varie en $\tau^{-1/2}$ (τ est le temps d'intégration), ce qui est caractéristique d'un bruit blanc [132, 135, 136, 137, 138], et atteint 800 E après deux heures.

La sensibilité de notre gradiomètre atomique utilisant une seule masse d'épreuve est bien au dessus des valeurs de l'état de l'art des gradiomètres atomiques utilisant deux masses d'épreuve

[29, 94, 139] ($\approx 50 E/\sqrt{Hz}$).

Certains bruits ont été étudiés afin de déterminer ce qui limitait notre mesure. Pour étudier le bruit de vibration, la même séquence est lancée en allumant l'accéléromètre classique TITAN installé sous le miroir Raman et sur la table anti-vibration (*cf.* chapitre II). Ainsi, seul le signal de l'accéléromètre classique est enregistré, \dot{a}^{mes} , et illustre les vibrations résiduelles subies par le miroir Raman malgré l'installation de la table anti-vibration. Le même traitement des données que celui pour obtenir le gradient est effectué, en combinant les mesures en configuration $+\Delta T$ et $-\Delta T$ avec une période de 5 minutes, et le bruit de vibration converti en unité de gradient est obtenu par l'équation :

$$\Delta\Gamma^{vib} = \frac{2k_{eff}(\dot{a}_+^{mes} + \dot{a}_-^{mes})T^3}{2(2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4)} \quad (IV.6)$$

Une moyenne sur 10 minutes est effectuée pour obtenir un écart-type d'Allan similaire à celui de la mesure atomique. On obtient un bruit de vibration de $10000 E/\sqrt{Hz}$ qui varie en $\tau^{-1/2}$, et ne limite pas notre mesure.

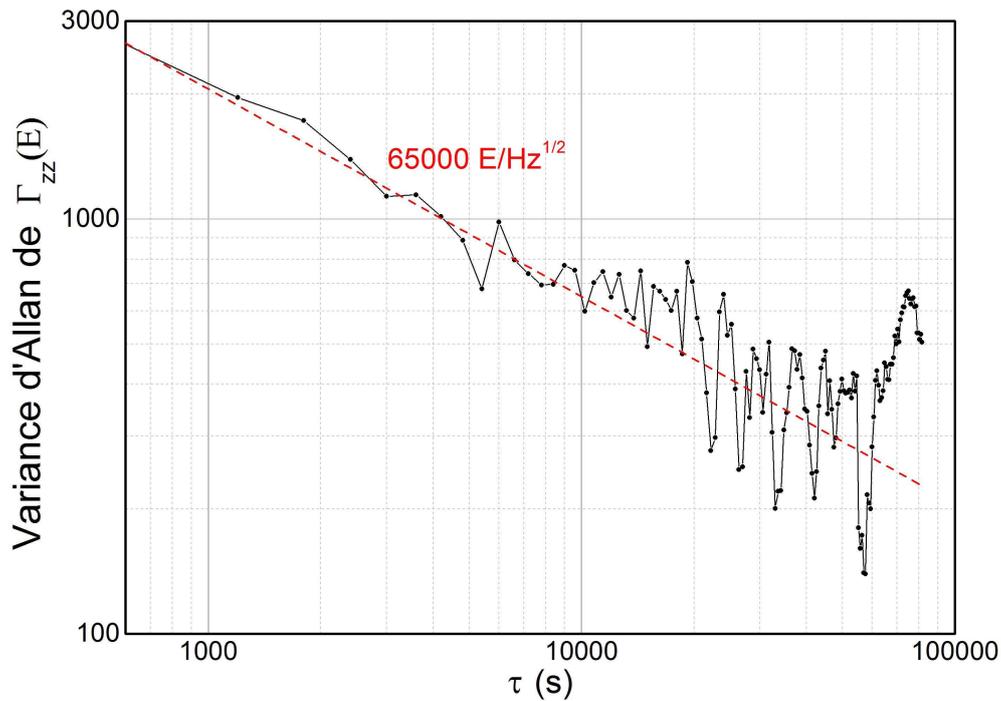


FIGURE IV.5 – Variance d'Allan de la mesure de Γ_{zz} en présence d'une table d'isolation des vibrations, en utilisant la méthode FLM et en alternant le signe de l'asymétrie temporelle ΔT toutes les 5 minutes. τ : temps d'intégration. Courbe noire : Variance d'Allan de la mesure. Courbe pointillée rouge : Variance d'Allan d'un bruit blanc de sensibilité $65000 E/\sqrt{Hz}$.

Pour étudier le bruit de détection, le même protocole expérimental est lancé que pour la mesure de Γ_{zz} avec la méthode FLM, en changeant l'instant de la dernière impulsion Raman. On effectue maintenant la dernière impulsion 10 ms avant, pour obtenir la séquence temporelle $(T + \Delta T) - (T + \Delta T) - (T - \Delta T) - (T - \Delta T - 10 ms)$. En effectuant la dernière impulsion Raman à un instant où les atomes ne sont pas spatialement au même endroit, on ne ferme pas l'interféromètre atomique, on n'obtient donc pas d'interférence. On n'est plus sensible à la phase

de l'interféromètre mais on reste sensible à tous les autres bruits (bruit d'intensité laser, bruit de projection quantique, bruit de phase micro-onde, bruit de fréquence laser) qui participent au bruit de détection.

Pour être sûr de ne pas avoir d'interférence, il faut que la séparation des deux bras de l'interféromètre atomique ($4v_{rec}\delta t$) soit plus grande que la longueur de cohérence de l'onde de matière ($\lambda_{DB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T_{at}}}$) longueur d'onde de De Broglie d'une source atomique à la température T_{at} , et avec m la masse de l'atome utilisé pour la source atomique). Cela donne une séparation minimale théorique des deux bras de l'interféromètre d'au moins $6 \mu\text{s}$ pour ne pas avoir d'interférence pour une source atomique de ^{87}Rb à $T_{at} = 2 \mu\text{K}$. On met expérimentalement 10 ms pour être certain de ne pas fermer l'interféromètre.

Les variations de la valeur de la rampe de fréquence annulant le déphasage α^0 ne sont plus dues aux interférences entre les deux bras de l'interféromètre, mais seulement au bruit du système de détection. Le même traitement que celui de la mesure atomique est effectué et la valeur est convertie en unité de gradient par l'équation :

$$\Delta\Gamma^{det} = \frac{(2\pi\alpha_-^0 - 2\pi\alpha_+^0)4T\Delta T}{2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4} \quad (\text{IV.7})$$

où $T = 38,6 \text{ ms}$ comme si la dernière impulsion Raman n'avait pas été avancée.

L'écart-type d'Allan du bruit de détection, calculé de la même façon que pour le signal atomique en faisant une moyenne sur 10 minutes, montre un bruit de détection de $29000 \text{ E}/\sqrt{Hz}$ variant en $\tau^{-1/2}$ qui ne limite pas notre mesure.

Ce résultat du bruit de détection regroupe les différents bruits du système de détection. On peut calculer la contribution du bruit de projection quantique, qui s'écrit, de manière générale :

$$\sigma_{projquant} = \sqrt{\frac{P(1-P)}{N_{atomes}}} \quad (\text{IV.8})$$

où N_{atomes} est le nombre d'atomes détectés en fin de chute libre.

Si on considère une probabilité moyenne de 0,5, cas idéal, on obtient le bruit de projection quantique :

$$\sigma_{projquant} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{N_{atomes}}} \quad (\text{IV.9})$$

Cela donne un bruit sur la mesure du gradient de gravité de la forme :

$$\sigma_{grad} = \frac{2\sigma_{projquant}}{C(2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4)} \quad (\text{IV.10})$$

On a montré dans le chapitre III, partie III.2.2, que pour notre séquence de préparation de la source atomique typique, on obtient environ 5×10^6 atomes détectés. Pour les paramètres de notre expérience, $v_0 = 37,9 \text{ m/s}$, $T = 38,6 \text{ ms}$, $C = 0,1$, on obtient un bruit de projection quantique de $4200 \text{ E}/\sqrt{Hz}$.

D'après les valeurs obtenues pour le bruit de détection et le bruit de vibration, la principale source de bruit n'a pas été identifiée. Les autres sources de bruits (bruit de phase micro-onde, bruit de phase dû à la fréquence laser [3]) qui pourraient limiter la sensibilité de la mesure n'ont pas été étudiées. Les principaux effets systématiques qui induisent un biais sur la mesure de Γ_{zz} ont été étudiés dans la suite du chapitre afin d'accéder à l'exactitude de la mesure. Ils sont présentés dans la partie IV.4.

IV.3 Mesure du gradient de gravité par corrélation avec un accéléromètre classique

Dans cette partie est présentée la mesure de la composante verticale du gradient de gravité en présence de bruit de vibration verticale.

IV.3.1 Méthode de mesure

Pour cette mesure, la table d'isolation des vibrations est éteinte pour que le miroir Raman subisse des vibrations. Ainsi, le déphasage φ_{vib} dépendant des vibrations dans l'équation IV.3 n'est pas nul, ce qui empêche d'utiliser la méthode FLM qui nécessite des fluctuations de phase inférieures à π , ce qui n'est pas le cas ici. Pour contourner ce problème, on utilise une technique de corrélation [140, 141] qui combine les mesures simultanées du signal P en sortie d'interféromètre et du signal d'un accéléromètre classique fixé sur le miroir Raman.

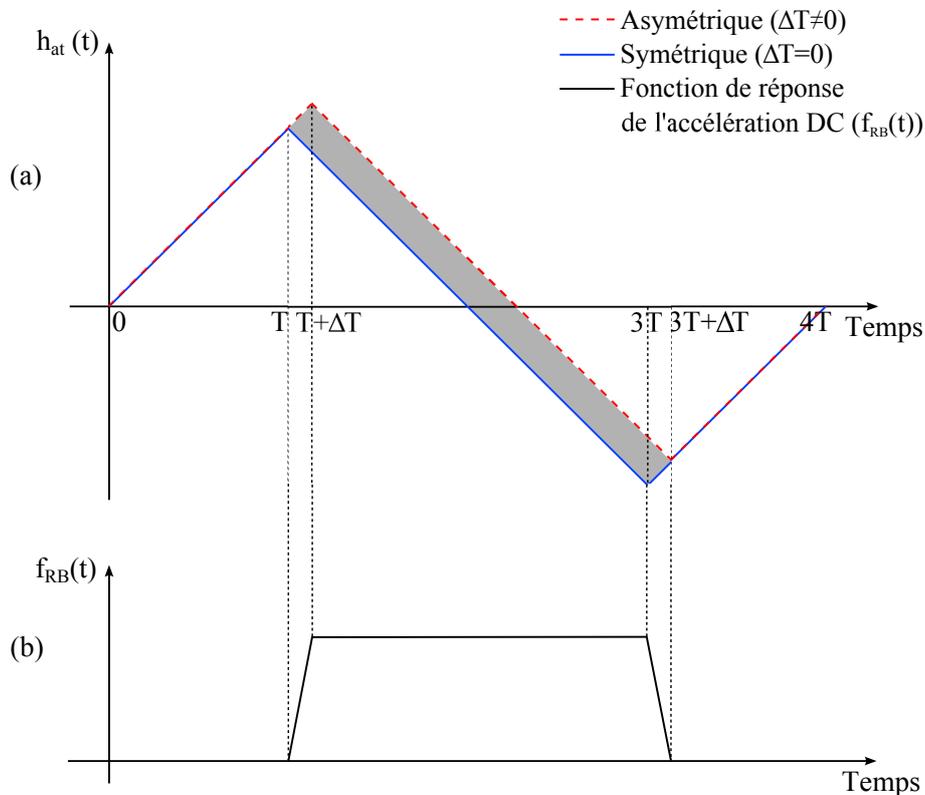


FIGURE IV.6 – (a) : Fonction de réponse d'un interféromètre atomique double-boucle h_{at} en négligeant la durée des impulsions Raman. Courbe bleue : pour une configuration symétrique ($\Delta T = 0$). Courbe pointillée rouge : configuration asymétrique ($\Delta T \neq 0$). (b) : Fonction de réponse $f_{RB}(t)$ de la sensibilité résiduelle à l'accélération DC. Elle est obtenue en faisant la différence des fonctions de réponses de la configuration asymétrique et symétrique.

Tout d'abord, on règle la rampe de radiofréquence à la valeur α_0 qui compense l'accélération de pesanteur et annule le déphasage en sortie d'interféromètre φ_g . La valeur α_0 est déterminée dans le chapitre III en utilisant un interféromètre de type Mach-Zehnder pour effectuer une mesure de l'accélération de pesanteur.

L'interféromètre atomique à double boucle fonctionne avec la séquence expérimentale présentée en figure IV.1 avec les mêmes paramètres expérimentaux qu'en présence de la table d'isolation des vibrations. Le signe de la rampe de radiofréquence est changé à chaque cycle de mesure, ce qui permet lors du traitement d'annuler certains effets systématiques. Les franges d'interfé-

rences sont scannées aléatoirement en fonction des vibrations subies par le miroir Raman. La probabilité de transition P en sortie d'interféromètre est tracée en fonction de la phase vibrationnelle estimée ϕ_{vib} . Cette phase vibrationnelle est calculée numériquement à chaque cycle en convoluant l'accélération de miroir $a_M(t)$ mesurée par l'accéléromètre classique avec la fonction de réponse en accélération de l'interféromètre atomique $h_{at}(t)$ en suivant l'équation suivante :

$$\varphi_{vib} = T^2 k_{eff} \int a_M(t) h_{at}(t) dt \quad (IV.11)$$

La fonction de réponse temporelle de l'interféromètre atomique $h_{at}(t)$ est une fonction double-triangle représentée en figure IV.6 et définie par l'équation IV.12. Sur la figure est montrée la fonction de réponse temporelle d'un interféromètre atomique double-boucle symétrique et d'un interféromètre atomique double-boucle en présence d'une asymétrie temporelle ΔT . La différence entre les deux fonctions de réponse montre la sensibilité à l'accélération de l'interféromètre atomique double-boucle asymétrique, et ressemble à la fonction de transfert d'un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé.

$$h_{at}(t) = \begin{cases} \frac{t}{T^2} & \text{if } 0 < t < T + \Delta T \\ \frac{2(T + \Delta T) - t}{T^2} & \text{if } T + \Delta T < t < 3T + \Delta T \\ \frac{t - 4T}{T^2} & \text{if } 3T + \Delta T < t < 4T \\ 0 & \text{Sinon.} \end{cases} \quad (IV.12)$$

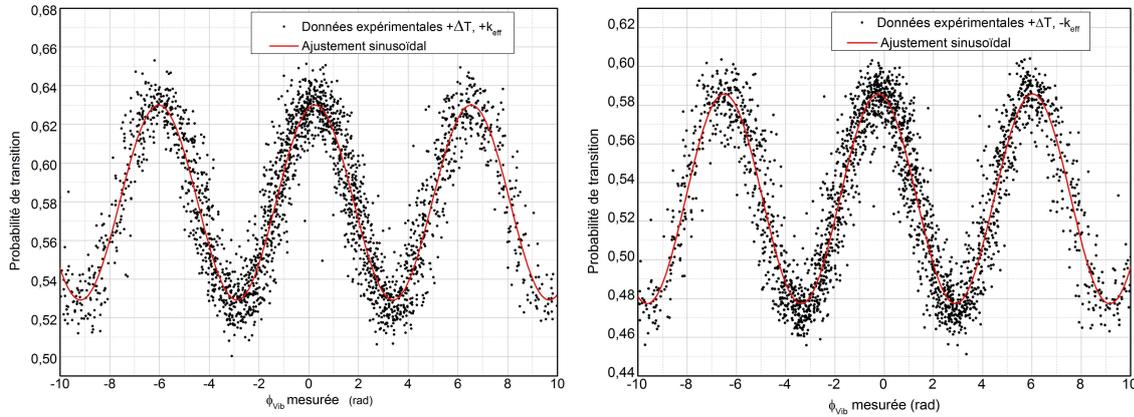


FIGURE IV.7 – Probabilité de transition mesurée en fonction de la phase vibrationnelle calculée à partir du signal de l'accéléromètre classique pour une asymétrie temporelle positive $+\Delta T$. $4T = 154,4$ ms, $C = 0,11$. Points noirs : mesures expérimentales. Courbe rouge : ajustement sinusoïdal. A gauche : franges d'interférences pour un vecteur d'onde positif $+k_{eff}$. A droite : franges d'interférences pour un vecteur d'onde négatif $-k_{eff}$.

On obtient ainsi les franges d'interférence présentées en figure IV.7 pour une asymétrie temporelle positive. Les franges d'interférence sont bien reconstruites avec la fonction de réponse temporelle utilisée. Un ajustement sinusoïdal est utilisé afin d'obtenir la valeur mesurée de la composante verticale du gradient de gravité Γ_{zz} . L'ajustement sinusoïdal suit l'équation suivante :

$$P = A + \frac{C}{2} \cos(\varphi_{vib} + \varphi) \quad (IV.13)$$

où A la moyenne des franges, C le contraste des franges et φ le terme de déphasage qui ne dépend pas des vibrations.

Comme pour la méthode précédente, pour rejeter des effets systématiques, on effectue une mesure de la probabilité de transition P pour quatre configurations en changeant le signe de la rampe de radiofréquence et le signe de l'asymétrie temporelle. Pour un signe d'asymétrie temporelle donné, on change le signe de la rampe α_0 à chaque cycle pour rejeter les effets systématiques qui fluctuent dans le temps. Les systèmes de franges obtenus pour $+\Delta T$ sont présentés en figure IV.7. Au bout d'un certain temps (typiquement une heure), on change le signe de l'asymétrie temporelle pour obtenir les deux autres systèmes de franges.

IV.3.2 Sensibilité

Une mesure de Γ_{zz} est effectuée avec un temps d'intégration de deux heures. Le signe de ΔT est changé au bout d'une heure d'intégration, et le signe de la rampe radiofréquence α_0 est changé à chaque cycle. Au bout de deux heures, on obtient quatre systèmes de franges contenant chacun environ 1800 points. Pour chaque système de frange, une valeur de φ est estimée à partir de l'ajustement sinusoïdal. On moyenne ensuite les quatre résultats obtenus pour en déduire une valeur de Γ_{zz} . Comme montré dans l'équation suivante, changer le signe de α_0 permet de rejeter les effets systématiques qui dépendent du signe de k_{eff} (φ_s) et changer le signe de ΔT permet de rejeter la contribution de phase dépendant de l'accélération verticale des atomes (φ_{acc}^{res}) :

$$\begin{cases} +k_{eff} : \varphi_{\uparrow} = \varphi_{grad} + \varphi_{acc}^{res} + \varphi_s \\ -k_{eff} : \varphi_{\downarrow} = -\varphi_{grad} - \varphi_{acc}^{res} + \varphi_s \end{cases} \quad (IV.14)$$

Pour la configuration $\pm\Delta T$: $\varphi_{\pm} = \frac{\varphi_{\uparrow} - \varphi_{\downarrow}}{2}$.

$$\begin{cases} +\Delta T : \varphi_{+} = \varphi_{grad} + \varphi_{acc}^{res} \\ -\Delta T : \varphi_{-} = \varphi_{grad} - \varphi_{acc}^{res} \end{cases} \quad (IV.15)$$

Phase dépendante du gradient : $\varphi_{grad} = \frac{\varphi_{+} + \varphi_{-}}{2}$

Finalement, pour obtenir la valeur mesurée de la composante verticale du gradient de gravité, on utilise l'équation :

$$\Gamma_{zz} = \frac{1}{4} \frac{(\delta\varphi_{\uparrow,+} - \delta\varphi_{\uparrow,-} + \delta\varphi_{\downarrow,+} - \delta\varphi_{\downarrow,-})}{2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4} \quad (IV.16)$$

La valeur mesurée non corrigée vaut $\Gamma_{zz} = 3691$ E. La sensibilité de la mesure est évaluée en combinant l'incertitude statistique obtenue par ajustement linéaire des quatre systèmes de frange et vaut $\delta\Gamma_{zz} = 2400$ E après deux heures d'intégration. La sensibilité de mesure avec cette méthode est trois fois moins bonne qu'avec la table d'isolation des vibrations. Cette baisse de sensibilité peut s'expliquer par plusieurs raisons. Tout d'abord, l'utilisation de la méthode de balayage de franges au lieu de la méthode FLM entraîne une baisse de sensibilité d'un facteur $\sqrt{2}$ [142]. De plus, la faible sensibilité peut venir de corrélations non parfaites avec l'accéléromètre classique. Plusieurs paramètres peuvent entraîner des défauts de corrélations : un défaut d'alignement entre l'accéléromètre classique et l'interféromètre atomique, une connaissance imprécise du facteur d'échelle de l'accéléromètre classique, une incertitude sur la fonction de transfert de l'accéléromètre, la dérive de son biais, entre autres. Ces sources d'erreurs potentielles n'ont pas été étudiées ici.

Toutefois, on peut estimer le bruit intrinsèque de l'accéléromètre classique pour connaître la limite ultime de la sensibilité de la mesure. Pour cela, la documentation technique donne la fonction de transfert et le bruit de l'accéléromètre classique TITAN utilisé. La formule de la fonction de transfert montre que l'accéléromètre TITAN est un filtre passe-bas de fréquence de coupure environ 300 Hz. On s'intéresse ici à la sensibilité basse fréquence de notre mesure. On

considère donc que la fonction de transfert de l'accéléromètre TITAN est égale à 1, avec un bruit sur l'accélération de :

$$\sigma_{TITAN}(f) = \frac{9 \times 10^{-11}}{f} + \frac{2,5 \times 10^{-9}}{\sqrt{f}} + 1,2 \times 10^{-9} + 8 \times 10^{-12} f^2 + 2 \times 10^{-14} f^3 \quad (m.s^{-2}) \quad (IV.17)$$

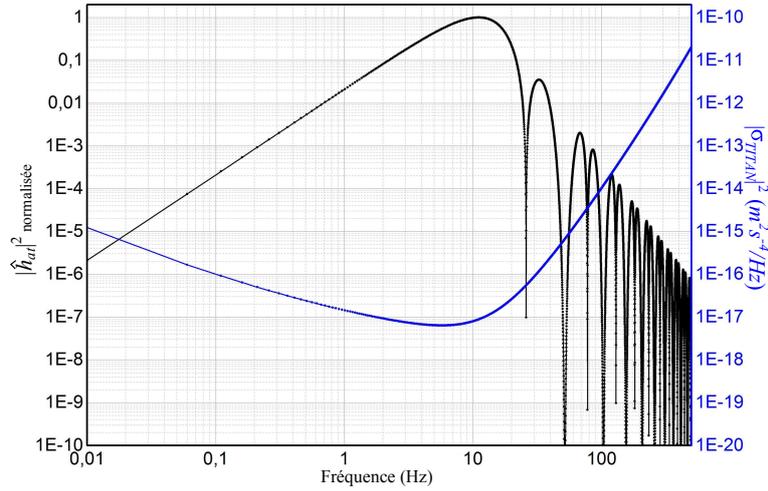


FIGURE IV.8 – Module carré de la fonction de transfert en fréquence de l'interféromètre atomique $|\hat{h}_{at}|^2$ normalisée pour un temps d'interférométrie $T = 38,6$ ms (en noir) et module carré du bruit de l'accéléromètre classique TITAN $|\sigma_{TITAN}|^2$ (en bleu).

Les modules carrés de la fonction de transfert en fréquence de l'interféromètre atomique et du bruit de l'accéléromètre classique sont présentés en figure IV.8. En convoluant la transformée de Fourier $\hat{h}_{at}(f)$ de la réponse temporelle en accélération de l'interféromètre atomique $h_{at}(t)$ (équation IV.12) avec le bruit de l'accéléromètre classique (équation IV.17), on obtient la sensibilité de la mesure au bruit de l'accéléromètre classique :

$$\sigma_{bruit}^2 = \int_0^{f_c} |\hat{h}_{at}(f)|^2 |\sigma_{TITAN}(f)|^2 df \quad (IV.18)$$

En calculant σ_{bruit} en prenant comme fréquence de coupure $f_c = 300$ Hz, on trouve que le bruit intrinsèque de l'accéléromètre classique sur la mesure du gradient est d'environ $30 E/\sqrt{Hz}$ ($T_c = 1$ s). Ainsi, l'accéléromètre classique ne limite pas la sensibilité de la mesure.

IV.4 Effets systématiques

Les principaux effets systématiques qui limitent les mesures de Γ_{zz} ont été étudiés et sont présentés dans cette partie.

IV.4.1 Raies Raman additionnelles parasites

Notre méthode de génération du laser Raman par modulation entraîne la présence de raies lasers additionnelles. Ces raies sont responsables d'un déphasage en sortie d'interféromètre qui induit une erreur sur la mesure de Γ_{zz} . Comme expliqué précédemment dans la partie III.4.2, il est possible d'annuler le déphasage dû aux raies parasites en calculant des paramètres d'interférométrie (T, v_0) [133]. Il est possible d'utiliser la même méthode de calcul dans le cas d'un interféromètre à quatre impulsions lasers.

Pour un interféromètre double-boucle symétrique, en prenant les notations de la figure I.6 dans le chapitre I, le déphasage introduit par les raies parasites $\Delta\varphi_{raies}$ vaut :

$$\Delta\varphi_{raies} = \varphi_p(z_A) - \varphi_p(z_B) - \varphi_p(z_C) + \varphi_p(z_E) + \varphi_p(z_F) - \varphi_p(z_G) \quad (\text{IV.19})$$

où z_i sont les positions des atomes à différents points i de l'interféromètre présentés sur le diagramme spatio-temporel de l'interféromètre double-boucle symétrique présenté en figure I.6 dans le chapitre I, et où :

$$\varphi_p(z) = \text{arg} \left(\sum_m \Omega_m e^{im\Delta kz} \right) \quad (\text{IV.20})$$

Avec $\Omega_m = \frac{E_{m+1}E_m}{E_1E_0} \frac{\Delta}{\Delta+m\Delta\omega} \Omega_0$ la fréquence de Rabi effective associée à la $m^{\text{ième}}$ transition parasite, Δ le désaccord du laser Raman, $\Delta\omega$ la fréquence de modulation, et $\Delta k = 2\Delta\omega/c$. E_m est le champ électrique vu par l'atome tel que pour une transition Raman entre deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ passant par un état intermédiaire $|i\rangle$, $\hbar\Omega_{mxi} = -\langle i|d_{xi}E_m|x\rangle$ ($x = a$ ou b) [133].

On peut montrer que ce déphasage $\Delta\varphi_{raies}$ est nul si $z_A - z_C$, $z_F - z_A$ et $z_G - z_A$ sont des multiples de la longueur d'onde micro-onde $2\pi/\Delta k$. On peut écrire ses positions en fonction du temps d'interférométrie et de la vitesse atomique à la première impulsion Raman :

$$\begin{cases} z_C - z_A = v_0T + 1/2gT^2 = n_a \frac{2\pi}{\Delta k} & (a) \\ z_F - z_A = v_0(3T) + 1/2g(3T)^2 = n_b \frac{2\pi}{\Delta k} & (b) \\ z_G - z_A = v_0(4T) + 1/2g(4T)^2 = n_c \frac{2\pi}{\Delta k} & (c) \end{cases} \quad (\text{IV.21})$$

En combinant ces équations, les paramètres de l'interféromètre atomique permettant d'annuler le déphasage introduit par les raies parasites sont :

$$T = \sqrt{\frac{n2\pi}{3\Delta kg}} \quad \text{et} \quad v_0 = \frac{n' \left(\frac{2\pi}{\Delta k} \right) - \frac{1}{2}gT^2}{T} \quad \text{avec} \quad n, n' \in N \quad (\text{IV.22})$$

où v_0 est la vitesse du nuage d'atomes à la première impulsion Raman, T le temps d'interférométrie, n et n' des entiers.

Expérimentalement, on introduit une asymétrie temporelle ΔT dans la séquence interférométrique afin de s'affranchir des interféromètres Ramsey-Bordé parasites. Cette asymétrie temporelle change les conditions d'annulation du déphasage introduit par les raies parasites. L'équation IV.21 devient :

$$\begin{cases} z_C - z_A = v_0(T + \Delta T) + 1/2g(T + \Delta T)^2 = n_a \frac{2\pi}{\Delta k} & (a) \\ z_F - z_A = v_0(3T + \Delta T) + 1/2g(3T + \Delta T)^2 = n_b \frac{2\pi}{\Delta k} & (b) \\ z_G - z_A = v_0(4T) + 1/2g(4T)^2 = n_c \frac{2\pi}{\Delta k} & (c) \\ z_F - z_B = v_0(2T) + 1/2g(2T)^2 = n_d \frac{2\pi}{\Delta k} & (d) \\ z_G - z_E = v_0(T - \Delta T) + 1/2g(T - \Delta T)^2 = n_e \frac{2\pi}{\Delta k} & (e) \end{cases} \quad (\text{IV.23})$$

Ces équations sont insolubles, il n'existe pas de paramètres d'interférométrie T et v_0 permettant d'annuler le déphasage $\Delta\varphi_{raies}$.

Comme on ne peut pas annuler ce déphasage en choisissant des paramètres particuliers d'interférométrie, l'effet systématique introduit par la présence des raies parasites est minimisé et caractérisé. Pour cela, la méthode suivante est utilisée :

- on choisit les paramètres $[T, v_0]$ permettant d'annuler le déphasage dû aux raies parasites pour une configuration symétrique et qui permettent d'obtenir le plus grand temps d'interférométrie T possible par rapport à notre dispositif. Ici, les paramètres choisis sont $T = 38,6$ ms et $v_0 = 0,379$ m/s. Cela donne un temps total de chute libre des atomes de 193 ms pour un temps de chute libre maximal des atomes de 204 ms.

- on calcule théoriquement l'effet systématique introduit par les raies parasites avec ces paramètres en présence d'une asymétrie temporelle $\Delta T = 300 \mu\text{s}$. Cet effet systématique dépend de la distance entre les atomes et le miroir de référence Raman vertical et décrit un motif périodique en fonction de cette distance atomes-miroir. Dans notre expérience, la distance atomes-miroir n'est pas connue précisément, l'effet systématique est donc donné par l'intervalle de l'effet des raies parasites sur Γ_{zz} en fonction de la distance atomes-miroir.

- on optimise la valeur de l'effet systématique en changeant légèrement les valeurs de T et v_0 .

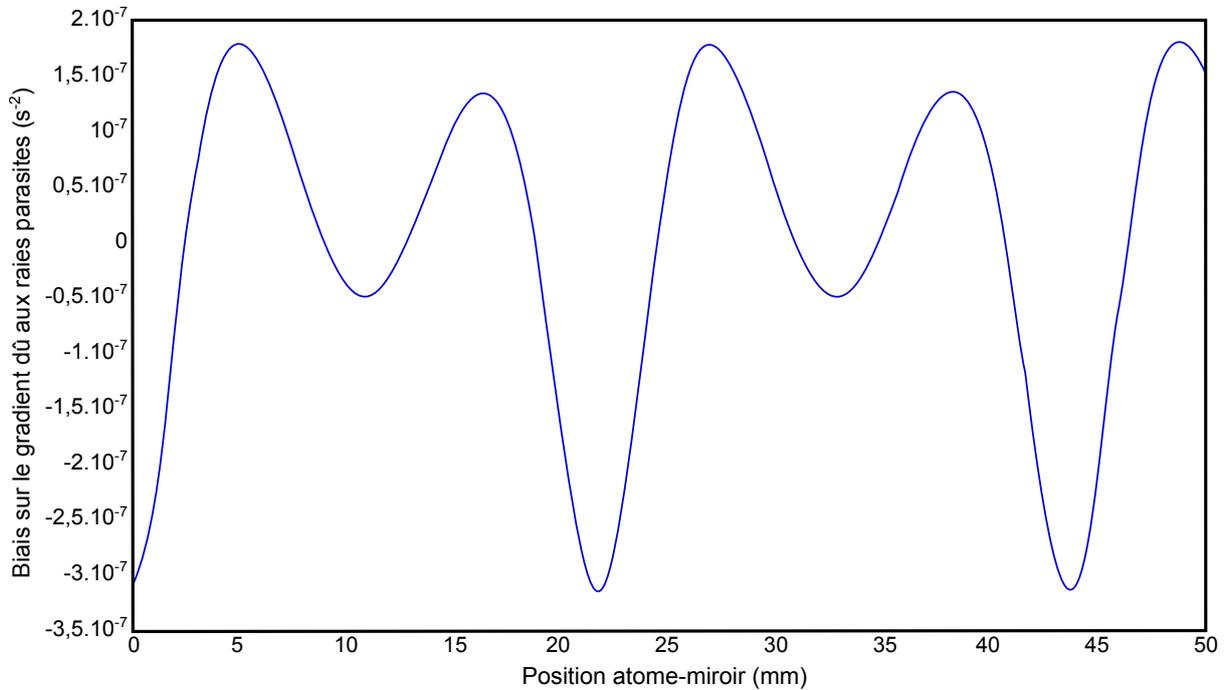


FIGURE IV.9 – Biais sur la mesure de Γ_{zz} induit par la présence de raies parasites due à la modulation du laser Raman en fonction de la position atomes-miroir, calculé à partir de [133]. On observe un motif périodique variant de -300 E à 180 E . Ne connaissant pas la position de notre miroir par rapport aux atomes, l'effet des raies parasites sur la mesure du gradient est estimé par cet intervalle de valeurs.

L'optimisation finale montre que l'effet systématique des raies parasites est minimisé pour les valeurs de $[T, v_0]$ de la configuration symétrique. La figure IV.9 montre l'effet systématique sur la mesure de Γ_{zz} introduit par les raies parasites en fonction de la distance atomes-miroir, pour les paramètres $T = 38,6$ ms, $v_0 = 0,379$ m/s et $\Delta T = 300 \mu\text{s}$. On obtient un effet systématique calculé est compris entre -300 E et 180 E .

IV.4.2 Verticalité

La verticalité a été étudiée pour la mesure d'accélération de pesanteur III.16, elle est assurée avec une incertitude de $\delta\theta = 80 \mu\text{rad}$. Par conséquent, des termes de phase supplémentaires

apparaissent de la projection de l'accélération de pesanteur sur l'axe horizontal, entraînant une vitesse transverse des atomes $\delta v = g\delta\theta T$. La présence de cette vitesse transverse induit une sensibilité à la rotation autour de l'axe horizontal Ω_y . Le terme de phase venant de cette sensibilité à la rotation vaut, d'après [110] :

$$\varphi_{vert} = 4k_{eff}\Omega_y\delta v T^2 \quad (IV.24)$$

avec Ω_y la rotation terrestre.

Cela correspond à une erreur sur la mesure de Γ_{zz} de :

$$\Delta\Gamma_{vert} = \frac{\varphi_{vert}}{2k_{eff}v_0T^3 + 4k_{eff}gT^4} \quad (IV.25)$$

Dans notre expérience, le terme de phase venant de l'erreur de verticalité vaut $\varphi_{vert} = 0,14$ mrad, ce qui correspond à une incertitude sur la mesure de Γ_{zz} de ± 67 E.

IV.4.3 Dérive de l'accéléromètre classique

Cet effet systématique est présent dans la mesure de Γ_{zz} par la technique de corrélation. La mesure effectuée par cette technique est sensible aux erreurs de mesure des vibrations par l'accéléromètre classique TITAN. Ces erreurs de mesure des vibrations peuvent être dues au biais a_b de l'accéléromètre classique et à sa dérive \dot{a}_b pendant la mesure.

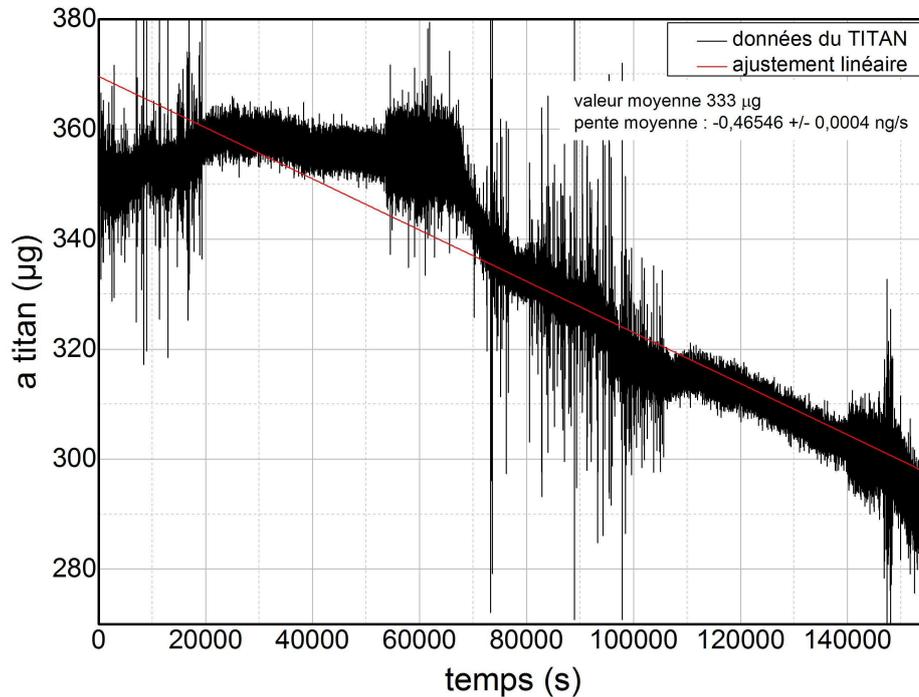


FIGURE IV.10 – Accélération mesurée par l'accéléromètre classique TITAN en fonction du temps. En noir : données expérimentales. En rouge : ajustement linéaire des données : dérive de $-0,47$ ng/s.

Pour estimer ces sources d'erreur, le signal en sortie de l'accéléromètre classique est mesuré pendant deux jours. L'accélération mesurée ainsi que la variation d'accélération mesurée sont

montrées en figure IV.10. La dérive du biais de l'accéléromètre classique est estimée par ajustement linéaire des mesures à : $\dot{a}_b = -0,47 \times 10^{-9}$ g/s. A partir cette mesure, il est possible de calculer le terme de phase introduit par cette dérive du biais de l'accéléromètre :

$$\varphi_b = 4k_{eff}\dot{a}_b T \Delta T \times T_{\Delta T} + 2k_{eff}\dot{a}_b T^3 \quad (\text{IV.26})$$

Le premier terme de phase $4k_{eff}\dot{a}_b T \Delta T \times T_{\Delta T}$ provient du changement du biais d'accélération entre les deux mesures effectuées avec les asymétries temporelles ΔT et $-\Delta T$. Dans notre protocole expérimental, le signe de l'asymétrie temporelle est changé après un temps $T_{\Delta T} = 1$ heure, ce qui introduit un terme de phase égal à environ 1,26 mrad, ce qui est égal à un biais sur la mesure de Γ_{zz} de $\Delta\Gamma = 900$ E. Cette valeur peut être diminuée en réduisant le temps d'intégration des mesures $T_{\Delta T}$. Le deuxième terme de phase $2k_{eff}\dot{a}_b T^3$ provient de l'erreur d'estimation des vibrations, qui introduit un biais sur la mesure de Γ_{zz} de $\Delta\Gamma = \frac{\dot{a}_b}{2gT} = 62$ E.

