

Table des matières

Table des figures	7
Remerciements	11
1 Introduction	13
1.1 La balance du watt	13
1.1.1 Dérive du prototype international	13
1.1.2 Principe de l'expérience	14
1.2 Autres applications de la gravimétrie	16
1.3 État de l'art	17
1.4 Interférométrie atomique et capteurs inertiels	18
1.5 Le gravimètre atomique	20
1.5.1 Principe de l'expérience	20
1.5.2 Comparaison des performances	21
1.5.3 Objectifs	21
1.6 Plan du mémoire	22
2 Présentation générale théorique	23
2.1 Transitions Raman stimulée	23
2.1.1 Atome à trois niveaux	23
2.1.2 Atome de ^{87}Rb et configuration des lasers	30
2.1.3 Déplacement lumineux	33
2.2 Interféromètre	33
2.2.1 Modélisation de l'interféromètre	34
2.2.2 Fonction de sensibilité	36
2.2.3 Sensibilité au bruit de phase	38
2.2.4 Sensibilité aux accélérations et vibrations	43
2.2.5 Sensibilité au bruit de projection quantique	45
2.3 Imperfections de l'interféromètre et optimisation	46
2.3.1 Emission spontanée	47
2.3.2 Sélection de vitesse longitudinale	50
2.3.3 Sélection transverse	51
2.3.4 Préparation	52
2.3.5 Optimisation de la sensibilité	52
2.4 Autres formalismes	53

3	Dispositif expérimental	57
3.1	Le piège PMO-2D	57
3.1.1	Dispositif	57
3.1.2	Système optique	59
3.1.3	Résultats	60
3.2	L'enceinte à vide centrale	66
3.2.1	Description d'ensemble	66
3.2.2	Contraintes d'utilisations	68
3.3	Piégeage et refroidissement à trois dimensions	70
3.3.1	Faisceaux de refroidissement	70
3.3.2	Construction et chargement	70
3.3.3	Mélasse optique-3D	71
3.4	Détection	72
3.4.1	Faisceaux sonde	72
3.4.2	Collection de la fluorescence	73
3.4.3	Temps de vol	73
3.5	Blindages magnétiques	74
3.6	Description d'ensemble	76
4	Génération des fréquences optiques	77
4.1	Les sources lasers	77
4.1.1	Laser en Cavité Étendue	77
4.1.2	Amplificateurs Optiques Évasés	81
4.1.3	Fréquences lasers	82
4.2	Fonctions du banc optique	83
4.3	Laser L1	85
4.3.1	Asservissement	85
4.3.2	Montage optique	86
4.4	Laser L2 : repompeur et maître Raman	87
4.4.1	Asservissement du laser L2	87
4.4.2	Montage optique	88
4.5	Laser L3 : refroidisseur et esclave Raman	89
4.5.1	Deux battements séparés	89
4.5.2	Montage optique : les deux battements	90
4.5.3	Asservissement de fréquence du laser L3	91
4.5.4	Asservissement de phase du laser L3	91
4.6	Dynamique des asservissements au cours d'un cycle de mesure	92
4.6.1	Désaccord de 2 GHz	92
4.6.2	Commutation entre asservissement de fréquence et asservissement de phase	94
4.6.3	Cycle de mesure	95
4.7	Stabilité de la différence de phase Raman	96
4.7.1	Boucle d'asservissement	97
4.7.2	Qualité de l'asservissement de phase	98
4.7.3	La référence de fréquence	101
4.7.4	Bruit de phase dans la fibre	103
4.8	Distribution	105
4.8.1	Distribution entre pièges et faisceaux Raman	105
4.8.2	Coupleurs de fibres	106

4.9	Banc optique complet	107
5	Résultats expérimentaux et analyse	109
5.1	Préparation de l'état quantique	109
5.1.1	Utilité de la préparation	109
5.1.2	Préparation à l'aide d'une impulsion unique	109
5.1.3	Préparation en deux étapes	111
5.1.4	Température et taille initiale du nuage	111
5.1.5	Atomes sélectionnés	112
5.2	Caractérisation des impulsions Raman	112
5.2.1	Contraste des oscillations de Rabi	112
5.2.2	Déplacement lumineux	113
5.2.3	Émission spontanée	114
5.3	Interféromètre	116
5.3.1	Franges d'interférences atomiques	116
5.3.2	Asservissement sur la frange centrale	117
5.3.3	Sensibilité court terme	119
5.3.4	Exactitude et sensibilité long terme	124
5.3.5	Mesure de g	130
5.4	Conclusion	132
6	Conclusion et Perspectives	135
6.1	Conclusion	135
6.2	Perspectives	136
6.2.1	Améliorations du dispositif	136
6.2.2	Perspectives à plus long terme	137
A	L'atome de rubidium 87	139
A.1	Grandeurs physiques utiles	139
A.2	Forces de raie	140
A.3	Coefficients de Clebch-Gordan	141
B	La variance d'Allan	143
C	Articles	145
	Bibliographie	183

Table des figures

1.1	Principe de la balance du watt.	15
1.2	Principe du gravimètre.	20
2.1	Atome à trois niveaux soumis à deux champs électro-magnétiques.	24
2.2	Niveaux de l'atome de ^{87}Rb	31
2.3	Polarisation des faisceaux Raman.	32
2.4	Rapport d'intensité annulant le déplacement lumineux, en fonction du désaccord. . .	34
2.5	Schéma de principe de l'interféromètre.	34
2.6	Fonction de sensibilité $g_s(t)$ en fonction de l'instant du saut de phase.	37
2.7	Fonction de transfert $H(2\pi f)$	40
2.8	Fonction de transfert $H(2\pi f)$ autour de la pulsation de Rabi.	41
2.9	Fonction de sensibilité associée à la variance d'Allan.	42
2.10	Fonction de transfert pour les accélérations $H_a(\omega)$	44
2.11	Influence du bruit de projection quantique sur le plus petit déphasage mesurable. . .	47
2.12	Emission spontanée d'une impulsion π en fonction du désaccord.	49
2.13	Sélection de vitesse longitudinale.	51
2.14	Oscillation de Rabi calculée.	53
3.1	Enceinte du PMO-2D.	58
3.2	Optiques du MOT-2D.	59
3.3	Photo du PMO-2D.	60
3.4	Assemblage d'analyse du flux du PMO-2D.	61
3.5	Mesure du flux du PMO-2D par fluorescence.	62
3.6	Mesure du flux du PMO-2D par absorption.	64
3.7	Dispositif de mesure du flux du PMO-2D par temps de vol.	64
3.8	Mesure du flux du PMO-2D par temps de vol.	65
3.9	Flux atomique en fonction de la puissance laser.	66
3.10	Flux atomique en fonction de la pression de vapeur de rubidium.	66
3.11	Assemblage de l'enceinte à vide.	67
3.12	Alignement du miroir de rétro-réflexion.	69
3.13	Montage du faisceau pousseur.	69
3.14	Chargement du PMO-3D.	71
3.15	Séquence de refroidissement.	72
3.16	Schéma du montage de détection.	73
3.17	Optique de collection.	74
3.18	Temps de vol, mesure de la température des atomes.	74
3.19	Blindages magnétiques de l'enceinte à vide.	75
3.20	Dispositif Expérimental, vue d'ensemble.	76

4.1	Laser en cavité étendue à étalon.	78
4.2	Transmission des filtres interférentiels.	79
4.3	Accordabilité d'un LCE avec diode traitée anti-reflet.	80
4.4	Montage d'un AOE.	81
4.5	Niveaux d'énergie du ^{87}Rb	83
4.6	Schéma fonctionnel du banc optique.	84
4.7	Asservissement de L1.	85
4.8	Laser détection sur le banc.	86
4.9	Asservissement de L2.	87
4.10	Laser repompeur sur le banc.	89
4.11	Laser refroidisseur sur le banc.	90
4.12	Asservissement de fréquence de L3.	92
4.13	Asservissement de phase de L3.	93
4.14	Saut de 2 GHz.	94
4.15	Transition entre asservissements.	95
4.16	Fréquences lasers au cours d'un cycle de mesure.	96
4.17	Circuit électronique de la boucle d'asservissement de phase.	97
4.18	Chaîne d'analyse du bruit de phase.	98
4.19	Bande passante de l'asservissement de phase.	99
4.20	Introduction des interrupteurs dans la boucle d'asservissement.	100
4.21	Bruit de l'asservissement de phase après optimisation.	101
4.22	Première chaîne de fréquence du gravimètre.	102
4.23	Densité spectrale de bruit de la nouvelle référence à 100 MHz.	103
4.24	Nouvelle chaîne de fréquence.	103
4.25	Densité spectrale de bruit de la nouvelle chaîne de fréquence.	104
4.26	Densité spectrale du bruit de phase ajouté par la fibre.	104
4.27	Distribution vers les pièges ou les faisceaux Raman.	105
4.28	Coupleurs de fibre.	106
4.29	Stabilité de puissance dans les coupleurs.	107
4.30	Banc optique complet.	108
5.1	Sélection à l'aide d'une transition Raman.	110
5.2	Séquence de sélection.	111
5.3	Temps de vol avec une nappe de détection de 0.5 mm.	112
5.4	Oscillation de Rabi de l'impulsion Raman de préparation.	113
5.5	Oscillation de Rabi mesurée.	114
5.6	Déplacement lumineux mesuré et calculé en fonction du désaccord Δ	115
5.7	Émission spontanée lors des transitions Raman.	115
5.8	Franges interférométriques pour $2T = 80$ ms.	116
5.9	Franges interférométriques pour $2T = 80$ ms corrigées de la valeur moyenne.	117
5.10	Franges interférométriques pour trois temps d'interactions différents.	118
5.11	Variance d'Allan des corrections sur g	118
5.12	Bruit de détection en fonction du nombre d'atomes.	120
5.13	Densité spectrale de bruit de fréquence du laser L2.	122
5.14	Densité spectrale de puissance de bruit d'accélération au sol et sur chaque plate-forme.	123
5.15	Densité spectrale de puissance de bruit d'accélération sur l'expérience.	124
5.16	Alignement de la verticale des faisceaux Raman.	125
5.17	Champ magnétique mesuré dans l'enceinte à vide.	127

5.18	Mesure de l'effet systématique dû au déplacement lumineux.	128
5.19	Mise en évidence du bruit à 50 Hz.	129
5.20	Variance d'Allan des corrections de α après soustraction de la marée.	130
5.21	Fluctuations de l'accélération de la pesanteur mesurées sur une journée.	131
5.22	Variance d'Allan des corrections de α comparées entre jour et nuit.	132
A.1	Coefficients de force de raie $\langle F e\mathbf{r} F' \rangle$ entre les niveaux $ 5S_{1/2}\rangle$ et $ 5P_{3/2}\rangle$ du ^{87}Rb , exprimés en fonction du moment dipolaire électrique.	140
A.2	Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 1, m_F F', 1, m_{F'}, q \rangle$	141
A.3	Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 2, m_F F', 1, m_{F'}, q \rangle$	142
B.1	Exemple de variance d'Allan.	144

Remerciements

J'ai effectué ma thèse au LNE-SYRTE et je tiens tout d'abord à remercier son directeur M. Philip TUCKEY pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. Il a accepté d'assumer la charge administrative de la direction de ma thèse et je l'en remercie également.

Au cours de ma thèse, j'ai été encadré successivement par Arnaud LANDRAGIN puis par Franck PEREIRA DOS SANTOS. Je voudrais les remercier tous les deux pour leur relecture minutieuse de mon manuscrit et pour le temps qu'ils m'ont accordé pendant ma préparation.

Je remercie Arnaud pour la confiance qu'il m'a témoignée en m'offrant de travailler dans son équipe et pour son enthousiasme qu'il a su me communiquer pour le sujet. J'ai beaucoup appris à son contact au cours de ma thèse et j'espère avoir été un peu contaminé par sa rigueur et sa persévérance.