IV.4.4 Effet du champ magnétique

Lors de la séquence d'interférométrie double-boucle, les atomes sont sélectionnés dans l'état $m_F = 0$ et un champ magnétique directeur vertical est appliqué. Si ce champ magnétique est inhomogène sur la distance de chute libre des atomes, cela introduit un terme de phase supplémentaire et un biais sur la mesure de Γ_{zz} . L'inhomogénéité de champ magnétique directeur entraîne un déplacement des niveaux de la structure hyperfine des atomes (effet Zeeman quadratique), ce qui ajoute un déphasage en sortie de l'interféromètre. En utilisant l'article [112], on peut calculer ce déphasage supplémentaire à partir d'une mesure du profil du champ présentée dans le chapitre II.5. Dans notre protocole expérimental, le signe du vecteur d'onde est inversé ($\pm k_{eff}$), ce qui annule grandement l'effet dû à l'inhomogénéité du champ magnétique. Le biais final sur la mesure de Γ_{zz} est de $\Delta\Gamma = 100$ E ± 100 E.

IV.4.5 Effet de l'attraction de masse de l'enceinte

Comme notre système expérimental possède une masse non nulle, il faut prendre en compte l'attraction gravitationnelle créée par l'instrument lui-même et notamment par l'enceinte à vide en titane. La différence de masses entre la partie supérieure de l'enceinte à vide (croix en titane) et la partie inférieure de l'enceinte à vide (parallélépipède en titane) est estimée à $\Delta M = 1,5$ kg. Ainsi, en utilisant l'approximation de masse ponctuelle, on peut faire une première estimation grossière de l'effet de cette différence de masse sur la mesure de Γ_{zz} :

$$\Delta\Gamma = \frac{2G\Delta M}{r^3} \quad (\text{IV.27})$$

Avec $G = 6,67 \times 10^{-11}$ N.m².kg⁻² la constante de gravitation et r la distance entre les masses.

En supposant que la distance des atomes à l'enceinte est entre 5 cm et 10 cm, l'effet de l'attraction gravitationnelle de l'enceinte sur la mesure de Γ_{zz} est compris 1600 E et 200 E. Une estimation plus précise pourrait être effectuée en faisant une simulation numérique de la distribution de masse de l'enceinte à partir d'un modèle 3D de l'enceinte. Le modèle 3D de l'enceinte a déjà été fait lors de la conception de l'expérience lors de la thèse précédente [3].

IV.4.6 Effet de pente sur les franges

Dans la mesure de Γ_{zz} avec la table d'isolation des vibrations MINUS-K, il existe un effet systématique venant de la présence d'une pente sur la valeur moyenne P_m du système de franges d'interférence. Lorsqu'on observe les franges d'interférence obtenues en scannant la rampe de fréquence α , on voit que la valeur moyenne des franges P_m varie linéairement en fonction du temps (figure IV.11). Cette pente A sur la valeur moyenne de la probabilité de transition provient d'un changement de la condition de résonance qui apparaît car on ne peut pas négliger la largeur

de l'enveloppe ($\propto 1/\tau_{\pi/2}$) par rapport à la période des franges ($\propto 1/4T\Delta T$). En effet, la période des franges en présence d'asymétrie temporelle est beaucoup plus grande que sans asymétrie temporelle, on ne peut donc plus négliger les variations de l'offset et de l'amplitude des franges d'interférence.

Si cette pente A était identique dans les quatre configurations combinées pour obtenir une valeur de Γ_{zz} , son effet sur la mesure serait nulle. En effet, pour chaque configuration, l'effet de la pente sur le système de frange sur la mesure s'écrit :

$$\Delta\Gamma = \frac{\pi}{24Ck_{\text{eff}}gT^5\Delta T} \times A \quad (\text{IV.28})$$

Ainsi, en combinant les quatre mesures par l'équation IV.16, l'effet de la pente A s'annule.

Pour chacune des configurations, le système des franges est tracé et la valeur de la pente A est estimée par ajustement linéaire avec la formule :

$$P = P_0 + (\alpha - \alpha_0)A + \frac{C}{2}\cos(\varphi) \quad (\text{IV.29})$$

On observe que les valeurs de pente A ne se compensent pas par combinaison des mesures, car elles ne sont pas identiques, ni lorsqu'on change le signe du vecteur d'onde effectif de la transition, ni lorsqu'on change le signe de l'asymétrie temporelle.

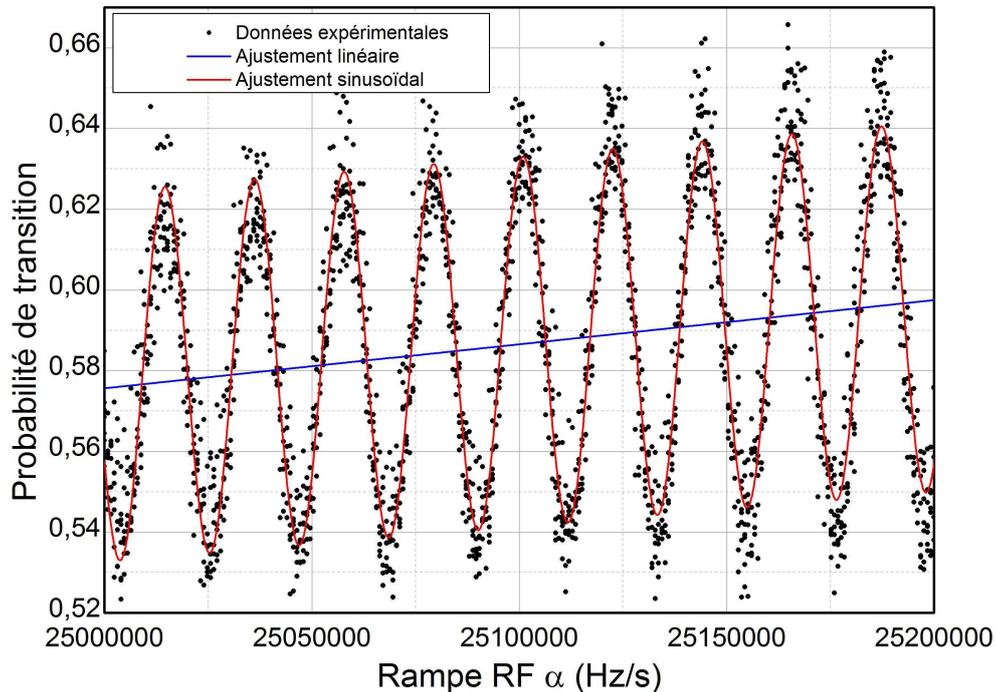


FIGURE IV.11 – Probabilité de transition en fonction de la rampe α en sortie de l'interféromètre double-boucle en présence d'une table d'isolation des vibrations. Points noirs : mesure expérimentale. Courbe rouge : ajustement sinusoïdale d'équation IV.29. Courbe bleue : ajustement linéaire mettant en évidence la pente sur la valeur moyenne du système de franges.

Ainsi, à partir des mesures de la pente pour les quatre configurations différentes, nous obtenons quatre valeurs de pente ($A_{\uparrow,-}$, $A_{\uparrow,+}$, $A_{\downarrow,-}$, $A_{\downarrow,+}$), ce qui nous donne une valeur de A après

combinaison des valeurs de :

$$A_{\uparrow,\downarrow,\pm} = \frac{(A_{\uparrow,-} - A_{\downarrow,-}) - (A_{\uparrow,+} - A_{\downarrow,+})}{2} \quad (\text{IV.30})$$

En utilisant cette valeur de A dans l'équation IV.28, le biais estimé sur la mesure de Γ_{zz} dû à la présence d'une pente sur la valeur moyenne du système de franges d'interférence est égal à $4351 \text{ E} \pm 430 \text{ E}$ pour la méthode utilisant la table d'isolation des vibrations.

IV.4.7 Effet du désaccord Raman

Si les impulsions Raman ne sont pas parfaitement à résonance avec la transition, un déphasage apparaît égal à :

$$\begin{aligned} \varphi_{\delta} = & (\delta^0 + \delta^D) \tau - \arctan \left(\frac{\delta^{(1)}}{\sqrt{\Omega^2 + \delta^{(1)2}} \tan \left(\sqrt{\Omega^2 + \delta^{(1)2}} \frac{\tau}{2} \right)} \right) \\ & - \arctan \left(\frac{\delta^{(4)}}{\sqrt{\Omega^2 + \delta^{(4)2}} \tan \left(\sqrt{\Omega^2 + \delta^{(4)2}} \frac{\tau}{2} \right)} \right) \end{aligned} \quad (\text{IV.31})$$

Avec $\delta^D = k_{eff} v_{in}$ le désaccord en fréquence de la transition Raman à deux photons dû à l'effet Doppler, en supposant que la rampe de fréquence α compense parfaitement la chute libre des atomes. $\delta^0 = (\omega_1 - \omega_2) - \omega_G - \omega_{rec}$ en reprenant les notations du chapitre I.1. $\delta^0 + \delta^D$ est le désaccord total de la transition Raman à un et à deux photons en absence de déplacement lumineux (noté LS), $\delta^{(i)}$ est le désaccord total à la $i^{\text{ème}}$ impulsion Raman en présence de déplacement lumineux, Ω est la pulsation Rabi effective, τ est la durée de la première et dernière impulsion Raman, v_{in} est la vitesse des atomes à l'instant de l'allumage de la rampe de fréquence α . Cette expression est donnée pour une séparation temporelle des impulsions de T , $2T$ et T définie entre les centres des impulsions.

Le désaccord Raman possède plusieurs composantes :

$$\delta^{(i)} = \delta^0 + \delta^D + \delta^{LS1} + \delta^{LS2} \quad (\text{IV.32})$$

Avec δ^{LS1} (respectivement δ^{LS2}) le désaccord Raman dû au déplacement lumineux à un photon (à deux photons).

On fait ici l'approximation suivante :

$$\arctan \left(\frac{\delta^{(i)}}{\sqrt{\Omega^2 + \delta^{(i)2}} \tan \left(\sqrt{\Omega^2 + \delta^{(i)2}} \frac{\tau}{2} \right)} \right) \approx \frac{\delta^{(i)}}{\Omega} \quad (\text{IV.33})$$

Cela permet de trouver une expression du déphasage introduit par les impulsions Raman proches de la résonance plus simple :

$$\varphi_{\delta} = (\delta^0 + \delta^D) \tau - \left(\frac{\delta^{(1)} + \delta^{(4)}}{\Omega} \right) \quad (\text{IV.34})$$

Contrairement au cas de l'interféromètre atomique de type Mach-Zehnder, l'effet sur le déphasage en $\frac{\delta}{\Omega}$ s'ajoute entre la première et la dernière impulsion pour un interféromètre atomique double-boucle. On n'annule donc pas les mêmes termes du désaccord Raman δ en changeant le signe du vecteur d'onde effectif de la transition k_{eff} de la façon suivante :

$$\text{Traitement } \pm k_{eff} : \Delta\Phi = \frac{\Delta\Phi_{\uparrow} - \Delta\Phi_{\downarrow}}{2} \quad (\text{IV.35})$$

où $\Delta\Phi$ est le déphasage en sortie de l'interféromètre.

La composante δ^0 du désaccord Raman s'annule dans le traitement des données. Si on choisit le bon rapport de raie, la composante δ^{LS1} s'annule aussi dans le traitement des données lorsqu'on change le signe du vecteur d'onde effectif k_{eff} . Par contre, les composantes δ^D et δ^{LS2} ne s'annulent pas lors du traitement des données, leur effet doit être étudié. On peut remarquer que dans le cas d'un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder, l'effet du désaccord Raman dû à l'effet Doppler s'annule contrairement au cas de l'interféromètre atomique double-boucle.

Sensibilité résiduelle à la vitesse des atomes

En faisant l'approximation de l'équation IV.33 ($\delta \ll \Omega$), le déphasage dû au désaccord Raman introduit par l'effet Doppler est égal à :

$$\varphi_{\delta^D} = \delta^D \tau - 2 \frac{\delta^D}{\Omega} \quad (\text{IV.36})$$

Il ne s'annule pas, l'interféromètre atomique double-boucle garde une sensibilité résiduelle à la vitesse des atomes. Sachant que $\Omega\tau = \pi/2$, le déphasage dû à cette sensibilité résiduelle s'écrit :

$$\varphi_{\delta^D} = \left(1 - \frac{4}{\pi}\right) \delta^D \tau \quad (\text{IV.37})$$

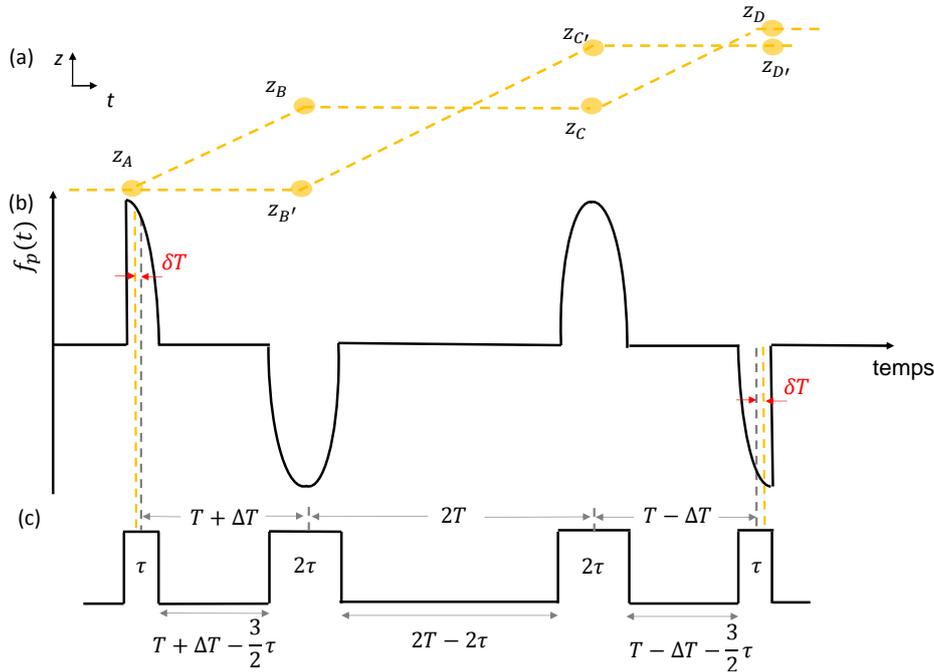


FIGURE IV.12 – (a) : Diagramme espace-temps de la trajectoire classique des atomes pour un interféromètre atomique double-boucle asymétrique en absence de gravité. On considère que la séparation des chemins se produit à l'instant attendu d'après la réponse en position ($t_{sep} = \int_0^\tau f_p(t)dt$). Cet instant de séparation des chemins correspond au moment où la phase laser est imprimée sur la fonction d'onde de l'atome, en considérant que la phase laser varie linéairement en fonction du temps pendant l'impulsion Raman. (b) : Fonction de réponse en position $f_p(t)$ de l'interféromètre atomique double-boucle avec des impulsions Raman de durée finie [115]. (c) Diagramme temporel de l'interféromètre atomique double-boucle, les temps entre les impulsions Raman étant définis par rapport au centre des impulsions.

On peut l'interpréter comme le fait que le changement interne de l'atome ne se fait pas au centre de l'impulsion Raman pour les impulsions $\pi/2$ dans l'interféromètre atomique double-boucle asymétrique à impulsions Raman de durée finie. Ainsi, l'interféromètre ne se ferme pas totalement, ce qui entraîne une phase dépendante de la vitesse. La figure IV.12 illustre cette interprétation. Sur la fonction de réponse en position $f_p(t)$ de l'interféromètre double [115], on observe que le maximum de sensibilité de réponse de l'interféromètre atomique n'est pas au milieu des impulsions Raman pour des impulsions $\pi/2$. Ainsi, si on introduit une asymétrie temporelle δT afin de faire la première impulsion $\pi/2$ plus tôt et la dernière impulsion $\pi/2$ plus tard, on s'approche du maximum de sensibilité de réponse de l'interféromètre.

Il est possible d'annuler ce déphasage en introduisant une compensation temporelle δT . Physiquement, on se rapproche temporellement du maximum de sensibilité de la fonction de réponse $f_p(t)$ pour les impulsions $\pi/2$. Le déphasage devient alors :

$$\varphi_{\delta D} = \delta^D \tau - 2 \left(\frac{\delta^D}{\Omega} - \delta T \right) \quad (\text{IV.38})$$

Cela nous donne une valeur de compensation temporelle à mettre pour annuler le déphasage $\varphi_{\delta D}$. On obtient donc pour δT :

$$\delta T = \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{\pi} \right) \tau \quad (\text{IV.39})$$

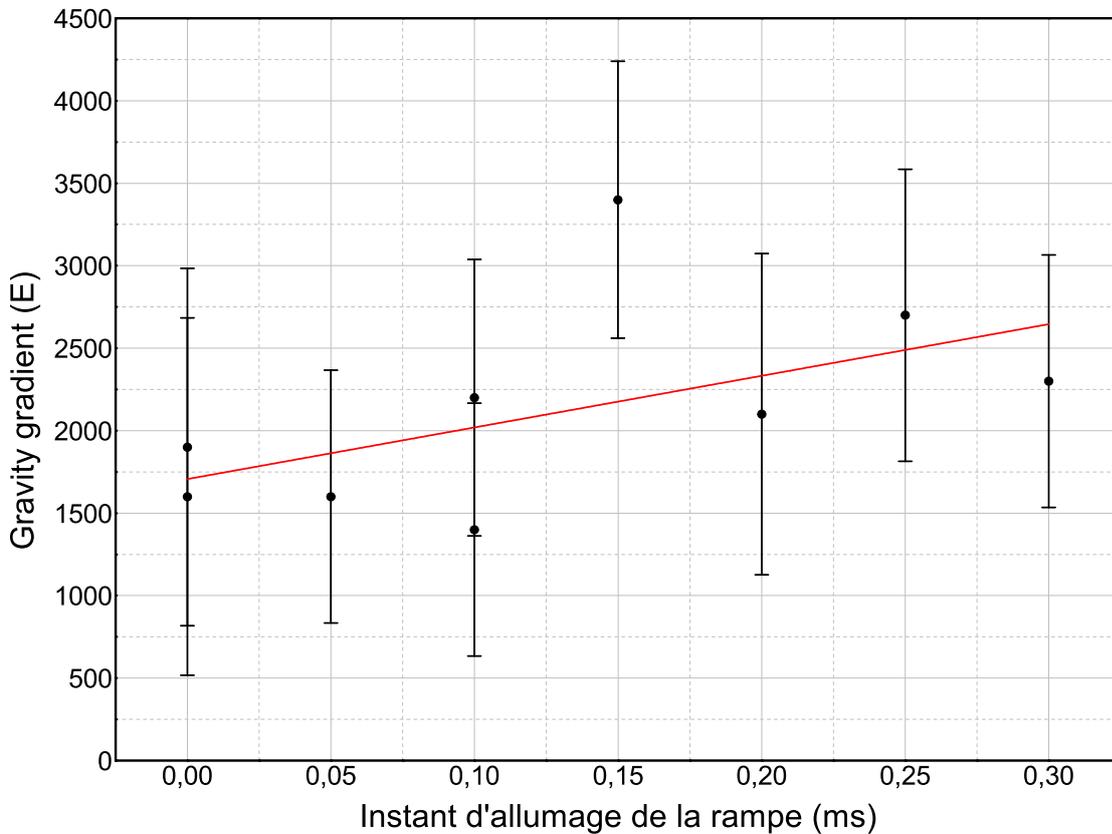


FIGURE IV.13 – Gradient Γ_{zz} mesuré en fonction de l'instant d'allumage de la rampe α avec un temps $\delta T = 1 \mu\text{s}$ pour compenser la sensibilité résiduelle à la vitesse initiale des atomes. L'instant 0 correspond à l'instant optimisé dans le chapitre précédent. Courbe rouge : ajustement linéaire de pente $3000 \pm 2000 \text{ E/ms}$.

Pour une impulsion $\pi/2$ de durée $\tau = 8 \mu\text{s}$, on obtient finalement une compensation temporelle $\delta T = 1,09 \mu\text{s}$. Le calcul donne une valeur de δT positive lorsqu'on prend les conventions de la figure IV.12 (c'est à dire de sorte à augmenter l'aire des deux boucles de l'interféromètre).

Expérimentalement, une valeur de $\delta T = 1 \mu\text{s}$ est ajoutée dans la séquence expérimentale et la valeur de Γ_{zz} est mesurée pour différents instants d'allumage de la rampe de radiofréquence α . En effet, le désaccord Doppler dépend de la rampe de fréquence : $\delta^D = (\alpha - k_{eff})gt - k_{eff}v_0$. Cette rampe est utilisée expérimentalement pour compenser l'effet Doppler dû à la chute libre des atomes. Lorsqu'on change l'instant d'allumage de la rampe de radiofréquence, on ne compense plus l'effet Doppler.

Pour obtenir la figure IV.13, la table d'isolation des vibrations Minus-K est mise en lévitation, ce qui nous permet de tracer des franges d'interférence en fonction de la rampe α . Ensuite, l'expérience est mise en marche avec la méthode FLM et avec alternance du signe de l'asymétrie temporelle ΔT afin d'obtenir une valeur de Γ_{zz} . Pour chaque mesure de Γ_{zz} , l'instant d'allumage de la rampe α est changé. L'instant $t = 0$ correspond à l'instant d'allumage de la rampe α optimisé précédemment pour compenser l'accélération de pesanteur.

On observe sur la courbe que la mesure de Γ_{zz} est toujours sensible à la vitesse initiale des atomes, malgré la compensation temporelle effectuée par δT . Cela peut être dû à des défauts expérimentaux comme une imperfection des impulsions $\pi/2$ et une asymétrie dans la forme des impulsions qui peuvent changer la valeur de δT à mettre pour fermer parfaitement l'interféromètre. La pente obtenue sur la courbe par ajustement linéaire est de $3000 \pm 2000 \text{ E/ms}$. On estime connaître la vitesse initiale des atomes avec une incertitude de 1 mm/s , ce qui entraîne une incertitude sur la mesure de Γ_{zz} de 300 E .

Déplacement lumineux

Le déplacement lumineux présent dans notre expérience possède deux composantes : le déplacement lumineux à un et à deux photons. En choisissant le bon rapport de raies Raman, il est possible d'annuler le déplacement lumineux à un photon. Par contre, le désaccord Raman reste sensible au déplacement lumineux à deux photons (noté TPLS dans la suite - *two-photon light-shift*) [143]. Le désaccord Raman dû au TPLS écrit δ^{LS2} vaut :

$$\delta^{LS2} = \frac{\Omega^2}{8k_{eff}} \left(\frac{1}{v + gt + v_{eff}} + \frac{1}{v + gt} \right) \quad (\text{IV.40})$$

En ne faisant aucune approximation et en considérant la formule exacte de déphasage introduit par le TPLS (d'après l'équation IV.31), on observe que le déphasage dû au TPLS tend vers 0 lorsque la durée des impulsions Raman tendent vers 0, indépendamment du désaccord et de la fréquence Rabi effective. On effectue une simulation numérique de ce déphasage en prenant en compte la distribution en vitesse des atomes. On observe que pour nos paramètres expérimentaux, le déphasage varie linéairement en fonction de la durée des impulsions Raman.

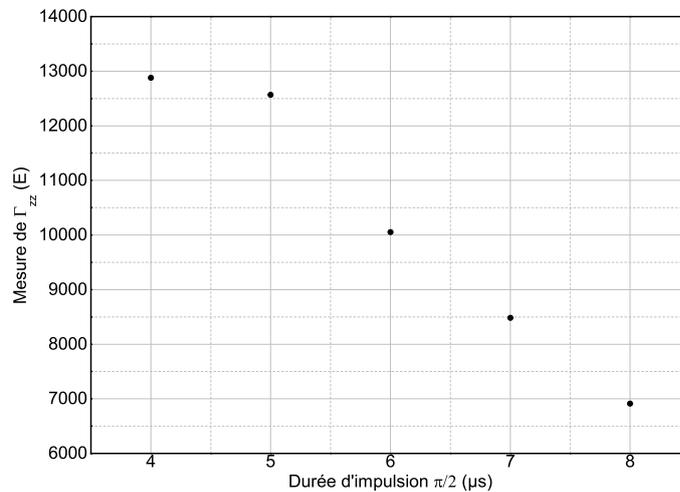
Pour confirmer expérimentalement cette simulation numérique et estimer l'effet du TPLS sur la mesure de Γ_{zz} , on met la table d'isolation des vibrations en lévitation, et on lance l'expérience avec la méthode FLM et l'alternance du signe de ΔT . On lance plusieurs fois l'expérience en changeant la durée des impulsions $\pi/2$. On décide de garder la durée des impulsions π constante afin de préserver le contraste de l'interféromètre (qui est seulement de 10% pour des impulsions $\pi/2$ optimisées). On obtient les courbes présentées figure IV.14.

La courbe présentée sur la figure IV.14(a) n'est pas corrigée de l'effet de pente sur le système de franges décrit précédemment (*cf.* partie IV.4.6) et la courbe en figure IV.14(b) est corrigée de l'effet de pente. En effet, c'est en faisant la courbe en (a) que l'on a mis en évidence l'effet de pente sur la valeur moyenne du système de franges d'interférence. On s'attendait à obtenir une courbe qui tendait vers la valeur de Γ_{zz} lorsque la durée des impulsions $\pi/2$, et à cause de l'effet

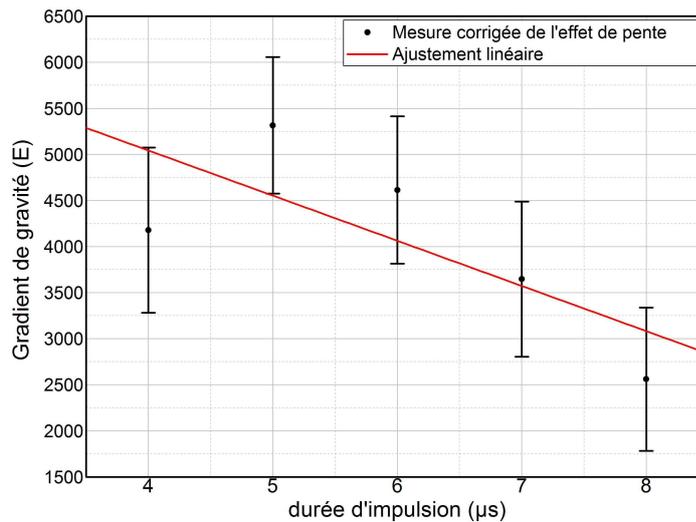
de pente, nous avons obtenu une courbe qui tendait vers une valeur différente de celle de Γ_{zz} lorsque la durée des impulsions diminuait. Le déphasage introduit par l'effet de pente dépend de la durée des impulsions $\pi/2$ car il dépend de la valeur du contraste du système de franges d'interférence. Ainsi, en faisant cette expérience, on observe l'effet combiné du TPLS et de la pente sur les franges.

Pour corriger la courbe (b) de l'effet de pente sur les franges, un système de frange a été tracé pour chaque valeur de durée d'impulsion $\pi/2$ et son contraste a été mesuré. L'effet de pente sur les franges a été ensuite calculé en fonction de ce contraste en supposant que la valeur de A trouvée précédemment est indépendante de la durée de l'impulsion $\pi/2$.

Finalement, on obtient une pente linéaire, ce qui est compatible avec notre simulation numérique. L'ajustement linéaire effectué sur les mesures expérimentales donne une valeur du biais et une incertitude sur ce biais de $\Delta\Gamma = -4351 \text{ E} \pm 2019 \text{ E}$.



(a)



(b)

FIGURE IV.14 – Mesure de Γ_{zz} en fonction de la durée des impulsions $\pi/2$, (a) : mesures brutes, (b) : mesures corrigées de l'effet de pente.

IV.4.8 Conclusion sur les effets systématiques

Les effets systématiques étudiés sont regroupés dans le tableau IV.2. Les valeurs finales mesurées de la composante verticale du gradient de gravité sont :

$$\Gamma_{zz}^{(1)} = (6100 \pm 2500)E \text{ et } \Gamma_{zz}^{(2)} = (5200 \pm 3400)E \quad (\text{IV.41})$$

TABLE IV.2 – Correction (Corr.) et incertitudes en Eötvös [E] des principaux effets systématiques affectant la mesure de Γ_{zz} effectuées par deux méthodes : (1) avec isolation des vibrations, (2) avec mesure et corrélation des vibrations

Source	Corr. (1)	u (1)	Corr. (2)	u (2)
Effet de pente	-4300	400	-	-
Déplacement lumineux à deux photons	3900	2000	3900	2000
Sensibilité à la vitesse initiale des atomes	0	300	0	300
Raies lasers parasites	0	[-300 ;200]	0	[-300 ;200]
Verticalité	0	70	0	70
Dérive du biais de l'accéléromètre classique	-	-	-1,5	1000
Effet de l'inhomogénéité du champ magnétique	-100	100	-100	100
Effet d'attraction gravitationnelle de l'enceinte	-1000	1000	-1000	1000
Incertitude statistique	-	800	-	2400
Total	-1500	2500	2800	3400

Les deux valeurs mesurées sont statistiquement en accord l'une avec l'autre. Pour les deux méthodes, l'effet systématique dominant provient du déplacement lumineux à deux photons. Nos résultats sont compatibles avec une mesure effectuée dans notre salle d'expérimentation par un gravimètre relatif (Scintrex CG-3M et CG5), qui a mesuré une valeur de $\Gamma_{zz} = 3180 \pm 30$ E. Pour obtenir une mesure de gradient avec un gravimètre relatif, plusieurs mesures de gravité ont été effectuées à différentes hauteurs.

IV.5 Discussions et possibles améliorations

Nos performances sont à plusieurs ordres de grandeur des valeurs de l'état de l'art des gradiomètres atomiques conventionnels. Une des principales raisons est la taille de notre enceinte à vide limitant fortement la sensibilité de mesure. En extrapolant nos performances pour des distances de chute plus longues, nous pouvons discuter du potentiel de notre méthode de mesure de la composante verticale du gradient de gravité pour des applications sur Terre, dans l'espace, embarquées et dans un environnement de laboratoire.

Le facteur d'échelle théorique ($\mathcal{S} = \partial\Delta\Phi/\partial\Gamma$) de l'interféromètre atomique double-boucle asymétrique est comparé à celui de deux interféromètres Mach-Zehnder, c'est à dire la dérivée de la phase en sortie de l'interféromètre par rapport au gradient. Cela indique la sensibilité de l'instrument au gradient, ce qui permet de comparer les performances de ces deux interféromètres atomiques pour un environnement en microgravité et en gravité.

Puis la sensibilité est extrapolée pour une enceinte à vide de 1 m. En effet, notre dispositif dispose d'un petit temps de chute comparé aux gradiomètres atomiques typiquement développés en environnement de laboratoire [29]. En extrapolant pour un temps de chute plus long, une comparaison peut être faite avec les sensibilités de l'état de l'art.

Enfin, les résultats présentés dans ce chapitre sont des preuves de principe de deux méthodes

pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. L'exactitude et la sensibilité de nos mesures n'ont pas été optimisées. Néanmoins, des améliorations sont présentées dans la suite qui permettraient une amélioration significative de nos performances. L'objectif final étant d'obtenir une centrale inertielle, ce travail d'optimisation n'a pas été effectué pendant cette thèse et il a été décidé de mettre en place la mesure de l'accélération horizontale.

IV.5.1 Comparaison du facteur d'échelle

On va comparer le facteur d'échelle ($\mathcal{S} = \partial\Delta\Phi/\partial\Gamma$) de l'interféromètre atomique double-boucle avec celui d'un gradiomètre atomique conventionnel utilisant deux interféromètres Mach-Zehnder à deux hauteurs différentes. Le facteur d'échelle \mathcal{S} permet de montrer la sensibilité de la phase en sortie d'un interféromètre au gradient de gravité Γ_{zz} . Cette sensibilité à Γ_{zz} dépend de la sensibilité de l'interféromètre au temps d'interrogation total. La comparaison a été faite pour des applications potentielles sur Terre et dans l'espace. Les calculs sont faits avec un temps d'interrogation total T_{int} et une taille de la zone d'interrogation L . L'effet du terme de déphasage lié au recul est négligé. Ce terme dû au recul est responsable d'un déplacement des atomes très petit devant la taille du dispositif. Néanmoins, pour des temps d'interaction longs, il faudrait le prendre en compte.

Environnement de microgravité

Gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder

En microgravité, si les atomes ont une vitesse initiale nulle, ils restent à la même position pendant la séquence d'interférométrie. On considère donc deux interféromètres Mach-Zehnder séparés d'une hauteur L , qui est la séparation maximale possible avec les paramètres considérés. Le temps entre les impulsions Raman est $T_{int}/2$. Le déphasage en sortie de chaque interféromètre vaut :

$$\begin{cases} \varphi_h = k_{eff} a \left(\frac{T_{int}}{2}\right)^2 \\ \varphi_b = k_{eff} (a + \Gamma_{zz} L) \left(\frac{T_{int}}{2}\right)^2 \end{cases} \quad (\text{IV.42})$$

Avec φ_h (respectivement φ_b) le déphasage en sortie de l'interféromètre du haut (du bas).

Pour un gradiomètre à deux interféromètres de type Mach-Zehnder, la mesure de Γ_{zz} est obtenue en faisant la différence entre le déphasage en sortie des deux interféromètres. On obtient le déphasage :

$$\Delta\varphi = \varphi_h - \varphi_b = \frac{1}{4} k_{eff} \Gamma_{zz} L T_{int}^2 \quad (\text{IV.43})$$

Le facteur d'échelle vaut donc :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{4} k_{eff} L T_{int}^2 \quad (\text{IV.44})$$

Gradiomètre double-boucle

Pour l'interféromètre double boucle, le temps entre les impulsions Raman est $T_{int}/4$, deux fois plus petit que précédemment. En microgravité, le terme prédominant du déphasage en sortie de l'interféromètre est le terme de phase en T^3 dépendant de la vitesse initiale des atomes. Le terme de déphasage dépendant de l'accélération des atomes est très petit. En microgravité, l'absence d'accélération de pesanteur oblige à lancer les atomes initialement pour avoir une vitesse initiale non nulle. On considère une vitesse de lancement de L/T_{int} pour que les atomes parcourent la distance L pendant la séquence d'interférométrie de durée T_{int} . Le déphasage vaut alors en sortie d'interféromètre :

$$\begin{aligned}\varphi &= 2k_{eff} \frac{L}{T_{int}} \Gamma_{zz} \left(\frac{T_{int}}{4} \right)^3 \\ &= \frac{1}{32} k_{eff} \Gamma_{zz} L T_{int}^2\end{aligned}\tag{IV.45}$$

Le facteur d'échelle vaut alors :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{32} k_{eff} L T_{int}^2\tag{IV.46}$$

Comparaison des facteurs d'échelle

En environnement de microgravité, le facteur d'échelle du gradiomètre atomique utilisant deux interféromètres Mach-Zehnder est 8 fois plus grand que celui du gradiomètre atomique utilisant un interféromètre double-boucle. Cela veut dire que le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder est à priori 8 fois plus sensible à Γ_{zz} que le gradiomètre double-boucle, pour un même temps d'interrogation des atomes. On voit que dans ce cas, la sensibilité de l'interféromètre dépend du temps entre les impulsions Raman : le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder permet d'avoir des temps entre les impulsions Raman deux fois plus grands que le gradiomètre double-boucle. La sensibilité dépend aussi de la taille de la zone d'interrogation L : le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder ne nécessite pas de lancer les atomes, ce qui simplifie la séquence expérimentale. Les atomes sont immobiles pendant la séquence d'interférométrie. L est donc pour ce gradiomètre la distance de séparation des deux nuages d'atomes. Par contre, il nécessite deux nuages d'atomes, ce qui complexifie la séquence expérimentale. Pour le gradiomètre double-boucle, comme on doit donner une vitesse initiale aux atomes, la longueur du dispositif est dépendante du temps d'interférométrie, ce qui fait baisser la sensibilité par rapport à des atomes qui restent immobiles pendant la séquence.

Environnement terrestre sans lancer d'atome

Gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder

Les atomes sont ici soumis à l'accélération de pesanteur. La distance maximale possible entre les deux interféromètres n'est donc pas L mais $D = L - \frac{1}{2}g(2T)^2$, avec T le temps entre les impulsions Raman, qui définit le bras de levier du gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder. On considère que l'interféromètre Mach-Zehnder du haut est sensible à l'accélération de pesanteur, et que l'interféromètre du bas est sensible à l'accélération de pesanteur ainsi qu'à Γ_{zz} . On obtient une différence de déphasage entre les deux interféromètres égale à :

$$\Delta\varphi = k_{eff} \Gamma_{zz} (L - 2gT^2) T^2\tag{IV.47}$$

Le facteur d'échelle vaut alors :

$$\mathcal{S} = k_{eff} (L - 2gT^2) T^2\tag{IV.48}$$

On peut maximiser ce facteur d'échelle en séparant les deux interféromètres d'une distance $D_{opt} = L/2$. Chaque interféromètre Mach-Zehnder a une distance de $L/2$ pour effectuer ses trois impulsions Raman. Le temps entre chaque impulsion Raman vaut alors $T_{opt} = 1/2\sqrt{\frac{L}{g}}$. Avec ces paramètres optimaux, le facteur d'échelle devient :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{8} \frac{k_{eff} L^2}{g}\tag{IV.49}$$

Gradiomètre double-boucle

Les atomes étant soumis à l'accélération de pesanteur, le temps d'interrogation total T_{int} disponible pour une taille de zone d'interrogation maximale L vaut $T_{int} = \sqrt{2L/g}$. En considérant ce temps d'interrogation maximal, les atomes ne chutent pas avant la première impulsion Raman

et n'ont donc pas de vitesse initiale. Le déphasage en sortie de l'interféromètre ne contient alors que le terme de déphasage en T^4 dépendant de l'accélération de pesanteur :

$$\begin{aligned}\varphi &= 4k_{eff}g\Gamma_{zz}\left(\frac{T_{int}}{4}\right)^4 \\ &= \frac{1}{16}\frac{k_{eff}\Gamma_{zz}L^2}{g}\end{aligned}\tag{IV.50}$$

Le facteur d'échelle vaut alors :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{16}\frac{k_{eff}L^2}{g}\tag{IV.51}$$

Comparaison des facteurs d'échelle

Dans un environnement terrestre lorsqu'on ne lance pas les atomes, le gradiomètre double-boucle est deux fois moins sensible Γ_{zz} que le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder. On aurait pu s'attendre à ce que le gradiomètre double-boucle ait une meilleure sensibilité que le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder, ayant un terme de déphasage en T^4 au lieu de T^2 . Même si sa sensibilité augmente plus vite avec le temps d'interrogation que le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder, pour une même taille de zone d'interrogation, le temps entre les impulsions Raman pour un gradiomètre double-boucle ($T_{int}/4$) est plus petit que pour un gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder ($T_{int}/2$). De plus, pour le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder, on peut choisir indépendamment la valeur du temps T et du bras de levier D afin d'optimiser le facteur d'échelle, ce qui n'est pas le cas pour un gradiomètre double-boucle. Le bras de levier est alors donné par la distance entre les centres des deux boucles de l'interféromètre, qui est dépendante du temps entre les impulsions Raman.

Même si on constate une baisse de sensibilité, le gradiomètre double-boucle est intéressant dans cet environnement car il n'utilise qu'un seul nuage d'atomes froids. Il permet aussi d'effectuer des mesures embarquées sans compensation des rotations du porteur, n'étant pas sensible au terme de phase venant de la force de Coriolis en $2\vec{v} \times \vec{\Omega}$ contrairement à un interféromètre Mach-Zehnder. Ainsi, même lorsque le porteur est soumis à d'importantes rotations, l'interféromètre double-boucle ne subit pas de chute de contraste.

Environnement terrestre avec lancer d'atome

Comme l'utilisation du gradiomètre double-boucle paraît intéressant pour des applications terrestres, on peut continuer l'étude des facteurs d'échelle dans une géométrie où les atomes sont lancés. Cette méthode est utilisée dans le cas du gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder afin d'augmenter le temps d'interrogation des atomes et ainsi augmenter la sensibilité du gradiomètre. On peut donc se demander si la méthode rend le gradiomètre double-boucle plus sensible que le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder.

Gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder

On considère deux nuages d'atomes séparés d'une distance D , lancés à une vitesse v_0 . Les atomes décrivent donc une parabole. Le bras de levier D , définissant la séparation entre les deux interféromètres, dépend de la vitesse initiale :

$$D = L - \frac{1}{2}g\left(\frac{v_0}{g}\right)^2 - \frac{1}{2}g\left(2T - \frac{v_0}{g}\right)^2\tag{IV.52}$$

On peut maximiser le bras de levier en prenant comme vitesse initiale $v_{0,opt} = gT$. On obtient ainsi le bras de levier $D = L - gT^2$. On obtient ainsi le déphasage en sortie du gradiomètre :

$$\Delta\varphi = k_{eff}\Gamma_{zz}\left(L - gT^2\right)T^2\tag{IV.53}$$

On peut maximiser la sensibilité du gradiomètre comme dans la configuration terrestre sans lancer d'atomes, pour un bras de levier $D_{opt} = L/2$. L'interféromètre du haut est donc mis à une hauteur $L/2$ avec une distance disponible de $L/2$ pour effectuer la séquence d'interférométrie. L'interféromètre du bas est mis à la hauteur minimale de l'instrument, et possède aussi une taille de zone d'interférométrie de $L/2$. Cette valeur de bras de levier contraint les valeurs de T et de v_0 à utiliser :

$$\begin{aligned} T_{opt} &= \frac{T_{int}}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{L}{g}} \\ v_{0,opt} &= gT_{opt} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{Lg} \end{aligned} \quad (\text{IV.54})$$

Le déphasage en sortie du gradiomètre avec ces paramètres optimaux est égal à :

$$\Delta\varphi = \frac{1}{4} \frac{k_{eff} \Gamma_{zz} L^2}{g} \quad (\text{IV.55})$$

Le facteur d'échelle vaut :

$$\mathcal{S} = \frac{1}{4} \frac{k_{eff} L^2}{g} \quad (\text{IV.56})$$

On double la sensibilité du gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder en lançant les atomes.

Gradiomètre double-boucle

Dans le cas du gradiomètre double-boucle, si les atomes sont lancés initialement à une vitesse v_0 , la taille de la zone d'interrogation correspond à la chute libre des atomes pendant le temps $T_{int} - v_0/g$:

$$L = \frac{1}{2} g \left(T_{int} - \frac{v_0}{g} \right)^2 \quad (\text{IV.57})$$

Avec $T_{int} = 4T$.

Les atomes ayant une vitesse initiale non nulle et étant soumis à l'accélération de pesanteur, on prend en compte dans le déphasage les termes en T^3 et en T^4 . On obtient le déphasage en sortie d'interféromètre égal à :

$$\varphi = \left(4k_{eff} g T^4 - \left(4gT - \sqrt{2gL} \right) T^3 \right) \Gamma_{zz} \quad (\text{IV.58})$$

Avec $v_0 = 4gT - \sqrt{2gL}$ la vitesse initiale des atomes.

On peut optimiser le déphasage en sortie de l'interféromètre, pour des paramètres optimaux $T_{opt} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{L}{2g}}$ et $v_{0,opt} = \frac{gL}{\sqrt{2}}$:

$$\varphi_{opt} = \sqrt{2gL} \frac{1}{4} 2k_{eff} \Gamma_{zz} \left(\frac{3}{4} \right)^3 \left(\frac{L}{2g} \right)^{3/2} \quad (\text{IV.59})$$

On obtient finalement le facteur d'échelle optimal :

$$\mathcal{S} = \frac{27}{256} \frac{k_{eff} L^2}{g} \quad (\text{IV.60})$$

Lancer les atomes permet d'augmenter la sensibilité du gradiomètre double-boucle d'un facteur d'environ 1,7 pour des applications terrestres.

Comparaison des facteurs d'échelle

Lancer les atomes permet d'augmenter la sensibilité des deux gradiomètres étudiés pour des applications terrestres. La sensibilité du gradiomètre double-boucle est augmentée d'un facteur environ 1,7 et celle du gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder d'un facteur 2. Ainsi, lancer les atomes fait perdre en sensibilité le gradiomètre double-boucle par rapport au gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder.

Conclusion sur le facteur d'échelle

Les comparaisons du facteur d'échelle sont regroupées dans le tableau suivant :

TABLE IV.3 – Comparaison des facteurs d'échelle \mathcal{S} d'un gradiomètre atomique utilisant deux interféromètres Mach-Zehnder avec un gradiomètre double-boucle. L : longueur de l'instrument ; g : accélération de pesanteur ; T_{int} : temps total d'interrogation. $T_{int} = 2T$ (respectivement $4T$) pour un interféromètre Mach-Zehnder (respectivement un interféromètre double-boucle.

Environnement	Mach-Zehnder \mathcal{S}_{MZ}	Double-boucle \mathcal{S}_{DB}	Rapport des facteurs d'échelle $\mathcal{S}_{MZ}/\mathcal{S}_{DB}$
microgravité	$\frac{1}{4}kLT_{int}^2$	$\frac{1}{32}kLT_{int}^2$	8
Terre	$\frac{1}{8}\frac{kL^2}{g}$	$\frac{1}{16}\frac{kL^2}{g}$	2
Terre + lancer d'atomes	$\frac{1}{4}\frac{kL^2}{g}$	$\frac{27}{256}\frac{kL^2}{g}$	≈ 2.37

On observe que le gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder a un facteur d'échelle 8 fois plus grand que le gradiomètre double-boucle dans un environnement en microgravité. Par contre, l'avantage du gradiomètre double-boucle est que son contraste est insensible aux rotations des atomes (le déphasage ne dépend pas du terme en $\vec{v} \times \vec{\Omega}$), contrairement à un interféromètre de type Mach-Zehnder qui perd son contraste en présence de rotations. Cela peut amener à des applications pour une mesure dans un satellite, qui subit des grosses rotations. Utiliser un gradiomètre double-boucle pour des applications sur Terre ne fait baisser le facteur d'échelle que d'un facteur 2 par rapport à l'utilisation d'un gradiomètre à deux interféromètres Mach-Zehnder. Même si le facteur d'échelle est divisé par 2, il faut contrebalancer ça avec les avantages du gradiomètre double-boucle. Ce gradiomètre est en effet beaucoup plus simple à mettre en place car il nécessite une seule source atomique. De plus, on peut très facilement l'obtenir à partir d'un dispositif expérimental permettant de réaliser un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder conventionnel car il faut juste ajouter une impulsion π . De plus, il est avantageux pour des mesures hors laboratoire sur des porteurs qui subissent des rotations (avions, bateau ...) : actuellement, pour faire des mesures embarquées, les expériences d'atomes froids utilisent des plateformes gyrostabilisées afin de s'affranchir des rotations, qui sont volumineuses, lourdes, et chères. L'utilisation d'un gradiomètre atomique double-boucle permettraient de s'affranchir de cette plateforme gyrostabilisée.

IV.5.2 Performances obtenues par extrapolation sur un dispositif expérimental d'un mètre de haut

Notre dispositif expérimental actuel nous permet d'avoir un temps d'interrogation total de seulement 200 ms. Même si nos performances n'atteignent pas l'état de l'art, elles sont fortement limitées par la taille de l'enceinte à vide. On peut extrapoler nos performances sur une enceinte à vide de 1 mètre.

Pour une mesure effectuée sur Terre en utilisant la technique de corrélation présentée dans ce chapitre, on peut calculer la sensibilité sur Γ_{zz} obtenue pour un temps d'interrogation totale de $T_{int}=4T$ correspondant à un dispositif expérimental de 1 mètre de haut. Le calcul a été effectué dans le cas où les atomes ne sont pas lancés dans l'enceinte, mais subissent juste une chute libre

après la formation du nuage d'atomes.

En supposant que la résolution de phase maximale atteignable est limitée par le bruit de projection quantique ($\sigma_{projquant} = 0,5/\sqrt{N_{at}}$), la sensibilité du gradiomètre par cycle est donnée par :

$$\delta\Gamma \approx \frac{2}{6C\sqrt{N_{at}}k_{eff}gT^4} \quad (\text{IV.61})$$

En considérant un nombre d'atomes détectés de 10^6 , un temps total d'interrogation $4T \approx 452$ ms et un contraste de $C = 0,5$, la sensibilité sur Γ_{zz} obtenue est de $\delta\Gamma \approx 13 E/\sqrt{Hz}$.

Pour calculer la sensibilité au bruit intrinsèque de notre accéléromètre classique, on calcule la fonction de transfert de l'accéléromètre atomique avec le nouveau temps d'interférométrie $T = 113$ ms (*cf.* partie IV.12). On en déduit par l'équation IV.18 un bruit σ_{bruit} de $6 E/\sqrt{Hz}$, il ne limite pas la sensibilité de mesure pour un environnement de laboratoire, et on pourrait atteindre la sensibilité de $13 E/\sqrt{Hz}$. Ainsi, en augmentant la taille de notre enceinte à vide, nous pouvons atteindre les valeurs de l'état de l'art avec nos performances actuelles.

IV.5.3 Améliorations possibles du gradiomètre atomique

Plusieurs améliorations du dispositif expérimental peuvent être mises en place afin d'améliorer les performances de mesure. Elles n'ont pas été faites car le but du travail présenté était d'aboutir à une démonstration d'un principe de mesure et non à optimiser la sensibilité des mesures.

En utilisant la technique de corrélation, on peut améliorer la sensibilité de mesure en :

- changeant le signe de l'asymétrie temporelle ΔT au même rythme que le signe du vecteur d'onde effectif, sans arrêter les mesures. Ainsi, on supprime les temps morts dus au chargement du fichier et au lancement de l'expérience. Avoir un changement du signe de ΔT toutes les minutes au lieu de toutes les heures permettrait de réduire l'effet de la dérive du biais de l'accéléromètre mécanique d'un facteur 3600.

- remplaçant la technique d'ajustement des franges par une méthode FLM plus sensible d'un facteur $1/\sqrt{2}$, qui utiliserait le signal de l'accéléromètre mécanique pour compenser en temps réel le déphasage de l'interféromètre atomique comme dans [144].

En utilisant la plateforme d'isolation des vibrations, on peut améliorer la sensibilité de mesure en appliquant un saut de phase sur la phase du laser Raman au lieu de changer la valeur la rampe α dans la méthode FLM, ce qui annulerait l'effet de pente sur la valeur moyenne du système de franges.

IV.6 Conclusion

Ce chapitre présente la mesure de principe de la composante verticale du gradient de gravité en utilisant une seule source atomique et un interféromètre atomique double-boucle asymétrique. La mesure a été d'abord effectuée avec une table d'isolation des vibrations, puis en corrélant la mesure des vibrations effectuées par un accéléromètre classique au signal en sortie de l'interféromètre atomique. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont cohérents malgré leur sensibilité réduite par rapport à l'état de l'art des gradiomètres atomiques [29, 94, 139], qui est limitée par notre petit temps d'interrogation ($4T = 154,4$ ms). Néanmoins, de meilleures performances peuvent être atteintes en augmentant le temps d'interrogation et en réalisant des améliorations du dispositif expérimental. En extrapolant les performances obtenues avec le dispositif expérimental actuel pour une enceinte à vide de 1 mètre et une mesure limitée par le bruit de projection quantique, la sensibilité obtenue est de $13 E/\sqrt{Hz}$, du même ordre de grandeur que les sensibilités de l'état de l'art.

L'avantage principal de cette expérience de principe est la simplicité du dispositif expérimental. Le seul ajout à effectuer par rapport à un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder

conventionnel est une impulsion Raman π . Cela peut ouvrir un champ d'application pour des mesures embarquées. En effet, des gravimètres atomiques de type Mach-Zehnder commencent à être utilisés hors du laboratoire grâce à des dispositifs compacts et embarquables [1, 121], et commencent aussi à être commercialisés [76, 77, 79, 78]. En ajoutant une impulsion Raman π et en corrélant les mesures atomiques avec les mesures des vibrations d'un accéléromètre classique, cela semble possible d'imaginer des applications embarquées pour un gradiomètre atomique double-boucle. De plus, utiliser la géométrie double-boucle permet d'être insensible à la force de Coriolis [145] qui est responsable d'un biais et d'une forte baisse de contraste lorsqu'on utilise un interféromètre atomique Mach-Zehnder en présence de rotations (sur un bateau [1], un avion [82], ou un satellite) si on n'utilise pas un dispositif permettant la compensation de ces rotations (comme un miroir tip-tilt [146] ou une plateforme gyro-stabilisée [72]).

Il serait intéressant de tester cette méthode avec un plus grand temps de chute pour vérifier expérimentalement qu'on atteint bien des sensibilités proches de l'état de l'art, ce qui rendrait cette méthode très intéressante du point de vue de sa simplicité expérimentale et son absence de sensibilité à la force de Coriolis.

Un autre avantage de cette étude est la possibilité d'utiliser l'interféromètre atomique double-boucle pour la mesure de la rotation, car le déphasage en sortie de cet interféromètre contient un terme sensible à la rotation : $-4k_{eff}\Omega_y a_x T^3$ (cf. Chapitre I). Cet interféromètre est très intéressant pour la mesure de rotation car il est facile à mettre en place, il est compatible avec la volonté d'obtenir une centrale inertielle embarquable, et il ne subit pas de chute de contraste en présence de la force de Coriolis.

CHAPITRE V

MESURE DE L'ACCÉLÉRATION HORIZON- TALE

*Science and everyday life should not be separated.
Science, for me, gives a partial explanation for life.*

**Rosalind Franklin (1920 - 1958),
A découvert la structure de l'ADN.**

L'objectif du projet est d'obtenir une centrale inertielle à atomes froids, permettant de mesurer l'accélération et la rotation dans les trois directions de l'espace, ainsi que le gradient de gravité. Pour l'instant, nous avons obtenu deux mesures selon l'axe vertical, l'accélération de pesanteur ainsi que la composante verticale du gradient de gravité. Il existe peu de capteurs inertiels à atomes froids selon un axe horizontal car il existe des difficultés supplémentaires à ne pas travailler selon l'axe vertical [97, 80]. En effet, selon l'axe vertical, la présence de l'accélération de pesanteur lève naturellement la dégénérescence des paires de faisceaux lasers Raman après le début de la chute libre des atomes. Selon l'axe horizontal, les atomes n'acquièrent pas de vitesse selon l'axe de mesure au cours de leur chute libre, les paires Raman restent dégénérées. Une idée innovante est testée pour lever la dégénérescence des paires Raman, elle consiste à appliquer une rampe de fréquence sur la fréquence des faisceaux Raman horizontaux contra-propageants pour simuler un effet Doppler.

Ce chapitre présente dans un premier temps le principe de levée de dégénérescence des faisceaux Raman horizontaux rétro-réfléchis grâce à une rampe de fréquence. Ensuite la séquence expérimentale permettant de réaliser une séquence d'interférométrie horizontale est décrite. Puis l'expérience est mise en place et la méthode de levée de dégénérescence des faisceaux Raman horizontaux est testée. La caractérisation de la rampe est faite et la méthode est validée par spectroscopie Raman et par une mesure d'accélération horizontale des atomes.

V.1 Méthode de levée de dégénérescence des paires Raman

V.1.1 Dégénérescence des paires Raman dans le régime de faibles vitesses

On considère un atome de ^{87}Rb à trois niveaux, deux niveaux fondamentaux stables $|F = 1, \vec{p}\rangle$ et $|F = 2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$, et un niveau excité $|e\rangle$, couplés par un champ électrique qui résulte de deux faisceaux lasers Raman contra-propageants de vecteur d'onde et de pulsation respectives (\vec{k}_1, ω_1) et (\vec{k}_2, ω_2) . On néglige les déplacements lumineux engendrés par les deux faisceaux lasers sur les niveaux atomiques ainsi que l'effet Zeeman. On rappelle que la condition de résonance du processus de transition Raman est (*cf.* équation I.5) :

$$\omega_1 - \omega_2 = \underbrace{(\omega_{F=2} - \omega_{F=1})}_{\omega_G} + \underbrace{\frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m}}_{\omega_D} + \underbrace{\frac{\hbar k_{eff}^2}{2m}}_{\omega_{rec}} \quad (\text{V.1})$$

où m est la masse de l'atome, ω_G est la pulsation de structure hyperfine, ω_D est le désaccord introduit par effet Doppler associé à la transition Raman stimulée à deux photons et ω_{rec} est la pulsation de recul aussi associée à la transition Raman stimulée à deux photons.

Lorsque les atomes sont en chute libre, on rappelle que le désaccord Doppler augmente au cours du temps (*cf.* équation I.33) :

$$\omega_D(t) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{g}t \quad (\text{V.2})$$

Les deux faisceaux laser de fréquence ω_1 et ω_2 sont injectés dans une même fibre optique puis rétro-réfléchis. Ainsi, on obtient deux paires de faisceaux lasers Raman.

Précédemment, on effectuait des séquences d'interférométrie verticale en présence d'accélération de pesanteur. D'après l'équation V.2, en attendant un temps t_0 avant la première impulsion Raman, les atomes acquièrent une vitesse et les deux paires Raman ($\pm k_{eff}$) ne possèdent plus la même condition de résonance. Ce n'est pas le cas lorsque les faisceaux lasers Raman sont horizontaux [147, 148, 149] ou lorsque l'expérience est en micropesanteur [150]. Les atomes sont alors en régime des faibles vitesses. Dans ce régime, le désaccord Doppler est très faible devant la pulsation de Rabi, $\omega_D \ll \Omega_{eff}$. Par conséquent, la condition de résonance n'est pas modifiée entre les deux paires de faisceaux lasers Raman. Les transitions $\pm k_{eff}$ sont dégénérées.

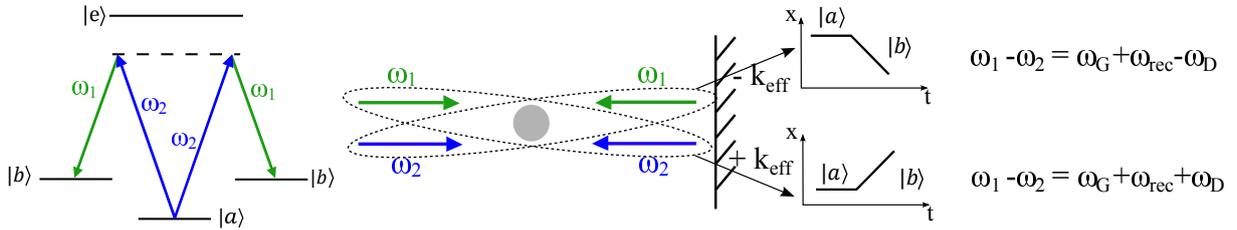


FIGURE V.1 – Schéma des transitions $\pm k_{eff}$ dégénérées. A gauche : schéma de la transition Raman stimulée à deux photons. Au milieu : schéma des deux paires Raman avec des faisceaux rétro-réfléchis. A droite : schéma des transitions $\pm k_{eff}$ avec la condition de résonance. ω_G est la pulsation de structure hyperfine, ω_D est le désaccord introduit par effet Doppler associé à la transition Raman stimulée à deux photons et ω_{rec} est la pulsation de recul aussi associée à la transition Raman stimulée à deux photons. $|a\rangle$ et $|b\rangle$ les deux niveaux de la transition Raman, qui correspondent à $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ du ^{87}Rb pour notre expérience.

Dans ce régime, deux géométries différentes d'interféromètres sont utilisées :

- La première est un interféromètre en double-diffraction [151]. Cette géométrie d'interféromètre permet de doubler la sensibilité de l'interféromètre. Elle utilise des impulsions Raman longues, ce qui rend cette technique très sélective en vitesse, on perd donc beaucoup d'atomes contribuant à l'interféromètre. De plus, c'est une géométrie peu adaptée pour un capteur embarquable.

- La seconde géométrie utilisée est un double interféromètre en simple diffraction [150]. Deux classes de vitesses symétriques centrées autour de la vitesse nulle sont sélectionnées simultanément, et deux interféromètres atomiques sont réalisés (par exemple deux interféromètres de type Mach-Zehnder). Cette géométrie fait perdre aussi beaucoup d'atomes à cause de la sélection en vitesse, et les contrastes obtenus sont très faibles ($C \leq 5\%$). De plus, on obtient en sortie d'interféromètre une probabilité de présence des atomes dans un état qui est une somme de deux

cosinus, ce qui rend le déphasage plus difficile à extraire.

Des solutions existent pour sortir du régime des faibles vitesses et effectuer un interféromètre en simple diffraction comme un interféromètre de type Mach-Zehnder. On peut par exemple effectuer un interféromètre en simple diffraction avec des faisceaux lasers Raman rétro-réfléchis inclinés par rapport à l'horizontal [98, 81]. Il est ainsi possible de récupérer une sensibilité à l'accélération de pesanteur et de lever la dégénérescence des deux paires de faisceaux lasers Raman. Notre expérience ne permet pas d'avoir des faisceaux Raman horizontaux inclinés. En effet, la géométrie de l'enceinte à vide oblige à combiner les faisceaux lasers PMO et Raman, et à les avoir horizontaux. Pour obtenir des faisceaux lasers Raman horizontaux inclinés, il faudrait mettre toute l'expérience sur plateforme inclinable, ce qui n'est pas possible dans notre cas.

Une autre solution consiste à lancer les atomes afin de se servir de l'accélération de pesanteur pour acquérir une vitesse. Le lancer d'atomes est typiquement fait en utilisant des faisceaux non rétro-réfléchis pour le PMO. On peut ainsi introduire une différence de fréquence entre les deux faisceaux de directions opposées, ce qui permet de refroidir des atomes à une vitesse non nulle. Notre expérience ne permet pas d'utiliser des faisceaux non rétro-réfléchis pour le PMO car ils sont combinés avec les faisceaux Raman qui sont rétro-réfléchis.

Ainsi, une autre solution est proposée pour lever la dégénérescence des deux paires de faisceaux Raman dans un régime de faibles vitesses. L'idée développée ici consiste à appliquer une rampe de fréquence sur la fréquence Raman afin de lever cette dégénérescence.

V.1.2 Levée de dégénérescence par application d'une rampe de fréquence Raman

Soit β la pente de la rampe de fréquence appliquée sur les deux raies Raman. Soient L la distance entre le centre du PMO et le miroir de référence Raman et t_L le temps nécessaire à la lumière pour effectuer l'aller-retour $2L$. Dans ce cas là, à un instant t , il existe deux paires Raman de pulsations différentes $(\omega_1 + 2\pi\beta.(t+t_L); \omega_2 + 2\pi\beta.t)$ et $(\omega_2 + 2\pi\beta.(t+t_L); \omega_1 + 2\pi\beta.t)$. A l'instant $t+t_L$, les atomes voient, pour une paire de Raman, à la fois la fréquence $\omega_1 + 2\pi\beta.t$ qui est sortie de la fibre à l'instant t et qui a donc été soumise à la rampe pendant le temps t , et qui a été rétro-réfléchi par le miroir Raman, et à la fois la fréquence $\omega_2 + 2\pi\beta.(t+t_L)$ qui est sortie de la fibre à l'instant $t+t_L$ et qui a été donc soumise à la rampe de fréquence pendant le temps $t+t_L$. La différence de pulsation entre les deux faisceaux est donc la variation de pulsation engendrée par la rampe β pendant le temps t_L nécessaire à parcourir l'aller-retour atomes-miroir.

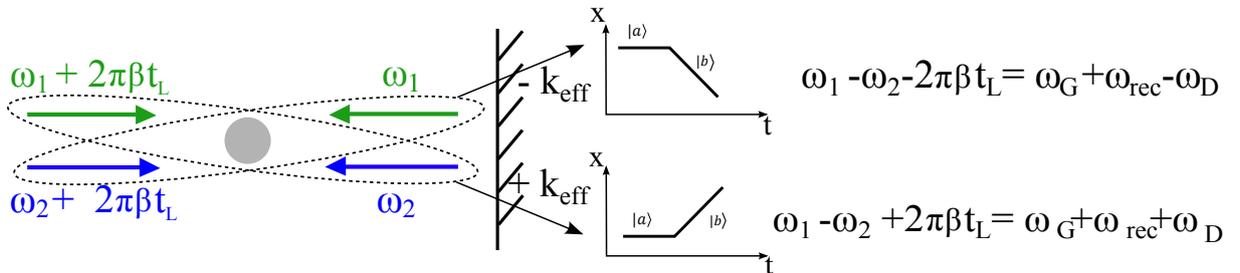


FIGURE V.2 – Schéma des transitions $\pm k_{eff}$ non dégénérées. A gauche : schéma des deux paires Raman avec des faisceaux rétro-réfléchis. A droite : schéma des transitions $\pm k_{eff}$ avec la condition de résonance. ω_G est la pulsation de structure hyperfine, ω_D est le désaccord introduit par effet Doppler associé à la transition Raman stimulée à deux photons et ω_{rec} est la pulsation de recul aussi associée à la transition Raman stimulée à deux photons. $|a\rangle$ et $|b\rangle$ les deux niveaux de la transition Raman, qui correspondent à $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ du ^{87}Rb pour notre expérience.

La présence de cette rampe de fréquence β permet de lever la dégénérescence des deux paires Raman. On a une condition de résonance différente pour chaque paire Raman, quelle que soit la vitesse des atomes :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_G + \omega_{rec} \pm (\omega_D + 2\pi\beta t_L) \quad (\text{V.3})$$

Interprétation en vitesse fictive

La différence de fréquence entre les raies Raman lève la dégénérescence entre les atomes. Une autre façon de voir les choses est de considérer la rampe de fréquence du faisceau Raman comme une vitesse fictive des atomes selon l'axe du faisceau Raman. On peut retrouver la même condition de résonance que pour la figure V.1 en introduisant une nouvelle vitesse :

$$v_{tot} = v + \underbrace{\frac{2\pi\beta t_L}{k_{eff}}}_{v_{fictive}} \quad (\text{V.4})$$

On retrouve ainsi une condition de résonance s'écrivant en fonction de la différence de fréquence des deux faisceaux Raman et de l'effet Doppler total, qui contient un terme supplémentaire introduit par la présence de la rampe de fréquence β :

$$\omega_2 = \omega_1 \pm k_{eff} \cdot v_{tot} \quad (\text{V.5})$$

Valeur de la rampe de fréquence à introduire

Pour notre gravimètre atomique, la première impulsion Raman est effectuée après un temps $t_0 = 14$ ms. Sous l'effet de l'accélération de pesanteur, en considérant une vitesse initiale nulle, les atomes ont une vitesse d'environ $g \cdot t_0 = 0,14$ m/s à l'instant de la première impulsion Raman. Pour simuler une vitesse initiale de 0,1 m/s, il faut générer une rampe de fréquence égale à :

$$\beta = \frac{1}{2\pi} \frac{d\omega}{dt} = \frac{\vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}}{2\pi \cdot t_L} = 1,6 \times 10^{14} \text{ Hz/s} \quad (\text{V.6})$$

Avec $k_{eff} = 1,61058 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, $v = 0,1$ m/s, $t_L = 1,6$ ns pour une distance atome-miroir de $L = 24$ cm mesurée à la règle (une mesure plus précise est effectuée dans la suite par spectroscopie Raman).

Il faut donc générer une rampe de fréquence de l'ordre de $150 \text{ GHz/ms} = 150 \text{ MHz}/\mu\text{s}$ à envoyer sur le laser Raman horizontal. Cette méthode est testée en effectuant une spectroscopie Raman.

V.2 Préparation des atomes pour l'interférométrie horizontale

Des changements ont été effectués sur le dispositif et dans la séquence expérimentale afin d'effectuer une séquence d'interférométrie horizontale. La puissance laser disponible pour les faisceaux lasers de refroidissement est plus faible à cause de la mise en place de la séquence d'interférométrie horizontale, la séquence de refroidissement des atomes est donc ré-optimisée pour optimiser le nombre et la température des atomes froids. Les bobines transverses sont ensuite réglées pour effectuer la sélection Zeeman et pour générer le champ de quantification selon l'axe horizontal. Le système de détection reste inchangé mais il est installé au niveau des hublots de détection haute, à 10 cm du piège magnéto-optique, pour augmenter la fréquence de répétition des cycles.

V.2.1 PMO et mélasse optique

Sur le banc d'optique espace libre (figure II.3.1), la puissance des faisceaux du PMO dépend de la température du cristal PPLN 1 de doublage de fréquence du laser utilisé pour la séquence

Raman horizontal. Le laser à 1560 nm est appauvri ("déplété") en puissance. Pour les expériences verticales, ce cristal est mis hors résonance afin de maximiser la puissance dans les faisceaux du PMO et du Raman vertical. Pour réaliser un accéléromètre horizontal, il faut changer sa température pour le remettre à résonance, ce qui augmente la puissance doublée par le PPLN 1 et diminue ainsi la puissance disponible pour le PPLN2 doublant la fréquence du faisceau utilisé pour le PMO et le Raman vertical (qui sert aussi à la détection).

Les valeurs des températures des fours des cristaux PPLN 1 et PPLN 2 et des puissances disponibles à l'entrée des hublots, pour l'interférométrie verticale et horizontale, sont répertoriées dans le tableau suivant :

TABLE V.1 – Paramètres pour les séquences d'interférométrie verticale et horizontale : température des cristaux PPLN permettant le doublage en fréquence, et puissances disponibles à l'entrée des hublots.

	Température PPLN1 °C	Température PPLN2 °C	Raman horizontal mW	Raman vertical mW	PMO horizontal mW	PMO vertical mW
Int. verticale	120	130,3	0	100	30	30
Int. horizontale	130	130	200	30	9	9

La puissance des faisceaux du PMO ayant diminué, il faut optimiser à nouveau la valeur du courant traversant les bobines du PMO et le désaccord de la fréquence laser de refroidissement pour maximiser le nombre d'atomes dans le nuage d'atomes froids. Puis la séquence de mélasse optique est optimisée pour minimiser la température du nuage d'atomes. Le PMO est chargé pendant 340 ms, suivi d'une séquence de 8 ms de mélasse optique. On obtient pour la séquence optimisée une température après mélasse optique d'environ 2 μ K mesurée par temps de vol. La photodiode permettant d'estimer le nombre d'atomes dans le PMO n'a pas été recalibrée pour les nouvelles valeurs d'intensité et de désaccord laser.

V.2.2 Sélection Zeeman

Après l'étape de refroidissement, les atomes sont préparés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ insensible à l'effet Zeeman au premier ordre. Pour cela, il faut un champ directeur selon la direction des faisceaux Raman qui lève la dégénérescence des sous-niveaux m_F . Pour générer un champ directeur horizontal, on allume les bobines transverses (partie II.5). Ensuite, une impulsion micro-onde transfère les atomes initialement dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. La probabilité de transition est tracée en fonction de la durée de l'impulsion micro-onde afin de déterminer la durée maximisant le transfert d'atomes. D'après la figure V.3, la condition π est vérifiée pour une durée d'impulsion de 550 μ s. Puis, un faisceau laser pousseur vertical (le même que pour la sélection Zeeman verticale) chasse les atomes étant dans les autres sous-niveaux de l'état $|F = 2\rangle$ hors de la zone d'interférométrie.

V.2.3 Environnement magnétique

Pour effectuer une séquence d'interférométrie horizontale, il faut que le champ directeur soit selon la direction du faisceau Raman. La paire de bobines transverse créant un champ magnétique selon l'axe x est allumée pour obtenir ce champ directeur. La valeur du courant la traversant est contrôlé informatiquement, permettant d'alterner entre la valeur annulant le champ magnétique selon x pour optimiser la mélasse optique, et celle créant un champ directeur selon x nécessaire pour la sélection Zeeman et l'interférométrie horizontale.

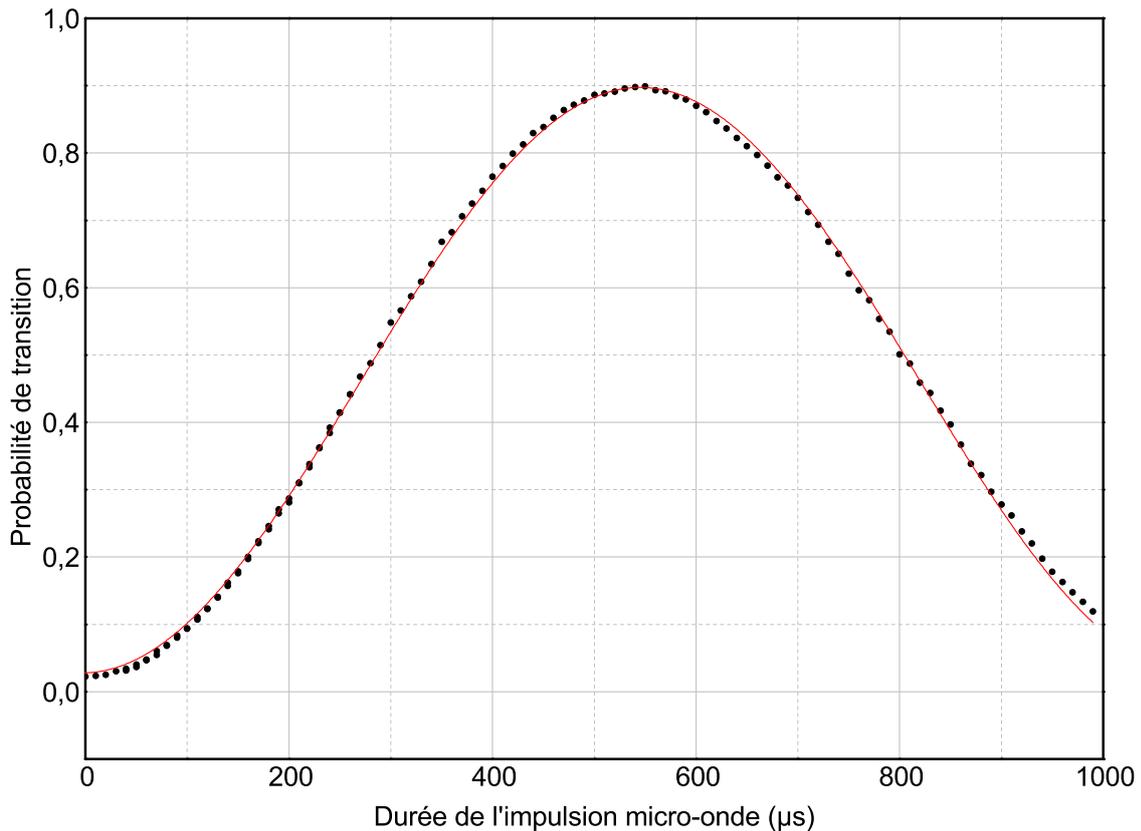


FIGURE V.3 – Probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion micro-onde pour la sélection Zeeman. La condition π est vérifiée pour une impulsion de $550 \mu s$. En noir : points expérimentaux. En rouge : ajustement sinusoïdal.

V.3 Mise en place de la rampe de fréquence β

Les faisceaux Raman horizontaux sont générés par une diode laser modulée en courant pour changer sa fréquence. Un battement à 1560 nm est mis en place entre la diode laser et le laser fibré afin de contrôler la fréquence de la diode laser. Un montage laser est ensuite mis en place pour créer la deuxième raie Raman à l'aide d'un modulateur de phase (cf. Figure II.3). Après amplification, le laser est doublé en fréquence puis injecté dans une fibre pour obtenir le faisceau Raman horizontal à 780 nm (cf. Figure II.8). En sortie de fibre, le faisceau est amené au niveau des atomes, en polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$ (cf. partie III.3.2). On désaccorde la fréquence de la diode utilisée pour le Raman horizontal d'environ 2 GHz dans le rouge par rapport à la transition atomique la plus proche $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ (cf. Figure II.4). Pour cela, la fréquence du battement entre la diode et le laser fibré est réglé à $\nu_{\text{batt}} = -500 \text{ MHz}$ à 1560 nm .

V.3.1 Rampe de fréquence β

Pour effectuer la rampe de fréquence β sur la diode laser, un générateur de fonction (GF) en mode "Burst" est utilisé pour générer un signal de commande triangulaire. Il est synchronisé sur la commande d'impulsion Raman afin d'effectuer la rampe de fréquence seulement pendant l'impulsion Raman. L'amplitude du signal triangulaire est liée à l'intervalle de fréquence balayé pendant l'impulsion Raman. Le délai entre la commande d'impulsion Raman et le signal triangulaire est réglable et est un paramètre critique de l'expérience. Le signal triangulaire généré est ensuite envoyé sur l'entrée de modulation de courant de la diode laser. On effectue une impulsion Raman de $10 \mu s$ et un signal de commande de $40 \mu s$. Ces deux paramètres restent

constants dans toute la suite du chapitre. En gardant la durée du signal de commande fixe, lorsqu'on change l'amplitude maximale du signal, on modifie la plage de fréquence parcourue pendant l'impulsion Raman et donc la valeur de la rampe β . Le délai entre l'impulsion Raman et le signal de commande triangulaire est ajusté pour que l'impulsion Raman soit effectuée lorsque le signal de commande est dans sa zone de linéarité.

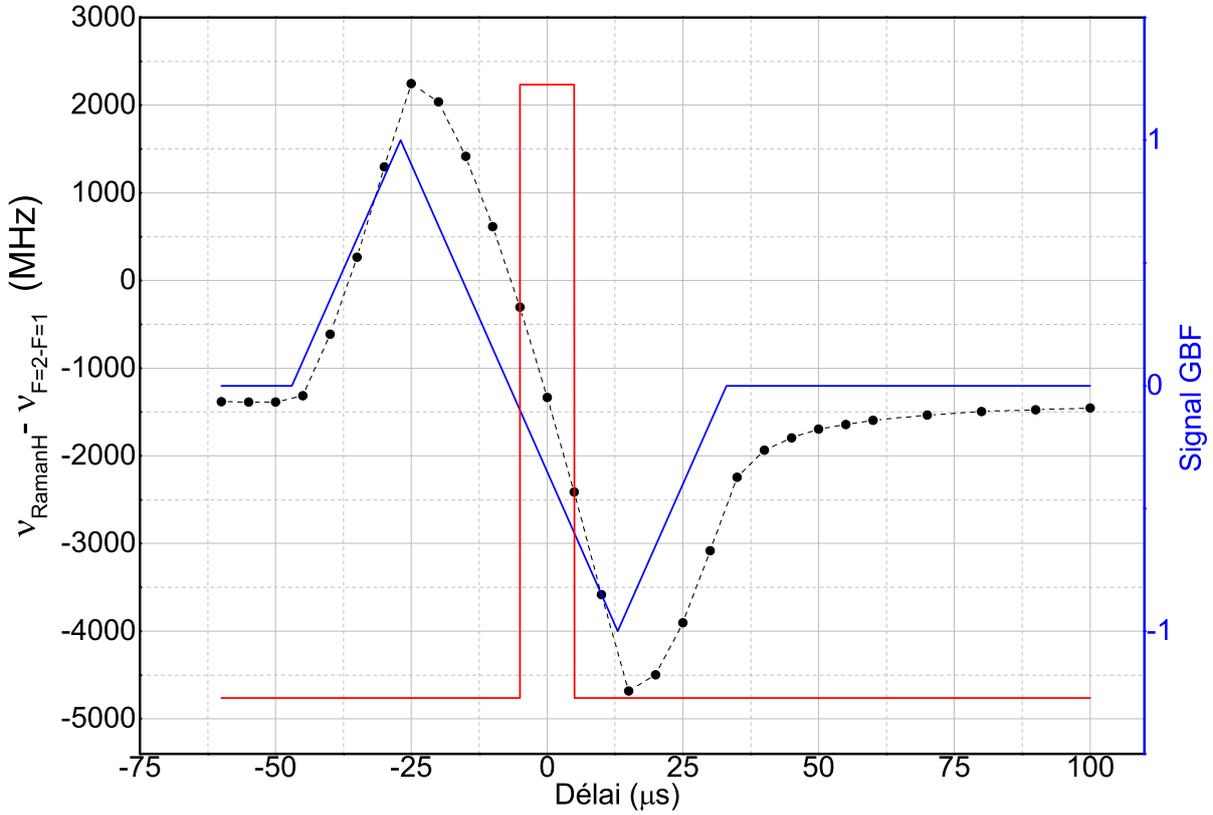


FIGURE V.4 – Fréquence de la commande triangulaire (en bleu) et réponse du laser Raman horizontal (en noir), par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. Impulsion Raman en fonction du temps en rouge. Courbe obtenue pour une rampe $\beta = -210 \text{ MHz}/\mu\text{s}$ ($A = 6 \text{ V}$).