Franck a travaillé avec moi sur le gravimètre, la première année en tant que post-doctorant puis comme chargé de recherche. Il a toujours été disponible pour répondre à mes nombreuses questions avec la plus grande clarté. J'ai beaucoup apprécié de travailler à ses côtés grâce à son tempérament amical et communicatif se manifestant par un langage corporel soutenu, agrémenté de sobriquets tels que "bilbo" ou "crapoto" ;-). Il m'a lui aussi beaucoup appris et je lui suis infiniment reconnaissant pour ces trois années de travail passée dans la bonne humeur.

Je tiens également à remercier M. François BIRABEN, M. Philippe GRANGIER, M. Guglielmo TINO et M. Philippe TOURRENC pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je remercie tout particulièrement M. François BIRABEN et M. Philippe GRANGIER d'avoir accepté la charge de rapporteur.

De nombreux collègues ont travaillé avec moi sur le gravimètre. La première année, j'ai eu le plaisir de travailler avec Torsten PETELSKI qui effectuait alors sa thèse en co-tutelle avec le LENS. Je le remercie pour son aide inestimable sur l'expérience et pour sa bonne humeur communicative. La dernière année, l'équipe a été renforcée par Kasper THERKILDSSEN en DEA dans notre laboratoire, Julien LE GOUËT qui a repris le flambeau en tant que thésard, Jaewan KIM qui a fait un court passage en tant que post-doctorant et enfin Sébastien MERLET qui s'occupe maintenant de la gravimétrie pour le site du LNE. Je les remercie pour la bonne ambiance qu'ils ont tous apporté au laboratoire. Je voudrais également en remercier les stagiaires avec qui j'ai pu travailler : Jean CESARIO, Malo CADORET, Luis TORTOSA SANTIAGO et Olivier FRANCÉ. Je me souviendrais de la salle de manip bercée au son de ABBA qui caractérise maintenant le "gravistyle".

Le gravimètre est en quelque sorte le petit frère du gyromètre au sein de l'équipe "capteurs inertiels" dont j'ai beaucoup apprécié la bonne humeur générale. Je tiens à en remercier Jérôme FILS, que j'ai embêté avec mes questions de débutant pendant sa rédaction, Florence YVER-LEDUC avec qui j'ai partagé mon bureau et à qui j'ai confié mes interrogations ultérieures, David HOLLEVILLE qui a aidé à concevoir un grand nombre de dispositifs optiques et mécanique de l'expérience (merci également pour les figures SolidWorks !), Albin VIRDIS qui a grandement contribué à la sérénité du groupe et enfin Benjamin CANUEL et Alexandre GAUGUET avec qui j'ai passé des moments inoubliables cette dernière année. Avec eux est né le "gyrostyle", très orienté sur STARMANIA et la roller attitude. Je tiens également à les remercier tous les deux pour l'organisation sans faille de mon pot de thèse.

Je remercie les autres membres du groupe "capteurs inertiels", André CLAIRON qui s'est beaucoup impliqué dans le projet du gravimètre et a plus d'une fois trouvé une solution à nos problèmes

aux moments décisifs (merci pour l'enceinte à vide !), Noël DIMARCQ qui a apporté son soutien au projet et avec qui j'ai pu avoir de nombreuses discussions profitables, Christian BORDÉ qui a été rattaché au groupe au cours de ma thèse, également pour son soutien du projet, ses éclaircissements théoriques et pour sa relecture du chapitre 2, Francois IMPENS pour nos discussions théoriques et pour nos nombreux entraînements à la course pour le semi-marathon, les deux n'ayant pas toujours été distincts. Je voudrais également remercier ici Charles ANTOINE qui a effectué sa thèse au LPL et qui m'a permis de mieux comprendre la théorie des interféromètres atomiques.

Je voudrais également remercier l'ensemble du personnel du laboratoire, permanents, doctorants, post-doctorants et stagiaires qui ont tous contribué de près ou de loin à l'avancée de l'expérience, à créer une ambiance de travail agréable et avec qui j'ai passé trois et quelques années formidables. Je voudrais ainsi remercier l'équipe d'électronique : Giorgio SANTARELLI, Michel LOURS, Michel DEQUIN, Laurent VOLODIMER et Damien CHAMBON qui ont réalisé la plupart des dispositifs électroniques et hyper-fréquence du gravimètre. Je remercie de même Armel LEGRAND, Jean-Pierre Aoustin et Annie GÉRARD pour avoir respectivement dessiné, usiné et monté tout ou partie de l'enceinte à vide. Merci pour les nombreuses discussions et encouragements à Stéphane GUÉRANDEL, Sébastien BIZE ("alors combien vaut g ?"), Pierre LEMONDE, Peter WOLF, Philippe LAURENT, Peter ROSENBUSCH, Daniele ROVERA (merci pour les nombreux conseils sur Latex), Ouali ACEF et Roland BARILLET. Je remercie encore Pascal BLONDÉ notre chef es informatique pour ses efforts afin de garantir le fonctionnement du système informatique au quotidien. Je remercie également Catherine LAURENT, Yertha BAÏDOMTI, Annick BOUNOURE, Anne THOMSON et Véronique BENAYOUN, sans qui les commandes et les démarches administratives auraient été un vrai cauchemar. Enfin je remercie tous les thésards avec qui j'ai eu la joie de venir travailler : Harold, Ivan, Irène, Audrey, Thomas, Virgile, Shu Gang et Michel qui m'ont précédés ; Anders avec qui il a régné pendant notre rédaction simultanée une saine émulation ("Je vais te doubler", "Tu rêves"...), Christophe qui a partagé plusieurs nuits de rédaction intensive (merci pour ton "petit tex marrant" mais surtout bien utile), Philippe, François qui nous a fait profiter de son savoir-faire dans l'organisation de "séminaires externes", Stéphane et Céline qui m'ont accompagné tout au long de ces trois ans ; Rodolphe qui n'est pas encore complètement sorti du "jeu de la thèse", Xavier, Christian (post-doctorant sur "Pharao"), Faridza, François-Xavier, Frédéric, Stéphanie (stagiaire sur "Horace"), Jean-Jacques à la mécanique et enfin Loïc, qui restent à la "SYRTE Académie".

J'ai eu la chance de rencontrer et de travailler avec un grand nombre de collaborateurs d'autres laboratoires. Je remercie tous les membres du projet "balance du watt" du LNE et tout particulièrement Gérard GENEVÈS, qui m'ont fait découvrir des domaines de recherche variés au cours des discussions sur la balance et son fonctionnement. Je remercie le LNE qui finance la balance, incluant le projet du gravimètre, et également la DGA qui a financé ma thèse. Je remercie Ernst RASEL qui m'a accueilli pendant deux semaines dans l'Institut für Quantenoptik d'Hannovre pour étudier le gyroscope CASI qui utilisait déjà plusieurs solutions techniques que nous venions de choisir. Je remercie également Michel DIAMENT de l'Institut de Physique du globe de Paris et Jacques HINDERER de l'IPG de Strasbourg pour m'avoir fait entrevoir toute la complexité du domaine de la gravimétrie et pour leur collaboration respective avec des gravimètres relatifs et absolus.

Enfin je veux remercier mille fois ma famille et mes amis qui m'ont soutenu pendant les moments difficiles, comme la rédaction. Ils m'ont patiemment écouté parler de serrage de boulons, de particules, de comment jouer avec des atomes ou du nombre de pages écrites dans la journée. Je tiens à remercier tout particulièrement Tibo, JC, Julien, Romain, Jean-Marc, et enfin Séverine pour avoir été là pour moi pendant ces derniers mois difficiles.

Chapitre 1

Introduction

Ce travail a été réalisé au SYRTE (SYstème de Référence Temps-Espace), laboratoire de l'Observatoire de Paris et associé au BNM (Bureau National de Métrologie) puis au LNE (Laboratoire National de métrologie et d'Essai) au cours de ma thèse. Il s'inscrit dans le cadre du projet de balance du watt du LNE [Genevès et al., 2005], et a consisté à concevoir et à construire un gravimètre absolu basé sur le principe de l'interférométrie atomique [Berman, 1997]. L'expérience de la balance du watt a été proposée par B.P. Kibble en 1976 [Kibble, 1976] afin de mesurer la constante de Planck h et de permettre de contrôler les variations de masse du prototype international du kilogramme. Pour la balance du watt, il est notamment nécessaire de connaître l'accélération gravitationnelle terrestre g avec une exactitude relative meilleure que 10^{-8} , ce qui suppose de disposer d'un gravimètre absolu sur le site de l'expérience.

L'équipe de S. Chu à Stanford a montré qu'il est possible d'atteindre une telle exactitude avec un gravimètre atomique [Peters et al., 2001]. Le LNE a proposé au SYRTE de participer au projet de balance du watt en réalisant un tel gravimètre dans le cadre de son activité dans le domaine des capteurs inertiels. Il est d'abord construit au SYRTE puis sera déplacé sur le site de la balance, à Trappes, dans les locaux du CME-LNE. La construction d'un appareil compact a alors été décidée afin de faciliter le déplacement du gravimètre à Trappes ou vers d'autres sites de gravimétrie pour permettre la comparaison avec d'autres gravimètres absolus.

L'ambition de ce projet de gravimètre atomique est de réaliser une mesure exacte ou encore "absolue" de l'accélération de pesanteur. Les objectifs s'expriment alors en terme d'exactitude et de sensibilité. L'exactitude est l'incertitude sur l'évaluation de l'ensemble des effets systématiques qui perturbent la mesure. On définit également la sensibilité d'une mesure pour un temps d'intégration donné comme la plus petite variation détectable de la grandeur mesurée. Elle correspond à l'incertitude statistique de la mesure.

1.1 La balance du watt

1.1.1 Dérive du prototype international

Le kilogramme, unité de masse du système international (S.I.), est défini comme la masse d'un cylindre en alliage de platine et d'iridium appelé prototype international du kilogramme et conservé au Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Il s'agit d'un objet matériel donc altérable. Des variations de sa masse peuvent survenir lors de sa manipulation, de son nettoyage ou au fur et à mesure de sa conservation, par dégazage ou adsorption de composés à sa surface, entraînant une dérive du kilogramme. Cet inconvénient est lié à l'utilisation d'un objet matériel unique comme dé-

finition de la masse. Plusieurs copies ont été fabriquées et comparées à plusieurs occasions avec le prototype international [Girard, 1994]. L'exactitude de ces pesées a alors permis la mise en évidence d'une dérive des masses allant jusqu'à 3.10^{-8} de variation relative sur les 30 dernières années. Or la définition du kilogramme est une unité de base du SI et limite la définition d'unités dérivées comme l'Ampère ou le Volt. C'est pourquoi il est maintenant envisagé d'utiliser une définition basée sur une constante fondamentale. La balance du watt est une des méthodes possible pour y parvenir.

Le projet de la balance du watt permet de créer un lien entre une masse et une constante fondamentale : la constante de Planck h . Il est alors possible de mesurer h par rapport à une masse étalon. La première réalisation de cette expérience a eu lieu à la fin des années 80 au Royaume-uni au NBS¹ [Kibble et al., 1990] et aux États-Unis au NIST [Olsen et al., 1989]. D'autres expériences ont depuis lors vu le jour, en Suisse au METAS [Beer et al., 2003] et en France au LNE [Genevès et al., 2005]. Le BIPM a récemment entrepris à son tour de construire une balance.

1.1.2 Principe de l'expérience

La pesée se déroule en deux étapes dont le principe simplifié est présenté dans la figure 1.1. La première (étape statique) met en oeuvre une masse connue m . L'alliage de platine et d'iridium du prototype international ne présente pas toutes les propriétés physiques nécessaires à la réalisation de l'expérience (amagnétisme, dureté, stabilité de masse lors de la mise sous vide...). De nouveaux alliages sont actuellement étudiés pour réaliser cette masse qui sera étalonnée par comparaison avec le prototype international. On réalise alors une pesée à l'aide d'une balance à fléau en équilibrant la force $m.g$ exercée sur la masse par l'attraction terrestre, avec une force électromagnétique (figure 1.1, gauche). La force électromagnétique employée est la force de Laplace exercée sur une bobine de longueur L , plongée dans un champ magnétique uniforme d'amplitude B , et parcourue par un courant i . A l'équilibre, on obtient alors l'équation 1.1 :

$$iBL = mg \quad (1.1)$$

Les moyens actuels ne permettent pas de mesurer directement le produit BL avec une exactitude suffisante. Une seconde étape dite dynamique (figure 1.1, droite) est alors réalisée, où la même bobine est déplacée verticalement à vitesse constante v dans le même champ d'induction magnétique. La variation du flux magnétique traversant la bobine génère à ses bornes, selon la loi de Lenz, une force électromotrice induite U (équation 1.2) :

$$U = BLv \quad (1.2)$$

En combinant les équations 1.1 et 1.2, on obtient l'équation 1.3 qui présente l'égalité entre une puissance électrique et une puissance mécanique.

$$Ui = mgv \quad (1.3)$$

En pratique, le courant i est mesuré indirectement à partir de la chute de tension V qu'il provoque aux bornes d'une résistance de référence R , ce qui amène enfin à l'équation 1.4.

$$\frac{UV}{R} = mgv \quad (1.4)$$

¹Devenu par la suite le NPL.

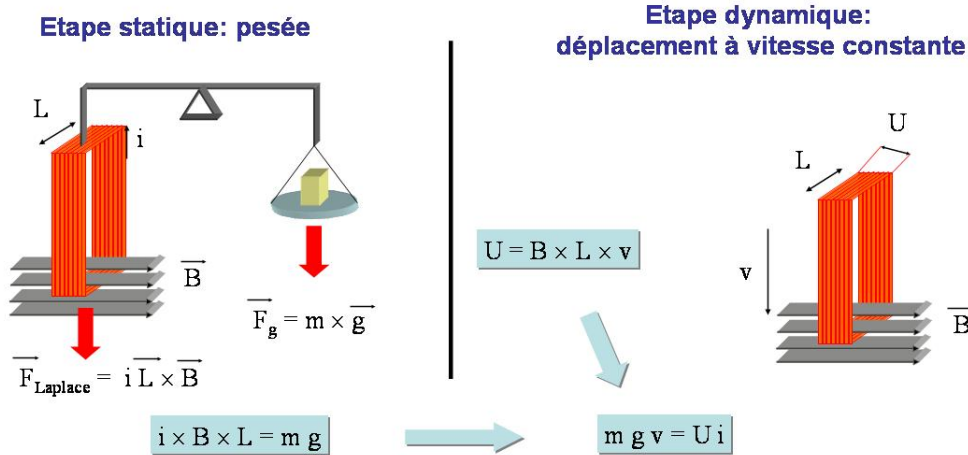


FIG. 1.1 – principe de mesure de la balance du watt. Dans une première étape, une pesée équilibre le poids exercé sur une masse m par la pesanteur et la force de Laplace exercée sur une bobine parcourue par un courant en présence d'un champ magnétique. Dans une deuxième étape, la bobine est déplacée à vitesse constante dans le champ magnétique et on mesure la tension qui apparaît à ses bornes. La combinaison des deux étapes permet d'obtenir l'équation clé de la balance du watt.

Deux phénomènes quantiques macroscopiques, l'effet Josephson [Josephson, 1962] et l'effet Hall quantique [von Klitzing, 1986], sont utilisés pour mesurer les tensions et la résistance. Ceci permet d'exprimer la puissance électrique en fonction de la constante de Planck h . Finalement elle s'exprime sous la forme du produit de la constante de Planck, de deux fréquences Josephson et d'un coefficient de proportionnalité A lié à la calibration de la résistance R par rapport à la résistance de Hall (équation 1.5).

$$\frac{UV}{R} = h \nu_U \nu_V A \quad (1.5)$$

$$h = \frac{mgv}{\nu_U \nu_V A} \quad (1.6)$$

Il est enfin possible d'écrire l'équation 1.6 qui montre comment déterminer, dans le cadre actuel du S.I., une valeur de la constante de Planck. Cette mesure, répétée dans le temps, permettra de déterminer d'éventuelles variations de masse du prototype international du kilogramme. Cela fait, un consensus international similaire à celui qui a conduit à changer la définition du mètre en adoptant une valeur conventionnelle de la vitesse de la lumière, pourrait conduire à une nouvelle définition du kilogramme à partir de la valeur de la constante de Planck. Cette définition garantirait l'invariance de l'unité de masse et donnerait la possibilité de la matérialiser en tout lieu. Il est admis qu'un tel changement de définition serait profitable à partir du moment où la masse peut être déterminée avec une incertitude relative de 10^{-8} ou mieux. Ceci n'est évidemment possible que si l'on dispose d'une mesure absolue de l'attraction gravitationnelle terrestre g , avec une exactitude meilleure que 10^{-8} .

1.2 Autres applications de la gravimétrie

La mesure de l'attraction gravitationnelle terrestre g a donc ici comme première application son utilisation dans le cadre de la balance du watt. Il y a cependant de nombreuses autres applications, [Marson and Faller, 1986], [Boedecker, 2002], qui ont justifiées le développement des mesures d'accélération, absolues ou relatives.

- En géophysique, le calcul du géoïde [Novak et al., 2003] nécessite la connaissance absolue de l'accélération terrestre sur un très grand nombre de stations réparties sur la surface du globe, complétées par des mesures aériennes et plus récemment spatiales. En volcanologie, les études sismiques permettent d'étudier l'activité d'un site, la composition de la croûte terrestre, sa délimitation avec le manteau ou leurs mouvements respectifs [Battaglia et al., 1999], [Mantovani et al., 2001].
- En prospection, une cartographie du champ de pesanteur ou de son gradient permet de détecter les anomalies de gravité dues à un gisement. Il peut s'agir de nappes de pétrole, de nappes phréatiques ou de gisements de différents minerais. Après avoir identifié la présence d'une nappe, cela permet également de contrôler son niveau au cours du temps [Geri et al., 1982].
- Toute mesure métrologique mettant en œuvre une force dépend de la qualité de la mesure de la gravité. Ainsi la réalisation de l'unité de courant (Ampère) compare la force exercée entre deux bobines parcourues par un courant et la force de pesanteur sur une masse connue [Kibble, 1991]. Les mesures de pression sont également réalisées par comparaison de forces. De plus l'échelle de température internationale est obtenue en amenant différents composés au point triple (Coexistence des trois états solide, liquide et gazeux) nécessitant l'obtention d'une pression définie.
- Mesurer les accélérations et les rotations d'un véhicule à partir d'une position initiale connue permet de calculer sa position au court du temps en l'absence de repère extérieur. C'est le principe de la navigation inertielle déjà appliqué pour le pilotage de véhicules sur des temps courts. L'obtention d'instruments de mesures dotés d'une plus grande stabilité long terme permettrait d'allonger la durée de la navigation.
- Plusieurs théories envisagent la mise en défaut du principe d'équivalence et prévoient de nouveaux effets perturbant les lois de la relativité générale. Il est nécessaire d'utiliser les instruments les plus exacts et les plus sensibles possibles pour espérer détecter ces effets. Par exemple, le projet MICROSCOPE [Touboul and Rodrigues, 2001] est en cours de réalisation pour tester le principe d'équivalence dans l'espace. Celui-ci utilise deux accéléromètres de grande sensibilité mesurant à bord d'un satellite l'accélération de deux masses macroscopiques de composition différentes. Cette expérience pourrait également être réalisée à l'aide de deux accéléromètres atomiques utilisant des espèces atomiques différentes. Plusieurs projets ont été initiés dans ce sens. Une étude industrielle de faisabilité a été menée dans le cadre du projet HYPER [Bingham et al., 2000] sur l'emploi d'accéléromètres et de gyromètres atomiques dans l'espace. Le projet ICE réalisé en collaboration entre le SYRTE, le IOTA et l'ONERA a pour but de démontrer le fonctionnement d'un accéléromètre atomique en micro-gravité et utilisant comme source atomique un condensat de Bose-Einstein.

1.3 État de l'art

La première méthode de mesure absolue de la gravité terrestre a été imaginée par Kater en 1855 et lui a permis d'atteindre une exactitude de $10^{-5}g$ [Kater, 1818]. Le principe consiste à utiliser un pendule supportant une masse à une distance réglable L_1 ou L_2 . La période d'oscillation du pendule dépend de sa longueur et de g . Les incertitudes concernant la longueur du pendule et le bruit de la mesure limitent encore aujourd'hui l'exactitude de cette mesure à $10^{-7}g$ environ [Peters, 1997].

Pour mesurer les variations relatives de g , il est possible d'utiliser un ressort tendu sous le poids d'une masse. Les variations de position de la masse rendent compte des variations de l'accélération terrestre g . Un tel système présente cependant une résonance qui complique la mesure. La première méthode de montage permettant d'obtenir une grande sensibilité a été réalisée par La Coste et Romberg : elle consiste à maintenir la masse par des ressorts dits de longueur effective nulle, montés avec un angle de 45° . La période d'oscillation tend alors vers l'infini et ne gêne plus la mesure. La sensibilité d'un tel gravimètre est de l'ordre de $7 \cdot 10^{-8}g \cdot Hz^{-1/2}$. Par la suite, un bon contrôle de la température et l'utilisation de ressorts en silice fondue a permis la construction de gravimètres de très bonne sensibilité de $3 \cdot 10^{-8}g \cdot Hz^{-1/2}$, malgré un retour à une géométrie verticale. Ces instruments sont affectés d'une dérive importante de quelques $10^{-8}g$ par jour, liée au vieillissement des ressorts et à la dérive de leur constante de raideur. Pour connaître la valeur de l'attraction terrestre en un point avec ce type d'appareils, il faut au préalable réaliser un étalonnage à l'aide d'un gravimètre absolu ou d'une plateforme de calibration [Riccardi et al., 2002]. Par contre, la simplicité du principe de mesure a permis de rendre ces appareils très compacts et transportables.

Une technologie plus récente de gravimètre relatif s'est développée avec l'apparition des matériaux supra-conducteurs [Prothero Jr. and Goodkind, 1968, Hinderer et al., 2002]. Une sphère supra-conductrice est mise en lévitation dans un champ magnétique généré par des bobines dont on contrôle l'alimentation. Un asservissement est réalisé sur la position de la sphère en réagissant sur le courant des bobines. Le signal d'erreur de l'asservissement donne alors les variations de l'attraction terrestre. Cette méthode offre une sensibilité exceptionnelle de l'ordre de $10^{-12}g \cdot Hz^{-1/2}$. De plus la dérive observée est extrêmement faible et vaut typiquement quelques $10^{-9}g$ par an. Elle est liée à l'instabilité des courants persistants dans les bobines supraconductrices et des variations de géométrie. La contrepartie à cette sensibilité exceptionnelle est la nécessité d'une enceinte cryogénique. Tout déplacement requiert d'arrêter la lévitation et impose un ré-étalonnage de l'appareil.

Pour réaliser une mesure absolue de g avec une exactitude meilleure que $10^{-7}g$, la seule méthode connue est de mesurer au cours du temps la position d'un objet en chute libre et d'en extraire l'accélération moyenne subie [Faller, 1967, Niebauer et al., 1995, Vitushkin et al., 2002]. Afin d'obtenir une grande sensibilité, cette méthode a été appliquée en utilisant comme objet en chute libre un miroir en forme de coin de cube fermant un des bras d'un interféromètre de Michelson. Le coin de cube présente la propriété de réfléchir tout faisceau parallèlement au faisceau incident, ce qui garantit le bon alignement de l'interféromètre pendant la chute. La phase accumulée par le laser dans le bras contenant le coin de cube en chute est $\phi = 2kz(t)$ où k est le vecteur d'onde du laser et $z(t)$ est la hauteur du cube en fonction du temps. La puissance P détectée en sortie de l'interféromètre est alors donnée par la formule :

$$P = P_0 \frac{1 + \cos(2kz(t))}{2} \quad (1.7)$$

La position du coin de cube est régie par la loi de Newton, $z(t) = \frac{1}{2}gt^2$. La phase interférométrique est donc donnée par :

$$\phi(t) = kgt^2 \quad (1.8)$$

On observe ainsi les mouvements du coin de cube avec une "règle" graduée dont le pas est de l'ordre du μm , sur une chute de quelques dizaines de centimètres. On réalise alors une mesure absolue avec une exactitude de quelques $10^{-9}g$, une sensibilité de $10^{-8}g$ environ par lâcher, correspondant à une sensibilité de quelques $10^{-8}g.Hz^{-1/2}$. Les principales limitations de la sensibilité viennent des vibrations du sol et du temps nécessaire pour remonter le coin de cube et attendre que les vibrations générées soient suffisamment amorties, avant de réaliser le lâcher suivant. Pour obtenir l'exactitude maximale, ceci limite le taux de cycle à seulement un lâcher toutes les 10 secondes pour environ 200 ms de mesure. L'exactitude est quant à elle limitée par la sensibilité résiduelle à la rotation de la terre (effet Coriolis), par des déphasages électroniques dans le système de détection. Le troisième effet systématique majeur est lié aux vibrations synchrones du coin de cube de référence et du hublot de la chambre sous vide contenant la zone de chute.