On observe expérimentalement la fréquence Raman. Pour cela, on mesure expérimentalement la fréquence du battement ν_{batt} à 1560 nm entre la diode laser et le laser fibré à différents instants de la commande triangulaire. On trace la différence de fréquence entre la fréquence Raman horizontale et la fréquence de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ (courbe noire sur la figure V.4). La relation entre les différentes fréquences à 780 nm est la suivante :

$$\nu_{RamanH} - \nu_{F=2-F'=1} = -2\nu_{batt} + \nu_{RamanV} \quad (\text{V.7})$$

Où $\nu_{F=2-F'=1}$ est la fréquence de la transition atomique $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ du ^{87}Rb [117], ν_{batt} la fréquence mesurée au battement à 1560 nm, ν_{RamanV} est la fréquence du laser fibre au moment de la séquence interférométrique, c'est à dire la fréquence utilisée pour les transitions Raman stimulées verticales.

D'après la figure V.4 (courbe noire), la fréquence Raman effectue bien une rampe de fréquence linéaire en suivant la commande triangulaire. De plus, l'instant de début de l'impulsion Raman est réglée pour être effectuée lorsque la fréquence Raman varie linéairement. La fréquence Raman diminue dans le temps, elle varie entre -300 MHz et -2410 MHz . Le laser Raman horizontal parcourt 2110 MHz pendant l'impulsion Raman de durée $10 \mu\text{s}$, ce qui correspond à une rampe

β de -210 MHz/ μ s.

V.3.2 Spectroscopie Raman pour observer la levée de dégénérescence des paires Raman

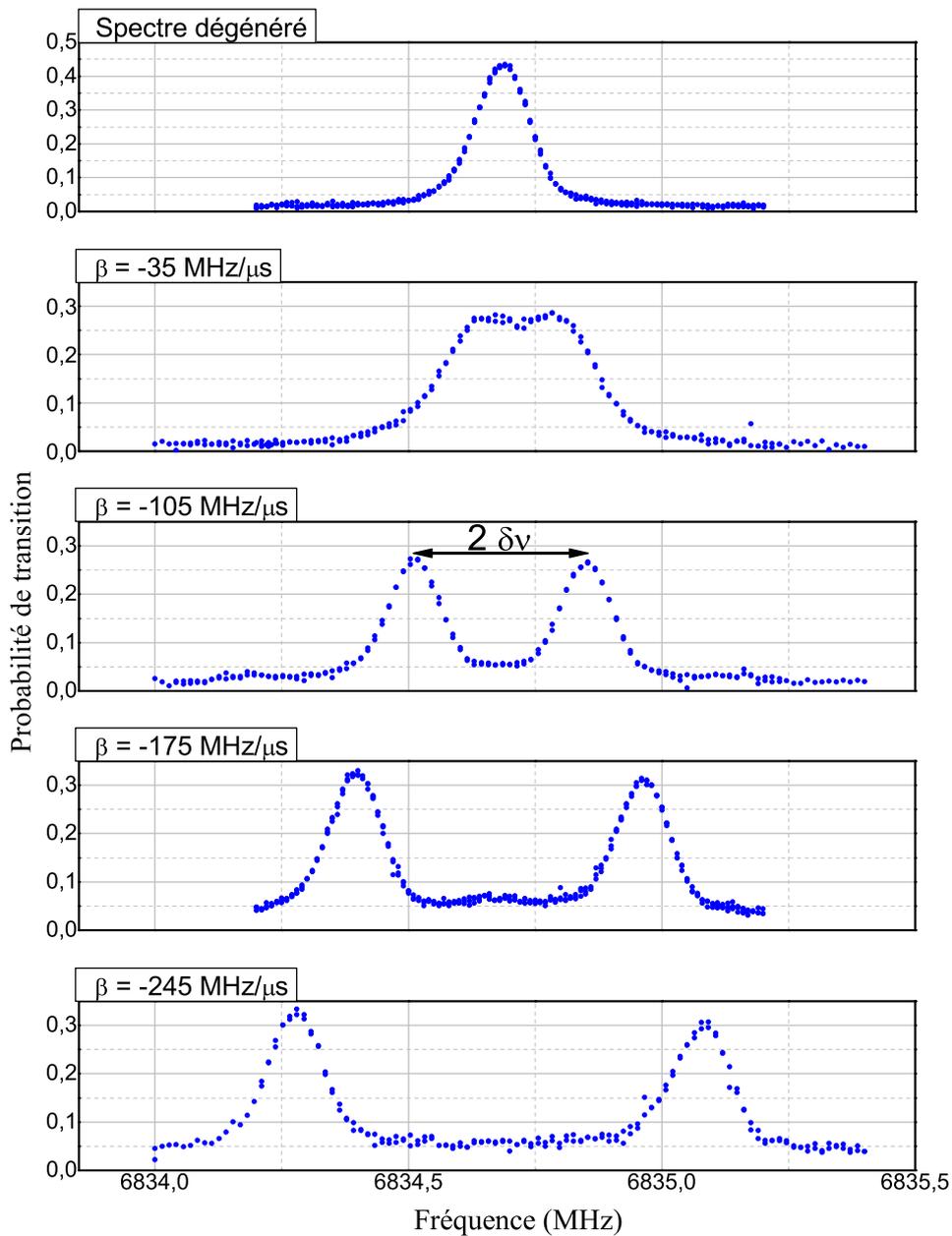


FIGURE V.5 – Spectroscopie Raman pour différentes valeurs de β , pour une impulsion Raman de 10μ s.

Maintenant que la rampe de fréquence linéaire sur la diode laser effectuant les impulsions

Raman horizontales est installée, on effectue une spectroscopie Raman afin d'observer la levée de dégénérescence des paires Raman. Expérimentalement, pour différentes valeurs d'amplitude de la commande triangulaire, on effectue une impulsion Raman de $10 \mu\text{s}$ après préparation des atomes et on fait l'acquisition de la probabilité de transition des atomes en fonction de la fréquence Raman. Pour obtenir les spectres Raman en fonction de β (figure V.5), on calibre la relation entre l'amplitude de la commande triangulaire et la valeur de β . Pour trouver cette calibration, on suppose que la rampe de fréquence β varie linéairement en fonction de l'amplitude. On a mesuré dans la partie précédente qu'une amplitude de 6 V correspond à une rampe de $\beta = -210 \text{ MHz}/\mu\text{s}$, ce qui donne une calibration de $-35 \text{ MHz}/\mu\text{s}/\text{V}$.

La figure V.5 présente les courbes de spectroscopie Raman en fonction de la rampe β appliquée à la diode laser effectuant les faisceaux Raman horizontaux. Lorsqu'il n'y a pas de rampe β sur la diode laser, on observe un pic dégénéré à la fréquence horloge de la transition Raman ω_G . Dans cette configuration, les deux paires Raman $\pm k_{eff}$ sont à résonance avec les atomes. Les atomes peuvent acquérir une impulsion de recul $\pm \hbar k_{eff}$ sur la direction x .

Lorsqu'on applique une rampe de fréquence linéaire β sur la fréquence de la diode laser, on observe l'apparition de deux pics de spectroscopie, ce qui confirme bien la levée de dégénérescence des deux paires Raman grâce à cette rampe de fréquence β . Les deux pics se séparent d'autant plus en fréquence qu'on augmente la valeur de la rampe β . Il est donc possible de choisir une paire Raman, et d'effectuer un interféromètre de type Mach-Zehnder avec une seule paire Raman à résonance.

Mesure de la distance L :

Les spectres Raman permettent de faire une mesure précise L . D'après le schéma V.2, la différence de pulsation $2\delta\omega$ entre les deux paires Raman ($\pm k_{eff}$) vaut :

$$2\delta\omega = 4\pi\beta t_L \quad (\text{V.8})$$

On obtient donc une équation pour la distance L :

$$L = \delta\nu \frac{c}{2\beta} \quad (\text{V.9})$$

où $\delta\nu = \delta\omega/2\pi$ est l'écart entre la fréquence horloge $\omega_G/2\pi$ et la fréquence d'une paire Raman et $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ la vitesse de la lumière.

Comme il est aussi possible de mesurer la valeur de β grâce au battement entre la diode laser et le laser fibre (figure V.4), la spectroscopie Raman peut être utilisée pour mesurer précisément la distance entre les atomes et le miroir Raman horizontal. On obtient une distance atome miroir mesurée précisément égale à $L = 24 \text{ cm}$. Cela concorde avec la mesure de 24 cm effectuée précédemment à la règle.

V.4 Interféromètre horizontal

La mise en place d'une rampe de fréquence β pour lever la dégénérescence des paires Raman est maintenant validée. Il est donc possible de réaliser un interféromètre de type Mach-Zehnder horizontal.

V.4.1 Interféromètre Mach-Zehnder horizontal

L'interféromètre de type Mach-Zehnder horizontal, étudié dans le chapitre I, est présenté sur la figure V.6. Il possède trois impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi/2$ effectuée par le faisceau Raman horizontal. La première impulsion est effectuée après un temps de chute initial $t_0 = 3$

ms. Chaque impulsion est séparée d'un temps $T = 15,85$ ms. Les atomes tombent en chute libre pendant l'interférométrie, ils voient donc une intensité différente du faisceau laser Raman en fonction du temps de chute libre. Les atomes sont à une distance $L = 24$ cm du miroir Raman horizontal. Le montage Raman est réglé afin que le centre du faisceau Raman horizontal coïncide avec l'impulsion π et avec le point de mesure de l'accéléromètre classique.

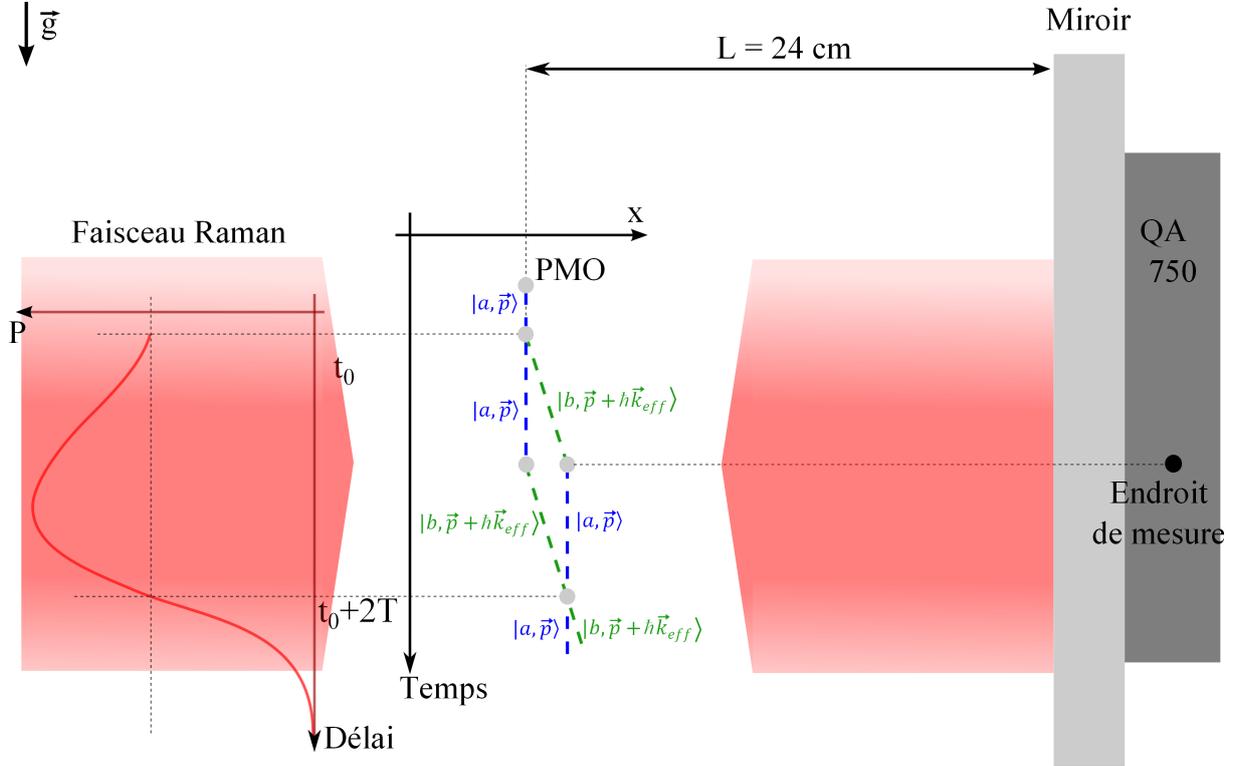


FIGURE V.6 – Schéma de l'interférométrie atomique horizontale utilisant un interféromètre de type Mach-Zehnder. Les atomes sont dans les états $|F = 1\rangle$ ($|a, \vec{p}\rangle$ sur le schéma) et $|F = 2\rangle$ ($|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ sur le schéma). Dans le faisceau Raman est représentée la courbe de la probabilité de transition en fonction de la durée de chute libre des atomes de la figure V.8. t_0 instant de la première impulsion Raman, $t_0 + 2T$ instant de la dernière impulsion Raman.

Réglages pour l'interférométrie horizontale

La méthode de levée de dégénérescence ayant été confirmée par spectroscopie Raman, les transitions Raman stimulées sont utilisées afin d'effectuer une séquence d'interférométrie horizontale. Pour cela, les conditions π et $\pi/2$, ainsi que le temps d'interférométrie maximal T doivent être déterminés.

Paramètres T le temps d'interférométrie et t_0 temps initial :

Les atomes tombent en chute libre pendant la séquence d'interférométrie. Ainsi, après un certain temps d'interférométrie, les atomes sortent du faisceau horizontal et l'interférométrie horizontale n'est plus possible. Le waist du faisceau laser Raman horizontal limite donc le temps d'interférométrie horizontale possible.

Pour mesurer précisément le waist du faisceau Raman horizontal, on mesure la puissance récupérée par une photodiode de petite surface installée sur une platine de translation horizontale devant le miroir de rétro-réflexion. On mesure donc le waist du faisceau après traversée de l'enceinte à vide. La puissance du faisceau Raman en fonction de la position horizontale de la photodiode est représentée sur la figure V.7. Un ajustement gaussien permet d'obtenir une mesure du waist à largeur $1/e^2$ de $w_0 = 5,5$ mm.

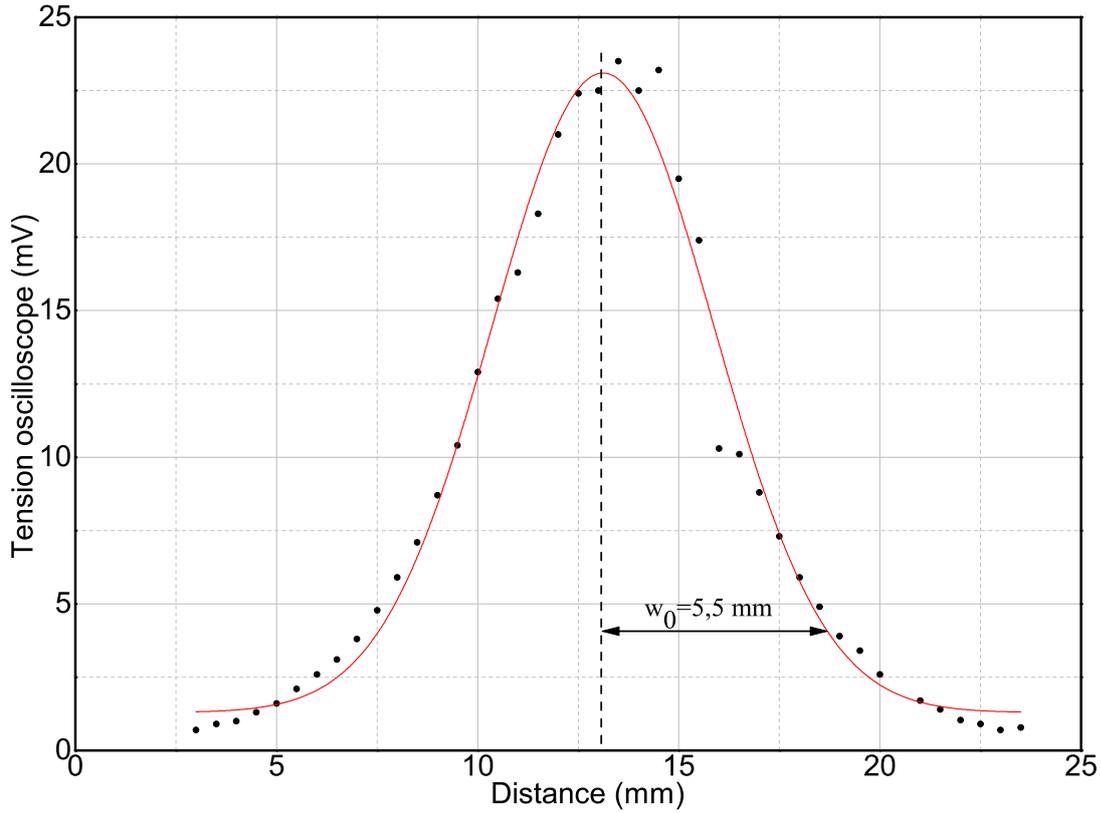


FIGURE V.7 – Profil d'intensité du faisceau Raman horizontal. Points expérimentaux acquis à la photodiode en noir. Ajustement gaussien de waist $w_0 = 5,5$ mm en rouge.

D'après cette mesure du waist du faisceau Raman horizontal, on décide de baisser le faisceau Raman horizontal d'environ 4 mm par rapport au centre du miroir de référence Raman horizontal en gardant le montage Raman horizontal et rétro-réfléchi. Abaisser le faisceau Raman permet d'augmenter le temps d'interrogation disponible. Néanmoins, on décide de ne pas le baisser plus pour que les atomes soient dans le faisceau Raman pour un temps de chute libre nul. On est aussi limité par la taille du miroir Raman qui réfléchit le faisceau laser Raman.

On règle la hauteur du miroir. On mesure ensuite la probabilité de transition des atomes en fonction du temps de chute libre, en effectuant une impulsion Raman de $10 \mu\text{s}$ pour différents temps de chute libre des atomes. On obtient la figure V.8. On observe que la probabilité de transition n'est pas maximale au début de la chute libre des atomes, car le centre du faisceau Raman gaussien n'est plus au niveau du centre du PMO. Il est possible d'ajuster cette courbe avec une fonction permettant d'obtenir une mesure précise des paramètres du temps de chute libre initial et de la position initiale des atomes par rapport au faisceau :

$$f(t) = P_0 + A \cdot \exp\left(-2 \frac{(\frac{1}{2}gt(t-t_0)^2 - z_0)^2}{w_0^2}\right) \quad (\text{V.10})$$

où P_0 la probabilité de transition sans laser, A l'amplitude, g l'accélération de pesanteur, t_0 le temps de chute libre minimal des atomes, z_0 la position initiale des atomes selon l'axe z , $w_0 = 5,5$ mm le waist du faisceau Raman horizontal.

On obtient la position des atomes initiale (t_0, z_0) de (2,3 ms, 2,7 mm). Le faisceau Raman horizontal est donc à 2,7 mm sous le centre du PMO. Le temps minimal de chute libre des atomes est de 2,3 ms.

Cette courbe nous permet aussi de choisir le temps d'interférométrie optimal. Pour augmenter

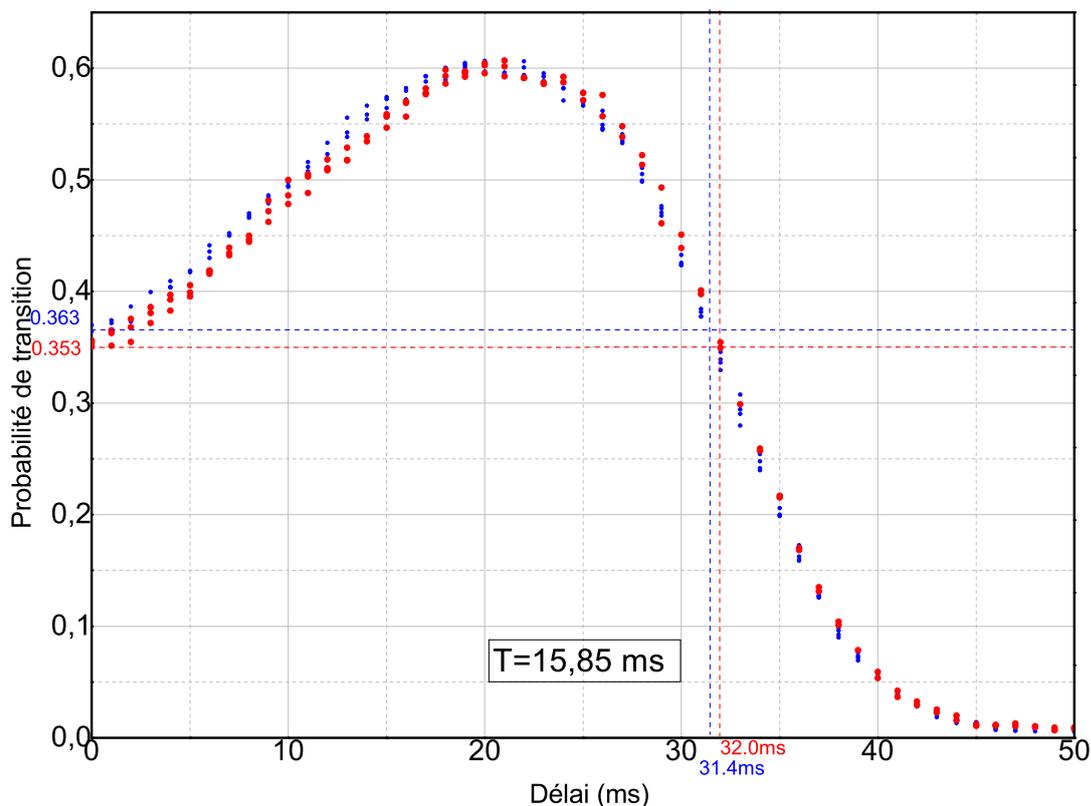


FIGURE V.8 – Probabilité de transition des atomes pour $+k_{eff}$ en rouge (resp. $-k_{eff}$ en bleu) en fonction de l’instant de l’impulsion Raman. L’origine est placée à l’instant de la première impulsion Raman $t_0 = 2,3$ ms. Pour avoir la même probabilité de transition pour les deux impulsions $\pi/2$, on trouve un temps d’interférométrie maximal de 15,85 ms. On observe une petite différence de la position des atomes dans le faisceau laser entre les deux paires Raman.

la sensibilité de l’interféromètre, il faut maximiser le temps d’interférométrie possible et avoir une probabilité de transition égale pour les deux impulsions $\pi/2$. On trouve ainsi un temps optimal de $T = 15,85$ ms.

Paramètre τ durée des impulsions Raman :

On choisit d’effectuer trois impulsions Rabi de même durée dans l’interféromètre Mach-Zehnder, afin d’éviter des biais sur la mesure qui pourraient être introduit par la rampe de fréquence β . Faire trois impulsions identiques nous permet de nous assurer que la rampe de fréquence β se comporte de la même façon lors des trois impulsions Raman.

On règle la durée des impulsions Raman expérimentalement ainsi que la puissance du faisceau Raman pour optimiser le contraste des franges obtenues en sortie d’interféromètre. Dans la suite du chapitre, on se place dans la situation où les impulsions Raman durent $10 \mu\text{s}$ et la puissance Raman est réglée à chaque fois pour optimiser le contraste.

Accéléromètre classique horizontal

Pour l’interférométrie verticale, une plateforme d’isolation des vibrations était utilisée pour s’affranchir des vibrations subies par le miroir Raman vertical. Cela permettait de visualiser les franges d’interférence. Le miroir Raman horizontal n’est pas installé sur une plateforme d’isolation des vibrations. Les vibrations lors de l’interféromètre atomique sont mesurées par un accéléromètre classique afin de corréliser les mesures atomiques et classiques, et ainsi visualiser les

franges d'interférence. L'accéléromètre classique est aussi utilisé pour hybrider l'interféromètre atomique afin d'obtenir une valeur atomique de l'accélération.

L'accéléromètre classique horizontal utilisé est un QA-750 de la marque Honeywell. Il possède d'après sa documentation technique un bruit intrinsèque inférieur à $1500 \mu\text{g}$ pour une bande de fréquence RMS de 0-10000 Hz, une bande passante supérieure à 300 Hz, et il a son point de mesure à 3 mm sous le centre de la monture.

L'accéléromètre QA-750 a été installé contre le miroir Raman, en construisant une monture tenant le miroir Raman, l'accéléromètre classique QA-750, et la carte imprimée du circuit électronique. Le centre de l'accéléromètre classique coïncide avec le centre du miroir Raman et avec le centre du piège magnéto-optique. Le point de mesure de l'accéléromètre classique se trouve à 3 mm en dessous.

V.4.2 Franges accélémétriques

Le miroir Raman horizontal n'est pas installé sur une plateforme d'isolation des vibrations. Il subit donc des vibrations pendant la mesure. On utilise donc une technique de corrélation [140, 141] qui combine les mesures simultanées du signal P en sortie d'interféromètre et du signal de l'accéléromètre classique fixé sur le miroir Raman, afin de visualiser les franges accélémétriques.

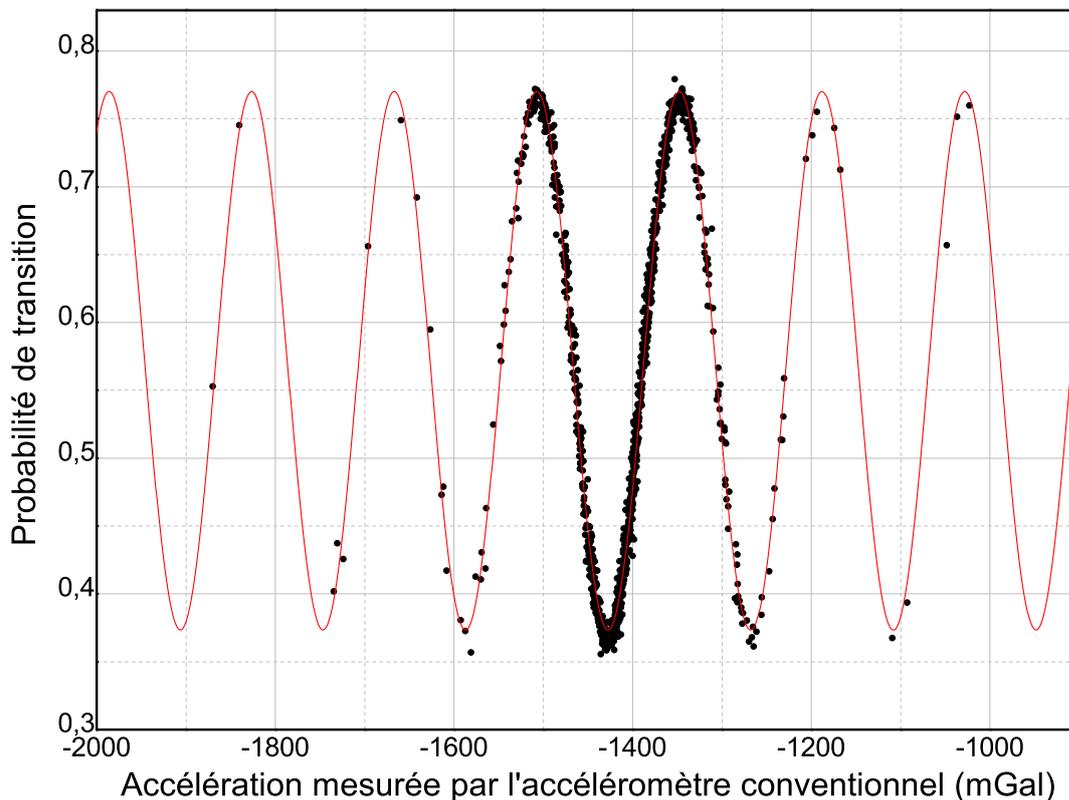


FIGURE V.9 – Franges d'interférence d'un interféromètre Mach-Zehnder horizontal corrélié à un accéléromètre classique QA-750. En noir : points expérimentaux. En rouge : ajustement linéaire d'équation V.12.

Les paramètres expérimentaux de la séquence d'interférométrie horizontale sont : $T = 15,85$ ms, $t_0 = 2,3$ ms, $\beta = -210$ MHz/ μs ($A = 6$ V). Les franges d'interférence sont balayées aléatoirement en fonction du bruit de vibration subi par le miroir Raman. La probabilité de transition P en sortie d'interféromètre est tracée en fonction de la phase vibrationnelle estimée φ_{vib} . Cette phase vibrationnelle est calculée numériquement à chaque cycle en convoluant l'accé-

lération mesurée par l'accéléromètre QA-750 a_{QA750} avec la fonction de réponse en accélération de l'interféromètre atomique $f_a(t)$ (calculée dans la partie I.2.5) :

$$\varphi_{vib} = k_{eff} \int a_{QA750}(t) f_a(t) dt \quad (V.11)$$

où $f_a(t) = tH(t) - 2(t - T)H(t - T) + (t - 2T)H(t - 2T)$, $H(t)$ la fonction Heaviside.

On obtient ainsi les franges d'interférence présentées en figure V.9. La probabilité de transition en sortie d'interféromètre vaut :

$$P = P_0 - \frac{C}{2} \cos(\vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}T^2) \quad (V.12)$$

où $P_0 = 0,58$ est la moyenne du système de franges, C le contraste des franges, $T = 15,85$ ms. On obtient un système de franges avec un contraste égal à $C = 40\%$. Le miroir ne subissant

pas des vibrations importantes, la majorité des points se trouvent autour de la teinte plate, qui correspond à une accélération horizontale nulle.

V.4.3 Optimisation du contraste

Pour étudier le contraste (figure V.10, plusieurs systèmes de franges ont été enregistrés pour différentes valeurs de β . Pour chaque valeur de β , le contraste des franges a été optimisé en modifiant la puissance des impulsions Raman et le délai entre l'impulsion Raman et la commande triangulaire.

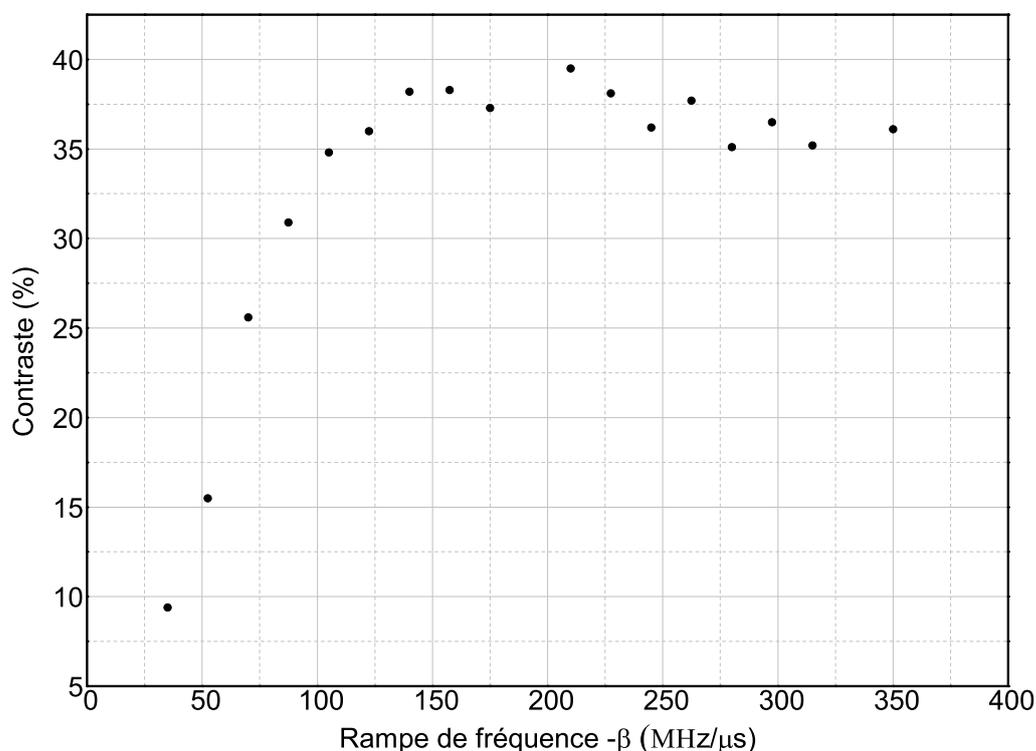


FIGURE V.10 – Contraste des franges d'interférence en sortie d'un interféromètre Mach-Zehnder horizontal en fonction de la rampe de fréquence β appliquée sur la diode laser effectuant les impulsions Raman horizontales.

Pour des petites valeurs de rampe, le contraste est limité par la dégénérescence des paires de faisceaux Raman. En effet, comme on peut l'observer sur la figure V.5, il existe une zone,

pour des valeurs absolues de β petites, dans laquelle les pics de spectroscopie commencent à apparaître mais se superposent. Plus les pics de spectroscopie se séparent et plus le contraste augmente. Le contraste est maximal pour une rampe β de $-210 \text{ MHz}/\mu\text{s}$. Puis, il diminue légèrement lorsqu'on augmente encore la valeur absolue de la rampe β .

V.5 Mesure atomique d'une accélération horizontale

Corréler la mesure atomique avec la mesure classique permet de visualiser les franges d'interférence, mais cela ne permet pas d'obtenir une mesure d'accélération atomique. Pour obtenir une mesure atomique, il faut utiliser l'algorithme d'hybridation développé par l'ONERA [1] dont la structure est présentée dans la partie I.5.1 afin d'obtenir une valeur de mesure atomique de l'accélération horizontale. Cette structure d'hybridation permet aussi de recalibrer le biais de l'accéléromètre classique afin de diminuer sa dérive long terme.

Les mesures sont faites de nuit, en continu. La séquence change le signe du vecteur d'onde à chaque cycle afin d'éliminer des effets systématiques ($\pm k_{eff}$), avec une fréquence de cycle de 2 Hz. La sensibilité de notre capteur est de $3.10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$, l'écart-type d'Allan variant en $\tau^{-1/2}$. Une résolution optimale de $2.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ est atteinte après 1000 s d'intégration, ce qui correspond à l'état de l'art des accéléromètres atomiques horizontaux ($3.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ [80, 81]).

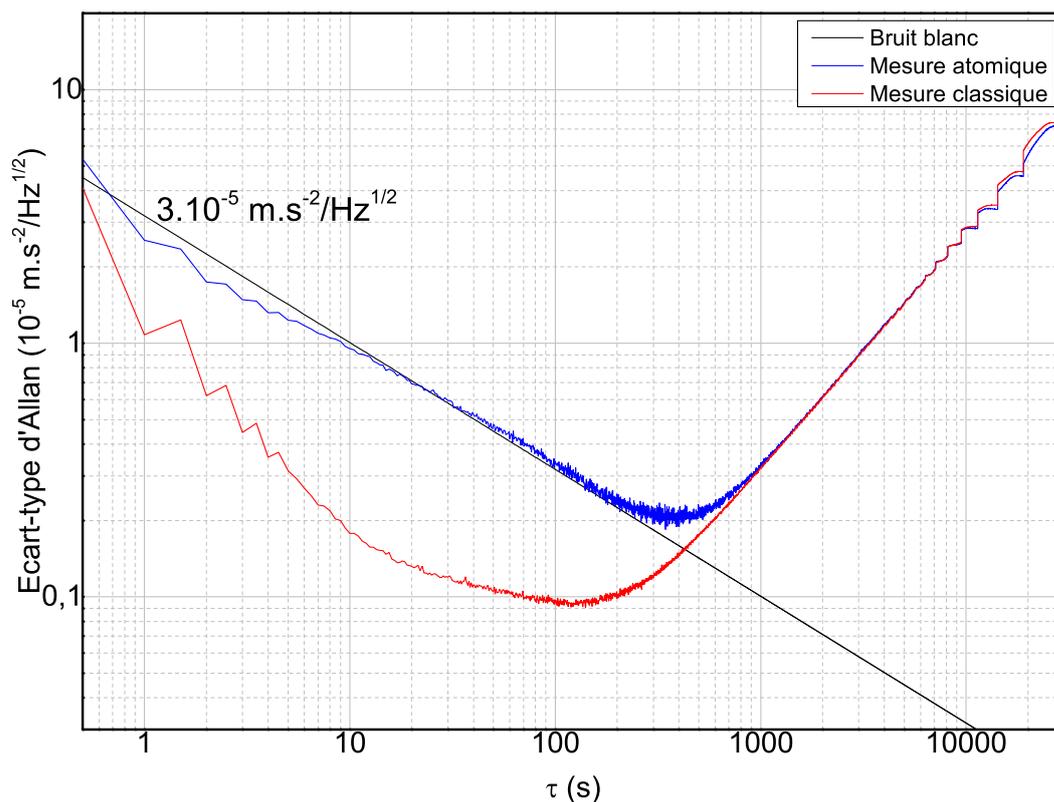


FIGURE V.11 – Ecart-type d'Allan de la mesure de l'accélération horizontale. Courbe bleue : mesure atomique hybridée avec l'accéléromètre classique. Courbe rouge : mesure effectuée par l'accéléromètre classique. Courbe noire : bruit blanc de sensibilité $3.10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\text{Hz}^{1/2}$.

On observe que les variances d'Allan de l'accéléromètre classique et de l'accéléromètre atomique remontent après 1000 s, alors qu'on supposait que l'accéléromètre atomique allait avoir une stabilité long terme meilleure que l'accéléromètre classique. C'est en effet sur le long terme que les capteurs atomiques montrent des meilleures performances de stabilité que les capteurs classiques qui dérivent bien plus. Une des raisons pouvant expliquer cette perte de stabilité

long terme est la variation angulaire du miroir Raman au cours du temps. Le miroir Raman et l'accéléromètre classique sont installés sur une monture de façon solidaire, donc ils subissent les mêmes variations angulaires. Si on suppose que c'est l'unique raison expliquant la remontée de la variance d'Allan, on peut mesurer d'après la courbe la valeur de la variation angulaire du miroir Raman. On trouve une variation angulaire du miroir Raman de l'ordre du μrad . C'est l'ordre de grandeur typique des variations angulaires du bâtiment du laboratoire et de l'expérience. Il est donc raisonnable d'attribuer la remontée de la variance d'Allan à la variation angulaire du miroir Raman et non à la stabilité long terme de l'interféromètre atomique.