Afin de mesurer g , les laboratoires étrangers, réalisant l'expérience de balance du watt, ont choisi d'utiliser un gravimètre absolu commercial utilisant un coin de cube. Le LNE a choisi d'utiliser un gravimètre fondé sur l'interférométrie atomique, qui est l'objet de cette thèse. Cette technique revient à mesurer l'accélération moyenne subie par les atomes à partir de leur position aux instants de trois impulsions lasers.

1.4 Interférométrie atomique et capteurs inertiels

Les premières expériences d'interférométrie utilisant des ondes de matière ont consisté en l'observation des figures de diffraction d'électrons [Davisson and Germer, 1927] dans un cristal de nickel. Les ondes de matières sont diffractées par chacun des atomes du cristal. On peut alors observer des interférences à ondes multiples. Des expériences similaires ont rapidement suivi avec des atomes et des molécules simples [Estermann and Stern, 1930] puis avec des neutrons [Halban and Preiswerk, 1936], [Mitchell and Powers, 1936]. Ces expériences ont permis un certain nombre d'études fondamentale, par exemple sur le déphasage acquis lors de la réflexion d'une onde de matière sur différents matériaux [Fermi and Marshall, 1947].

Quelques années plus tard, les premiers interféromètres à deux ondes ont été mis au point, tout d'abord avec des électrons en 1952 [Marton, 1952] puis [Maier-Leibnitz and Springer, 1962] avec des neutrons en 1962. Dans le même temps, la technique de spectroscopie connue sous le nom d'interrogation de Ramsey [Ramsey, 1950], a conduit à l'élaboration d'horloges qui sont maintenant plus précises qu'aucune autre de plusieurs ordres de grandeur. Cette méthode a par la suite été réinterprétée comme faisant intervenir des interférences atomiques [Bordé, 2002].

Les expériences d'interférométrie à onde de matière ont conduit à l'analyse des déphasages induits par les forces d'inerties. En effet, la sensibilité d'un interféromètre à onde de matière aux forces d'inerties est intrinsèquement beaucoup plus importante que celle de son homologue optique. Les ondes de matière se propagent à des vitesses beaucoup plus faibles que la lumière et ont plus de temps pour ressentir les effets des mouvements du référentiel du laboratoire par rapport au référentiel inertiel du centre des paquets d'ondes atomiques. C'est ainsi que deux interféromètres à neutrons ont été construits dans les années 1970 [Rauch et al., 1974, Colella et al., 1975], sensibles l'un à l'effet Sagnac dû à la rotation de la terre et l'autre à l'attraction terrestre g . Ces interféromètres ont été des

démonstrations de principe et ont été suivies par la construction de véritables instruments de mesure métrologique, utilisant cette fois des atomes comme onde de matière. Les atomes sont en effet à la fois moins sensibles aux champs électriques que des électrons et ont une masse beaucoup plus importante.

Une première approche, s'apparentant aux interféromètres à neutrons, a consisté à faire diffracter des atomes à travers une double fente de diffraction [Carnal and Mlynek, 1991], ou une suite de trois réseaux mécaniques [Keith et al., 1991]. D'autres approches ont utilisé l'interaction entre la lumière et la matière pour manipuler la fonction d'onde atomique. Les bras de l'interféromètre sont alors créés par absorption d'un photon [Riehle et al., 1991], ou en utilisant une transition à deux photons [Kasevich and Chu, 1991]. Ces deux méthodes présentent l'avantage d'obtenir deux voies de sorties dans des états atomiques internes différents et facilite la détection [Bordé, 1989]. Une cinquième méthode a aussi été étudiée la même année, utilisant l'effet Stern et Gerlach : les fonctions d'ondes atomiques sont séparées puis recombinaées à l'aide de gradients de champ magnétique [Miniatura et al., 1992]. Un peu plus tard, de nouvelles expériences utilisaient un réseau lumineux constitué d'une onde stationnaire pour réaliser les séparatrices atomiques par diffraction de Bragg [Rasel et al., 1995, Giltner et al., 1995].

Certaines de ces méthodes ont plus récemment abouti à la construction de capteurs inertiels, gyromètres, gravimètres et gradiomètres, qui rivalisent avec les appareils de mesures conventionnels [Stedman, 1997, Niebauer et al., 1995] : dans le domaine des gyromètres, un appareil à jet thermique a atteint une sensibilité court terme de $6.10^{-10} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ [Gustavson et al., 2000]. Le développement récent de techniques de refroidissement et de piégeage [Raab et al., 1987] d'atomes sous vide, permet d'envisager la construction d'interféromètres atomiques de très grande sensibilité long terme. Un gyromètre utilisant des atomes froids est en cours d'évaluation [Yver-Leduc, 2004] au SYRTE, dans le but d'atteindre une sensibilité de $30.10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ et une stabilité long terme permettant d'intégrer pendant plusieurs jours.

Dans le domaine de la gravimétrie, le gravimètre à atomes froids développé dans l'équipe de S. Chu à Stanford a déjà atteint une sensibilité de $2.10^{-8} \text{ g.Hz}^{-1/2}$ [Peters et al., 2001] supérieure à celle obtenue jusqu'alors par les gravimètres à coin de cube [Niebauer et al., 1995]. Cette sensibilité est limitée par les vibrations [Hensley et al., 1999]. Des gradiomètres ont également été construits, permettant de mesurer le gradient de gravité avec une grande exactitude. Ils mesurent la différence d'accélération subie par deux nuages d'atomes froids à deux hauteurs différentes à un même instant [McGuirk et al., 2002]. Ce dispositif est insensible aux vibrations et a permis d'atteindre une sensibilité au gradient d'accélération de $4.10^{-9} \text{ g.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$. Tout récemment cette méthode a été choisie pour réaliser une mesure absolue de la constante de gravitation G [Fattori et al., 2003]. Celle-ci est la constante fondamentale la moins bien déterminée, avec actuellement une incertitude relative de 10^{-4} environ. L'interféromètre est en cours d'évaluation et a pour objectif de mesurer G avec une exactitude relative de 10^{-4} .

D'autres expériences de physique atomique ont permis de réaliser les mesures les plus précises sur différentes constantes fondamentales. Ainsi le rapport $\frac{h}{m}$ a été mesuré par deux expériences différentes sur des atomes de césium et de rubidium [Wicht et al., 2002, Cladé et al., 2006]. La première est un interféromètre de ^{133}Cs tandis que la seconde utilise une technique de vélocimétrie sur des atomes de ^{87}Rb .

1.5 Le gravimètre atomique

1.5.1 Principe de l'expérience

De la même manière que pour les gravimètres à coin de cube, le principe d'un gravimètre atomique est de mesurer la position d'atomes en chute libre, par rapport à une phase laser. Il s'agit cette fois d'une paire de lasers utilisée lors de trois impulsions. On a alors accès à l'accélération moyenne subie entre les impulsions et la sensibilité est donnée, comme pour le gravimètre à coin de cube, par $\phi(t) = k_{eff}gT^2$ où k_{eff} est le vecteur d'onde effectif de la paire de lasers et T est le temps entre les impulsions. Le principe de fonctionnement de notre gravimètre est présenté dans la figure 1.2.

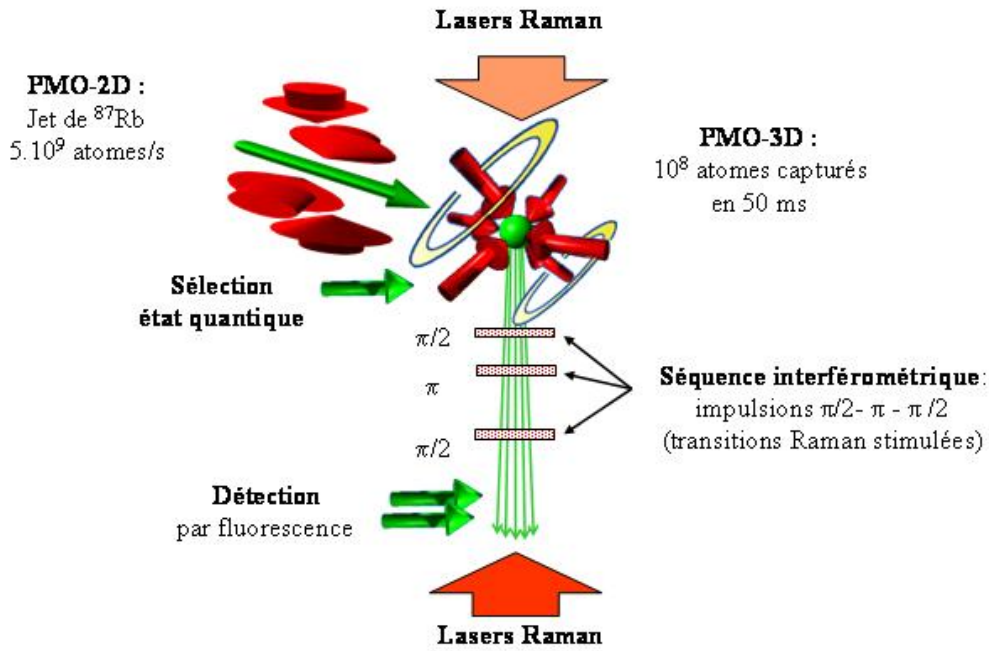


FIG. 1.2 – Schéma général du fonctionnement du gravimètre

Un piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO-2D) crée un jet intense d'atomes de ^{87}Rb dont le flux vaut jusqu'à 5.10^9 atomes.s $^{-1}$. Ce jet permet de charger un piège à trois dimensions (PMO-3D) avec un taux de chargement allant jusqu'à 3.10^9 atomes.s $^{-1}$. Pour un fonctionnement à 4 Hz, nous chargeons environ 10^8 atomes en 50 ms. Après une étape de refroidissement en mélasse, les atomes sont lâchés et tombent en chute libre. Une succession d'impulsions micro-onde et d'impulsions Raman nous permettent de sélectionner les atomes dans l'état quantique $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ et dans une classe de vitesse étroite.

L'interféromètre est constitué de trois impulsions induisant des transitions Raman stimulées entre les deux niveaux $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ [Kasevich and Chu, 1991]. Ces impulsions permettent de créer une superposition cohérente des deux niveaux puis de recombiner

les deux bras de l'interféromètre. Les lasers sont utilisés en configuration contra-propageante afin de transférer une grande quantité de mouvement lors de la transition, correspondant à un écart de vitesse entre les paquets d'ondes de 1.2 cm.s^{-1} . Finalement, le nombre d'atomes dans chacun des deux niveaux hyperfins est détecté à la sortie de l'interféromètre par fluorescence de façon analogue à celle des horloges atomiques en fontaines [Sortais, 2001].

La probabilité de transition à la sortie de l'interféromètre dépend alors de la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre. On montre [Bordé, 1989] que ce déphasage dépend de la différence de phase des lasers Raman à l'instant des trois impulsions et au niveau des centres des paquets d'ondes. La différence de phase de l'interféromètre $\Delta\Phi$ dépend alors de l'accélération g subie et est donnée par :

$$\Delta\Phi = k_{eff}gT^2 \quad (1.9)$$

1.5.2 Comparaison des performances

L'interféromètre est sensible à g avec un facteur d'échelle similaire à celui d'un gravimètre à coin de cube. Utiliser des atomes froids sous vide présente cependant plusieurs avantages : pour un même temps d'interaction, le taux de répétition d'un gravimètre atomique est plus élevé. Il suffit en effet de charger de nouveaux atomes au lieu de remonter le coin de cube et attendre l'amortissement des vibrations. La mesure, échantillonnée avec un taux de répétition élevé, moyenne plus efficacement l'effet des vibrations du sol.

Les effets systématiques ne sont pas tous identiques pour les deux appareils. Dans le cas d'un interféromètre atomique, le lâcher de 10^8 atomes induit un effet de recul négligeable tandis que le lâcher du coin de cube constitue un effet systématique, à hauteur de quelques $10^{-10}g$ environ, pour le gravimètre à coin de cube. A l'inverse, les atomes sont sensibles au déplacement lumineux, effet systématique inexistant dans un gravimètre à coin de cube. Enfin, les déphasages électroniques et l'effet Coriolis sont deux effets communs aux deux systèmes. Cependant il est envisageable de contrôler les trajectoires atomiques afin de limiter ce dernier en dessous de $10^{-9}g$.

1.5.3 Objectifs

L'objectif à court terme (sur la durée de ma thèse) était de construire un premier prototype compact et de réaliser les premières mesures en se concentrant sur la sensibilité de l'appareil. Nous avons pour cela utilisé une enceinte provisoire qui nous a permis d'identifier les sources de bruit sur la mesure. Cette enceinte présente des défauts (gradient de champ magnétique, accès optiques limités) qui imposent de réaliser un nouveau dispositif afin d'atteindre l'exactitude souhaitée.

A moyen terme, le dispositif final sera construit et optimisé pour garantir l'exactitude de la mesure. L'objectif est alors d'atteindre une sensibilité de $10^{-9}g$ en moins d'une minute d'intégration, tout en assurant une exactitude meilleure que $10^{-9}g$, ceci afin de satisfaire aux besoins de la balance du watt.

Enfin à plus long terme, nous chercherons à obtenir la meilleure sensibilité et la meilleure exactitude. La sensibilité des gravimètres est actuellement limitée par l'effet des vibrations à $1.10^{-8}g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ environ. Nous espérons obtenir une meilleure sensibilité grâce à une méthode de compensation des vibrations agissant sur la phase des lasers Raman. L'exactitude du gravimètre de Stanford

est en grande partie limitée par l'effet Coriolis. Nous espérons obtenir une meilleure exactitude grâce à notre configuration utilisant un nuage d'atomes froids lâché plutôt que lancé.

1.6 Plan du mémoire

Dans ce manuscrit, nous commencerons par voir dans le chapitre 2 les notions théoriques nécessaires pour décrire plus précisément l'interféromètre, en détaillant l'effet des transitions Raman comme lames séparatrices pour en déduire la phase interférométrique.

Nous nous intéresserons ensuite dans le chapitre 3 au dispositif expérimental dans son ensemble. Nous détaillerons notamment la construction du piège magnéto-optique à deux dimensions puis du PMO-3D.

Le chapitre 4 présentera la construction du banc optique et les solutions techniques retenues pour asservir les lasers afin d'obtenir toutes les fréquences optiques et tous les faisceaux nécessaires à la réalisation de l'expérience.

Le chapitre 5 sera consacré aux résultats expérimentaux obtenus avec notre gravimètre. Nous présenterons l'efficacité obtenue avec les transitions Raman et une comparaison avec les calculs développés dans le chapitre 2. Nous présenterons ensuite les premiers signaux interférométriques, avant d'analyser la sensibilité et l'exactitude obtenues.

Le Chapitre 6 permettra enfin de conclure puis de présenter les améliorations futures à apporter au gravimètre, ainsi que les perspectives de ce type de capteurs.

Chapitre 2

Présentation générale théorique

Pour réaliser un interféromètre atomique, il faut créer une superposition cohérente de deux états quantiques d'un même atome, puis recombinaison les paquets d'ondes. Une transition électro-magnétique peut permettre d'obtenir cette superposition, tout en transférant la quantité de mouvement du photon au deuxième état quantique. Les deux états présentent alors des degrés de liberté externes différents et l'interféromètre sera sensible aux forces d'inerties.

Les deux états quantiques doivent posséder une durée de vie longue devant la durée de l'expérience. Dans le cas des atomes alcalins, on peut utiliser les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental. La sensibilité de l'interféromètre dépend d'une part du temps d'évolution libre et d'autre part de la quantité de mouvement transférée. Afin de transférer une grande quantité de mouvement, nous utilisons une transition Raman stimulée [Kasevich and Chu, 1991], utilisant deux photons contra-propageants plutôt qu'un unique photon micro-onde entre les deux niveaux hyperfins. Comme avantage supplémentaire, les deux voies de sortie de l'interféromètre correspondent aux deux niveaux atomiques qui peuvent être détectés de façon sélective par fluorescence.

Dans ce chapitre, nous commencerons par rappeler les principales propriétés des transitions Raman stimulées puis nous les appliquerons au cas particulier d'un interféromètre atomique en l'absence de gravité. Pour calculer le facteur d'échelle nous nous placerons alors dans le référentiel en chute libre. Nous calculerons ensuite la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations ainsi qu'aux bruits de phase des lasers. Enfin nous calculerons, compte tenu des contraintes expérimentales, les valeurs optimales des paramètres dont dépend la sensibilité de l'interféromètre.

2.1 Transitions Raman stimulée

Pour calculer l'effet des transitions Raman stimulées, nous considérons les atomes comme décrits par des fonctions d'ondes planes en quantifiant leur impulsion \mathbf{p} , leur position \mathbf{r} et nous noterons \mathbf{R} l'opérateur position. Nous restreindrons notre calcul à quelques états d'impulsions définies, dans le cas d'un atome à trois niveaux puis dans le cas du Rubidium 87 (^{87}Rb).

2.1.1 Atome à trois niveaux

Définitions

Nous considérons un atome de masse M à trois niveaux f, e, i , présentés dans la figure 2.1, d'énergies au repos $\hbar\omega_f^0, \hbar\omega_e^0, \hbar\omega_i^0$, en interaction avec deux champs électro-magnétiques de pulsations ω_1 et ω_2 :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) &= \hat{\mathbf{e}}_1 \mathbf{E}_1^0 e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{R} + \phi_1^0(t))} + c.c. \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) &= \hat{\mathbf{e}}_2 \mathbf{E}_2^0 e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{R} + \phi_2^0(t))} + c.c. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Où $\hat{\mathbf{e}}_1$ et $\hat{\mathbf{e}}_2$ désignent la polarisation des photons des deux faisceaux. $\phi_1^0(t)$ et $\phi_2^0(t)$ désignent la phase de chacun des deux faisceaux.

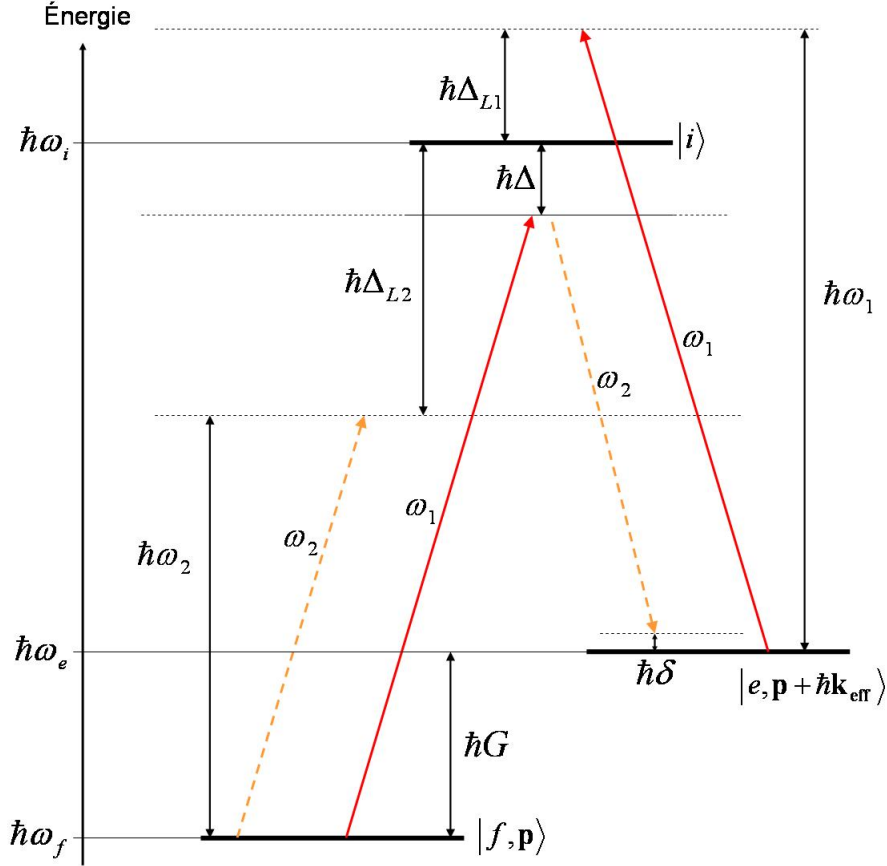


FIG. 2.1 – Atome à trois niveaux soumis à deux champs électro-magnétiques.

Nous considérons les atomes initialement dans l'état $|f\rangle$ avec l'impulsion \mathbf{p} , que nous notons $|f, \mathbf{p}\rangle$. Son énergie totale vaut :

$$\hbar\omega_f^0 + \frac{\mathbf{p}^2}{2M} = \hbar\omega_f \quad (2.2)$$

Le niveau $|f, \mathbf{p}\rangle$ est couplé au niveau fondamental $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$ par la transition Raman, où \mathbf{k}_{eff} est le vecteur d'onde effectif de la transition et est donné par $\mathbf{k}_{eff} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. L'énergie de ce niveau est donnée par :

$$\hbar\omega_e^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff})^2}{2M} = \hbar\omega_e \quad (2.3)$$

Nous utiliserons aussi dans nos calculs les niveaux intermédiaires couplés à l'un des deux niveaux fondamentaux par un photon d'un des deux lasers. Il s'agit des trois niveaux $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$, $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_2\rangle$, $|i, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_{eff})\rangle$.

D'autres niveaux sont susceptibles d'être couplés aux niveaux intermédiaires pris en compte. A partir du niveau $|i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_2\rangle$, un atome peut émettre un photon de manière stimulée, de vecteur d'onde \mathbf{k}_2 , vers le niveau $|e, \mathbf{p}\rangle$. Il peut aussi émettre un photon de manière stimulée, de vecteur d'onde \mathbf{k}_1 , vers l'un des deux niveaux $|f, \mathbf{p} - \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle$. De même, à partir du niveau intermédiaire $|i, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_{eff})\rangle$, un atome est couplé aux trois niveaux $|f, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle$, $|f, \mathbf{p} + 2\hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + 2\hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle$.

Ces six niveaux seront négligés car :

- le désaccord à la condition de résonance à deux photons pour ces transitions est de plusieurs GHz. La population dans ces niveaux restera donc négligeable par rapport à celle dans les autres niveaux considérés.
- ils ne participent pas au couplage entre les deux états fondamentaux utilisés.
- le déplacement lumineux à deux photons, induit par ces niveaux sur les états fondamentaux, est également négligeable.
- ils n'induisent pas d'émission spontanée.