Notre méthode d'hybridation a donc été validée et une mesure d'accélération atomique a été obtenue avec une sensibilité de $3.10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$. On ne peut pas conclure sur la stabilité long terme de l'accéléromètre atomique à cause du miroir Raman qui subit trop de variations angulaires dans le temps et qui limite la stabilité de l'interféromètre.

V.6 Conclusion

Ce chapitre présente la mesure de l'accélération horizontale en utilisant un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder et des faisceaux Raman rétro-réfléchis et horizontaux. Pour cela, une méthode de levée de dégénérescence par application d'une rampe de fréquence β sur la fréquence des paires Raman a été validée par spectroscopie Raman, elle permet d'obtenir deux paires de faisceaux Raman de fréquences différentes pour faire de la simple diffraction, sans incliner les faisceaux Raman. Cela permet de réaliser des mesures d'accélération horizontale pour des atomes dans le régime des faibles vitesses. Cela est très avantageux pour les mesures inertielles en microgravité, et pour des mesures horizontales sur Terre sans devoir donner une vitesse initiale horizontale aux atomes. Grâce à cette méthode de levée de dégénérescence des paires Raman, une mesure d'accélération horizontale a été effectuée, avec une sensibilité de $3.10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une résolution optimale de $2.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ après 1000 s d'intégration.

Le principal avantage de cette technique est qu'il est possible de garder les faisceaux Raman horizontaux. Ainsi, on peut utiliser les mêmes faisceaux Raman pour réaliser un interféromètre de type Mach-Zehnder horizontal mesurant l'accélération horizontale, et pour réaliser un interféromètre double-boucle horizontal mesurant la rotation.

Ce chapitre montre une mesure préliminaire de l'accélération horizontale. Les effets systématiques doivent maintenant être étudiés afin d'obtenir la précision de la mesure, et une réflexion pourra être faite pour diminuer les variations angulaires subies par le miroir Raman pendant la mesure atomique afin de pouvoir étudier la stabilité long terme de la mesure.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

LES travaux relatés dans ce manuscrit de thèse s’inscrivent dans le contexte actuel des expériences visant à réaliser des capteurs inertiels à atomes froids permettant des mesures hors laboratoire. Ces travaux ont mené à la réalisation d’un capteur inertiel multi-axe à atomes froids hybride permettant la mesure de l’accélération de pesanteur, de la composante verticale du gradient de gravité et de l’accélération horizontale, en faisant des choix technologiques compatible avec un futur capteur embarquable, et en faisant l’hybridation avec des capteurs classiques. Cette expérience représente une avancée vers l’obtention de centrale inertielle atomique embarquable. De plus, les configurations utilisées pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité et d’accélération horizontale consistent en une démonstration de principe de méthode de mesure qui permettent d’obtenir un capteur inertiel simple, précis et embarquable. Cette expérience permet de valider ces configurations et d’ouvrir de nouvelles opportunités pour les capteurs inertiels atomiques embarquables.

VI.1 Conclusion

Le dispositif expérimental a été réalisé à partir d’une enceinte à vide et un système laser prévus pour un autre projet [3]. L’enceinte à vide a une architecture complexe et massive, qui empêche notre prototype d’être miniaturisé. Le système laser de cet instrument repose sur le doublage en fréquence d’une source laser fibrée à 1560 nm et sur l’utilisation de composants optiques fibrés télécoms. A partir de ces éléments, les étapes élémentaires de la séquence d’interférométrie verticale permettant la mesure de l’accélération de pesanteur et de la composante verticale du gradient de gravité ont été mises en place. La source atomique résulte du piégeage et du refroidissement sub-Doppler du ^{87}Rb grâce à un piège magnéto-optique suivi d’une phase de mélasse optique. Un nuage d’atomes froids d’environ 10^8 atomes à $2\ \mu\text{K}$ est obtenu. Cette étape est suivie par une sélection Zeeman des atomes possédant un état quantique peu sensible aux champs magnétiques. Les champs magnétiques ressentis par les atomes sont contrôlés par la mise en place d’un blindage en μ métal et par des bobines de champs selon les trois directions de l’espace. Pendant la chute libre des atomes, un interféromètre atomique vertical reposant sur l’utilisation de transitions Raman contra-propageantes est réalisé. Un unique faisceau laser vertical contenant les deux fréquences Raman interroge les atomes. Enfin, une étape de détection par fluorescence est installée afin de mesurer la répartition des populations atomiques entre les niveaux internes mis en jeu, ce qui donne accès au déphasage accumulé par les fonctions d’onde en sortie d’interféromètre. Le bruit de détection est étudié car il constitue un élément limitant pour la sensibilité des mesures. Ce dispositif expérimental a été validé par la réalisation d’un interféromètre de type Mach-Zehnder vertical qui a permis la mesure d’accélération de pesanteur avec une résolution de $1,4\ \mu\text{Gal}$ après 6000 s d’intégration.

Une fois le dispositif expérimental, qui représentent les briques élémentaires pour effectuer des mesures de grandeurs inertielles par interférométrie atomique, installé et validé, la séquence d’interférométrie atomique à quatre impulsions a été étudiée. Elle permet d’effectuer des mesures de rotations et de gradient de gravité avec un dispositif expérimental simple, compact et embarquable. Une mesure de la composante verticale du gradient de gravité a été obtenue avec cette séquence interférométrique. En extrapolant les performances obtenues avec le dispositif expérimental actuel pour une enceinte à vide de 1 mètre et une mesure limitée par le bruit de

projection quantique, la sensibilité obtenue est de 13 E/Hz, du même ordre de grandeur que les sensibilités de l'état de l'art. Cela ouvre la possibilité d'avoir un gradiomètre atomique embarquable plus simple que les dispositifs actuellement développés dans les laboratoires. Les effets systématiques de l'interféromètre atomique à quatre impulsions ont été étudiés longuement afin d'obtenir des valeurs d'exactitude. Cette étude de l'interféromètre atomique à quatre impulsions est un résultat majeur de ces travaux de thèse. Elle sera utile pour les mesures de rotations et de gradient de gravité effectuées avec cet interféromètre.

A la fin de la thèse, le dispositif expérimental a été modifié afin d'intégrer une séquence d'interférométrie atomique horizontale. Toujours dans l'optique d'obtenir un capteur embarquable, il a été décidé de tester une nouvelle idée afin de mesurer l'accélération horizontale. Nous utilisons des transitions Raman stimulées horizontales rétro-réfléchies dans un régime où les atomes ont une vitesse presque nulle dans la direction des faisceaux Raman. Dans ce régime, les deux transitions Raman sont dégénérées et il est donc a priori impossible de faire de la simple diffraction. Pour lever la dégénérescence des transitions Raman, une rampe de fréquence a été introduite sur les deux fréquences Raman pendant l'impulsion. Cela simule une vitesse initiale atomique et lève la dégénérescence des paires Raman, observée, par spectroscopie Raman, sur notre expérience. Une mesure de l'accélération horizontale a été effectuée avec un interféromètre de type Mach Zehnder, avec une résolution optimale de $2.10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ après 1000 s d'intégration.

Nous avons donc obtenu la mesure de trois composantes inertielles en utilisant un seul capteur. De plus, deux configurations originales ont été étudiées et validées pendant ces travaux de thèse, elles permettent la mesure d'accélération, de rotation et de gradient de gravité à l'aide d'un dispositif simple et potentiellement embarquable.

VI.2 Perspectives

Les efforts futurs porteront en général sur l'obtention d'une centrale inertielle à atomes froids. Tout d'abord, l'étude des effets systématiques de la mesure de l'accélération horizontale devra être effectuée afin d'obtenir l'exactitude de la mesure. De plus, aujourd'hui, nous ne pouvons pas conclure sur la stabilité long terme de l'expérience car la mesure d'accélération horizontale dérive à cause des variations d'angle du miroir Raman. L'amélioration de la stabilité long terme de la mesure sera un enjeu car, en restant dans le laboratoire actuel qui se trouve dans un immeuble non isolé, il semble compliqué de pouvoir diminuer les variations d'angle subies par le miroir. L'utilisation d'un tiltmètre de grande précision pourra être envisagée pour mesurer les variations d'angle du miroir. Les tiltmètres utilisés actuellement en géodésie semblent être de bons candidats en terme de performances.

Ensuite, l'accélération selon le troisième axe et les rotations seront mesurées. Avec la taille de l'enceinte disponible actuellement, obtenir des bonnes performances en terme de sensibilité et d'exactitude pour la mesure de rotation avec notre zone d'interrogation de taille centimétrique sera un enjeu. La sensibilité de l'interféromètre atomique double-boucle à la mesure de rotation dépend du temps d'interrogation en T^3 , ainsi la taille de la zone d'interrogation disponible dans notre capteur actuel limitera cette sensibilité. Dans l'état de l'art, les configurations utilisées sont typiquement celle des fontaines atomiques avec un interféromètre à quatre impulsions dans des capteurs de dimensions métriques [152]. Notre capteur ne permet aujourd'hui pas de faire une géométrie en fontaine. La configuration qui sera utilisée pour la mesure des rotations selon les axes x et y dans notre expérience est un nuage atomique en chute libre interagissant avec quatre impulsions Raman horizontales. Une méthode consiste à obtenir des grandes séparatrices entre les deux bras de l'interféromètre afin d'augmenter son aire physique. Pour cela, il est possible d'utiliser des oscillations de Bloch afin d'avoir des réseaux optiques dans lesquels piéger nos atomes [153]. Il est aussi possible d'utiliser de la diffraction de Bragg afin de transférer des

grandes quantités de mouvement aux atomes afin de séparer les deux bras de l'interféromètre. L'interféromètre de type Mach-Zehnder présenté dans ces travaux de thèse permet un transfert de la quantité de mouvement $\hbar k_{eff}$, alors que cette technique a permis un transfert jusqu'à $51\hbar k_{eff}$ [154], améliorant la sensibilité de mesure d'un facteur 51.

Pour mesurer la rotation selon l'axe z , il est nécessaire de lancer les atomes pour qu'ils acquièrent une vitesse transverse et donc une sensibilité à la rotation selon l'axe z . Le choix de la méthode à utiliser n'a pas encore été fait, les différentes méthodes possibles devront être étudiées. Typiquement, pour lancer les atomes, des mélasses mouvantes ou des réseaux optiques sont utilisées. Une autre source laser sera potentiellement nécessaire pour effectuer cette étape.

Des mesures d'accélération et de rotation hors laboratoires utilisant les deux configurations validées dans ces travaux de thèse pourront être envisagées. L'expérience devra alors être gyrostabilisée, entièrement ou seulement les miroirs de références Raman. Une enceinte à vide plus compacte pourra être conçue afin d'améliorer l'embarquabilité de l'expérience.

ANNEXE A

GRANDEURS PHYSIQUES UTILES DE L'ATOME DE ^{87}Rb

TABLE A.1 – Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb [117].

Paramètre	Valeur
Numéro atomique (Z)	37
Nucléons ($Z+N$)	87
Abondance naturelle relative	27.83(2) %
Masse atomique (m)	86.909 180 520(15)u $1.443\ 160\ 648(72) \times 10^{-25}$ kg
Propriétés de la raie D_2 :	
Fréquence (ω_0)	$2\pi \cdot 384.230\ 484\ 468\ 5(62)$ THz
Longueur d'onde dans le vide (λ)	780.241 209 686(13) nm
Temps de vie	26.234 8(77) ns
Largeur naturelle à mi-hauteur (Γ)	$2\pi \cdot 6.066\ 6(18)$ MHz
Écart hyperfin $ 5^2S_{1/2}\rangle$ (ω_G)	6.834 682 610 904 29(9) GHz
Vitesse de recul (v_{rec})	5.8845 mm.s $^{-1}$
Désaccord Doppler ($v_{atome} = v_r$)	$2\pi \cdot 7.541\ 9$ KHz
Température Doppler	145.57 μK
Intensités de saturation :	
Transition cyclante $ F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$	
Polarisation σ^\pm ($I_{\text{sat}(m_F=\pm 2 \rightarrow m_F=\pm 3)}$)	1.669 33(35) mW.cm $^{-2}$
Transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$	
Polarisation isotrope ($I_{\text{sat}(\text{iso,eff})}$)	3.577 13(74) mW.cm $^{-2}$
Effet Zeeman :	
Linéaire $ 5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$	0.70 MHz.G $^{-1}$
Linéaire $ 5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$	-0.70 MHz.G $^{-1}$
Quadratique	575.15 Hz.G $^{-2}$

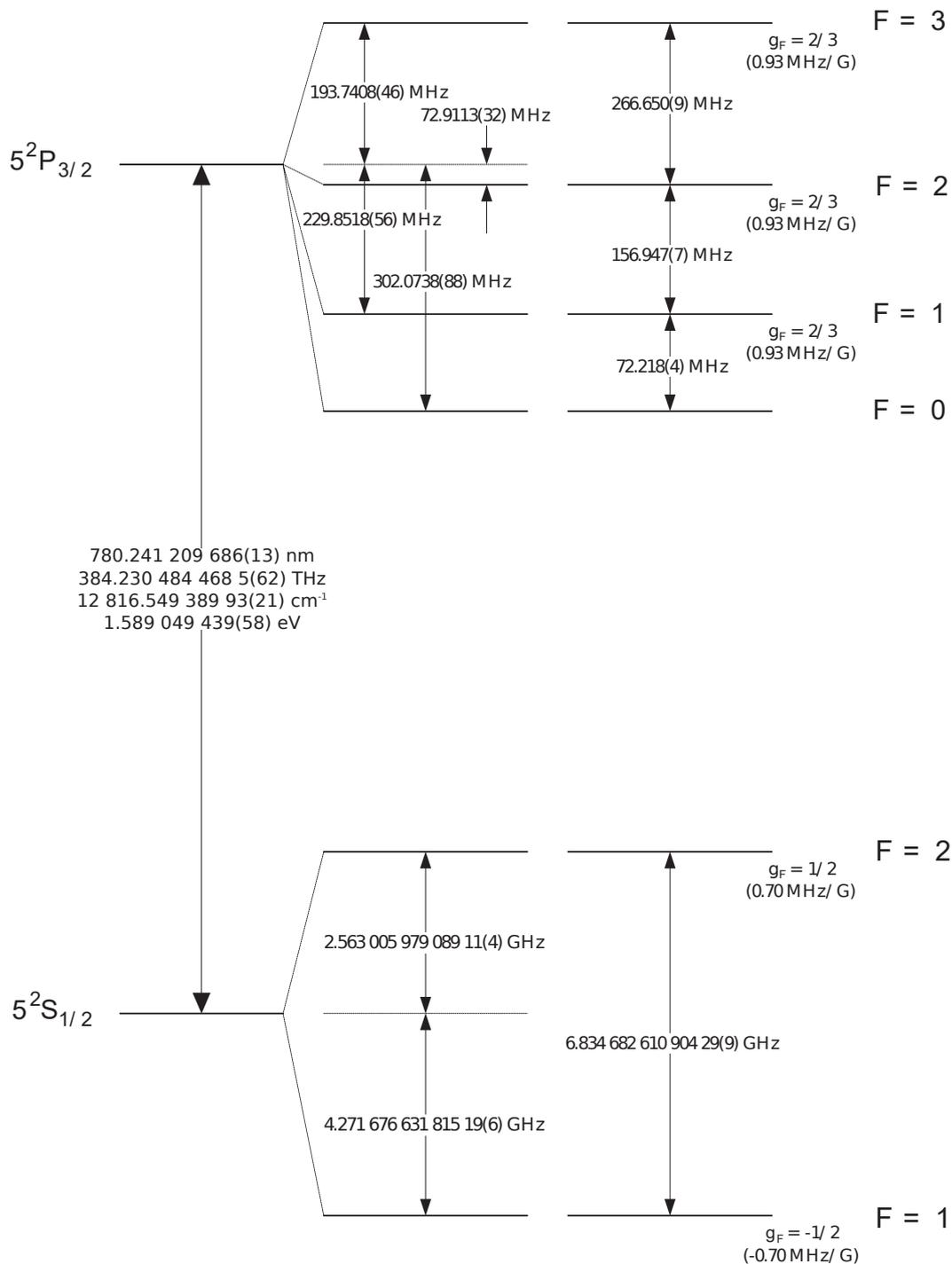


FIGURE A.1 – Structure hyperfine de la transition D_2 du ^{87}Rb [117].

ANNEXE B

COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES

Publications dans des revues scientifiques :

I. Perrin, Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Besson & M. Cadoret
“Proof-of-principle demonstration of vertical-gravity-gradient measurement using a single proof-mass double-loop atom interferometer”
Physical Review A, vol. 99, p. 013601, 2019

I. Perrin, J. Bernard, Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Besson & M. Cadoret
“Zero-velocity atom interferometry using a retroreflected frequency chirped laser”
arxiv.org/abs/1907.04403, soumis à *Physical Review A*.

Conférences internationales :

ECAMP13 (13th European Conference on Atoms, Molecules and Photons), Conference
Florence, Italie - Avril 2019
“*Proof-of-principle demonstration of vertical-gravity-gradient measurement using a single proof-mass double-loop atom interferometer*”
Poster

FOMO 2017 (Frontiers Of Matter wave Optics), Summer School & Conference
Archanes & Chania, Crête - Septembre 2017
“*Proof-of-principle demonstration of vertical-gravity-gradient measurement using a single proof-mass double-loop atom interferometer*”
Poster

ICOLS 2017 (23th International Conference on Laser Spectroscopy)
Arcachon, France - Juillet 2017
“*Development of a multi-axis cold-atom inertiel sensor*”
Poster

YAO 2017 (Young Atom Opticians)
Paris, France - Juillet 2017
“*Development of a multi-axis cold-atom inertiel sensor*”
Poster

Conférences nationales :

JDD 2019 (Journée des Doctorants de l'ONERA)

Palaiseau, France - Janvier 2017

“Development of a multi-axis cold-atom inertiel sensor”

Présentation orale

J’Doc 2017

Paris, France - Juin 2017

“Development of a multi-axis cold-atom inertiel sensor”

Poster

JDD 2017

Palaiseau, France - Juin 2017

“Development of a multi-axis cold-atom inertiel sensor”

Présentation orale & Poster

Proof-of-principle demonstration of vertical-gravity-gradient measurement using a single-proof-mass double-loop atom interferometer

I. Perrin, Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, and A. Bresson
DPHY, ONERA, Université Paris Saclay, F-91123 Palaiseau, France

M. Cadoret*
LCM-CNAM, 61 rue du Landy, 93210, La Plaine Saint-Denis, France



(Received 14 October 2018; published 2 January 2019)

We demonstrate a proof-of-principle of direct Earth gravity-gradient measurement with an atom interferometer-based gravity gradiometer using a single proof mass of cold ^{87}Rb atoms. The atomic gradiometer is implemented in the so-called double-loop configuration, hence providing a direct gravity-gradient dependent phase shift insensitive to dc acceleration and constant rotation rate. The atom interferometer (AI) can be either operated as a gravimeter or a gradiometer by simply adding an extra Raman π pulse. We demonstrate gravity-gradient measurements first using a vibration isolation platform and second without seismic isolation using the correlation between the AI signal and the vibration signal measured by an auxiliary classical accelerometer allowing one to bypass the absence of common-mode vibration noise rejection in a double-loop geometry. The simplicity of the experimental setup (a single atomic source and unique detection) and the immunity of the AI to rotation-induced contrast loss make it a possible candidate for onboard gravity-gradient measurements.

DOI: [10.1103/PhysRevA.99.013601](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.99.013601)

I. INTRODUCTION

Light-pulse atom interferometers (AIs) use short pulses of light to split, redirect, and then recombine cold atoms used as a matter-wave source. Since their advent in the 1990s [1,2], they have demonstrated to be extremely sensitive and accurate sensors very useful in fundamental physics research where they have been used to measure fundamental constants [3–6], test the equivalence principle [7–11], put bounds on theories of dark energy [12], and probe quantum superposition at the macroscopic level [13], as well as measuring gravito-inertial force such as gravity acceleration [14–18], rotations [19–22], and gravity gradient [23–26]. Most of these works consist in laboratory experiments but atom interferometer's inherent long-term stability and accuracy have led to a global push towards performing experiments outside the laboratory environment [17,27,28]. Moreover, cold atom-based gravity sensors have started to be commercialized, hence targeting out of the laboratory applications. In this context, development of gravity gradiometers are also particularly attractive as they complement pure gravity measurements and find variety of applications including geodesy [29], geophysics [30], and inertial navigation [31] for which the required performances are around $10\text{E}/\sqrt{\text{Hz}}$ for terrestrial instruments and around a few $\text{mE}/\sqrt{\text{Hz}}$ for space instruments. Whereas an atomic gravimeter sensitivity is often limited by vertical vibration noise, this is not the case in a conventional atomic gradiometer where the gravity gradient is derived from the differential measurement of two simultaneous atom interferometers performed at two locations. However, this requires one to use two

clouds of cold atoms spatially separated. This can for example be achieved by using laser-cooled atomic sources originating from two separate three-dimensional magneto-optical traps (3D-MOT) [23], or by launching the atoms from a single MOT using moving molasses [24] or Bloch oscillations as an atomic elevator [32,33] or using large momentum transfer (LMT) beam splitters combining Bragg pulse and Bloch oscillations [34]. Although these techniques have proven to work in a laboratory environment, their complexity could still be an issue regarding their implementation for onboard applications where simple and compact instruments are required. In this paper, we perform a *proof-of-principle* experimental demonstration of an alternative method consisting in a direct measurement of the vertical gravity gradient with only one source of cold ^{87}Rb atoms in the presence of vibration noise. We use a double-loop four-pulse AI geometry as proposed initially in [35] for gravity-gradient measurements which was investigated in [23,36] and now used in several experiments such as rotation rate measurements in atomic fountain configurations [22,37] or for low-frequency vibration noise rejection in the context of airborne tests of the weak equivalence principle (WEP) using atom interferometry [27]. We perform vertical-gravity-gradient measurement with and without a passive isolation vibration platform and show that in the presence of parasitic ground vibrations the correlation of the vibration signal measured by a classical accelerometer [32,38,39] allows one to recover the interference fringes and extract the vertical gravity gradient. Moreover, we make a study of the systematics when using this double-loop AI geometry. The paper is organized as follows. Section II presents the double loop four-pulse AI used to measure the vertical gravity gradient. Section III presents the experimental setup. Section IV describes the vertical-gravity-gradient

* malo.cadoret@lecnam.net

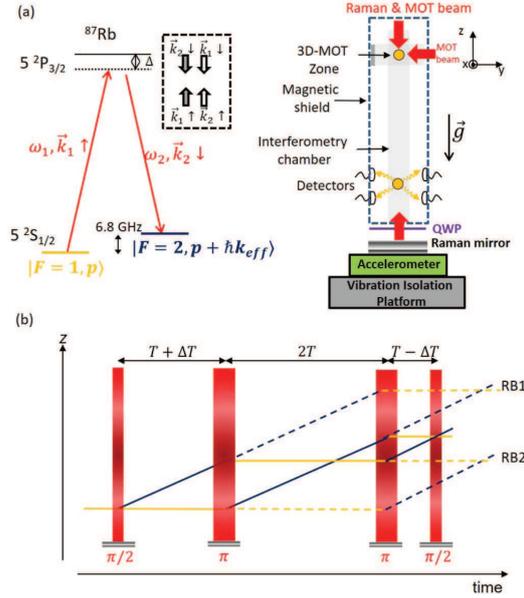


FIG. 1. (a) Left: energy level scheme of rubidium $D2$ line. Two-photon Raman transitions performed on a single cloud of ^{87}Rb atoms in vertical configuration. (Δ is the one photon detuning from the electronic transition.) Right: schematic of the experimental setup. The Raman laser beams are aligned along gravitational acceleration g . PD: photodiode. (b) Space-time recoil diagram in the absence of gravity of the four pulse double-loop AI based gravity gradiometer. A time asymmetry ΔT is implemented to suppress parasitic Ramsey-Bordé interferometers (labeled RB1 and RB2 on figure) (dash line) due to imperfect mirror pulses.

measurement performing the AI with a passive vibration isolation platform and Sec. V presents the measurement without seismic isolation, using the correlation technique. Section VI presents a study of the major systematic effects which affect the measurement. Finally, in Sec. VII, a discussion on scale factor comparisons between dual cloud AI versus single cloud four LPAI is made and possible improvements of the measurement are presented.

II. FOUR PULSE ATOM INTERFEROMETER-BASED GRAVITY GRADIOMETER

We consider a four pulse AI. The matter-wave beam splitters and mirrors are based on two-photon counterpropagative Raman transitions between the $F = 1$ and $F = 2$ hyperfine ground states of rubidium ^{87}Rb atoms [see Fig. 1(a)]. An atom initially in state $|F = 1, p\rangle$ is coupled to state $|F = 2, p + \hbar k_{\text{eff}}\rangle$, where $\hbar k_{\text{eff}}$ is the two-photon momentum transfer. Here $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ is the effective wave vector (with $\|\vec{k}_{\text{eff}}\| = \|\vec{k}_1\| + \|\vec{k}_2\|$ for counterpropagative transitions). The AI consists of the light-pulse sequence $(\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2)$ which differs from a usual Mach-Zehnder atomic gravimeter by the presence of an additional π pulse and a different

time sequence. Practically, a first $\pi/2$ pulse creates an equal superposition of ground ($F = 1$) and excited ($F = 2$) states. Then, two π pulses redirect the two atomic paths letting the wave packets cross each other in between, and a final $\pi/2$ pulse interferes the wave packets. Thus this sequence leads to a double-loop geometry. In our configuration, \vec{k}_{eff} is aligned with the local gravity acceleration \vec{g} , for all Raman pulses. This sequence allows one to measure the time derivative of the acceleration of the free-falling atoms.

Although a symmetric configuration is necessary to fully cancel the phase contribution due to constant acceleration [40], a time asymmetry ΔT is introduced to avoid interference of parasitic Ramsey-Bordé interferometers due to imperfect π pulses [22]; see Fig. 1(b). In the absence of time asymmetry, these parasitic interferometers would close at the same time as the main interferometer and generate amplitude noise and a possible bias on the gravity-gradient determination. In the short, intense-pulse limit, the phase shift along the Raman laser direction of propagation is expressed as [40]

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= 4(k_{\text{eff}}g - \alpha)T\Delta T - (2k_{\text{eff}}v_zT^3 + 4k_{\text{eff}}gT^4)\Gamma_{zz} \\ &\quad + 4k_{\text{eff}}a_{\text{vib}}T\Delta T - 2k_{\text{eff}}\dot{a}_{\text{vib}}T^3 \\ &\equiv \varphi_g + \varphi_{\text{grad}} + \varphi_{\text{vib}}, \end{aligned} \quad (1)$$

where g is the Earth gravity acceleration along the Raman laser beams, α the radio-frequency chirp rate applied to the effective Raman frequency to compensate the Doppler shift induced by the atom free fall in order to keep resonance, Γ_{zz} the vertical-gravity-gradient component, v_z the initial atomic velocity along the vertical z axis at the first Raman pulse, a_{vib} the mirror acceleration, \dot{a}_{vib} its time derivative, and T the time between the Raman $\pi/2$ and π pulses in the absence of timing asymmetry. In Eq. (1), the contribution to the phase shift contains three separate terms. The first term φ_g is a remaining sensitivity to gravity acceleration induced by the timing asymmetry ΔT . We have embedded the laser phase $\alpha T\Delta T$ in this term. The second term is the gravity-gradient-dependent phase shift φ_{grad} and finally the third term is the phase shift induced by vibrations which we denote φ_{vib} . This vibrational phase noise may prevent one from discriminating spatial acceleration variations from time varying acceleration variations, and remains an issue for gravity-gradient measurements performed in this double-loop geometry. Nevertheless, to circumvent this problem the AI can be operated using a passive vibration isolation platform ($\varphi_{\text{vib}} \simeq 0$) or by estimating the φ_{vib} phase term induced by the Raman mirror vibration using the acceleration noise recorded by an auxiliary classical accelerometer rigidly fixed to the Raman mirror. We have operated the AI using these two schemes. For both schemes the atomic gradiometer is operated in its most sensitive configuration with $T = 38,6$ ms limited by the falling distance (see Sec. III), a timing asymmetry $\Delta T = 300 \mu\text{s}$, and an initial velocity at first Raman pulse $v_z = 0.38$ m/s, leading to phase-shift values reported in Table I. The time asymmetry has been chosen experimentally to avoid the extra RB interferometers to form fringes, thus maximizing the signal-to-noise ratio of the AI. For our application we have neglected the effect of the recoil phase shift.

TABLE I. Phase-shift terms of numerical values assuming the following: $k_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} = 1.61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ with $\lambda = 780 \text{ nm}$ the wavelength of the transition, vertical Earth gravity gradient $\Gamma_{zz} = 3.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ (assuming a spherical symmetric Earth) with $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$, interferometer pulse timing asymmetry of $\Delta T = 300 \mu\text{s}$, $T = 38.6 \text{ ms}$, and initial velocity $v_z = 0.38 \text{ ms}^{-1}$. The last term corresponds to the recoil phase shift ($v_r = 5.89 \text{ mm s}^{-1}$). The gravimeter phase-shift term is taken as reference.

Phase term	Absolute numeric value (mrad)	Relative phase
$4k_{\text{eff}}gT\Delta T$	7.3×10^6	1
$4k_{\text{eff}}\Gamma_{zz}gT^4$	4.3	6×10^{-7}
$2k_{\text{eff}}\Gamma_{zz}v_zT^3$	2.2	3×10^{-7}
$k_{\text{eff}}\Gamma_{zz}v_rT^3$	1.7×10^{-2}	2×10^{-9}

III. EXPERIMENTAL SETUP

In this section we describe the main parts of the apparatus as well as the time sequence of the experiment.

A. Apparatus overview

Our experimental setup is schematically shown in Fig. 1. It consists of a titanium vacuum chamber where the atoms are produced and interrogated and to which are connected ion pumps, getters, and rubidium dispensers. The vacuum chamber is magnetically shielded with two cylindrical layers of μ metal. The cold atom source is produced at the top of the chamber using a 3D MOT configuration. The falling distance available for interferometry is 20 cm from the MOT. The two counterpropagating Raman beams are obtained with a phase-modulated laser at 6.8 GHz retroreflected on a mirror (Raman mirror). The Raman laser beams enter the vacuum chamber through the top window. After passing through a quarter wave plate they are retroreflected by the Raman mirror at the bottom of the setup, outside the vacuum, in order to realize the counterpropagating configuration, thus obtaining a $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration in the AI region. In this configuration, two pairs of counterpropagating Raman beams ($\uparrow \vec{k}_1, \downarrow \vec{k}_2$ and $\downarrow \vec{k}_1, \uparrow \vec{k}_2$) in the vertical direction are present. Degeneracy between the two pairs of Raman beams is lifted through Doppler shift induced by gravity during free fall of the atoms. In this configuration, only the Raman mirror needs to be isolated from ground vibrations. In our setup the mirror is rigidly linked to a classical accelerometer (Titan Nanometrics), the whole being fixed to a passive vibration isolation platform (Minus-K).

B. Optical setup

The laser system used for cooling, detecting, and driving the interferometer pulses is similar to the one described in [41]. Basically, it consists in a compact and robust laser system based on a single narrow linewidth Erbium doped fiber laser at $1.5 \mu\text{m}$, amplified in a 5 W Erbium doped fiber amplifier (EDFA) and then frequency doubled in a periodically poled lithium niobate (PPLN) crystal. A power of 450 mW is available at 780 nm. The Raman laser and the repumper are generated thanks to a fiber phase modulator at $1.5 \mu\text{m}$,

allowing one to be free from any phase lock loop between the two Raman lines.

C. Experimental sequence

The experimental sequence of the atomic gradiometer is the following: first, a cold ^{87}Rb sample is produced in a three-dimensional MOT, loaded from a background vapor pressure of $\sim 10^{-8}$ mbar. After 700 ms of trap loading, a stage of optical molasses, and a microwave selection, we assemble $N_{\text{at}} \sim 5 \times 10^7$ atoms in the magnetic insensitive ground state $|F=1, m_F=0\rangle$ at a temperature $\Theta = 3 \mu\text{K}$. A push beam gets rid of the atoms left in state $F=2$. Then, after 38.6 ms of free fall, we apply the AI sequence consisting in four Raman laser pulses of 8, 16, 16, and 8 μs . This time delay before the first Raman pulse is necessary to first lift degeneracy between the two pairs of Raman beams and second to minimize the impact of parasitic Raman lines (see Sec. VI). During the AI operation a bias magnetic field of 100 mG is applied. We set $T = 38.6 \text{ ms}$ corresponding to total interrogation time $4T = 154.4 \text{ ms}$. Following the interferometer sequence we measure the proportion of atoms in the two output ports $F=2$ and $F=1$ of the interferometer using state selective vertical light-induced fluorescence detection. The fluorescence is collected thanks to collimation lenses and photodiodes in the perpendicular direction. The measurement of the proportion of atoms P in the state $F=2$ at the exit of the interferometer is a sinusoidal function of the interferometric phase shift:

$$P = P_m + \frac{C}{2} \cos(\Delta\Phi), \quad (2)$$

where P_m is the fringe offset and C the fringe contrast which is in our case $C = 0.1$. Interferometric fringes are thus obtained through scanning the interferometric phase. In our experiment we operate the interferometer with and without a vibration isolation platform. Therefore, a scanning of the phase is obtained first by varying the frequency chirp rate of the Raman laser and second by letting vibration noise operate a random sampling of the interferometric phase. The repetition rate of the experimental sequence is 1 Hz, including atom loading, state preparation, atom interferometry, and state detection. The whole experimental sequence timing and data acquisition is computer controlled.

IV. GRAVITY-GRADIENT MEASUREMENT WITH VIBRATION ISOLATION

In this section we present the vertical-gravity-gradient measurement when operating the AI with a vibration isolation platform.

A. Measurement method

To measure the vertical gravity gradient we take advantage of the acceleration sensitivity induced by the timing asymmetry ΔT of the interferometer. In the presence of a vibration isolation platform ($\varphi_{\text{vib}} \approx 0$), interferometer fringes can be obtained by scanning the frequency chirp α . The interference phase is obtained using the fringe-locking method (FLM) similar to the one described in [17], which determines the frequency chirp nulling the phase. The sign of the

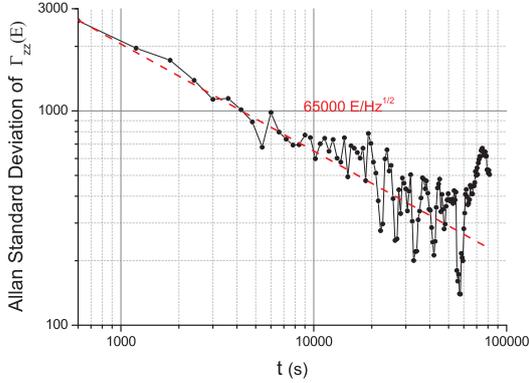


FIG. 2. Allan standard deviation of the gravity-gradient measurements. The dash line illustrates the $t^{-1/2}$ scaling.

radio-frequency chirp is changed every two drops, hence reversing the sign of \bar{k}_{eff} to cancel some systematic effects. Nevertheless, in our protocol, we suppress sensitivity to gravity acceleration by periodically reversing the sign of ΔT (every 5 min), hence reversing the sign of the acceleration phase shift in Eq. (1). Nulling the phase shift in both configurations and taking the mean value leads to

$$\Gamma_{zz} = \frac{2T\Delta T(\alpha_-^0 - \alpha_+^0)}{2k_{\text{eff}}v_z T^3 + 4k_{\text{eff}}gT^4}, \quad (3)$$

where α_{\pm}^0 (α^0) is the frequency chirp which nulls the phase for ΔT ($-\Delta T$), respectively.

B. Gradiometer sensitivity

We have operated the gravity gradiometer continuously during 2 days using the experimental sequence described in Sec. III C. The time asymmetry ΔT is changed every 5 minutes. We obtained from Eq. (3) the uncorrected vertical-gravity-gradient mean value $\Gamma_{zz} = 7600$ E. The Allan standard deviation (ADEV) on the gravity-gradient measurements is shown on Fig. 2. Each point corresponds to the measurements averaged over 10 min. corresponding to the time necessary to operate the AI in two configurations ($+\Delta T$ and $-\Delta T$). A short-term sensitivity of 65000 E/ $\sqrt{\text{Hz}}$ is obtained during the two days of measurements. The stability of the gravity-gradient measurement improves as $t^{-1/2}$ (where t is the measurement time) and reaches 766 E after 2 h. The sensitivity of the single proof-mass atomic gradiometer still remains beyond state of the art atomic gradiometer using two simultaneous accelerometers with two proof masses in differential mode [23,24,26]. The sensitivity of our measurement is not limited by the contribution of residual vibration noise which has been measured with our low noise accelerometer at the level of 10000 E/ $\sqrt{\text{Hz}}$, nor by detection noise which has been estimated at the level of 9500 E/ $\sqrt{\text{Hz}}$, with a calculated quantum projection noise (QPN) of 4200 E/ $\sqrt{\text{Hz}}$ for $\sim 5 \times 10^6$ atoms. The other technical noise sources (microwave phase noise, laser frequency noise, Raman pulses intensity fluctuations, etc.) which may limit the sensitivity of the measurement have

not been studied. We have investigated the main systematic effects which induce a bias on the gravity-gradient measured value using this method. These systematics are presented in Sec. VI.

V. GRAVITY-GRADIENT MEASUREMENT USING THE CORRELATION TECHNIQUE

In this section we present gravity-gradient measurement in the presence of vertical vibration noise.

A. Measurement method

First the vibration isolation platform on which is fixed the Raman mirror is made nonfloating. In the absence of vibration isolation $\varphi_{\text{vib}} \neq 0$ in Eq. (1); thus the conventional FLM used in Sec. IV A is not applicable anymore as it requires phase fluctuations to be smaller than π . To circumvent the presence of vibration excess noise which washes out fringe visibility, we perform a correlation-based technique [38,42] combining the simultaneous measurements of the output signal P of our interferometer and the one from a classical accelerometer fixed to the Raman mirror (see Fig. 1). The method is the following. First we held the laser phase fixed by setting the radio-frequency chirp α_0 to its value compensating for gravity acceleration leading to $\varphi_g = 0$. This value of α_0 is determined by operating the interferometer as a conventional three-pulse Mach-Zehnder interferometer using $T = 81.9$ ms (where T is the time between two-consecutive Raman pulses). Second, the AI is operated with the same experimental sequence except that the radio-frequency chirp sign is changed every measurement cycle. The atomic fringes are scanned due to random vibration noise. The probability P of the interferometer is plotted versus the estimated induced vibration phase φ_{vib}^E , which is numerically calculated at each cycle by convoluting the mirror acceleration $a_M(t)$ measured by the classical accelerometer, with the time response function $h_{at}(t)$ of the AI:

$$\varphi_{\text{vib}}^E = k_{\text{eff}} \int a_M(t)h_{at}(t)dt, \quad (4)$$

where h_{at} is a double triangle-like function represented on Fig. 3 defined as

$$h_{at}(t) = \begin{cases} \frac{t}{T^2} & \text{if } 0 < t < T + \Delta T, \\ \frac{2(T+\Delta T)-t}{T^2} & \text{if } T + \Delta T < t < 3T + \Delta T, \\ \frac{t-4T}{T^2} & \text{if } 3T + \Delta T < t < 4T, \\ 0 & \text{otherwise.} \end{cases} \quad (5)$$

Finally, we perform a sinusoidal least-square fit of the data using the function

$$P = A + \frac{B}{2} \cos(\varphi_{\text{vib}}^E + \delta\phi), \quad (6)$$

where A , B , and $\delta\phi$ are free parameters. Performing a measurement of the transition probability in four configurations ($\bar{k}_{\text{eff}} \uparrow, \downarrow, \pm\Delta T$), where reversing the sign of \bar{k}_{eff} (e.g., changing the sign of α) allows one to reject some systematics, and reversing the sign of ΔT suppresses residual dependence to constant acceleration, one can obtain the gravity gradient.