Les énergies des trois niveaux intermédiaires considérés sont données par :

$$\begin{aligned} \hbar\omega_i^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1)^2}{2M} &= \hbar\omega_{i,1} \\ \hbar\omega_i^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_2)^2}{2M} &= \hbar\omega_{i,2} \\ \hbar\omega_i^0 + \frac{(\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_{eff}))^2}{2M} &= \hbar\omega_{i,3} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dans la figure 2.1, les énergies totales des niveaux sont représentées. On note Δ le désaccord entre la pulsation du laser $L1$ et la pulsation de la transition $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1\rangle$. Δ_{L1} est le désaccord entre la pulsation de ce même laser et celle de la transition $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle \rightarrow |i, \mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_{eff})\rangle$ et Δ_{L2} est le désaccord entre la pulsation du laser $L2$ et celle de la transition $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_2\rangle$. De plus nous notons G la pulsation de la transition $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle$ et nous notons δ le désaccord entre G et la différence de pulsation des deux lasers :

$$\begin{aligned} \Delta &= \omega_1 - (\omega_{i,1} - \omega_f) \\ \Delta_{L1} &= \omega_1 - (\omega_{i,3} - \omega_e) \\ \Delta_{L2} &= \omega_2 - (\omega_{i,2} - \omega_f) \\ G &= \omega_e - \omega_f \\ \delta &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e - \omega_f) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Pour être efficace, la transition Raman doit vérifier la condition de résonance à deux photons. Nous notons δ^{AC} le déplacement lumineux différentiel des deux niveaux fondamentaux [Moler et al., 1992]. La condition de résonance à deux photons, $\delta = \delta^{AC}$, s'écrit alors :

$$(\omega_1 - \omega_2) = (\omega_e^0 - \omega_f^0) + (\omega_D + \omega_R) + \delta^{AC} \quad (2.6)$$

Les pulsations ω_D et ω_R sont respectivement le déplacement Doppler et le déplacement dit de recul, donnés par :

$$\omega_D = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{eff}}{M} \quad (2.7)$$

$$\omega_R = \frac{\hbar |\mathbf{k}_{eff}|^2}{2M} \quad (2.8)$$

Evolution temporelle

En l'absence de faisceaux lasers et en l'absence de gravité, les cinq niveaux que nous venons de présenter sont vecteurs propres de l'hamiltonien du système et nous décomposons la fonction d'onde sur ces niveaux avec les amplitudes de probabilité $C_f, C_e, C_{i,1}, C_{i,2}, C_{i,3}$:

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle = & C_f |f, \mathbf{p}\rangle + C_e |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle \\ & + C_{i,1} |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1\rangle \\ & + C_{i,2} |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_2\rangle \\ & + C_{i,3} |i, \mathbf{p} + \hbar(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

En présence des faisceaux lasers, l'hamiltonien n'est plus diagonal et est donné par :

$$\begin{aligned} H = & \hbar \omega_f |f, \mathbf{p}\rangle \langle f, \mathbf{p}| + \hbar \omega_e |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}\rangle \langle e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{eff}| \\ & + \hbar \omega_{i,1} |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1\rangle \langle i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1| \\ & + \hbar \omega_{i,2} |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_2\rangle \langle i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_2| \\ & + \hbar \omega_{i,3} |i, \mathbf{p} + \hbar(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle \langle i, \mathbf{p} + \hbar(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)| \\ & - \mathbf{D} \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Où \mathbf{D} est l'opérateur dipole électrique associé à la transition vers l'état intermédiaire. Dans ce calcul, nous ne tiendrons pas compte de l'émission spontanée à partir des niveaux intermédiaires car ils restent peu peuplés pendant la transition Raman. Ceci est justifié car nous travaillons toujours à grand désaccord $\Delta \gg \Gamma$. Nous calculerons l'émission spontanée par la suite (équation 2.88) par un traitement perturbatif.

Pour calculer l'évolution temporelle de la fonction d'onde, nous devons diagonaliser le nouvel hamiltonien en déterminant les vecteurs propres du système. Nous calculerons alors l'évolution temporelle dans cette nouvelle base avant de revenir dans la base initiale. Après un premier changement de variable donné par $C_k = c_k e^{-i\omega_k t}$, l'équation de Schrödinger donne le système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{aligned} \dot{c}_f = & -i\Omega_{f1}^* e^{-i(\omega_{i,1}-\omega_f)t} \cos[\omega_1 t + \phi_1^0(t)] c_{i,1} - i\Omega_{f2}^* e^{-i(\omega_{i,2}-\omega_f)t} \cos[\omega_2 t + \phi_2^0(t)] c_{i,2} \\ \dot{c}_e = & -i\Omega_{e1}^* e^{-i(\omega_{i,3}-\omega_e)t} \cos[\omega_1 t + \phi_1^0(t)] c_{i,3} - i\Omega_{e2}^* e^{-i(\omega_{i,1}-\omega_e)t} \cos[\omega_2 t + \phi_2^0(t)] c_{i,1} \\ \dot{c}_{i,1} = & -i\Omega_{f1} e^{-i(\omega_f-\omega_{i,1})t} \cos[\omega_1 t + \phi_1^0(t)] c_f - i\Omega_{e2} e^{-i(\omega_e-\omega_{i,1})t} \cos[\omega_2 t + \phi_2^0(t)] c_e \\ \dot{c}_{i,2} = & -i\Omega_{f2} e^{-i(\omega_f-\omega_{i,2})t} \cos[\omega_2 t + \phi_2^0(t)] c_f \\ \dot{c}_{i,3} = & -i\Omega_{e1} e^{-i(\omega_e-\omega_{i,3})t} \cos[\omega_1 t + \phi_1^0(t)] c_e \end{aligned} \quad (2.11)$$

Où Ω_{jk} est donné par :

$$\Omega_{jk} = -2 \frac{\langle i | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}}_k \mathbf{E}_k^0 | j \rangle}{\hbar} \quad (2.12)$$

Nous appliquons alors l'approximation des ondes tournantes. Nous négligeons ainsi les termes oscillant aux fréquences optiques, ce qui nous conduit à :

$$\begin{aligned} \dot{c}_f &= -i \frac{\Omega_{f1}^*}{2} e^{i(\Delta t + \phi_1^0(t))} c_{i,1} - i \frac{\Omega_{f2}^*}{2} e^{i(\Delta_{L2} t + \phi_2^0(t))} c_{i,2} \\ \dot{c}_e &= -i \frac{\Omega_{e1}^*}{2} e^{i(\Delta_{L1} t + \phi_1^0(t))} c_{i,3} - i \frac{\Omega_{e2}^*}{2} e^{i((\Delta - \delta)t + \phi_2^0(t))} c_{i,1} \\ \dot{c}_{i,1} &= -i \frac{\Omega_{f1}}{2} e^{-i(\Delta t + \phi_1^0(t))} c_f - i \frac{\Omega_{e2}}{2} e^{-i((\Delta - \delta)t + \phi_2^0(t))} c_e \\ \dot{c}_{i,2} &= -i \frac{\Omega_{f2}}{2} e^{-i(\Delta_{L2} t + \phi_2^0(t))} c_f \\ \dot{c}_{i,3} &= -i \frac{\Omega_{e1}}{2} e^{-i(\Delta_{L1} t + \phi_1^0(t))} c_e \end{aligned} \quad (2.13)$$

Elimination adiabatique

Nous pouvons ici réduire le nombre d'inconnues par élimination adiabatique. On pourra trouver un exemple récent d'élimination adiabatique dans [Moler et al., 1992]. Les coefficients du niveau $|i\rangle$ oscillent avec la pulsation Δ tandis que nous vérifierons que les coefficients c_f et c_e oscillent beaucoup plus lentement tant que Δ est grand devant toutes les pulsations de Rabi Ω_{jk} . Nous pouvons donc calculer l'évolution des coefficients c_i en considérant c_f et c_e constants :

$$\begin{aligned} c_{i,1} &= \frac{\Omega_{f1}}{2\Delta} e^{-i(\Delta t + \phi_1^0(t))} c_f + \frac{\Omega_{e2}}{2(\Delta - \delta)} e^{-i((\Delta - \delta)t + \phi_2^0(t))} c_e \\ c_{i,2} &= \frac{\Omega_{f2}}{2\Delta_{L2}} e^{-i(\Delta_{L2} t + \phi_2^0(t))} c_f \\ c_{i,3} &= \frac{\Omega_{e1}}{2\Delta_{L1}} e^{-i(\Delta_{L1} t + \phi_1^0(t))} c_e \end{aligned} \quad (2.14)$$

En incorporant ces résultats dans les deux premières équations de 2.13, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \dot{c}_f &= -i \left(\frac{|\Omega_{f1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{4\Delta_{L2}} \right) c_f - i \left(\frac{\Omega_{f1}^* \Omega_{e2}}{4(\Delta - \delta)} e^{i(\delta t + \phi_1^0 - \phi_2^0)} \right) c_e \\ \dot{c}_e &= -i \left(\frac{|\Omega_{e1}|^2}{4\Delta_{L1}} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4(\Delta - \delta)} \right) c_e - i \left(\frac{\Omega_{f1} \Omega_{e2}^*}{4\Delta} e^{-i(\delta t + \phi_1^0 - \phi_2^0)} \right) c_f \end{aligned} \quad (2.15)$$

Nous travaillons à grand désaccord et nous aurons toujours $\Delta \gg \delta$. Nous faisons donc l'approximation $(\Delta - \delta) \simeq \Delta$. De même nous aurons toujours $\Delta \gg \omega_D$ et $\Delta \gg \omega_R$, ce qui entraîne les approximations suivantes : $\Delta_{L1} \simeq (\Delta + G)$, $\Delta_{L2} \simeq (\Delta - G)$.

Nous définissons alors la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , les déplacements lumineux des deux niveaux hyperfins Ω_f^{AC} et Ω_e^{AC} et la différence de phase ϕ^0 entre les deux lasers, que nous nommerons phase Raman :

$$\begin{aligned}
 \Omega_{eff} &= \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}^*}{2\Delta} \\
 \Omega_f^{AC} &= \frac{|\Omega_{f1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{f2}|^2}{4(\Delta - G)} \\
 \Omega_e^{AC} &= \frac{|\Omega_{e1}|^2}{4(\Delta + G)} + \frac{|\Omega_{e2}|^2}{4\Delta} \\
 \phi^0 &= \phi_1^0(t) - \phi_2^0(t)
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Cela nous permet de réécrire l'équation 2.15 sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \dot{c}_f = -i \left(\Omega_f^{AC} c_f + \frac{\Omega_{eff}^*}{2} e^{i(\delta t + \phi^0)} c_e \right) \\ \dot{c}_e = -i \left(\frac{\Omega_{eff}}{2} e^{-i(\delta t + \phi^0)} c_f + \Omega_e^{AC} c_e \right) \end{cases} \tag{2.17}$$

Puis nous définissons le déplacement lumineux différentiel δ^{AC} , le déplacement lumineux moyen AC , ainsi que la pulsation de Rabi généralisée Ω_R :

$$\begin{aligned}
 \delta^{AC} &= \Omega_e^{AC} - \Omega_f^{AC} \\
 AC &= \Omega_e^{AC} + \Omega_f^{AC} \\
 \Omega_R &= \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta - \delta^{AC})^2}
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

Après le changement de variable $c_f = a_f e^{-i(\frac{AC-\delta}{2})t}$ et $c_e = a_e e^{-i(\frac{AC+\delta}{2})t}$, nous obtenons le système d'équation à coefficients constants :

$$\begin{cases} \dot{a}_f = -\frac{i}{2} \left((\delta - \delta^{AC}) a_f + \Omega_{eff}^* e^{i\phi^0} a_e \right) \\ \dot{a}_e = -\frac{i}{2} \left(\Omega_{eff} e^{-i\phi^0} a_f - (\delta - \delta^{AC}) a_e \right) \end{cases} \tag{2.19}$$

Ce système d'équation est bien connu et sa résolution peut se trouver dans [Ramsey, 1950]. L'évolution des coefficients a_f et a_e est donnée par :

$$\begin{aligned}
 a_f(t_0 + \tau) &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \frac{\delta - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) a_f(t_0) - i e^{i\phi^0} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) a_e(t_0) \\
 a_e(t_0 + \tau) &= -i e^{-i\phi^0} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) a_f(t_0) + \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \frac{\delta - \delta^{AC}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) a_e(t_0)
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Nous introduisons ici la notation : $\cos \theta = \frac{\delta - \delta^{AC}}{\Omega_R}$ et $\sin \theta = \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R}$. Nous effectuons ensuite le changement de variable inverse pour revenir aux coefficients c_f et c_e et nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 c_f(t_0 + \tau) &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC-\delta)\frac{\tau}{2}} c_f(t_0) \\
 &\quad - i e^{i(\delta t_0 + \phi^0)} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC-\delta)\frac{\tau}{2}} c_e(t_0) \\
 c_e(t_0 + \tau) &= - i e^{-i(\delta t_0 + \phi^0)} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC+\delta)\frac{\tau}{2}} c_f(t_0) \\
 &\quad + \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC+\delta)\frac{\tau}{2}} c_e(t_0)
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Nous trouvons ici que les coefficients c_f et c_e oscillent avec la pulsation Ω_R . Nous vérifions donc bien l'hypothèse d'élimination adiabatique :

$$\Delta \gg \Omega_R = \frac{\Omega_{f1} \Omega_{e2}^*}{2\Delta} \tag{2.22}$$

Il nous reste à revenir dans la base $|f, \mathbf{p}\rangle, |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ à l'aide d'un dernier changement de variable. Nous remarquons l'identité $\delta + \omega_e - \omega_f = \omega_1 - \omega_2$ et nous pouvons enfin écrire l'équation d'évolution du système.