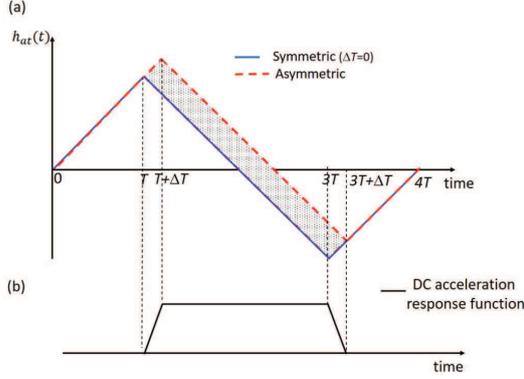


FIG. 3. (a) Four pulse AI response function h_{at} neglecting pulse duration for a symmetric (solid line) and asymmetric (dash line) configuration. (b) Response function of the residual sensitivity to dc acceleration is obtained from the difference between asymmetric and symmetric four pulse AI response functions.

B. Experimental results

We performed gravity-gradient measurement during two hours integration time. For the measurement, the sign of ΔT was changed after one hour integration time, whereas the direction of the effective wave vector was reversed every measurement cycle. Atomic fringes in configuration ($\pm\Delta T$) are displayed on Fig. 4 when operating the interferometer with total interrogation time $4T = 154.4$ ms. We obtained four spectra in total corresponding to approximately 1800 points per fringe pattern. $\delta\varphi$ is estimated from the fit to the data points for each fringe pattern. The gravity gradient is extracted from the phase offset $\delta\varphi$ considering the four configurations ($k_{\text{eff}} \uparrow, \downarrow, \pm\Delta T$) leading to four phases ($\delta\varphi_{\uparrow,+}, \delta\varphi_{\uparrow,-}, \delta\varphi_{\downarrow,+}, \delta\varphi_{\downarrow,-}$). Considering the experimental protocol one obtains

$$\Gamma_{zz} = \frac{1}{4} \frac{(\delta\varphi_{\uparrow,+} + \delta\varphi_{\uparrow,-} + \delta\varphi_{\downarrow,+} + \delta\varphi_{\downarrow,-})}{2k_{\text{eff}}v_z T^3 + 4k_{\text{eff}}gT^4} \quad (7)$$

corresponding to an uncorrected gravity gradient of $\Gamma_{zz} = 3691$ E. The sensitivity of the gradiometer is evaluated from the combined statistical uncertainty from the fitted fringes leading to $\delta\Gamma_{zz} = 2355$ after 2 h integration time. The sensitivity of the measurement using the correlation technique is degraded by a factor of 3 in comparison with the measurement performed in the presence of vibration isolation. First, a decrease by a factor of $\sqrt{2}$ may originate from the use of a fringe scanning (FS) method instead of a more sensitive fringe locking method [43]. Second, degradation of the sensitivity may come from nonperfect correlations due to several factors that we did not have time to investigate, such as misalignment between the classical accelerometer and the AI, unprecise knowledge of the mechanical accelerometer scale factor, uncertainty in the accelerometer transfer function, and bias drift, among others. We estimate the classical accelerometer self-noise to limit our sensitivity at the level of $2E/\sqrt{Hz}$. An improvement of the sensitivity on our measurement is therefore possible. We give in Sec. VII some possible improvements of the method.

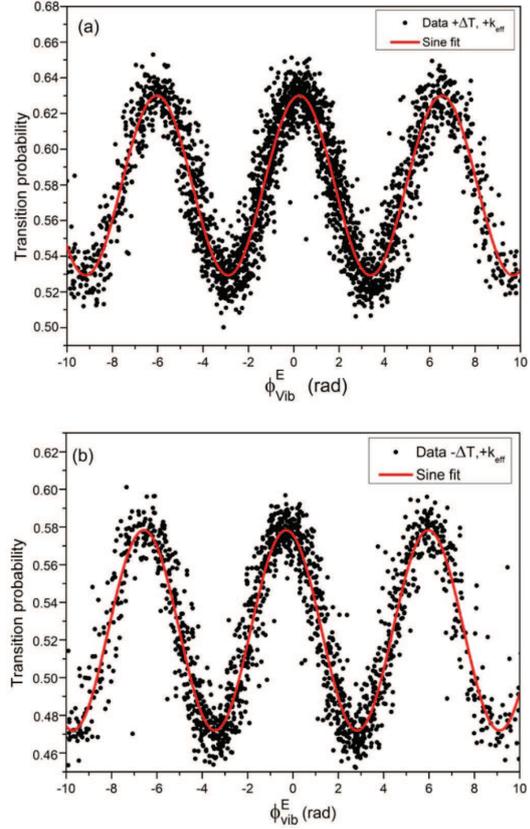


FIG. 4. Measured transition probabilities versus estimated vibration phase calculated from the signal of the classical accelerometer. The atomic gradiometer operates with total interrogation time $4T = 154.4$ ms. The solid line is a sinusoidal least-squares fit using Eq. (6). (a) Interference fringes when using $+\Delta T$ timing asymmetry. (b) Interference fringes obtained in the $-\Delta T$ configuration. Two other spectra are obtained reversing the sign of the wave vector.

Systematic effects are studied in the next section.

VI. SYSTEMATIC EFFECTS

In this section we present a study of the main systematics limiting the measurement of the gravity gradient and their related uncertainties.

A. Effect of a slope on fringe offset

In our experiment, we noticed that the fringes obtained by scanning α have a slope on the offset. This slope is due to a change in the resonance condition which appears because of a relatively large fringe spacing ($\propto 1/4T\Delta T$) relative to the fringe envelope ($\propto 1/v_{\pi/2}$). The effect can be seen on Fig. 5. This slope is different for each of the four configurations and therefore, when the FLM [17] is used, it is responsible for a

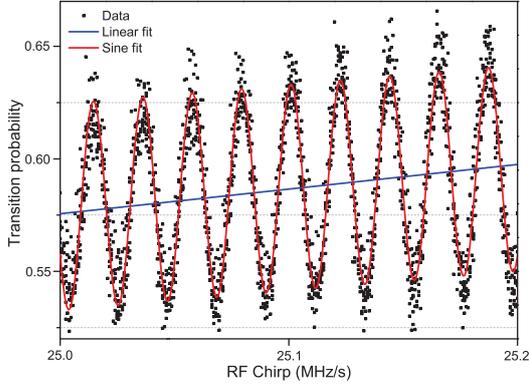


FIG. 5. Effect of slope on fringe offset. The blue line is the estimated fringe offset $P_m = P_{m0} + 2\pi A\alpha$.

bias on the gravity-gradient measurement equal to

$$\Delta\Gamma = \frac{\pi}{24Ck_{\text{eff}}gT^5\Delta T}A, \quad (8)$$

where A is the slope of the fringe offset defined as

$$P_m = P_{m0} + (\alpha - \alpha_0)A. \quad (9)$$

A has been measured for the four configurations of the experiment ($k_{\text{eff}} \uparrow, \downarrow, \pm\Delta T$). From these four measurements one can obtain the value of A to estimate the bias:

$$A_{\uparrow,\downarrow,\pm} = \frac{(A_{\uparrow,-} - A_{\downarrow,-}) - (A_{\uparrow,+} - A_{\downarrow,+})}{2}. \quad (10)$$

Using the value of A from Eq. (10), one obtains an estimated bias equal to $4351 \text{ E} \pm 430 \text{ E}$ in our configuration.

B. Raman detuning

The nonperfect resonance of the Raman pulses is responsible for a phase shift equal to

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{\text{res}} = & \delta\tau - \text{atan} \left[\frac{\delta + \delta_{LS1}}{\sqrt{\Omega^2 + (\delta + \delta_{LS1})^2}} \right] \\ & \times \tan \left(\sqrt{\Omega^2 + (\delta + \delta_{LS1})^2} \frac{\tau}{2} \right) \\ & - \text{atan} \left[\frac{\delta + \delta_{LS4}}{\sqrt{\Omega^2 + (\delta + \delta_{LS4})^2}} \right] \\ & \times \tan \left(\sqrt{\Omega^2 + (\delta + \delta_{LS4})^2} \frac{\tau}{2} \right), \quad (11) \end{aligned}$$

where δ is the two photon Raman detuning in absence of light shift (LS), $\delta_{LS1(4)}$ is the one and two photon light shift at the first (last) pulse, Ω is the effective Rabi pulsation, and τ is the first and last pulse duration. This expression is given for a pulse separation T , $2T$, and T defined between the pulse centers. We notice that this expression is different from a standard MZ AI by the sign between the two atan terms and

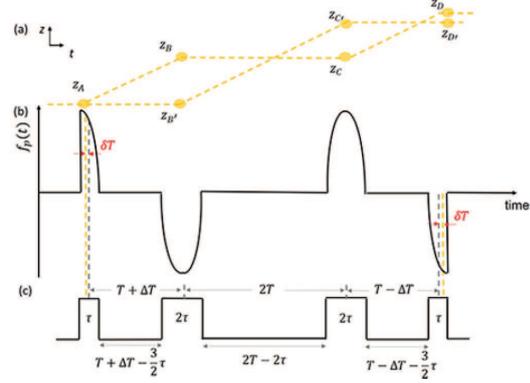


FIG. 6. (a) Space-time diagram of atom classical trajectory for the four pulses AI in absence of gravity. We consider that the path separation occurs at the expected value of the position response during the pulse [$t_{\text{sep}} = \int_0^\tau f_p(t)dt$]. This separation time corresponds to the moment where the laser phase is imprinted on the atom wave function assuming that the laser phase has a linear time dependence during laser pulse. (b) Position response function $f_p(t)$ of the four-pulse AI considering finite Raman pulses [44]. (c) Timing diagram of the four pulse AI defining time with respect to the center of the Raman light pulse.

by the additional terms $\delta\tau$. Thus, contrary to a MZ AI, the effect of Raman detuning does not cancel in a four pulses AI. This effect has thus to be evaluated precisely.

1. Residual sensitivity to atom velocity

By assuming $\delta \ll \Omega$, $\pi/2$ pulses ($\Omega\tau = \pi/2$) and neglecting LS, one obtains

$$\Delta\Phi_{\text{res}} = \delta \left(1 - \frac{4}{\pi} \right) \tau. \quad (12)$$

A nonzero detuning and thus a nonresonant atom velocity compared to the Raman transition is responsible for a phase shift. This phase shift can be interpreted as a nonclosed AI (see Fig. 6). To circumvent this effect, one has to add a time shift $\delta T = 1 \mu\text{s}$ between the $\pi/2$ pulse and the π pulse.

Thus a time compensation $\delta T = 1 \mu\text{s}$ is added to the sequence to compensate for this effect. Nevertheless, experimental defaults such as nonperfect $\frac{\pi}{2}$ pulse or pulse shape asymmetry could affect this timing. We thus measured experimentally the phase shift (see Fig. 7). This was done by varying the time delay at which the radio-frequency chirp α used to compensate the Doppler shift is switched on. One obtains a slope of 3000 E/ms . The uncertainty on the atom velocity is estimated at 1 mm/s leading to an uncertainty on the gravity gradient equal to 300 E .

2. Light shift

In our experiment, the one photon light shift is largely canceled by adjusting the intensity ratio between the Raman lasers and using the effective wave-vector reversal protocol. Nevertheless, sensitivity to laser detuning remains through two-photon light shift (TPLS) [45].

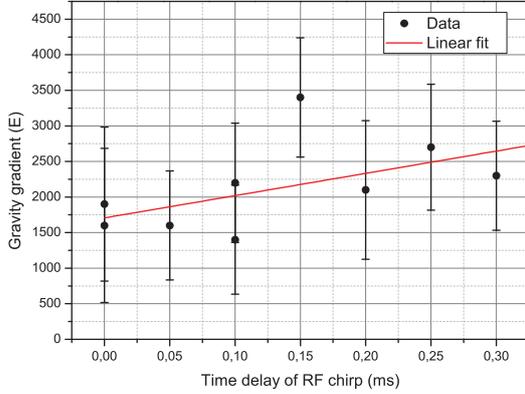


FIG. 7. Gravity-gradient measurement as a function of the time delay to switch to the radio-frequency chirp. The slope given by the linear fit is ≈ 3000 E/ms.

In our experiment the TPLS is estimated by measuring the gravity gradient as a function of the $\pi/2$ pulse duration keeping effective Rabi frequency constant. For the measurements, the mirror pulses are kept constant to preserve the interferometer's contrast. One can see on Eq. (11) that the phase shift goes to zero when the pulse duration goes to zero regardless the detuning and the effective Rabi frequency. Numerical simulation taking into account the velocity distribution of the atoms shows a linear dependence with the pulse duration with our experimental parameters. Moreover, as the contrast changes with the pulse duration, the measurements are corrected from the slope effect (see Fig. 8). From the linear fit of the measurements we obtained a bias of $\Delta\Gamma = -4351 \text{ E} \pm 2019 \text{ E}$ (uncertainty from the fit).

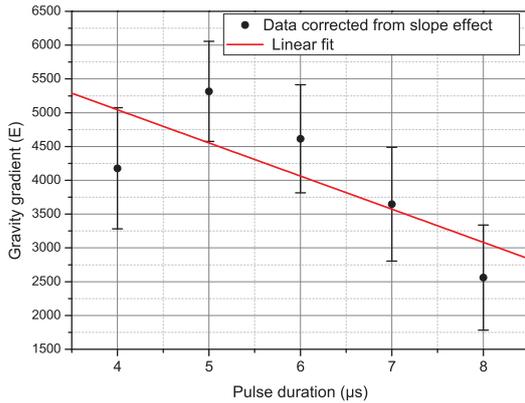


FIG. 8. Variation of the gravity-gradient value due to two-photon light shift (TPLS) versus $\pi/2$ -pulse duration keeping Rabi frequency Ω constant. The Raman π pulses are kept constant to preserve the interferometer's contrast. All data points are corrected from the effect of the slope on fringe offset. The slope given by the fit is $-490 \text{ E}/\mu\text{s}$.

C. Additional Raman laser lines

Our method of generating the Raman laser by modulation leads to the presence of additional laser lines inducing a supplementary phase shift which, if not corrected, induces an error on the gravity-gradient measurement. We can numerically calculate this supplementary phase shift according to [46] and transposing to the case of a four-pulse AI. In the symmetric configuration of the interferometer ($\Delta T = 0$) it is possible to find an AI configuration where this phase shift is equal to zero. This corresponds to the case where the distance between the position of the atoms at the moment of the four Raman pulses are multiples of the microwave wavelength $\Lambda = c/2\omega_{HFS}$. According to [46] and transposing to the four pulse AI the conditions on interrogation time T and initial velocity of the atoms are given by

$$T = \sqrt{\frac{n\Lambda}{3g}}, \quad v_z = \frac{n'\Lambda - \frac{1}{2}gT^2}{T} \quad \text{with } n, n' \in \mathbb{N}. \quad (13)$$

Considering the available free-fall height of 20 cm one finds $n = 2$ and $n' = 1$ leading to $T = 38.6 \text{ ms}$ and initial atomic velocity at first Raman pulse $v_z = gT = 0.38 \text{ ms}^{-1}$. However, timing asymmetry $\Delta T = 300 \mu\text{s}$ required one to avoid the presence of extra RB interferometers, changes the atoms position, and prevents one from operating the interferometer in this optimal configuration. We have numerically calculated the error on the gravity gradient for time asymmetry $\Delta T = 300 \mu\text{s}$. This error is a periodic function of the atom-mirror position z_M and is comprised between -300 E and 180 E .

D. Verticality

In our setup, verticality can be ensured with an error of about $\delta\theta = 80 \mu\text{rad}$. As a consequence, supplementary terms in the phase shift arise from the projection of gravity on the horizontal axis which leads to a transverse velocity of the atoms $\delta v = g\delta\theta T$ and a sensitivity to rotation rate with respect to horizontal axis Ω_y . According to [40] this supplementary phase shift is expressed as $\phi = 4k\Omega_y\delta v T^2 = 0.14 \text{ mrad}$ corresponding to an uncertainty of $\pm 67 \text{ E}$ on gravity gradient with Ω_y the Earth rotation rate.

E. Drift of classical accelerometer

The gravity-gradient measurement using the correlation technique is sensitive to errors on the measurement of vibrations such as the bias a_b of the classical accelerometer and its drift $\frac{da_b}{dt}$ during the measurement. We have estimated this drift by measuring the output signal of the accelerometer as a function of time during one day. The bias drift has been estimated from a linear fit to the data to $\frac{da_b}{dt} = -0.47 \times 10^{-9} \text{ g/s}$. From this measurement we have calculated the bias phase induced by the bias drift of our mechanical accelerometer:

$$\varphi_b = 4k_{\text{eff}} \frac{da_b}{dt} T \Delta T T_{\Delta T} + 2k_{\text{eff}} \frac{da_b}{dt} T^3. \quad (14)$$

The first contribution to the bias phase arises from the change in acceleration bias between two measurements performed at ΔT and $-\Delta T$, respectively. In our experimental protocol, the time asymmetry is changed after a time $T_{\Delta T} = 1 \text{ h}$ leading to a bias phase $\simeq 1.26 \text{ mrad}$ corresponding to a bias $\Delta\Gamma = 900 \text{ E}$.

TABLE II. Correction (Corr.) and uncertainties (u) in Eötvös (E) of the main systematic effects affecting the cold atom gradiometer using two different measurement methods: (1) vibration isolated; (2) without vibration isolation.

Source	Corr. (1)	u (1)	Corr. (2)	u (2)
Effect of slope	-4351	430		
Two-photon light shift	3920	2019	3920	2019
Sensitivity to initial velocity	0	300	0	300
Additional laser line	0	[-310; 180]	0	[-310; 180]
Verticality	0	67	0	67
Accelerometer drift			-1.5	962
Effect of magnetic field	-100	100	-100	100
Self-attraction effect	-1000	1000	-1000	1000
Statistical u		766		2355
Total	-1531	2459	2818	3428

The second effect arises from the contribution of the drift during the interferometer integration time. This term gives rise to a bias on the gravity-gradient measurement of $\Delta\Gamma = \frac{d\dot{a}_b/dt}{2gT} = 62$ E.

F. Effect of magnetic field

Our interferometer sequence is applied to atoms selected in the $m_F = 0$ state. Nevertheless, a quadratic Zeeman shift and an inhomogeneity in the bias magnetic field applied to the atoms during the interferometer induces an additional phase shift and a bias on the gravity-gradient measurement that can be calculated using [47]. Thanks to our effective wave-vector reversal protocol, this effect is mainly canceled and the associated bias is $\Delta\Gamma = 100$ E \pm 100 E.

G. Self-attraction effect

Because our experimental setup is not massless, one has to take into account the gravitational attraction of the upper part and lower part of the titanium vacuum chamber on the atomic sensor. The mass difference between the two parts is estimated to $\Delta m = 1.5$ kg. Thus, using a point mass calculation approximation, one can estimate this mass difference to induce an artificial gravity-gradient effect of the form $\Delta\Gamma = \frac{2G\Delta m}{r^3}$, where $G = 6.67 \times 10^{-11}$ N m²kg⁻² is the gravitational constant and r the distance between the masses. Assuming the distance from the atoms to be between 5 cm and 10 cm the effect is comprised between 1600 E and 200 E, respectively.

H. Conclusion on systematic effects

The results of the main systematics are summarized in Table II. We finally obtained the gravity-gradient values $\Gamma_{zz}^{(1)} = (6069 \pm 2459)$ E and $\Gamma_{zz}^{(2)} = (5173 \pm 3428)$ E, which are statistically in agreement. For both methods the dominant systematic uncertainty comes from TPLS effect. The correlation technique remains limited by statistical uncertainty. Our result is mostly consistent with a measurement performed by a calibrated relative gravimeter (Scintrex CG-3M and CG5) at the location of our experimental setup for different heights, which led to $\Gamma_{zz} = 3180 \pm 30$ E.

TABLE III. Comparison in scale factors S of Earth-based dual cloud atomic gradiometer with respect to a single-cloud gradiometer. L : apparatus length; g : gravity acceleration; T_{int} : total interrogation time. $T_{\text{int}} = 2T$ ($4T$) for a Mach-Zehnder type geometry and four-pulse geometry, respectively.

Environment	Mach Zehnder S_{MZ}	Four-pulse AI S_{4P}	Scale factor ratio S_{MZ}/S_{4P}
Microgravity	$\frac{1}{4}kLT_{\text{int}}^2$	$\frac{1}{32}kLT_{\text{int}}^2$	8
Earth based	$\frac{1}{8}\frac{kL^2}{g}$	$\frac{1}{16}\frac{kL^2}{g}$	2
Earth based + atom launch	$\frac{1}{4}\frac{kL^2}{g}$	$\frac{27}{256}\frac{kL^2}{g}$	≈ 2.37

VII. DISCUSSION AND POSSIBLE IMPROVEMENTS

We have compared the scale factor ($S = \partial\Delta\Phi/\partial\Gamma$) of our four pulse AI with the one of a conventional atomic gradiometer using two pairs of Mach-Zehnder-like atom accelerometers in differential mode. For this comparison we have addressed both Earth-based and space-based (e.g., microgravity) issues. The calculation assumes a total interrogation time T_{int} and apparatus length L . We have neglected the recoil effect term. The recoil term is responsible for a displacement of the atoms that we have assumed to be small compared to the length of the apparatus for our interrogation time. Nevertheless, this term should be considered for long interaction time where the atom displacement is larger. Results are presented in Table III. From Table III, in a microgravity environment, a dual Mach-Zehnder atom accelerometer geometry has a scale factor eight times larger than the one of a four-pulse AI. However, using a single cloud atomic gradiometer for terrestrial applications could be of interest as the reduction in its scale factor is only a factor of 2. This scale factor reduction has to be put in balance with the ease of implementation of such an experimental setup which only requires (i) one atomic source and (ii) an additional Raman π pulse with respect to a conventional Mach-Zehnder atomic gravimeter. One can calculate the gravity-gradient sensitivity $\delta\Gamma$ that can be obtained using the correlation technique and considering an Earth-based gravity-gradient measurement with an interrogation time $T_{\text{int}} = 4T$ corresponding to a 1 m length apparatus. We have taken the case where the atoms are not launched.

Assuming that the ultimate phase resolution is quantum projection noise limited $\delta(\Delta\Phi) \approx 1/\sqrt{N_{\text{at}}}$ the single-shot gradiometer sensitivity is given by

$$\delta\Gamma \approx \frac{2}{6C\sqrt{N_{\text{at}}}k_{\text{eff}}gT^4}. \quad (15)$$

Assuming 10^6 detected atoms, a total interrogation time of $4T \simeq 452$ ms, and a contrast of $C = 0.5$ which can be obtained with a thermal atomic sample using the adiabatic passage technique [48], one obtains $\delta\Gamma \approx 13$ E/ $\sqrt{\text{Hz}}$. This sensitivity can be obtained at the condition that the correlation technique used to bypass the absence of common-mode vibration noise discussed in [23] is not limited by the mechanical accelerometer's sensitivity. The mechanical accelerometer's self-noise has been estimated to ≈ 1 E/ $\sqrt{\text{Hz}}$, and is therefore

not limiting the sensitivity for a typical laboratory environment.

We can expect an improvement of our atomic gradiometer. When using the correlation technique, an increase in sensitivity could be obtained (i) by changing the sign of the timing asymmetry ΔT at the repetition rate of the experiment, hence reducing the effect of the classical accelerometer drift by a factor of 3600, and (ii) replacing the fringe fitting procedure by a more sensitive FLM technique using the signal of the classical accelerometer to compensate in real time the phase shift of the AI as in [39]. When measuring the gravity gradient using the vibration isolation platform, applying a phase step $\delta\varphi$ on the Raman laser phase rather than changing the chirp rate α when performing the FLM technique would allow one to cancel the slope effect as the same slope would appear for each of the four fringe patterns. In the scope of field applications, using a single-cloud double-loop AI geometry allows one to be insensitive to Coriolis force [49], which is responsible for both a bias and mostly a severe loss of contrast when performing the AI on a boat [28] or a plane [27] if no rotation compensation is used such as a tip-tilt mirror [50] or a gyro-stabilized platform.

VIII. CONCLUSION

In conclusion, we have demonstrated an experimental proof-of-principle measurement of the vertical gravity gradient using a single proof mass of cold ^{87}Rb atoms and a four-pulse double-loop AI. We performed the measurements first using a vibration isolator and then demonstrating the correlation technique in the presence of vibration noise. The

results obtained using both methods are in fair agreement despite a reduced sensitivity in comparison with state-of-the-art atomic gradiometers [23,24,26], due to a rather short interrogation time ($4T = 154.4$ ms) and absence of common-mode rejection in a double-loop AI geometry. Better performances of the four-pulse gradiometer are expected with larger interrogation time. Moreover, efficient atom optics techniques such as adiabatic spin-dependent kicks (SDK) [48] could allow enhancement of the gradiometer's sensitivity without need for a colder atomic sample, thus relaxing the complexity of the setup. However, these adiabatic passage techniques still need to be investigated as they may induce uncontrolled phase shifts and therefore additional biases. Finally, in the context of onboard applications, we demonstrated the possibility, in a strap down configuration, to bypass the absence of vibration noise rejection using a correlation technique in combination with a simple experimental setup (one single proof mass and unique detection) with the possibility to switch easily from a gravimeter to a gradiometer immune to constant rotation rate. Despite a reduced sensitivity compared to state of the art setups [51], investigating further the limits of this technique could be of interest for the realization of instruments dedicated to gravity or gradiometry measurements in noisy environments.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank F. Nez, from Laboratoire Kastler Brossel (LKB), for discussions on the project. M.C. acknowledges funding from ONERA through Research Project CHAMO (Centrale Hybride AtoMique de l'Onera).

-
- [1] C. J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
 - [2] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
 - [3] R. H. Parker, C. Yu, W. Zhong, B. Estey, and H. Müller, *Science* **360**, 191 (2018).
 - [4] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
 - [5] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Science* **315**, 74 (2007).
 - [6] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Nature (London)* **510**, 518 (2014).
 - [7] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch, and M. Weitz, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 240404 (2004).
 - [8] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **88**, 043615 (2013).
 - [9] D. Schlippert, J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roura, W. P. Schleich, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 203002 (2014).
 - [10] M. G. Tarallo, T. Mazzoni, N. Poli, D. V. Sutyryn, X. Zhang, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 023005 (2014).
 - [11] L. Zhou, S. Long, B. Tang, X. Chen, F. Gao, W. Peng, W. Duan, J. Zhong, Z. Xiong, J. Wang, Y. Zhang, and M. Zhan, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 013004 (2015).
 - [12] P. Hamilton, M. Jaffe, P. Haslinger, Q. Simmons, H. Müller, and J. Khoury, *Science* **349**, 849 (2015).
 - [13] T. Kovachy, P. Asenbaum, C. Overstreet, C. Donnelly, S. M. Dickerson, A. Sugarbaker, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Nature (London)* **528**, 530 (2015).
 - [14] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
 - [15] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
 - [16] Z. K. Hu, B. L. Sun, X. C. Duan, M. K. Zhou, L. L. Chen, S. Zhan, Q. Z. Zhang, and J. Luo, *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
 - [17] Y. Bidel, O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, and A. Bresson, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 144107 (2013).
 - [18] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, and A. Peters, *Appl. Phys. B* **113**, 49 (2013).
 - [19] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
 - [20] A. Gauguier, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin, *Phys. Rev. A* **80**, 063604 (2009).
 - [21] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *New J. Phys.* **14**, 015002 (2012).
 - [22] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. G. Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
 - [23] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).

- [24] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
- [25] X.-C. Duan, M.-K. Zhou, D.-K. Mao, H.-B. Yao, X.-B. Deng, J. Luo, and Z.-K. Hu, *Phys. Rev. A* **90**, 023617 (2014).
- [26] P. Asenbaum, C. Overstreet, T. Kovachy, D. D. Brown, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 183602 (2017).
- [27] R. Geiger, V. Ménotet, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nat. Commun.* **2**, 474 (2011).
- [28] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M.-F. Lequentrec-Lalancette, *Nat. Commun.* **9**, 627 (2018).
- [29] O. Carraz, C. Siemes, L. Massotti, R. Haagmans, and P. Silvestrin, *Micrograv. Sci. Technol.* **26**, 139 (2014).
- [30] M. N. Nabighian, M. E. Ander, V. J. S. Grauch, R. O. Hansen, T. R. Lafehr, Y. Li, W. C. Pearson, J. W. Peirce, J. D. Phillips, and M. E. Ruder, *Geophysics* **70**, 63ND (2005).
- [31] C. Jekeli, *Navigation* **52**, 1 (2005).
- [32] M. Langlois, R. Caldani, A. Trimeche, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos, *Phys. Rev. A* **96**, 053624 (2017).
- [33] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 230801 (2008).
- [34] B. Estey, Ph.D. thesis, University of California, Berkeley, 2016, Chap. 5.
- [35] J. F. Clauser, *Physica B* **151**, 262 (1988).
- [36] K. Chung, Ph.D. thesis, Stanford University, 2001, Chap. 5.
- [37] J. K. Stockton, K. Takase, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 133001 (2011).
- [38] S. Merlet, J. L. Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and P. Rouchon, *Metrologia* **46**, 87 (2009).
- [39] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014).
- [40] M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, C. Diboune, A. Bonnin, F. Théron, and A. Bresson, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 1777 (2016).
- [41] F. Théron, O. Carraz, G. Renon, N. Zahzam, Y. Bidel, M. Cadoret, and A. Bresson, *Appl. Phys. B* **118**, 1 (2015).
- [42] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer, and A. Landragin, *New J. Phys.* **17**, 085010 (2015).
- [43] X.-C. Duan, D.-K. Mao, X.-B. Deng, M.-K. Zhou, C.-G. Shao, Z. Zhu, and Z.-K. Hu, *Chin. Phys. B* **27**, 013701 (2018).
- [44] A. Bonnin, Ph.D. thesis, University of Paris-Saclay, 2015, Chap. 1.
- [45] P. Cladé, E. de Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Phys. Rev. A* **74**, 052109 (2006).
- [46] O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **86**, 033605 (2012).
- [47] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. II (France)* **4**, 1999 (1994).
- [48] M. Jaffe, V. Xu, P. Haslinger, H. Müller, and P. Hamilton, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 040402 (2018).
- [49] K. P. Marzlin and J. Audretsch, *Phys. Rev. A* **53**, 312 (1996).
- [50] S.-Y. Lan, P.-C. Kuan, B. Estey, P. Haslinger, and H. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090402 (2012).
- [51] D. DiFrancesco, A. Grierson, D. Kaputa, and T. Meyer, *Geophys. Prospect.* **57**, 615 (2009).

Zero-velocity atom interferometry using a retroreflected frequency chirped laser

I. Perrin, J. Bernard, Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, and A. Bresson
DPHY,ONERA, Université Paris Saclay, F-91123 Palaiseau, France

M. Cadoret*
LCM-CNAM, 61 rue du Landy, 93210, La Plaine Saint-Denis, France
(Dated: July 8, 2019)

Atom interferometry using stimulated Raman transitions in a retroreflected configuration is the first choice in high precision measurements because it provides low phase noise, high quality Raman wavefront and simple experimental setup. However, it cannot be used for atoms at zero velocity because two pairs of Raman lasers are simultaneously resonant. Here we report a method which allows to lift this degeneracy by using a frequency chirp on the Raman lasers. Using this technique, we realize a Mach-Zehnder atom interferometer hybridized with a force balanced accelerometer which provides horizontal acceleration measurements with a short-term sensitivity of $3.2 \times 10^{-5} \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$. We check at the level of precision of our experiment the absence of bias induced by this method. This technique could be used for multiaxis inertial sensors, tiltmeters or atom interferometry in a microgravity environment.

I. INTRODUCTION

Since their inception, light-pulse atom interferometers (AIs) have proven to be extremely sensitive gravito-inertial sensors measuring gravity [1–5], gravity gradients [6–8], rotations [9–12], appearing as promising candidates to compete with traditional sensors used for geodesy, geophysics, exploration or inertial navigation [13]. Moreover, they have demonstrated to be an invaluable tool in fundamental physics where they are used for measuring physical constants [14–17], testing Einstein equivalence principle [18–22], searching for dark sector particles [23], and even proposed for gravitational-wave detection [24, 25] or for measuring free-fall of anti-matter [26]. The principle of a light-pulse AI relies on the use of recoils from photon-atom interactions to coherently split, deflect and interfere matter-waves. Most light-pulse AIs use stimulated two-photon process (Raman or Bragg transitions) to realize the beamsplitters and mirrors required for the interferometer sequence [27]. In this process, the atom coherently absorbs and then emits a photon from a pair of counterpropagative laser beams with different frequencies, resulting in a net momentum transfer of $\hbar k_{\text{eff}}$ at each interaction, where k_{eff} is the effective wave vector. To perform Bragg-based or Raman-based AIs at their best level of performance, it is beneficial to address the two-photon transitions in a retroreflected geometry where a single laser beam with two laser frequencies is retroreflected off a mirror. This allows first to reduce the effect of wavefront distortions which affect the sensor's accuracy [28]. This is because the wavefront distortion of the incoming beam cancels out in a retroreflected configuration and only optical elements behind the atoms have to be considered for wavefront distortions (mirror, wave plate, vacuum window). Secondly, it is an efficient way to implement the k_{eff} reversal technique [29]

to eliminate some systematics, as well as to reduce interferometer phase noise as most vibration effects on the laser phases are common to the two lasers and cancel out in the two-photon process, apart from vibrations of the mirror. However, the use of retroreflection for zero velocity atoms along the Raman beam naturally leads to a double diffraction scheme where two stimulated Raman transitions with opposite momentum transfer $\pm \hbar k_{\text{eff}}$ are simultaneously resonant. This double diffraction scheme has been first implemented using Raman transitions to realize an AI for which the separation between the two arms is $2\hbar k_{\text{eff}}$ both in the case of atoms at rest [30], as well as for nonvanishing initial velocities in the case of a gravimeter [31]. For the latter, three laser frequencies were mandatory to account for the changing Doppler shift induced by gravity acceleration, hence leading to a more complex setup. However, for onboard applications, where shot-to-shot acceleration variations leads to uncontrolled velocity variations of the atomic sample, even though close to zero velocity, it becomes challenging to address this double diffraction scheme with high efficiency as the two transitions become partly degenerated. Moreover, the experimental realization of a double diffraction AI geometry is much more demanding than that of a single diffraction as it requires longer Raman pulse duration, colder atomic source and additional blow away beams to get rid of parasitic interferometers. Moreover, the gain in scale factor obtained by increasing the arm separation in a double diffraction scheme is not of interest when the sensitivity of the interferometer is limited by vibrations unless used in differential mode accelerometer for applications in gradiometry [32] or for testing the WEP [22]. Therefore, in certain situations, single diffraction may be preferable to double diffraction. In this work, we experimentally demonstrate a technique enabling the use of single diffraction two-photon Raman transitions despite zero Doppler shift in the commonly-used retroreflected geometry. By employing a laser frequency chirp, we lift the degeneracy between the two simultaneous resonance

* malo.cadoret@lecnam.net

transitions. We then apply our technique to the measurement of the horizontal component of acceleration using a Mach-Zehnder style atom interferometer. We achieve a sensitivity of $3.2 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{Hz}$ and show that no bias is induced by this method.

II. METHOD

We present here a general method which can be applied to any two-photon process such as Raman transition or Bragg diffraction. For example, we demonstrate our technique by performing stimulated two-photon Raman transitions between the two hyperfine ground states of ^{87}Rb (labelled $|g\rangle$ and $|e\rangle$) via an intermediate state (labelled $|i\rangle$) using two lasers of frequencies ω_1 and ω_2 detuned to the red of the D_2 line by Δ_i . The Raman beams are brought to the vacuum chamber via a polarization maintaining optical fiber. After passing through the chamber, the laser beams are retroreflected through a quarter-wave plate to rotate the initial polarization into its orthogonal polarization creating two pairs of counter-propagating beams in the horizontal x -direction in a lin \perp lin configuration (see Figure 1 (a)). Consequently two pairs of beams can drive the two-photon transition between $|F=1, m_F=0\rangle \equiv |g\rangle \rightarrow |F=2, m_F=0\rangle \equiv |e\rangle$. With this polarization configuration, the co-propagating Raman transitions are forbidden. The detuning δ from

the two-photon resonance is given by:

$$\delta = \omega_1 - \omega_2 - (\omega_0 + \omega_D + \omega_R) \quad (1)$$

where ω_0 is the frequency of the hyperfine transition, $\omega_D = \pm \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}$ is the Doppler shift due to the atomic velocity \vec{v} in the reference frame of the apparatus, and $\omega_R = \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2}{2m}$ the recoil frequency shift. Thus, in absence of Doppler shift, both pairs are simultaneously resonant and couple $|g, \vec{p}\rangle \rightarrow |e, \vec{p} \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. In order to circumvent this problem and lift the degeneracy between the two resonance conditions, we apply a frequency chirp $\beta = \frac{1}{2\pi} \frac{d\omega_1}{dt} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\omega_2}{dt}$ on the Raman lasers. As the reflected beams are delayed with respect to the incoming ones by $t_d = \frac{2L}{c}$ (where L is the distance atom-mirror), the incoming laser frequencies will be shifted by $\delta\omega = 2\pi\beta t_d$ at the position of the atoms, allowing to detune one transition with respect to the other by $2\delta\omega$. This allows to selectively address Raman pair 1 or pair 2. This effect can be understood as mimicking an effective atomic velocity in the reference frame of the lasers leading to an equivalent Doppler shift $\omega_D = 2\pi\beta t_d$.

A. Experimental setup and lasers

The experiment was carried out in the atom interferometer setup described in [33]. Atom interferometers usually consist in three-steps: preparation, interferometry and population detection. To perform these functions we use the laser system described in detail in [34], based on a frequency doubled fiber bench using two independent lasers sharing the same 5 Watts Erbium-doped fiber amplifier. The laser used to cool and detect the atoms is an erbium DFB fiber laser at $1.5 \mu\text{m}$ (output power 20 mW, linewidth 2 kHz) locked relative to the Rubidium transitions using a saturated absorption lock [35]. The atom interferometry (AI) laser source is a DFB laser diode at $1.5 \mu\text{m}$ (Avanex DFB, output power: 10 mW, linewidth 1 MHz). The detuning Δ of the AI laser from the one photon resonance is controlled using a beat-note between the two lasers at $1.5 \mu\text{m}$. Finally the two lasers are combined at $1.5 \mu\text{m}$ by an electro-optical modulator which acts like a continuous optical switch between each laser before seeding the EDFA. The output of the EDFA is sent to the dual-wavelength second harmonic generation bench. In our experiment, the two Raman beam frequencies are generated thanks to a fiber phase modulator [36]. The chirp β is obtained by directly modulating the input current of the laser diode using a low frequency arbitrary waveform generator (AWG) (Agilent, Model 33250A). We display on Figure 2 the laser setup and the optical bench of the experiment.

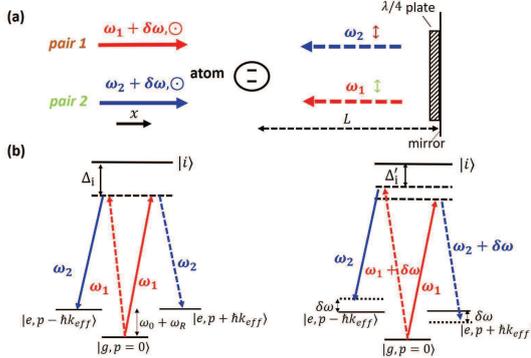


FIG. 1. (a) Schematic setup of two-photon Raman transitions in the commonly-used retroreflecting geometry. A two-level atom is interacting with two pairs of counterpropagating light fields (pair 1 and pair 2) in lin \perp lin configuration. Applying a frequency chirp β on the lasers, changes the incident laser frequency by $\delta\omega = 2\pi\beta t_d$. Δ_i is the one photon detuning. (b) Left: Scheme of the Raman transition between the two hyperfine ground states of an alkaline atom in absence of Doppler shift ($\omega_D=0$) and without frequency chirp ($\beta=0$). Both pairs are simultaneously resonant. Right: Applying a frequency chirp β on the Raman laser frequencies, lifts the degeneracy between the two resonant conditions by an amount $2\delta\omega$. After the chirp, the one photon detuning is Δ'_i .

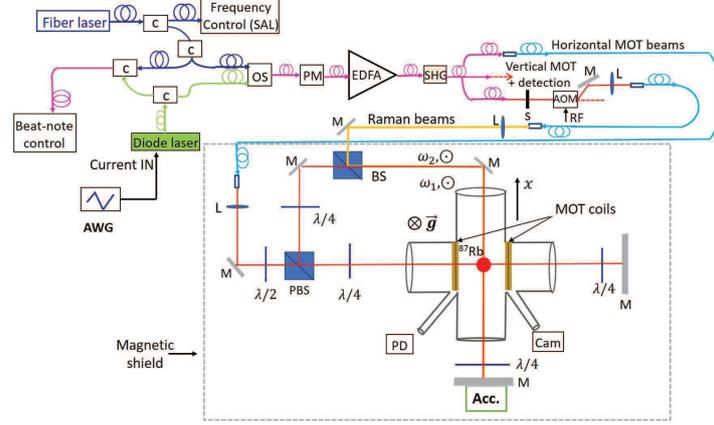


FIG. 2. Scheme of the laser system and the experimental setup (top view) allowing to perform Raman transitions in the horizontal scheme. SAL, Saturated absorption lock; L, lens; M, mirror; PM, phase modulator; AOM, acousto-optic modulator; S, shutter; PBS, Polarizing beam-splitter; OS, optical switch; BS, beam splitter; AWG, Arbitrary waveform generator; SHG, second harmonic generation; Acc, accelerometer; c, coupler; PD, Photodetector; Cam, camera.

B. Raman spectroscopy experiment

To investigate our method we first started by implementing Raman spectroscopy. A cold ^{87}Rb atom sample is produced in a 3 dimensional magneto-optical trap (MOT) loaded from a background vapor pressure in 340 ms. Atoms are further cooled to $2\ \mu\text{K}$ by means of polarization gradient in 8 ms. The cooling beams are then turned off, and as the atoms freely fall, a microwave π -pulse followed by a blow-away beam allows to select the atoms in the insensitive ground state $|F=1, m_F=0\rangle$ with a horizontal bias magnetic-field of 100 mG. Then, a horizontal Raman laser pulse of duration $\tau = 10\ \mu\text{s}$ is applied to the atoms 18 ms after their release from the trap. The proportion of atoms in each hyperfine state $F=1$ and $F=2$ is then measured using a state selective vertical light-induced fluorescence detection. The cycling time of the experiment is $T_{\text{cycle}} = 500\ \text{ms}$. In practice, the AWG generates a triangle-wave modulation signal in burst mode, directly applied to the modulation input of the laser diode current controller. The voltage command signal is triggered to the Raman pulse and the chirp duration is fixed to $40\ \mu\text{s}$. Consequently, the single-photon frequency excursion is controlled by adjusting the peak-to-peak voltage amplitude denoted A . We experimentally measure the frequency response of the laser diode as a function of the voltage amplitude by monitoring the beat-note signal between the laser diode and the fiber laser on a spectrum analyzer (SA). Figure 3 displays the frequency response of the laser diode when applying $A = 6\ \text{V}$ peak-to-peak amplitude command. For clarity sake, the frequency response is plotted as the frequency difference between the Raman laser frequency

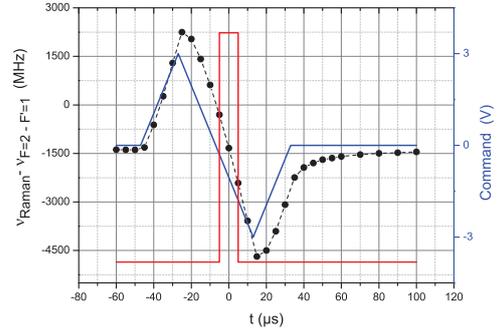


FIG. 3. Frequency response of the Raman laser $\nu_{\text{Raman}} = \frac{\omega_1}{2\pi}$ to the voltage command applied to the current modulation input. Voltage command (blue line). Measurement of the laser diode frequency response (black dots and line). Raman laser pulse (red line). The measured chirp is $\beta = -210\ \text{MHz}\cdot\mu\text{s}^{-1}$, leading to a frequency excursion of 2100 MHz during the Raman pulse.

$\nu_{\text{Raman}} = \omega_1/2\pi$ and the $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=1$ transition. In this case, one finds a chirp $\beta = -210\ \text{MHz}\cdot\mu\text{s}^{-1}$. The delay between the command and the Raman laser pulse is adjusted to ensure a linear frequency response of the laser diode during the Raman pulse.

Figure 4 displays the measured transition probability as a function of the Raman frequency difference $(\omega_1 - \omega_2)/2\pi$ for different chirp values β applied to the

laser diode. The Raman laser intensity is adjusted to maximize the transfer efficiency at resonance for a pulse duration of $\tau = 10 \mu\text{s}$. When no chirp is applied ($\beta = 0$), only a single peak is observed due to the simultaneous resonant condition. Increasing slightly β starts lifting the degeneracy between the two resonant conditions. For $\beta = -35 \text{ MHz}\cdot\mu\text{s}^{-1}$, the chirp is not important enough to lift the degeneracy between the two transitions. However, for greater values of the chirp two resonance spectra are clearly observed with a frequency separation which increases linearly with the amplitude of the voltage command. Measuring the frequency separation between the two resonance spectra ($2\delta\omega/2\pi$) allows to estimate the atom-mirror distance $L = c\delta\omega/4\pi\beta \simeq 24 \text{ cm}$ in agreement with the expected distance from the trap center to the mirror of the setup.

III. ATOM INTERFEROMETER

To further investigate our technique we performed a Mach-Zehnder style AI in a horizontal configuration using a $\pi/2 - \pi - \pi/2$ chirped-Raman pulse sequence, with each pulse separated by an interrogation time T . With this geometry, the atomic phase shift at the output of the interferometer is sensitive to the horizontal acceleration \vec{a} of the atoms relative to the reference mirror. In the limit of short, resonant pulses, the phase shift is then given by: $\Delta\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 = \vec{k}_{\text{eff}}\cdot\vec{a}T^2$, where ϕ_i is the phase difference between the two counterpropagating Raman lasers at the position of the atoms at the i -th Raman pulse. The delay between the release of the atoms from the trap and the first Raman pulse is $t_0 = 3 \text{ ms}$. The Raman beams have a waist of 5.5 mm ($1/e^2$ radius). Thus, due to the free fall of the atoms across the laser beam, our interrogation time is limited and the intensity seen by the atoms for the three laser pulses will be different. Consequently, we adjust the timing of our experiment and the position of the laser beam in order to have the same intensity seen by the atoms for the first and the last Raman pulses. This leads to an interrogation time $2T = 31.7 \text{ ms}$. This configuration enables to minimize light-shift effects. As the intensity is higher for the middle pulse (π), this configuration allows also to apply the same pulse duration ($\tau = 10 \mu\text{s}$) for the three Raman laser pulses without losing too much contrast.

Consequently, we ensure the frequency chirp to be the same for each Raman pulse, $\beta = -210 \text{ MHz}\cdot\mu\text{s}^{-1}$ in our experiment. Figure 5 is a sketch of the interferometer setup. After the interferometer sequence we measure the proportion of atoms in each output port of the AI by fluorescence. The normalized proportion of atoms in the hyperfine state $|F = 2, m_F = 0\rangle$ after the final $\pi/2$ pulse is a sinusoidal function of the phase shift:

$$P = P_m - \frac{C}{2} \cos(\vec{k}_{\text{eff}}\cdot\vec{a}T^2) \quad (2)$$

where P_m is the fringe offset and C the fringe contrast.

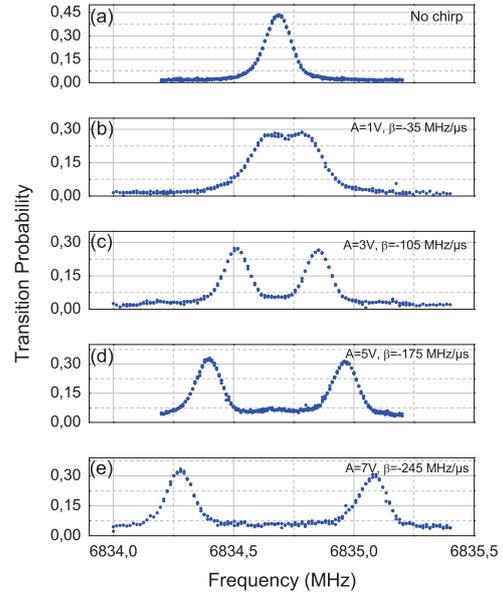


FIG. 4. Raman resonance spectra obtained by scanning the Raman frequency difference $(\omega_1 - \omega_2)/2\pi$, across the resonance for five different frequency chirps applied on the laser diode. A is the peak-to-peak amplitude voltage of the signal command. (a) For $\beta = 0$ a single peak is observed due to the simultaneous resonant conditions. (b),(c),(d),(e): When applying a frequency chirp two peaks are observed allowing to lift the degeneracy between the two Raman transitions. The two Raman resonances are separated by $2\delta\omega/2\pi$.

In a retroreflected geometry, the phase is sensitive to the acceleration of the atom compared to the mirror. Thus, in absence of vibration isolation, fluctuations of the mirror position can induce fluctuations of the interferometer phase which wash out the fringe visibility, even in the laboratory environment. To observe interference fringes, we perform a correlation-based technique [37] combining the simultaneous measurements of the output signal P of our interferometer with the one from a classical accelerometer (QA 750, Honeywell) rigidly fixed to the Raman mirror. This allows to recover the interference fringes, although the fringes are randomly scanned by vibrations. Figure 6 displays retrieval of the fringe pattern obtained by plotting the probability transition of the AI output versus

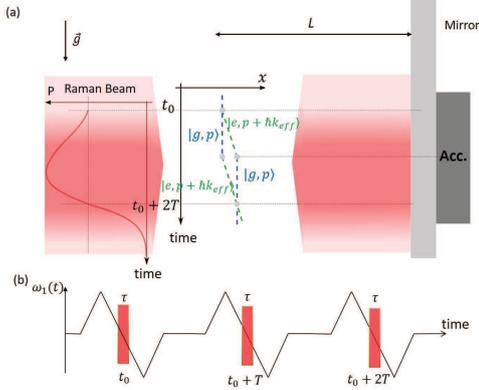


FIG. 5. (a) Sketch of the horizontal atomic accelerometer. The atoms fall under gravity in the retroreflected Raman beam. By measuring the transition probability P as a function of free-fall time of the atoms we adjust the timing of our experiment and the position of the Raman laser beam. The pulse duration is equal for the three Raman light-pulses. The center of the classical accelerometer (Acc.) matches the position of the cold atom cloud at the π pulse. $L = 24$ cm: atom-mirror distance. (b) Raman frequency $\omega_1(t)$ during the interferometer sequence. The same linear chirp is applied for the three Raman pulses.

the acceleration measured by the classical accelerometer. The fringe contrast obtained from the sinusoidal least-squares fit of the data is $C = 40\%$.

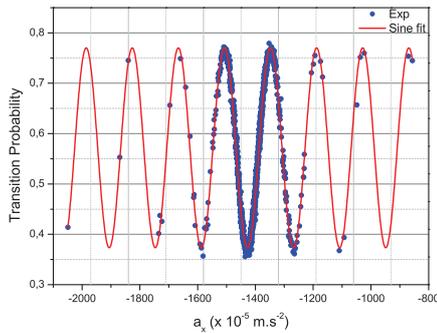


FIG. 6. Horizontal atom interferometer fringe pattern. The total interferometer time is $2T = 31.7$ ms and the frequency chirp applied during each Raman pulse is set to $\beta = -210$ $\text{MHz} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. The solid line is a sinusoidal least-squares fit using Eq.2. The estimated fringe contrast is $C \sim 40\%$.

In order to work at best sensitivity we studied the contrast of the interferometer as a function of the frequency

chirp β applied on the Raman lasers. Results are displayed on Figure 7. The contrast is an increasing function of $C = 40\%$ for $\beta = -200$ $\text{MHz} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Increasing further the chirp value does not improve the interferometer's contrast.

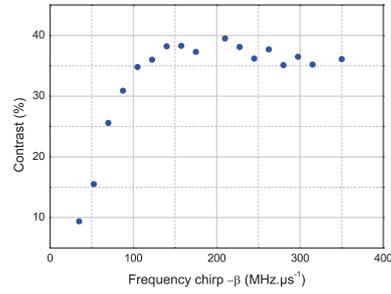


FIG. 7. Contrast as a function of the frequency chirp.

A. Atom accelerometer sensitivity

To analyze the sensitivity and the stability of the horizontal atom accelerometer, we performed a hybridization of the classical accelerometer with the atom interferometer. We use the hybridization procedure described in [4]. We have operated the atomic sensor continuously during one night. Figure 8 displays the Allan standard deviation (ADEV) of the hybridized atomic accelerometer signal. The sign of the effective Raman wave vector \vec{k}_{eff} is reversed every measurement cycle. We achieve a short-term sensitivity of $3.2 \times 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} / \sqrt{Hz}$ which is comparable to state-of-the-art [38] ($1 \times 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} / \sqrt{Hz}$) despite the use of a shorter interrogation time (31.7 ms versus 226 ms). The ADEV of the horizontal acceleration measurement scales as $\tau^{-1/2}$ and reaches $0.2 \times 10^{-5} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ at 500 s integration time. For longer integration times, the acceleration measurement drifts as illustrated by the typical linear dependance in the averaging time τ . The observed drift could be caused by an angular variation of the Raman mirror. The atom interferometer is measuring the projection of the gravity along the normal of the mirror. An angular drift of the mirror of $10 \mu\text{rad}$, which seems reasonable on our experimental setup, could explain the observed drift. Thus, one cannot conclude on the long term stability of the atom accelerometer unless using an auxiliary tilt sensor to monitor the angle between the Raman beam and the horizontal plane during the measurement.

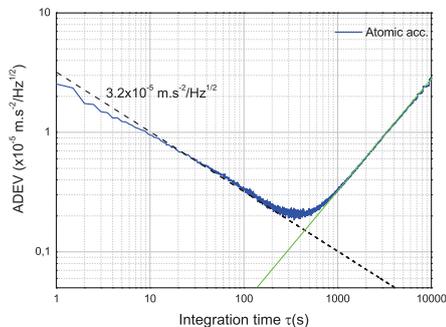


FIG. 8. Allan standard deviation (ADEV) of the atomic accelerometer (blue line). The dash line illustrates the $\tau^{-1/2}$ scaling. The green line illustrates the τ scaling.

B. Bias arising from the frequency chirp

To conclude our study, we investigated a possible bias induced by the frequency chirp β on the acceleration measurement. In principle, as long as the chirp applied to the Raman lasers is the same for the three light-pulses, there should be no supplementary bias. Figure 9 displays the acceleration signal measured by the hybridized atom accelerometer as a function of the chirp β . Each data

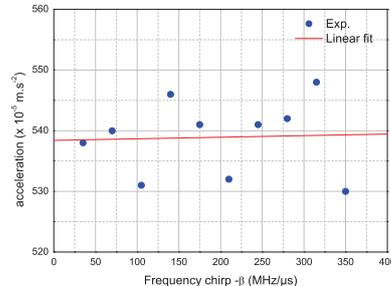


FIG. 9. Acceleration as a function of the chirp β applied on the Raman lasers. The line (in red) is a linear fit to the data points. The slope is $0.3 \pm 2 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}/\text{MHz}.\mu\text{s}^{-1}$.

point is obtained after an averaging time $\tau = 500 \text{ s}$. The data are linear fitted and no significant slope is obtained. From the fit uncertainty on the slope, one can estimate a maximum bias of $4.6 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$ for a frequency chirp $\beta = -210 \text{ MHz}.\mu\text{s}^{-1}$.

IV. CONCLUSION

We have presented here an experimental demonstration of a method to address a single counterpropagating Raman transition in a retroreflected configuration despite zero Doppler shift. Using this method we have achieved an horizontal acceleration sensitivity of $3.2 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ with a falling distance of 5.9 mm, which is competitive with state-of-the-art [38]. Improving the atom accelerometer sensitivity could be simply achieved by using larger laser beam radius combined with higher optical power, and a faster cycling rate. We have shown that no significant bias was introduced using this method. Further work would be required to assess long term stability of the atomic sensor. This method can easily be extended to other AI configurations involving four or more pulses [39, 40], as for example in a double-loop geometry with pulse sequence $(\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2)$ for rotation measurements independent of acceleration [12]. Finally, this method appears suited for multiaxis inertial sensing using cold atoms without need for tilted laser beams [41, 42], as well as for compact tiltmeters or for experiments in microgravity environment using atom interferometers based on a single diffraction process [43, 44].

ACKNOWLEDGMENTS

We thank F. Nez, from Laboratoire Kastler Brossel (LKB), for helpful discussions. M. C acknowledges funding from ONERA through research project CHAMO (Central Hybride AtoMique de l'Onera).

-
- [1] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
- [2] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, *Metrologia* **51**, 15 (2014).
- [3] Z. K. Hu, B. L. Sun, X. C. Duan, M. K. Zhou, L. L. Chen, S. Zhan, Q. Z. Zhang, and J. Luo, *Physical Review A* **88**, 043610 (2013).
- [4] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M.-F. Lequentrec-Lalancette, *Nat. Commun.* **9**, 627 (2018).
- [5] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt, and A. Peters, *Applied Physics B* **113**, 49 (2013).
- [6] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
- [7] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, *Phys. Rev. A* **89**, 023607 (2014).
- [8] X.-C. Duan, M.-K. Zhou, D.-K. Mao, H.-B. Yao, X.-B. Deng, J. Luo, and Z.-K. Hu, *Phys. Rev. A* **90**, 023617 (2014).
- [9] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
- [10] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin, *Phys. Rev. A* **80**, 063604 (2009).
- [11] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *New Journal of Physics* **14**, 015002 (2012).
- [12] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. G. Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
- [13] C. Jekeli, *Navigation* **2**, 1 (2005).
- [14] R. H. Parker, C. Yu, W. Zhong, B. Estey, and H. Müller, *Science* **360**, 191 (2018).
- [15] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, *Science* **315**, 74 (2007).
- [16] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
- [17] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, *Nature* **510**, 518 (2014).
- [18] S. Fray, C. A. Diez, T. W. Hänsch, and M. Weitz, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 240404 (2004).
- [19] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **88**, 043615 (2013).
- [20] D. Schlippert, J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roura, W. P. Schleich, W. Ertmer, and E. M. Rasel, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 203002 (2014).
- [21] M. G. Tarallo, T. Mazzoni, N. Poli, D. V. Sutyryn, X. Zhang, and G. M. Tino, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 023005 (2014).
- [22] L. Zhou, S. Long, B. Tang, X. Chen, F. Gao, W. Peng, W. Duan, and J. Zhong, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 013004 (2015).
- [23] P. Hamilton, M. Jaffe, P. Haslinger, Q. Simmons, H. Müller, and J. Khoury, *Science* **349**, 849 (2015).
- [24] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, M. A. Kasevich, and S. Rajendran, *Phys. Rev. D* **78**, 122002 (2008).
- [25] W. Chaibi, R. Geiger, B. Canuel, A. Bertoldi, A. Landragin, and P. Bouyer, *Phys. Rev. D* **93**, 021101 (2016).
- [26] P. Hamilton, A. Zhmoginov, F. Robicheaux, J. Fajans, J. S. Wurtele, and H. M. Iler, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 121102 (2014).
- [27] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
- [28] V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Hauth, C. Freier, and A. Peters, *App. Phys. B* **120**, 311 (2015).
- [29] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 240801 (2006).
- [30] T. Lévêque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 080405 (2009).
- [31] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévêque, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, *Phys. Rev. A* **81**, 013617 (2010).
- [32] O. Carraz, C. Siemes, L. Massotti, R. Haagmans, and P. Silvestrin, *Microgravity Science and Technology* **26**, 139 (2014).
- [33] I. Perrin, Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bresson, and M. Cadoret, *Phys. Rev. A* **99**, 013601 (2019).
- [34] F. Théron, Y. Bidel, E. Dieu, N. Zahzam, M. Cadoret, and A. Bresson, *Optics Communications* **393**, 152 (2017).
- [35] F. Théron, O. Carraz, G. Renon, N. Zahzam, Y. Bidel, M. Cadoret, and A. Bresson, *Appl. Phys. B* **118**, 1 (2015).
- [36] O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, *Phys. Rev. A* **86**, 033605 (2012).
- [37] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. P. D. Santos, and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 144102 (2014).
- [38] W.-J. Xu, M. K. Zhu, M. M. Zhao, K. Zhang, and Z. K. Hu, *Phys. Rev. A* **96**, 063606 (2017).
- [39] B. Dubetsky and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **74**, 023615 (2006).
- [40] M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, C. Diboune, A. Bonnin, F. Théron, and A. Bresson, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 1777 (2016).
- [41] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 010402 (2006).
- [42] X. Wu, F. Zi, J. Dudley, R. J. Bilotta, P. Canozza, and H. Muller, *Optica* **4**, 1545 (2017).
- [43] R. Geiger, V. Ménotet, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nat. Commun.* **2**, 474 (2011).
- [44] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nature Commun.* **7**, 13786 (2016).

TABLE DES FIGURES

1	Modèle d'anomalie d'accélération de pesanteur de Meriadzec. a) : Modèle obtenu à partir de mesures par un gravimètre atomique embarqué sur un bateau. Les lignes rouges représentent les trajectoires du bateau le long desquelles les mesures ont été effectuées. b) : Modèle obtenu à partir de mesures satellites (Sandwell v24 [34]. c) : Différence entre la mesure bateau et la mesure satellite. Les différences importantes qu'on observe sur les bordures de la carte viennent de la procédure d'extrapolation des mesures atomiques faites sur le bateau. d) : bathymétrie pour comparer avec l'anomalie de gravité. $1 \text{ mGal} = 10^{-5} \text{ m/s}^2$	4
2	Géoïde et anomalies de gravité (tirées de [39]). A gauche : représentation de l'altitude du géoïde telle que mesurée par le satellite GOCE. A droite : anomalies de gravité (écart en mGal entre la mesure de gravité au niveau du géoïde par rapport à la valeur théorique correspondant à l'ellipsoïde de référence.)	5
I.1	Schéma de la transition Raman stimulée à deux photons.	15
I.2	A gauche : Oscillation de Rabi de la probabilité de présence de l'atome dans l'état $ b\rangle$. Au centre et à droite : schéma de principe de la séparatrice atomique et du miroir atomique.	18
I.3	Schéma d'un interféromètre de type Mach-Zehnder vertical en présence de gravité.	20
I.4	Fonction de réponse de l'interféromètre de type Mach-Zehnder en position (I), en vitesse (II) et en accélération (III) en négligeant la durée des impulsions Raman.	26
I.5	Fonction de transfert en accélération normalisée pour $T=47 \text{ ms}$ et $\tau = 4 \mu\text{s}$ en noir. La courbe rouge montre le comportement asymptotique de la fonction de transfert, en $4/(2\pi fT)^2$	27
I.6	Schéma d'un interféromètre atomique double-boucle symétrique vertical en présence de gravité. Courbe pointillée verte : trajectoire des atomes dans l'état $ a, \vec{p}\rangle$. Courbe pointillée bleue : trajectoire des atomes dans l'état $ b, \vec{p} + \hbar k_{eff}\rangle$. Courbe pointillée noire : Interféromètres Ramsey-Bordé parasites dus à l'imperfection des impulsions Raman π	29
I.7	Schéma spatio-temporel en absence de gravité d'un interféromètre de type double-boucle symétrique. On considère que c'est un interféromètre à 5 impulsions Raman verticales avec une impulsion de vecteur d'onde effectif nul. Trait noir : quantité de mouvement $0 \times \hbar k_{eff}$, trait pointillé : quantité de mouvement $\hbar k_{eff}$	29
I.8	Contraste du déphasage en sortie des interféromètres parasites Ramsey-Bordé en fonction de l'asymétrie temporelle ΔT mise entre les impulsions Raman. $C = 1$, $k_{eff} = 1,6710^7 \text{ m}^{-1}$, $T_{at} = 2 \mu\text{K}$. Le contraste total est très petit pour une asymétrie temporelle supérieure à $7 \mu\text{s}$	33
I.9	Schéma d'un interféromètre de type double-boucle asymétrique en présence de gravité. La convention sur le schéma est $\Delta T \geq 0$. Courbe pointillée bleue : trajectoire des atomes dans l'état $ a, \vec{p}\rangle$. Courbe pointillée verte : trajectoire des atomes dans l'état $ b, \vec{p} + \hbar k_{eff}\rangle$	34
I.10	Fonctions de réponse de l'interféromètre double-boucle symétrique en position (I), en vitesse (II) et en accélération (III).	35

I.11	Franges d'interférence en sortie d'un interféromètre atomique. P_{mes} est la probabilité mesurée en sortie d'interféromètre, qui correspond à plusieurs valeurs d'accélération a^n , n étant un entier. Dans la zone de fonctionnement en vert, P_{mes} correspond à une seule valeur d'accélération.	36
I.12	Fonction de réponse à une accélération verticale d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. Les temps morts correspondent aux étapes de préparation et de détection des atomes.	37
I.13	Structure de l'hybridation d'une mesure atomique avec une mesure classique.	39
I.14	Schéma du fonctionnement global du capteur atomique hybride 6-axes.	39
II.1	Architecture globale du capteur à atomes froids	42
II.2	Photo de l'expérience	43
II.3	Schéma du banc laser à 1560 nm. FL : Laser à Fibre, OI : Isolateur Optique, C : Coupleur, PM : Modulateur de Phase, PPLN-WG : Cristal de Niobate de Lithium Périodiquement orienté en guide d'onde, L : Lentille de collimation, BS : Cube séparateur, M : Miroir, DFB : Diode Laser, EDFA : Amplificateur à Fibres Dopées Erbium [3].	44
II.4	Raies lasers utilisées pendant l'expérience. En haut : spectre d'absorption saturée de la raie D_2 du rubidium. En bas : structures hyperfines de la transition D_2 du Rubidium 87 [117]. En bleu : fréquences lasers issues directement du laser à fibre ajustable en fréquence. En rouge : fréquence laser issu de la diode laser DFB. En vert : fréquences lasers obtenues par modulation de phase.	45
II.5	Structure de l'asservissement électronique du laser à fibre. FL : laser à fibre, OI : isolateur optique, C : coupleur, CMD : commande, PM : modulateur de phase, PPLN-WG : cristal de niobate de lithium périodiquement orienté en guide d'onde, L : lentille de collimation, BS : cube séparateur, M : miroir, PB : filtre passe-bas, VCO : oscillateur contrôlé en tension, LS : interrupteur de verrouillage [3].	46
II.6	Chronogramme généré par le PXI pour le contrôle du saut de fréquence Raman vertical.	47
II.7	Comportement dynamique du laser lors du saut de fréquence Raman pour l'interférométrie verticale. A gauche : passage du mode PMO à Raman. A droite : passage du mode Raman à PMO.	48
II.8	Montage optique espace libre à 780 nm. EDFA : Amplificateur à fibre, L : lentille, PPLN : cristal doubleur, MC : Miroir Concave, MP : Miroir Plan, FP : Fabry-Pérot, AO : Acousto-Optique, PBS : Cube séparateur polarisé.	49
II.9	Montage optique des faisceaux lasers horizontaux du PMO du Raman. P : Polariseur, L : Lentille, ME : Miroir Elliptique, PBS : Cube séparateur polarisé, MS : Miroir Sphérique, BS : cube séparateur non polarisé, PD : Photodiode, Cam : Caméra, Acc : accéléromètre classique. En pointillé : branche rajoutée pour la mesure de l'accélération horizontale (<i>cf.</i> Chapitre V).	50
II.10	Montage optique des faisceaux lasers verticaux du PMO et du Raman. P : Polariseur, L : Lentille, ME : Miroir Elliptique, BS : cube séparateur non polarisé.	51
II.11	Photo de l'enceinte à vide.	53
II.12	Hublots sur bride CF 40	54
II.13	Photos des bobines de gradient de champ magnétique pour le PMO.	55
II.14	Blindage en μ métal. A gauche : photo du blindage. En pointillé sont montrés les dimensions du cylindre intérieur de μ métal ainsi que les deux ouvertures sur les côtés permettant de le porter. A droite : cartographie du champ magnétique vertical résiduel en présence du blindage. Le nuage d'atomes est à la position $z=20$ cm, la détection basse est à la position $z=0$	56
II.15	Bobines de quantification verticale	57

II.16	Simulation en symétrie axiale sous FEMLAB de blindage en μ métal et d'une bobine parcourue par un 1 A placée à 104 cm de la section de mesure. A gauche : absence de blindage. A droite : présence du blindage dont la perméabilité est de 10 000. Les lignes de champ magnétique (flèches en rouge) sont créées par la bobine et déviées par le blindage.	58
II.17	Cartographie du champ magnétique par spectroscopie Zeeman. $B_{moy} = 90$ mG et $dB = 9mG/90mG = 10\%$	58
II.18	A gauche : photo des bobines transverses. A droite : schéma des deux paires de bobines transverses vues de haut.	59
II.19	Photo d'un système de détection.	59
II.20	A gauche : schéma du système optique de détection fait avec le logiciel OSLO. Rayons verts : sur l'axe, rayons bleus : hors axe, NA=0,31. A droite : Image d'un objet ponctuel sur l'axe ("spot diagram") après passage dans le système optique de détection (unité : mm).	60
II.21	Circuit de transimpédance des systèmes de détection. A gauche : schéma du circuit de transimpédance avec C=qq pF et R=68 M Ω . Au centre : bruit du système de détection. A droite : Rapidité du système de détection.	60
II.22	Photo du système de contrôle des vibrations	61
II.23	Schéma de l'accéléromètre TITAN avec la position X,Y,Z du point de mesure . . .	62
II.24	Bruit d'accélération mesuré au TITAN. Courbe verte : TITAN posé au sol, courbe rouge : TITAN sur la Minus-K bloquée, courbe noire : TITAN sur la Minus-K en lévitation avec $f_r = 0,5$ Hz. Courbe bleue : bruit de l'accéléromètre TITAN donné par le constructeur.	63
III.1	Evolution du nombre d'atomes dans le PMO en fonction du temps de chargement, $\tau = 350$ ms. En noir : courbe expérimentale. En rouge : ajustement exponentiel. . .	66
III.2	Séquence de mélasse optique. Le désaccord est donné par rapport à la transition $ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb	67
III.3	Photo du système optique de la nappe de lumière.	68
III.4	Signal de temps de vol obtenu après l'étape de mélasse optique et un temps de chute de 190 ms. courbe noire : signal de fluorescence expérimental. courbe rouge : ajustement gaussien. $\sigma_t = 1,63$ ms.	69
III.5	Séquence de détection.	70
III.6	Courbe expérimentale de détection. PD 1 et PD 2 sont les deux photodiodes de détection installées l'une en face de l'autre pour avoir une détection symétrique. . .	72
III.7	Mesure du bruit de détection en fonction du nombre d'atomes détectés et contributions des différentes sources de bruit.	73
III.8	Spectroscopie Zeeman des transitions hyperfines. A gauche : spectre Zeeman avec les bobines de quantification verticales éteintes. On observe que le champ ressenti par les atomes n'est pas nul (les transitions sont séparées de 15 kHz, le champ vaut $B = 20$ mG). Un courant est appliqué dans les bobines de quantification verticales pendant l'étape de refroidissement et de mélasse optique pour obtenir un champ nul au niveau du PMO et pour obtenir des niveaux d'énergie dégénérés. A droite : spectre Zeeman en présence d'un champ de quantification vertical d'environ 100 mG pour l'interférométrie atomique, les transitions sont séparées de 70 kHz.	75
III.9	Probabilité de transition de $ F = 1\rangle$ vers $ F = 2\rangle$ en fonction de la durée de l'impulsion Zeeman. La probabilité de transition maximale est obtenue pour une impulsion de 220 μ s. Pour obtenir un signal normalisé, une première impulsion micro-onde π est effectuée, puis une impulsion pousseur est envoyée afin de garder seulement les atomes dans l'état $ F = 1, m_F = 0\rangle$. Puis, une deuxième impulsion micro-onde est effectuée avec une durée variable.	76

III.10	Séquence de la sélection Zeeman. Le désaccord est donné par rapport à la transition $ F = 2\rangle \rightarrow F' = 3\rangle$. La valeur du champ magnétique directeur est position "OFF" annule le champ magnétique à l'intérieur de l'enceinte pour l'étape de refroidissement. La valeur en position "ON" est d'environ 100 mG.	77
III.11	Spectroscopie Raman avec une impulsion de 50 μ s après 30 ms de chute libre.	78
III.12	Oscillations de Rabi entre les niveaux hyperfins du ^{87}Rb $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$ obtenues avec une impulsion Raman contra-propageante désaccordée de 1 GHz, après différents temps de chute libre ($T = 4\text{ms}, 90\text{ms}, 180\text{ms}$). La condition π vaut 13 μ s.	80
III.13	Rapport d'intensité des raies Raman I_2/I_1 annulant le déplacement lumineux différentiel à un photon en fonction du désaccord Raman par rapport à la transition $ F = 2\rangle \Rightarrow F' = 3\rangle$	81
III.14	Figure du haut : Probabilité de transition en fonction de la valeur de la rampe de fréquence α , tracée pour différents temps d'interférométrie. Courbe noire : $T = 3$ ms, courbe rouge : $T = 4$ ms, courbe bleue : $T = 5$ ms. Courbes en pointillés : points expérimentaux. Courbes lignes : ajustement sinusoïdal. Figure du bas : Franges d'interférences atomiques obtenues pour $T = 90$ ms. Points noirs : courbe expérimentale. Courbe rouge : ajustement sinusoïdal.	83
III.15	Montage espace libre à 780 nm pour régler la rétro-réflexion du faisceau Raman. L : lentille, MP : miroir plan, AO : Acousto-Optique, PBS : Cube séparateur polarisé, Shutter : interrupteur mécanique.	85
III.16	Valeur d'accélération de pesanteur mesurée en fonction de l'angle mis sur le miroir Raman. A gauche : suivant l'axe x . A droite : suivant l'axe y , après avoir réglé l'axe x . La valeur maximale d'accélération de pesanteur mesurée sur la deuxième courbe indique le réglage optimal.	85
III.17	Diagramme spatio-temporel d'un interféromètre atomique Mach-Zehnder utilisant un laser Raman modulé en phase.	86
III.18	Mesure d'accélération de pesanteur sur un week-end par interférométrie atomique. Courbe noire : mesure expérimentale. Courbe rouge : modèle de marées calculé.	87
III.19	Mesure d'accélération de pesanteur sur un week-end par interférométrie atomique corrigée des marées. A gauche : points expérimentaux. A droite : données moyennées sur 200 points.	88
III.20	Variance d'Allan de la mesure d'accélération de pesanteur sur un week-end. Courbe rouge : fonction linéaire en $1/\sqrt{\tau}$ montrant un bruit blanc.	89
IV.1	Diagramme spatio-temporel dans le référentiel en chute libre de l'interféromètre double-boucle asymétrique pour la mesure de la composante verticale du gradient de gravité. L'asymétrie ΔT est introduite pour que les interféromètres Ramsey-Bordé parasites ne se recombinent pas.	92
IV.2	Franges gradiométriques d'un interféromètre atomique double-boucle symétrique.	93
IV.3	Franges gravimétriques dues aux interféromètres Ramsey-Bordé parasites, $T = 38,6$ ms.	95
IV.4	Schéma de la séquence de mesure de Γ_{zz} en présence d'une table d'isolation des vibrations, avec la méthode FLM et une alternance du signe de l'asymétrie temporelle de l'interféromètre atomique double-boucle.	97
IV.5	Variance d'Allan de la mesure de Γ_{zz} en présence d'une table d'isolation des vibrations, en utilisant la méthode FLM et en alternant le signe de l'asymétrie temporelle ΔT toutes les 5 minutes. τ : temps d'intégration. Courbe noire : Variance d'Allan de la mesure. Courbe pointillée rouge : Variance d'Allan d'un bruit blanc de sensibilité 65000 E/ \sqrt{Hz}	98

IV.6	(a) : Fonction de réponse d'un interféromètre atomique double-boucle h_{at} en négligeant la durée des impulsions Raman. Courbe bleue : pour une configuration symétrique ($\Delta T = 0$). Courbe pointillée rouge : configuration asymétrique ($\Delta T \neq 0$). (b) : Fonction de réponse $f_{RB}(t)$ de la sensibilité résiduelle à l'accélération DC. Elle est obtenue en faisant la différence des fonctions de réponses de la configuration asymétrique et symétrique.	100
IV.7	Probabilité de transition mesurée en fonction de la phase vibrationnelle calculée à partir du signal de l'accéléromètre classique pour une asymétrie temporelle positive $+\Delta T$. $4T = 154,4$ ms, $C = 0,11$. Points noirs : mesures expérimentales. Courbe rouge : ajustement sinusoïdal. A gauche : franges d'interférences pour un vecteur d'onde positif $+k_{eff}$. A droite : franges d'interférences pour un vecteur d'onde négatif $-k_{eff}$	101
IV.8	Module carré de la fonction de transfert en fréquence de l'interféromètre atomique $ \hat{h}_{at} ^2$ normalisée pour un temps d'interférométrie $T = 38,6$ ms (en noir) et module carré du bruit de l'accéléromètre classique TITAN $ \sigma_{TITAN} ^2$ (en bleu).	103
IV.9	Biais sur la mesure de Γ_{zz} induit par la présence de raies parasites due à la modulation du laser Raman en fonction de la position atomes-miroir, calculé à partir de [133]. On observe un motif périodique variant de -300 E à 180 E. Ne connaissant pas la position de notre miroir par rapport aux atomes, l'effet des raies parasites sur la mesure du gradient est estimé par cet intervalle de valeurs.	105
IV.10	Accélération mesurée par l'accéléromètre classique TITAN en fonction du temps. En noir : données expérimentales. En rouge : ajustement linéaire des données : dérive de $-0,47$ ng/s.	106
IV.11	Probabilité de transition en fonction de la rampe α en sortie de l'interféromètre double-boucle en présence d'une table d'isolation des vibrations. Points noirs : mesure expérimentale. Courbe rouge : ajustement sinusoïdale d'équation IV.29. Courbe bleue : ajustement linéaire mettant en évidence la pente sur la valeur moyenne du système de franges.	108
IV.12	(a) : Diagramme espace-temps de la trajectoire classique des atomes pour un interféromètre atomique double-boucle asymétrique en absence de gravité. On considère que la séparation des chemins se produit à l'instant attendu d'après la réponse en position ($t_{sep} = \int_0^T f_p(t)dt$). Cet instant de séparation des chemins correspond au moment où la phase laser est imprimée sur la fonction d'onde de l'atome, en considérant que la phase laser varie linéairement en fonction du temps pendant l'impulsion Raman. (b) : Fonction de réponse en position $f_p(t)$ de l'interféromètre atomique double-boucle avec des impulsions Raman de durée finie [115]. (c) Diagramme temporel de l'interféromètre atomique double-boucle, les temps entre les impulsions Raman étant définis par rapport au centre des impulsions.	110
IV.13	Gradient Γ_{zz} mesuré en fonction de l'instant d'allumage de la rampe α avec un temps $\delta T = 1$ μ s pour compenser la sensibilité résiduelle à la vitesse initiale des atomes. L'instant 0 correspond à l'instant optimisé dans le chapitre précédent. Courbe rouge : ajustement linéaire de pente 3000 ± 2000 E/ms.	111
IV.14	Mesure de Γ_{zz} en fonction de la durée des impulsions $\pi/2$, (a) : mesures brutes, (b) : mesures corrigées de l'effet de pente.	113