Évolution du système :

$$\begin{aligned}
 C_f(t_0 + \tau) &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC-\delta+2\omega_f)\frac{\tau}{2}} C_f(t_0) \\
 &\quad - i e^{i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi^0)} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC-\delta+2\omega_f)\frac{\tau}{2}} C_e(t_0) \\
 C_e(t_0 + \tau) &= - i e^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi^0)} \sin \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) e^{-i(AC+\delta+2\omega_e)\frac{\tau}{2}} C_f(t_0) \\
 &\quad + \left(\cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \cos \theta \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right) e^{-i(AC+\delta+2\omega_e)\frac{\tau}{2}} C_e(t_0)
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Cas particuliers : impulsion $\frac{\pi}{2}$ et impulsion π

Nous nous intéressons dans ce paragraphe au cas particulier où la condition de résonance est vérifiée et où les déplacements lumineux moyen et différentiels sont négligés. L'état initial est choisi par $C_f(t_0) = 1$ et $C_e(t_0) = 0$. L'équation précédente se simplifie pour donner :

$$\begin{aligned}
 C_f(t_0 + \tau) &= \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}| \tau}{2}\right) e^{-i\omega_f \tau} \\
 C_e(t_0 + \tau) &= - i e^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi^0)} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}| \tau}{2}\right) e^{-i\omega_e \tau}
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Lorsque la durée τ de l'impulsion est telle que $|\Omega_{eff}| \tau = \frac{\pi}{2}$, l'impulsion crée une superposition cohérente équiprobable entre les deux niveaux hyperfins. Lorsque la durée est choisie telle que $|\Omega_{eff}| \tau = \pi$, l'impulsion transfère la fonction d'onde de l'état $|f\rangle$ vers l'état $|e\rangle$ et inversement.

Ce sont ces deux types d'impulsions qui permettent de créer notre interféromètre. Lors de ces impulsions, la fonction d'onde acquiert une phase liée à la différence de phase entre les lasers Raman. La phase acquise dans le cas général est calculée à partir de l'équation 2.23 et est présentée dans le tableau 2.1. Nous notons θ^0 la phase du terme : $\cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) - i \cos\theta \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right)$. Enfin les paquets d'onde n'ayant pas effectué la transition lors de l'impulsion π centrale, n'interfèrent pas en sortie de l'interféromètre.

Transition	Déphasage pour $\Omega_{eff}\tau = \frac{\pi}{2}$	Déphasage pour $\Omega_{eff}\tau = \pi$
$ f\rangle \rightarrow f\rangle$	$-\theta^0 + (-AC + \delta - 2\omega_f)\frac{\tau}{2}$	-
$ e\rangle \rightarrow f\rangle$	$(\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi^0$ $-\frac{\pi}{2} + (-AC + \delta - 2\omega_f)\frac{\tau}{2}$	$(\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi^0$ $-\frac{\pi}{2} + (-AC + \delta - 2\omega_f)\frac{\tau}{2}$
$ f\rangle \rightarrow e\rangle$	$-(\omega_1 - \omega_2)t_0 - \phi^0$ $-\frac{\pi}{2} + (-AC - \delta - 2\omega_e)\frac{\tau}{2}$	$-(\omega_1 - \omega_2)t_0 - \phi^0$ $-\frac{\pi}{2} + (-AC - \delta - 2\omega_e)\frac{\tau}{2}$
$ e\rangle \rightarrow e\rangle$	$\theta^0 + (-AC - \delta - 2\omega_e)\frac{\tau}{2}$	-

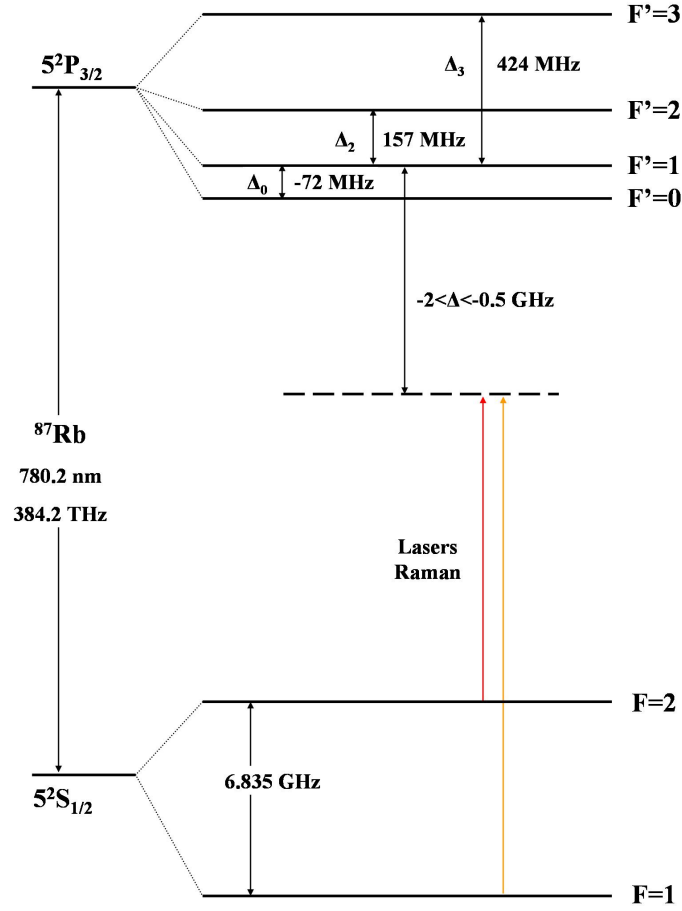
TAB. 2.1 – Déphasage acquis lors d'une impulsion Raman.

2.1.2 Atome de ^{87}Rb et configuration des lasers

L'atome de ^{87}Rb , que nous utilisons dans notre expérience, n'est pas un atome à trois niveaux. La figure 2.2 présente les états quantiques du ^{87}Rb ainsi que les fréquences lasers utilisées pour réaliser la transition Raman : nous utilisons comme niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ les deux sous-niveaux hyperfins de l'état fondamental dans le sous-niveau Zeeman $|m_F = 0\rangle$: $|5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$. Un champ magnétique homogène doit pour cela être appliqué afin de lever la dégénérescence avec les autres sous-niveaux Zeeman. La condition de résonance ne sera alors vérifiée à partir du niveau $|f\rangle$ qu'avec le niveau $|e\rangle$.

De plus, plusieurs états internes servent simultanément de niveau intermédiaire à la transition Raman. Les lasers utilisés sont accordés près de la fréquence de la transition vers le niveau $|5P_{3/2}\rangle$. A cause des règles de sélection pour une transition dipolaire électrique, seuls les deux niveaux hyperfins $|5P_{3/2}, F' = 1\rangle$ et $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ servent de niveau intermédiaire à la transition Raman. De plus, le couplage avec chacun des quatre niveaux $|5P_{3/2}, F' = 0 \rightarrow 3\rangle$ peut à priori entraîner un déplacement lumineux.

Enfin nous introduisons les faisceaux Raman avec une unique fibre optique pour des raisons de stabilité de la différence de phase Raman ϕ^0 . La figure 2.3 présente la configuration adoptée et les polarisations de chacun des faisceaux. Les deux lasers Raman sont injectés sur deux polarisations perpendiculaires puis traversent une lame $\lambda/4$ pour former deux polarisations circulaires σ^+ et σ^- . Ils sont ensuite rétro-réfléchis à travers une seconde lame $\lambda/4$ et reviennent avec une polarisation circulaire opposée. Nous utilisons pour réaliser la transition une des deux paires de faisceaux contra-propageants. Celles-ci sont constituées de deux faisceaux de même polarisation circulaire, de sorte que l'état initial dans $|m_F = 0\rangle$ n'est pas couplé au niveau $|5P_{3/2}, F' = 0\rangle$. Nous définissons donc maintenant le désaccord Δ comme le désaccord avec le niveau $|5P_{3/2}, F' = 1\rangle$ qui est le niveau intermédiaire de plus basse énergie. De plus nous noterons Δ_0, Δ_2 et Δ_3 les écarts entre le niveau $|F' = 1\rangle$ et respectivement les niveaux $|F' = 0\rangle, |F' = 2\rangle$ et $|F' = 3\rangle$.


 FIG. 2.2 – Niveaux de l'atome de ^{87}Rb .

Remarquons que la présence de la seconde paire de faisceaux introduit un couplage vers certains des niveaux que nous avons négligés précédemment. Ainsi les niveaux $|f, \mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$ peuvent être couplés par l'autre paire contra-propageante, et les niveaux $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2, \mathbf{p}\rangle$ peuvent être couplés par les deux paires de faisceaux co-propageants. Ces couplages peuvent entraîner à la fois une chute de contraste de l'interféromètre et un déplacement lumineux à deux photons sur les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Pour limiter ces effets, nous laissons tomber les atomes en chute libre pendant environ 10 ms avant de réaliser la première transition Raman de sorte que la condition de résonance n'est pas vérifiée pour ces transitions à cause de l'effet Doppler. Dans les calculs qui suivent, nous avons négligé ces transitions. Nous réécrivons alors les équations 2.16 définissant la pulsation de Rabi effective et les déplacements lumineux :

$$\begin{aligned}
 \Omega_{eff} &= \sum_k \frac{\Omega_{k,f1}^* \Omega_{k,e2}}{2(\Delta + \Delta_k)} \\
 \Omega_f^{AC} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,f1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)} + \frac{|\Omega_{k,f2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k - G)} \\
 \Omega_e^{AC} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,e1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k + G)} + \frac{|\Omega_{k,e2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)}
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

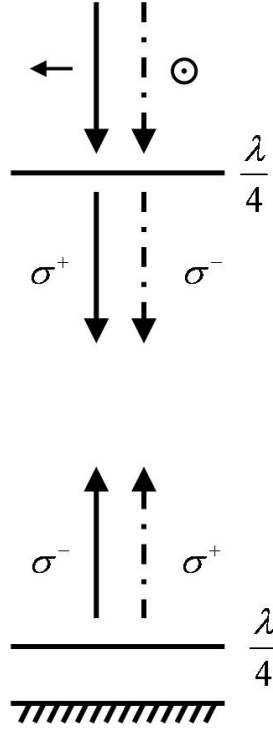


FIG. 2.3 – Polarisation des faisceaux Raman. Quatre faisceaux sont présents simultanément.