V.1	Schéma des transitions $\pm k_{eff}$ dégénérées. A gauche : schéma de la transition Raman stimulée à deux photons. Au milieu : schéma des deux paires Raman avec des faisceaux rétro-réfléchis. A droite : schéma des transitions $\pm k_{eff}$ avec la condition de résonance. ω_G est la pulsation de structure hyperfine, ω_D est le désaccord introduit par effet Doppler associé à la transition Raman stimulée à deux photons et ω_{rec} est la pulsation de recul aussi associée à la transition Raman stimulée à deux photons. $ a\rangle$ et $ b\rangle$ les deux niveaux de la transition Raman, qui correspondent à $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$ du ^{87}Rb pour notre expérience.	124
V.2	Schéma des transitions $\pm k_{eff}$ non dégénérées. A gauche : schéma des deux paires Raman avec des faisceaux rétro-réfléchis. A droite : schéma des transitions $\pm k_{eff}$ avec la condition de résonance. ω_G est la pulsation de structure hyperfine, ω_D est le désaccord introduit par effet Doppler associé à la transition Raman stimulée à deux photons et ω_{rec} est la pulsation de recul aussi associée à la transition Raman stimulée à deux photons. $ a\rangle$ et $ b\rangle$ les deux niveaux de la transition Raman, qui correspondent à $ F = 1\rangle$ et $ F = 2\rangle$ du ^{87}Rb pour notre expérience.	125
V.3	Probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion micro-onde pour la sélection Zeeman. La condition π est vérifiée pour une impulsion de $550 \mu\text{s}$. En noir : points expérimentaux. En rouge : ajustement sinusoïdal.	128
V.4	Fréquence de la commande triangulaire (en bleu) et réponse du laser Raman horizontal (en noir), par rapport à la transition $ F = 2\rangle \rightarrow F' = 1\rangle$. Impulsion Raman en fonction du temps en rouge. Courbe obtenue pour une rampe $\beta = -210 \text{ MHz}/\mu\text{s}$ ($A = 6 \text{ V}$).	129
V.5	Spectroscopie Raman pour différentes valeurs de β , pour une impulsion Raman de $10 \mu\text{s}$	130
V.6	Schéma de l'interférométrie atomique horizontal utilisant un interféromètre de type Mach-Zehnder. Les atomes sont dans les états $ F = 1\rangle$ ($ a, \vec{p}\rangle$ sur le schéma) et $ F = 2\rangle$ ($ b, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$ sur le schéma). Dans le faisceau Raman est représentée la courbe de la probabilité de transition en fonction de la durée de chute libre des atomes de la figure V.8. t_0 instant de la première impulsion Raman, $t_0 + 2T$ instant de la dernière impulsion Raman.	132
V.7	Profil d'intensité du faisceau Raman horizontal. Points expérimentaux acquis à la photodiode en noir. Ajustement gaussien de waist $w_0 = 5,5 \text{ mm}$ en rouge.	133
V.8	Probabilité de transition des atomes pour $+k_{eff}$ en rouge (resp. $-k_{eff}$ en bleu) en fonction de l'instant de l'impulsion Raman. L'origine est placée à l'instant de la première impulsion Raman $t_0 = 2,3 \text{ ms}$. Pour avoir la même probabilité de transition pour les deux impulsions $\pi/2$, on trouve un temps d'interférométrie maximal de $15,85 \text{ ms}$. On observe une petite différence de la position des atomes dans le faisceau laser entre les deux paires Raman.	134
V.9	Franges d'interférence d'un interféromètre Mach-Zehnder horizontal corrélé à un accéléromètre classique QA-750. En noir : points expérimentaux. En rouge : ajustement linéaire d'équation V.12.	135
V.10	Contraste des franges d'interférence en sortie d'un interféromètre Mach-Zehnder horizontal en fonction de la rampe de fréquence β appliquée sur la diode laser effectuant les impulsions Raman horizontales.	136
V.11	Ecart-type d'Allan de la mesure de l'accélération horizontale. Courbe bleue : mesure atomique hybridée avec l'accéléromètre classique. Courbe rouge : mesure effectuée par l'accéléromètre classique. Courbe noire : bruit blanc de sensibilité $3.10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\text{Hz}^{1/2}$	137
A.1	Structure hyperfine de la transition D_2 du ^{87}Rb	144

LISTE DES TABLEAUX

I.1	Termes de phase jusqu'à l'ordre 4 ($j = 4$), avec $\vec{\Omega}$ la rotation, $\vec{\Gamma}$ le gradient de gravité, \vec{a} l'accélération, \vec{r}_0 la position initiale des atomes, \vec{v}_0 la vitesse initiale des atomes.	21
I.2	Coefficients $\Delta\epsilon_i$ et de $\frac{\Delta G}{j!}$ pour un interféromètre atomique Mach-Zehnder.	22
I.3	Coefficients $\Delta\epsilon_i$ et de $\frac{\Delta G}{j!}$ pour un interféromètre atomique double-boucle vertical.	28
I.4	Termes de phase inertielle d'un interféromètre atomique double-boucle jusqu'à l'ordre 4, en considérant le recul, pour $k_{eff} = 1,61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $\Omega = 7,29 \times 10^5 \text{ rad/s}$, $T = 38,6 \text{ ms}$, $g = 9,80883 \text{ m.s}^{-2}$, $\lambda = 48,71 \mu\text{m}$, $a_x = a_y = 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$, $v_{rec} = 5,89 \text{ mm.s}^{-1}$, $\Gamma_{zz} = 3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$, $v_0 = 0,38 \text{ m.s}^{-1}$, $v_x = v_y = 0,01 \text{ m.s}^{-1}$	30
II.1	Fréquences micro-onde à générer pour l'expérience	43
II.2	Bruit de phase à 10 MHz et 100 MHz pour la chaîne hyperfréquence du Raman vertical	44
II.3	Commandes en tension et fréquences du VCO lors du saut Raman vertical	47
II.4	Principales caractéristiques des photodiodes de détection HAMAMATSU S5107	60
IV.1	Valeurs numérique du déphasage en sortie de l'interféromètre en utilisant les paramètres suivants : $k_{eff} = \frac{4\pi}{\lambda} = 1,61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ avec $\lambda = 780 \text{ nm}$ la longueur d'onde de la transition, $\Gamma_{zz} = 3,1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ la composante verticale du gradient de gravité, $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$, $\Delta T = 300 \mu\text{s}$ l'asymétrie temporelle, $T = 38,6 \text{ ms}$, $v_0 = 0,38 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse à la première impulsion Raman . Le dernier terme de phase correspond au terme de phase de recul ($v_{rec} = 5,89 \text{ mm.s}^{-1}$). Le terme de phase dépendant de l'accélération est pris comme référence pour calculer les phases relatives.	96
IV.2	Correction (Corr.) et incertitudes en Eötvös [E] des principaux effets systématiques affectant la mesure de Γ_{zz} effectuées par deux méthodes : (1) avec isolation des vibrations, (2) avec mesure et corrélation des vibrations	114
IV.3	Comparaison des facteurs d'échelle \mathcal{S} d'un gradiomètre atomique utilisant deux interféromètres Mach-Zehnder avec un gradiomètre double-boucle. L : longueur de l'instrument ; g : accélération de pesanteur ; T_{int} : temps total d'interrogation. $T_{int} = 2T$ (respectivement $4T$) pour un interféromètre Mach-Zehnder (respectivement un interféromètre double-boucle.	119
V.1	Paramètres pour les séquences d'interférométrie verticale et horizontale : température des cristaux PPLN permettant le doublage en fréquence, et puissances disponibles à l'entrée des hublots.	127
A.1	Grandeurs physiques relatives à l'atome de ^{87}Rb	143

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M.-F. Lequentrec-Lalancette, “Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry,” *Nature Communications*, vol. 9, p. 627, 2018.
- [2] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, “Characterization of a simultaneous dual-species atom interferometer for a quantum test of the weak equivalence principle,” *Phys. Rev. A*, 2015.
- [3] F. Théron, *Développement d’un gradio-gradimètre à atomes froids et d’un système laser télécom doublé pour applications embarquées*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2015.
- [4] F. Théron, O. Carraz, G. Renon, Y. Bidel, N. Zahzam, M. Cadoret, and A. Bresson, “Narrow linewidth single laser source system for onboard atom interferometry,” *Applied Physics B*, vol. 118, pp. 1–5, 2015.
- [5] F. Théron, Y. Bidel, E. Dieu, N. Zahzam, M. Cadoret, and A. Bresson, “Frequency doubled telecom fiber laser for a cold atom interferometer using optical lattices,” *Optics Communications*, vol. 393, pp. 152–155, 2017.
- [6] C. Diboune, *Développement expérimental d’un capteur inertielle à atomes froids $87\text{Rb}/85\text{Rb}/133\text{Cs}$* . PhD thesis, ONERA - The French Aerospace Lab, 2019.
- [7] C. Diboune, N. Zahzam, Y. Bidel, M. Cadoret, and A. Bresson, “Multi-line fiber laser system for cesium and rubidium atom interferometry,” *Opt. Express*, vol. 25, p. 16898, 2017.
- [8] M. Planck, “Ueber das gesetz der energieverteilung im normalspectrum,” *Annalen der Physik*, vol. 4, p. 553, 1901.
- [9] A. Einstein, “Zur elektrodynamik bewegter körper,” *Annalen der Physik*, vol. 17, p. 891, 1905.
- [10] L. de Broglie, “Waves and quanta,” *Nature*, vol. 112, p. 540, 1923.
- [11] L. de Broglie, *Recherches sur la théorie des Quanta*. PhD thesis, Paris, 1924.
- [12] T. H. Maimain, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, p. 493, 1960.
- [13] R. Colella, A. W. Overhauser, and S. A. Werner, “Observation of gravitationally induced quantum interference,” *Physical Review Letters*, vol. 34, p. 1472, 1975.
- [14] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse, “Test of a single crystal neutron interferometer,” *Physical Review A*, vol. 47, p. 369, 1974.
- [15] T. W. Hansch and A. L. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation,” *Optics Communications*, vol. 13, p. 68, 1975.
- [16] R. Schieder, H. Walther, and L. Woste, “Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser,” *Optics Communications*, vol. 5, p. 337, 1972.
- [17] P. Jacquinet, S. Liberman, J.-L. Picqué, and J. Pinard, “High resolution spectroscopic application of atomic beam deflection by resonant light,” *Optics Communications*, vol. 8, p. 163, 1973.
- [18] C. Cohen-Tannoudji, “Nobel lecture : Manipulating atoms with photons,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, p. 707, 1998.

- [19] W. D. Phillips, “Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, p. 721, 1998.
- [20] S. Chu, “Nobel lecture : The manipulation of neutral particles,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, p. 685, 1998.
- [21] C. Bordé, “Atomic interferometry with internal state labelling,” *Physics Letters A*, vol. 140, p. 10, 1989.
- [22] F. Riehle, T. Kisters, J. Helmcke, and C. J. Bordé, “Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer,” *Physical Review Letters*, vol. 67, p. 177, 1991.
- [23] V. P. Chebotayev, B. Y. Dubetsky, A. P. Kasantsev, and V. P. Yakovlev, “Interference of atoms in separated optical fields,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 2, p. 1791, 1985.
- [24] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schiedmayer, and A. Zeilinger, “Atom wave interferometry with diffraction gratings of light,” *Physical Review Letters*, vol. 75, p. 2633, 1995.
- [25] D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, “Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves,” *Physical Review Letters*, vol. 75, p. 2638, 1995.
- [26] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated raman transitions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 181, 1991.
- [27] M. Kasevich and S. Chu, “Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer,” *Applied Physics B*, vol. 54, p. 321, 1992.
- [28] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, “High-precision gravity measurements using atom interferometry,” *Metrologia*, vol. 38, pp. 25–61, 2001.
- [29] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, “Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry,” *Phys. Rev. A*, vol. 65, p. 033608, 2002.
- [30] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, “Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope,” *Physical Review Letters*, vol. 78, p. 2046, 1997.
- [31] P. Misra and P. Enge, *Global Positioning System : Signals, Measurement, and Performance*. Ganga-Jamuna Press, 2006.
- [32] L. Wu and J. Tian, “Automated gravity gradient tensor inversion for underwater object detection,” *Journal of Geophysics and Engineering*, vol. 7, pp. 410–416, 2010.
- [33] J. Dong-Fang, B. Shao-Feng, J. Bing, and T. Yu-De, “Application of gravity gradiometry to underwater safe navigation,” *Journal of Naval University of Engineering*, vol. 25, p. 7, 2013.
- [34] D. T. Sandwell, R. Dietmar Müller, W. H. F. Smith, E. Garcia, and R. Francis, “New global marine gravity model from cryosat-2 and jason-1 reveals buried tectonic structure,” *Science*, vol. 346, p. 65, 2014.
- [35] M. Diament, “Mesure du champ de pesanteur terrestre,” *Techniques de l’Ingénieur*, vol. r1814, 2005.
- [36] B. Lenoir, A. Lévy, B. Foulon, B. Lamine, B. Christophe, and S. Reynaud, “Electrostatic accelerometer with bias rejection for gravitation and solar system physics,” *Advances In Space Research*, vol. 48, pp. 1248–1257, 2011.
- [37] C. Reigber, P. Schwintzer, K.-H. Neumayer, F. Barthelmes, R. König, C. Förste, G. Balmino, R. Biancale, J.-M. Lemoine, S. Loyer, S. Bruinsma, F. Perosanz, and T. Fayard, “The champ only earth gravity field model eigen-2,” *Advance in Space Research*, vol. 31, pp. 1883–1888, 2003.

- [38] A. Einstein, *Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen*, vol. 4. Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, 1908.
- [39] ESA ibook, “Earth’s gravity from space.” *http* : //www.learn – eo.org/downloads/ibook/goce.pdf.
- [40] E. Fischbach, D. Sudarsky, A. Szafer, C. Talmadge, and S. H. Aronson, “Reanalysis of the eötvös experiment,” *Physical Review Letters*, vol. 56, pp. 3–6, 1986.
- [41] E. W. Shaw, “Possibility of using gravity anomalies in the search for salt-dom oil and gas pools,” *Science*, vol. 46, pp. 553–556, 1917.
- [42] R. E. Bell and R. O. Hansen, “The rise and fall of early oil field technology : The torsion balance gradiometer,” *The Leading Edge*, vol. 17, p. 81, 1998.
- [43] A. Droujinine, A. Vasilevsky, and R. Evans, “Feasibility of using full tensor gradient data for detection of local lateral density contrasts during reservoir monitoring,” *Geophysics*, vol. 169, pp. 795–820, 2007.
- [44] D. K. Butler, “Microgravimetric and gravity gradient techniques for detection of subsurface cavities,” *Geophysics*, vol. 49, pp. 1084–1096, 1984.
- [45] A. J. Romaides, J. C. Battis, R. W. Sands, A. Zorn, D. O. Benson, and D. J. DiFrancesco, “A comparison of gravimetric techniques for measuring subsurface void signals,” *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 34, pp. 433–443, 2001.
- [46] A. Einstein, “Die feldgleichungen der gravitation (the field equations of gravitation),” *Sitz. Preuss. Akad. Wiss.*, pp. 844–847, 1915.
- [47] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan, and M. A. Kasevich, “Testing general relativity with atom interferometry,” *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 111102, 2007.
- [48] L. Zhou and al, “Test of equivalence principle at 10^{-8} level by a dual-species double-diffraction raman atom interferometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 013004, 2015.
- [49] S. Fray, C. Alvarez Diez, T. W. Hänsch, and M. Weitz, “Atomic interferometer with amplitude grating of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle,” *Physical Review Letters*, vol. 93, p. 240404, 2004.
- [50] D. Schlipert, J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roure, W. P. Schleich, and E. M. Rasel, “Quantum test of the universality of free fall,” *Physical Review Letters*, vol. 112, p. 203002, 2014.
- [51] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévèque, A. Landragin, and P. Bouyer, “Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness,” *Nat. Com.*, vol. 7, 2016.
- [52] M. G. Tarallo, T. Mazzoi, N. Poli, D. V. Sutyryn, X. Zhang, and G. M. Tino, “Test of einstein equivalence principle for 0-spin and half-integer-spin atoms : Search for spin-gravity coupling effects,” *Physical Review Letters*, vol. 113, p. 023005, 2014.
- [53] L. Zhou and al, “United test of the equivalence principle at 10^{-10} level using mass and internal energy specified atoms,” *arXiv*, vol. 1904.07096, 2019.
- [54] P. Touboul, M. Rodrigues, and J. Bergé, “Einstein rules at a precision of 2.10^{-14} ,” *Nature Astronomy*, vol. 2, p. 174, 2018.
- [55] B. Altschul and al, “Quantum tests of the einstein equivalence principle with the ste-quest space mission,” *Advance in Space Research*, vol. 55, pp. 501–524, 2015.
- [56] B. Canuel and al, “Exploring gravity with the miga large scale atom interferometer,” *Scientific Reports*, vol. 8, p. 140604, 2018.
- [57] D. Gao, J. Wang, and M. Zhan, “Atomic interferometric gravitational-wave space observatory (aigso),” *Communications in Theoretical Physics*, vol. 69, 2018.
- [58] T. Kovachy, P. Asenbaum, C. Overstreet, C. Donnelly, S. Dickerson, A. Sugarbaker, J. M. Hogan, and M. Kasevich, “Quantum superposition at the half-metre scale,” *Nature*, vol. 528, p. 530, 2015.

- [59] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, “Combination of bloch oscillations with a ramsey-bordé interferometer : New determination of the fine structure constant,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, 2008.
- [60] R. H. Parker, C. Yu, W. Zhong, B. Estey, and H. Müller, “Measurement of the fine-structure constant as a test of the standard model,” *Science*, vol. 360, p. 191, 2018.
- [61] D. C. Barton, “Eötvös torsion balance,” *Physics*, vol. 3, pp. 29–38, 1932.
- [62] J. P. Schwartz, D. S. Robertson, T. M. Niebauer, and J. E. Faller, “A new determination of the newtonian constant of gravity using the free fall method,” *Measurement Science and Technology*, vol. 10, pp. 478–486, 1999.
- [63] G. Rosi, F. Sorrentino, M. Prevedelli, and G. M. Tino, “Precision measurement of the newtonian gravitationnal constant using cold atoms,” *Nature*, vol. 510, pp. 518–521, 2014.
- [64] A. D. Sakharov, “Vacuum quantum fluctuations in curved space and the theory of gravitation,” *General Relativity and Gravitation*, vol. 32, pp. 365–367, 2000.
- [65] T. Damour and A. M. Polyakov, “The string dilatation and a least coupling principle,” *Nuclear Physics B*, vol. 423, pp. 532–558, 1994.
- [66] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, “Stability comparison of two absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers,” *Metrologia*, vol. 51, no. 5, pp. L15–L17, 2014.
- [67] Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan, M.-K. Zhou, L.-L. Chen, S. Zhan, Q.-Z. Zhang, and J. Luo, “Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, p. 043610, 2013.
- [68] A. Louchet-Chauvin, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. Pereira Dos Santos, “The influence of transverse motion within an atomic gravimeter,” *New Journal of Physics*, vol. 13, p. 065025, 2011.
- [69] V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Hauth, C. Freier, and A. Peters, “The effect of wavefront aberrations in atom interferometry,” *App. Phys. B*, vol. 120, p. 311, 2015.
- [70] O. Francis and al, “The european comparison of absolute gravimeters 2011 (ecag-2011) in walferdange, luxembourg : results and recommendations,” *Metrologia*, vol. 50, p. 247, 2013.
- [71] R. Karcher, A. Imanaliev, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos, “Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources,” *New Journal of Physics*, vol. 20, 2018.
- [72] Y. Bidet, O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, and A. Bresson, “Compact cold atom gravimeter for field applications,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, p. 144107, 2013.
- [73] X. Wu, Z. Pagel, B. Malek, T. Nguyen, D. Scheirer, and H. Muller, “Gravity surveys using a mobile atom interferometer,” *arXiv :1904.09084, accepted by Science Advances*, 2019.
- [74] S. Abend, M. Gebbe, M. Gesermann, H. Ahlers, H. Muntinga, E. Giese, N. Gaaloul, C. Schubert, C. Lammerzähl, W. Ertmer, W. Schleich, and E. M. Rasel, “Atom-chip fountain gravimeter,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 203003, 2016.
- [75] H. Ahlers, H. Muntinga, A. Wenzlawski, M. Krutzik, S. Abend, N. Gaaloul, E. Giese, A. Roura, R. Kuhl, A. Lammerzähl, C. Peters, P. Windpassinger, K. Sengstock, W. Schleich, W. Ertmer, and E. M. Rasel, “Double bragg interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 173601, 2016.
- [76] “ μ quans, precision quantum sensors.” www.muquans.com/.
- [77] “Thalès.” www.trt.thalesgroup.com/.
- [78] “Teledyne e2v.” www.teledyne-e2v.com/.
- [79] “Aosense.” www.aosense.com/.

-
- [80] J. Stammers, *An Atom Interferometer For Measuring Horizontal Accelerations*. PhD thesis, Centre for Cold Matter, Imperial College London, 2019.
- [81] W. Xu, M. Zhou, M. Zhao, K. Zhang, and Z. Hu, “Quantum tiltmeter with atom interferometry,” *Phys. Rev. A*, vol. 96, p. 063606, 2017.
- [82] R. Geiger, V. Ménotet, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, “Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry,” *Nat. Commun.*, vol. 2, p. 474, 2011.
- [83] B. Battelier, B. Barrett, L. Fouché, L. Chichet, L. Antoni-Micollier, H. Porte, F. Napolitano, J. Lautier, A. Landragin, and P. Bouyer, “Development of compact cold-atom sensors for inertial navigation,” *Proceedings Volume 9900, Quantum Optics*, p. 990004, 2016.
- [84] V. Ménotet, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, “Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry,” *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 4128, 2011.
- [85] G. Condon, M. Rabault, B. Barrett, L. Chichet, L. Arguel, H. Eneriz-Imaz, D. Naik, A. Bertoldi, B. Battelier, and P. Bouyer, “All-optical bose-einstein condensates in microgravity,” *arxiv*, vol. 1906.10063, 2019.
- [86] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich, “Long-term stability of an area-reversible atom-interferometer sagnac gyroscope,” *Physical Review Letters*, vol. 97, p. 240801, 2006.
- [87] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi, and A. Landragin, “Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer,” *Physical Review A*, vol. 80, p. 063604, 2009.
- [88] T. Muller, M. Gilowski, M. Zaiser, T. Wendrich, W. Ertmer, and E. M. Rasel, “A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium,” *The European Physical Journal D*, vol. 53, p. 273, 2009.
- [89] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer, and E. M. Rasel, “Self-alignment of a compact large-area atomic sagnac interferometer,” *New Journal of Physics*, vol. 14, p. 015002, 2012.
- [90] J. K. Stockton, K. Takase, and M. A. Kasevich, “Absolute geodetic rotation measurement using atom interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 133001, 2011.
- [91] B. Barrett, R. Geiger, I. Dutta, M. Meunier, B. Canuel, A. Gauguet, P. Bouyer, and A. Landragin, “The sagnac effect : 20 years of development in matter-wave interferometry,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 15, pp. 875 – 883, 2014.
- [92] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. G. Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, “Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/s rotation stability,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 183003, 2016.
- [93] M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, “Measurement of the earth’s gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer,” *Physical Review Letters*, vol. 81, p. 971, 1998.
- [94] F. Sorrentino, Q. Bodart, L. Cacciapuoti, Y.-H. Lien, M. Prevedelli, G. Rosi, L. Salvi, and G. M. Tino, “Sensitivity limits of a raman atom interferometer as a gravity gradiometer,” *Phys. Rev. A*, vol. 89, p. 023607, 2014.
- [95] R. Caldani, K. Weng, S. Merlet, and F. Pereira dos Santos, “Simultaneous accurate determination of both gravity and its vertical gradient,” *Phys. Rev. A*, vol. 99, p. 033601, 2019.
- [96] K. Chung, *Applications of atom interferometry using an improved laser cooling method*. Ph.D thesis, Stanford University, 2001.
- [97] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, S. Roy, C. Mahadeswaraswamy, and M. A. Kasevich, “Testing gravity with cold-atom interferometers,” *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 033629, 2015.

- [98] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, “Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 010402, 2006.
- [99] X. Wu, F. Zi, J. Dudley, R. Bilotta, P. Canoza, and H. Muller, “Multiaxis atom interferometry with a single-diode laser and a pyramidal magneto-optical trap,” *Optica*, vol. 4, p. 1545, 2017.
- [100] B. Barrett, P. Cheiney, B. Battelier, F. Napolitano, and P. Bouyer, “Multidimensional atom optics and interferometry,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, p. 043604, 2019.
- [101] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë, *Mécanique Quantique I*. Hermann, 1973; 1997.
- [102] P. J. Mar, B. G. Oldaker, A. H. Miklich, and D. E. Pritchard, “Bragg scattering of atoms from a standing light wave,” *Physical Review Letters*, vol. 60, pp. 515–518, 1988.
- [103] O. Carnal and J. Mlynek, “Young’s double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer,” *Physical Review Letters*, vol. 66, p. 2689, 1991.
- [104] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, “Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions,” *Phys. Rev. A*, vol. 45, 1992.
- [105] C. Cohen-Tannoudji, *Cours de physique atomique et moléculaire : Interférométrie atomique, année scolaire 1992-1993*. Collège de France, 1993.
- [106] R. Charrière, *Optimisation d’un capteur inertielle à atomes froids par une nouvelle technique de mesure accélérométrique combinant interférométrie atomique et oscillations de Bloch*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2011.
- [107] P. Cheinet, *Conception et Réalisation d’un Gravimètre à Atomes Froids*. PhD thesis, Université Paris VI, 2006.
- [108] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévêque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, “Off-resonant raman transition impact in an atom interferometer,” *Physical Review A*, vol. 78, p. 043615, 2008.
- [109] A. Gauguet, *Gyromètre à atomes froids : Etude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2008.
- [110] M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidet, C. Diboune, A. Bonnin, F. Théron, and A. Bresson, “Phase shift formulation for n-light-pulse atom interferometers : application to inertial sensing,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 33, pp. 1777–1788, 2016.
- [111] C. Bordé, *Propagation of laser beams of atomic systems, Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches Lectures Session LIII 1990*. Ed J Dalibard, J-M Raimond and J Zinn-Justin (Elsevier, Amsterdam, Netherlands), 1991.
- [112] P. Storey and C. Cohen-Tannoudji, “The feynman path integral approach to atomic interferometry, a tutorial,” *Journal de Physique II*, vol. 4, pp. 1999–2027, 1994.
- [113] C. Bordé *Comptes Rendus IV Phys. Astrophys.*, vol. 2, p. 509, 2001.
- [114] K. Bongs, R. Launay, and M. Kasevich, “Higher order inertial phase shifts for time-domain atom interferometers,” *Applied Physics B*, vol. 84, pp. 599–602, 2006.
- [115] A. Bonnin, *Interférométrie Simultanée avec Deux Espèces Atomiques 87Rb/85Rb et Applications aux Mesures Inertielles*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2015.
- [116] C. Bordé, C. Salomon, S. Avrillier, A. van Lerberghe, C. Bréant, D. Bassi, and G. Scoles, “Optical ramsey fringes with traveling waves,” *Phys. Rev. A*, vol. 30, pp. 1836–1848, 1984.
- [117] D. A. Steck, “Rubidium 85 d line data / rubidium 87 d line data,” 2010.
- [118] F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, “Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm,” *Applied Physics B*, vol. 89, pp. 177–180, 2007.

- [119] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, and A. Landragin, “Compact laser system for atom interferometry,” *Applied Physics B*, vol. 84, pp. 643–646, 2006.
- [120] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, “Compact and robust laser system for onboard atom interferometry,” *Applied Physics B*, vol. 97, pp. 405–411, 2009.
- [121] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, “Light-pulse atom interferometry in microgravity,” *European Physical Journal D*, vol. 53, pp. 353–357, 2009.
- [122] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, “Collective behavior of optically trapped neutral atoms,” *Physical Review Letters*, vol. 64, p. 408, 1990.
- [123] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes, “Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap,” *Phys. Rev. A*, vol. 85, p. 033420, 2012.
- [124] F. Lienhart, *Etude d’un gravimètre à atomes froids embarquable*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [125] A. Noble and M. Kasevich, “UHV optical window seal to conflat^a knife edge,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, pp. 3042–3043, 1994.
- [126] M. Hosoya and E. Goto, “Coils for generating uniform fields in a cylindrical ferromagnetic shield,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, pp. 2472–2475, 1991.
- [127] J. Dalibard, S. Reynaud, and C. Cohen-Tannoudji, “Proposals of stable optical traps for neutral atoms,” *Optics Communications*, vol. 47, p. 395, 1983.
- [128] A. L. Migdall, J. V. Prodan, and W. D. Phillips, “First observation of magnetically trapped neutral atoms,” *Physical Review Letters*, vol. 54, p. 2596, 1985.
- [129] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure,” *Physical Review Letters*, vol. 59, p. 2631, 1987.
- [130] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarisation gradients : simple theoretical models,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 6, p. 2023, 1989.
- [131] J. Le Gouët, *Etude des performances d’un gravimètre atomique absolu : sensibilité et exactitude préliminaire*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, 2008.
- [132] O. Carraz, *Gravimètre atomique embarquable : Etude théorique et expérimentale de l’instrument*. PhD thesis, Université Paris VI, 2009.
- [133] O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel, and A. Bresson, “Phase shift in an atom interferometer induced by additional laser lines of a raman laser generated by modulation,” *Physical Review A*, vol. 86, p. 033605, 2012.
- [134] D. Allan, “Statistics of atomic frequency standard,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, pp. 221–231, 1966.
- [135] D. Allan, D. A. Howe, and F. Walls, “NIST technical note 1337,” *Characterization of Clocks and Oscillators*, D.B. Sullivan, 1990.
- [136] J. Vanier and C. Audouin, “Appendix 2f characterisation of frequency stability,” *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, Adam Hilger Editors, vol. 1, pp. 216–256, 1989.
- [137] F. Vernotte, *Stabilité temporelle des oscillateurs : nouvelles variances, leurs propriétés, leurs applications*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 1990.

- [138] B. Juompan, *Métrologie des comparaisons d'horloges par satellites. Contribution à l'étude d'un complément au système de radionavigation GPS et à la prédiction du Temps par GPS. Proposition pour une nouvelle méthode de synchronisation d'horloges en temps réel.* PhD thesis, Observatoire de Paris, 1994.
- [139] P. Asenbaum, C. Overstreet, T. Kovachy, D. D. Brown, J. M. Hogan, and M. Kasevich, "Phase shift in an atom interferometer due to spacetime curvature across its wave function," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 183, 2017.
- [140] S. Merlet, J. L. Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. P. D. Santos, and P. Rouchon, "Operating an atom interferometer beyond its linear range," *Metrologia*, vol. 46, pp. 87–94, 2009.
- [141] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, P.-A. Gominet, A. Bertoldi, P. Bouyer, and A. Landragin, "Correlative methods for dual-specied quantum tests of the weak equivalence principle," *New.J.Phys.*, vol. 17, p. 085010, 2015.
- [142] X.-C. Duan, D.-K. Mao, X.-B. Deng, M.-K. Zhou, C.-G. Shao, Z. Zhu, and Z.-K. Hu, "Comparison of the sensitivities for atom interferometers in two different operation modes," *Chin.Phys.B*, vol. 27, p. 013701, 2018.
- [143] P. Cladé, E. De Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, "Precise measurement of $\frac{h}{mRb}$ using bloch oscillations in a vertical optical lattice : Determination of the fine-structure constant," *Phys. Rev. A*, vol. 74, p. 052109, 2006.
- [144] J. Lautier, L. Volodimer, T. Hardin, S. Merlet, M. Lours, F. P. D. Santos, and A. Landragin, "Hybridizing matter-wave and classical accelerometers," *Appl.Phys.Lett.*, vol. 105, p. 144102, 2014.
- [145] K. P. Marzlin and J. Audretsch, "State independence in atom interferometry and insensitivity to rotation and acceleration," *Physical Review A*, vol. 53, pp. 312–318, 1996.
- [146] S.-Y. Lan, P.-C. Kuan, B. Estey, P. Haslinger, and H. Müller, "Influence of the coriolis force in atom interferometry," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 090402, 2012.
- [147] R. Geiger, *Senseur inertiel à onde de matière aéroporté.* PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2012.
- [148] V. Ménoret, *Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du principe d'équivalence.* PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 2012.
- [149] P. Gominet, *Accéléromètre atomique double espèce Rb87/K39 aéroporté pour un test du principe d'équivalence.* PhD thesis, Université de Bordeaux, 2015.
- [150] L. Chichet, *Interférométrie atomique embarquée double espèce Rb87 et K39, appliqué au test du principe d'équivalence faible et à la navigation inertielle.* PhD thesis, Université de Bordeaux, 2017.
- [151] T. Lévêque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, "Enhancing the area of a raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique," *Physical Review Letters*, vol. 103, p. 080405, 2009.
- [152] D. Savoie, M. Altorio, B. Fang, L. A. Sidorenkov, R. Geiger, and A. Landragin, "Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements," *Science Advances*, vol. 4, 2018.
- [153] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, "Large momentum beam splitter using bloch oscillations," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, 2009.
- [154] S. Chiow, T. Kovachy, H. Chien, and M. Kasevich, "102ħk large area atom interferometers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, 2011.

Titre : Développement expérimental d'un capteur inertiel multi-axe à atomes froids hybride embarquable

Résumé : Ce manuscrit présente le développement expérimental d'un capteur inertiel à atomes froids mesurant l'accélération de pesanteur, la composante verticale du gradient de gravité et l'accélération horizontale, en choisissant des technologies qui permettent d'obtenir un capteur inertiel embarquable et hybridé avec des capteurs classiques. Le dispositif expérimental génère un nuage d'atomes froids de ^{87}Rb , permet d'effectuer des séquences d'interférométrie verticales et horizontales avec des transitions Raman stimulées rétro-réfléchies contra-propageantes, et permet une distance de chute libre maximale de 20 cm. La mesure de l'accélération de pesanteur a été obtenue avec une sensibilité de $68 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une résolution optimale de $1,4 \mu\text{Gal}$ après 6000 s d'intégration. La séquence d'interférométrie à quatre impulsions Raman $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ a été utilisée pour mesurer le gradient de gravité. Les effets systématiques ont été étudiés afin d'obtenir l'exactitude de la mesure. Notre mesure extrapolée avec une chute libre de 1 mètre et limitée par le bruit de projection quantique permettrait d'atteindre des sensibilités de l'ordre de $13 \text{E}/\sqrt{\text{Hz}}$, du même ordre que l'état de l'art. Cette méthode

est intéressante pour un capteur embarquable car elle est facile à mettre en place, et elle est insensible à la force de Coriolis, qui cause une grosse chute de contraste pour un interféromètre Mach-Zehnder en dynamique. Cette méthode peut être utilisée pour la mesure de rotation dans un capteur inertiel embarqué. Une mesure de l'accélération horizontale a été effectuée en simple diffraction avec des faisceaux lasers Raman horizontaux contra-propageants et rétro-réfléchis. Pour lever la dégénérescence des deux paires Raman selon l'axe horizontal avec des atomes ayant une vitesse faible, une rampe de fréquence est appliquée sur les faisceaux Raman. Elle a permis de réaliser un interféromètre Mach-Zehnder horizontal. Hybridé avec un accéléromètre classique, une mesure de l'accélération horizontale a été obtenue avec une sensibilité de $3,2 \times 10^{-5} \text{m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une résolution optimale de 2^{-6}m.s^{-2} après 1000 s d'intégration. Cette méthode est intéressante pour un capteur embarquable car le dispositif expérimental reste simple, et elle permet d'effectuer une séquence d'interférométrie à quatre impulsions avec le même dispositif pour effectuer une mesure de rotation horizontale.

Title : Development of a cold-atom multi-axis onboard hybrid inertial sensor

Abstract : This work focuses on the development of a cold-atom inertial sensor measuring the gravity, the vertical gravity gradient and the horizontal acceleration, by choosing technologies enabling to obtain an onboard and hybrid inertial sensor. The experimental setup generates a cold-atom cloud of ^{87}Rb , allows vertical and horizontal interferometry sequences using retroreflected contrapropagating stimulated Raman transitions, and allows a maximum free fall distance of 20 cm. The sensitivity obtained for the measurement of the gravity is $68 \mu\text{Gal}/\sqrt{\text{Hz}}$ and the optimal resolution reached $1,4 \mu\text{Gal}$ after 6000 s of integration. The four-pulses interferometry sequence has been used for the measurement of the vertical gravity gradient. The sensitivity and the systematics have been studied. Our measurement, extrapolated with a sensor allowing 1 meter free fall and limited by quantum projection noise, could reach a sensitivity of $13 \text{E}/\sqrt{\text{Hz}}$, competitive with state-of-the-art. This method of measurement is really interesting for an onboard sensor because the ex-

perimental setup is simple, and the interferometer is insensitive to the Coriolis force which degrades the phase of a typical Mach-Zehnder interferometer when in presence of vibrations. This method could be used for the measurement of rotations in an onboard inertial sensor. A measurement of horizontal acceleration using simple diffraction interferometer with horizontal retroreflected contrapropagation stimulated Raman transitions. To lift the degeneracy of the two Raman transitions in the horizontal axis with zero-velocity atoms, we chirp the frequency of the Raman beam. It allows us to realize a Mach-Zehnder atom interferometer which, hybridized with a force balanced accelerometer, provides horizontal acceleration measurements with a short-term sensitivity of $3,2 \times 10^{-5} \text{m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ and an optimal resolution of $2 \times 10^{-6} \text{m.s}^{-2}$ after 1000 s of integration. This method is interesting for onboard inertial sensor because the experimental setup remains simple and it allows to realize horizontal four-pulses interferometry sequence to measure horizontal rotation.

Mots clés : Interférométrie atomique - Capteur inertiel - Atomes Froids - Ondes de matière - Accéléromètre - Gradiomètre - Gravimètre - Transitions Raman stimulées

Keywords : Atom interferometry - Inertial sensor - Cold Atoms - Matter-waves - Accelerometer - Gravity gradiometer - Gravimeter - Stimulated Raman transitions