Où $\Omega_{k,mn} = -\frac{\langle i, F'=k | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}} \mathbf{n} \mathbf{E}_n^0 | m \rangle}{\hbar}$ est la pulsation de Rabi du laser L_n entre le niveau fondamental $|m\rangle$ et le niveau intermédiaire $|i, F' = k\rangle$. En tenant compte des polarisations des faisceaux, des forces de raie et coefficients de Clebsch-Gordan rappelés dans l'annexe A, nous obtenons :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2} \left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) \quad (2.26)$$

$$\Omega_f^{AC} = \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right) + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta - G)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 - G)} \right) \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \Omega_e^{AC} = & \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta + G)} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2 + G)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3 + G)} \right) \\ & + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta - \Delta_3)} \right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Où Ω_1 et Ω_2 sont les pulsations de Rabi simplifiées données par :

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \frac{2DE_1^0}{\hbar} \\ \Omega_2 &= \frac{2DE_2^0}{\hbar} \end{aligned} \quad (2.29)$$

2.1.3 Déplacement lumineux

Déplacement moyen

Le tableau 2.1 montre comment intervient le déplacement lumineux dans la phase acquise lors d'une impulsion Raman. Le déplacement lumineux moyen AC apporte un déphasage quelle que soit l'interaction envisagée. Ce déphasage est identique pour les deux bras de l'interféromètre lors des impulsions $\frac{\pi}{2}$ car les deux paquets d'onde sont superposés. Par contre, lors de l'impulsion π , les paquets d'onde sont séparés verticalement de 0.5 mm environ. Dans la situation idéale où les faisceaux traversent des optiques parfaites (hublots sans réflexion et lame biréfringente sans défaut et parfaitement réglées), il n'y a pas d'onde stationnaire et l'intensité laser est identique aux deux positions. Tout défaut entraînera l'apparition d'une onde stationnaire de période spatiale de 400 nm. Les deux paquets d'ondes, d'étendue spatiale de 100 nm environ et séparés de 0.5 mm risquent donc d'être soumis à un déplacement lumineux différent, ce qui entraînera alors un déphasage interférométrique.

Déplacement différentiel

Le déplacement lumineux différentiel δ^{AC} intervient quant à lui dans la phase θ^0 lors des impulsions $\frac{\pi}{2}$. Si ce déphasage n'est pas identique lors des deux impulsions, il se traduira par un déphasage interférométrique $(\theta_1^0 - \theta_3^0)$ où θ_k^0 est le déphasage lors de l'impulsion k . A partir des équations 2.27 et 2.28, nous pouvons déterminer un rapport d'intensité $\frac{I_2}{I_1} = \frac{\Omega_2^2}{\Omega_1^2}$ tel que $\Omega_f^{AC} = \Omega_e^{AC}$, ce qui annule le déplacement lumineux différentiel. Ce rapport est donné par :

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\left(\frac{1}{60(\Delta+G)} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2+G)} + \frac{2}{5(\Delta-\Delta_3+G)} \right) - \left(\frac{5}{12\Delta} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2)} \right)}{\left(\frac{5}{12(\Delta-G)} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2-G)} \right) - \left(\frac{1}{60\Delta} + \frac{1}{4(\Delta-\Delta_2)} + \frac{2}{5(\Delta-\Delta_3)} \right)} \quad (2.30)$$

Nous traçons dans la figure 2.4 le rapport d'intensité annulant le déplacement lumineux différentiel en fonction du désaccord Δ .

Dans la suite de nos calculs, nous considérerons toujours que le rapport d'intensité est adapté pour compenser le déplacement lumineux. Nous noterons ce rapport $R(\Delta)$. En pratique, nous disposons de deux sources lasers L_1 et L_2 de puissance comparables. Il nous suffit de diminuer la puissance de L_1 pour obtenir le rapport d'intensité souhaité.

2.2 Interféromètre

L'interféromètre est constitué d'une suite de trois impulsions Raman $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$, séparées chacune par un temps de libre évolution T (figure 2.5). Les trois impulsions sont réalisées avec les mêmes puissances lasers mais avec des durées valant respectivement : $\tau - 2\tau - \tau$.

La première impulsion sépare la fonction d'onde des atomes en une superposition cohérente entre les deux états hyperfins, en transférant la quantité de mouvement de deux photons. Pendant le premier intervalle T de libre évolution, les deux bras de l'interféromètre se séparent. La deuxième impulsion agit sur chacun des deux bras de l'interféromètre en échangeant les niveaux hyperfins des deux paquets d'ondes ainsi que leurs vitesses. Les paquets d'onde qui n'effectuent pas la transition π , nommés défaut π dans la figure 2.5, n'interféreront pas car la séparation entre les paquets d'ondes restera grande devant leur étendue spatiale. Suite à l'impulsion π , les deux paquets d'ondes se rapprochent et se superposent au bout d'un second intervalle de temps T . Enfin la dernière impulsion $\frac{\pi}{2}$ recombine les deux bras de l'interféromètre afin qu'ils interfèrent.

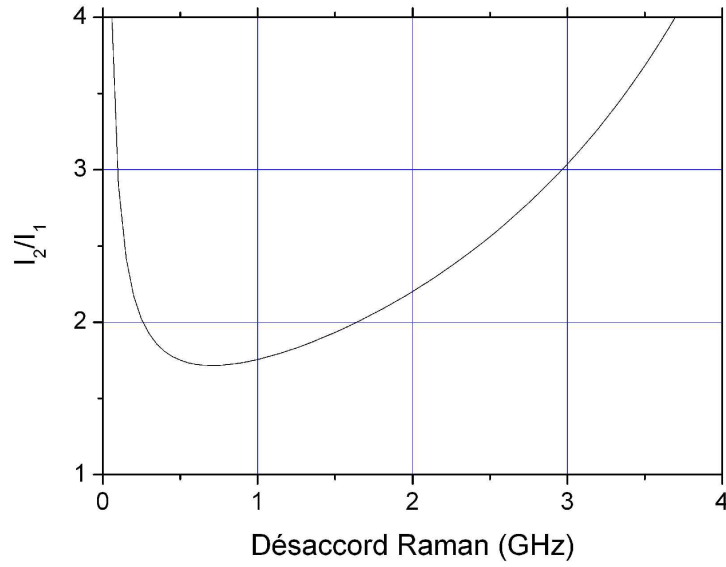


FIG. 2.4 – Valeur du rapport d'intensité annulant le déplacement lumineux différentiel, en fonction du désaccord.

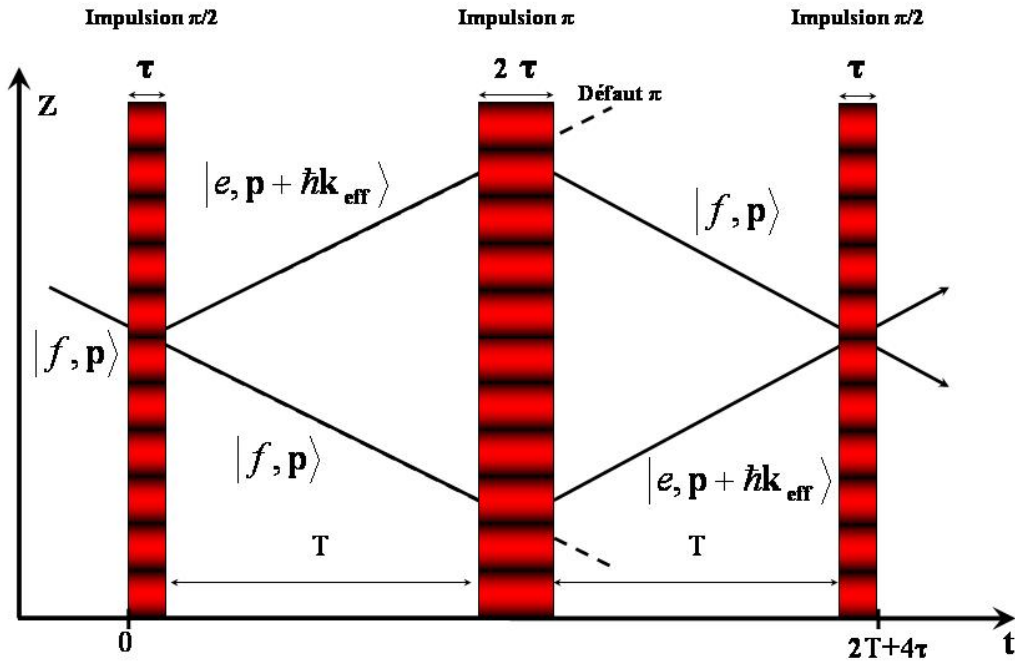


FIG. 2.5 – Schéma de principe de l'interféromètre.

2.2.1 Modélisation de l'interféromètre

Nous allons maintenant utiliser les résultats précédents sur la modélisation des séparatrices atomiques Raman pour modéliser l'interféromètre puis calculer sa sensibilité aux accélérations et aux différentes sources de bruit dans l'expérience (phase des lasers, vibrations, projection quantique).

Matrices de transfert

Pour modéliser l'interféromètre, nous réécrivons les équations 2.23 sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} C_f(t_0 + \tau) \\ C_e(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = M(t_0, \phi, \Omega_{eff}, \tau) \begin{pmatrix} C_f(t_0) \\ C_e(t_0) \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$M(t_0, \phi, \Omega_{eff}, \tau)$ est la matrice de transfert d'une impulsion Raman. Nous nous plaçons ici dans le cas idéal pour lequel le déplacement lumineux différentiel est annulé grâce au rapport d'intensité adapté, le déplacement lumineux moyen AC n'entraîne aucun déphasage interférométrique et la condition de résonance est vérifiée. La matrice de transfert est alors donnée par :

$$M(t_0, \phi, \Omega_{eff}, \tau) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f\tau} & -ie^{i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_f\tau} \\ -ie^{-i((\omega_1-\omega_2)t_0+\phi)} \sin\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e\tau} & \cos\left(\frac{|\Omega_{eff}|\tau}{2}\right) e^{-i\omega_e\tau} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

La matrice de transfert correspondant aux temps d'évolutions libres se déduit de la précédente matrice en faisant tendre Ω_{eff} vers zéro. La matrice se simplifie pour donner :

$$M(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Le système, après la séquence d'impulsions de l'interféromètre, est donné par le produit des cinq matrices de transfert successives correspondant aux différentes impulsions et intervalles de temps T . En négligeant les variations de phase pendant les impulsions, nous définissons les phases Raman au moment des trois impulsions : ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 . Enfin nous choisissons l'origine des temps au milieu de l'impulsion π centrale. La matrice de transfert de l'interféromètre s'écrit alors :

$$M_{\text{interf}} = M(T + \tau, \phi_3, \Omega_{eff}, \tau) M(T) M(-\tau, \phi_2, \Omega_{eff}, 2\tau) M(T) M(-T - 2\tau, \phi_1, \Omega_{eff}, \tau) \quad (2.34)$$

Nous choisissons l'état initial dans $|f\rangle$ qui est alors donné par $C_f(-T - 2\tau) = 1$ et $C_e(-T - 2\tau) = 0$. Nous calculons alors l'état en sortie de l'interféromètre à l'aide de la matrice de transfert et nous en déduisons la probabilité de transition qui vaut :

$$P = |C_e(T + 2\tau)|^2 = \frac{1 - \cos(\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3)}{2} \quad (2.35)$$

Nous définissons la phase interférométrique Φ , différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre, qui vaut ici $\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$. En tenant compte de la phase θ^0 (tableau 2.1) au moment de la première et de la dernière impulsion, données par θ_1^0 et θ_3^0 , la phase interférométrique s'écrit :

$$\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 + \theta_1^0 - \theta_3^0 \quad (2.36)$$

Ce résultat montre que l'interféromètre est sensible aux phases Raman aux instants des trois impulsions et à tout effet modifiant la fréquence de transition entre la première et la troisième impulsion.

2.2.2 Fonction de sensibilité

Calcul

Nous voulons maintenant tenir compte de l'évolution de la phase au cours des impulsions lasers. Nous allons utiliser un formalisme développé pour les horloges atomiques afin de calculer l'influence du bruit de l'oscillateur d'interrogation des atomes [Dick, 1987]. Il s'agit de calculer la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à une variation infinitésimale $\delta\phi$ de la phase des lasers, en fonction de l'instant t de cette variation. Cette réponse impulsionnelle est appelée fonction de sensibilité. Ce formalisme nous permettra aussi de calculer la sensibilité de l'interféromètre à l'accélération de la pesanteur, en tenant compte de la durée finie des impulsions Raman.

Si la différence de phase entre les lasers Raman subit une variation de phase $\delta\phi$ à l'instant t pendant l'interféromètre, cela entraînera une variation δP de la probabilité de transition mesurée P . Nous définissons la fonction de sensibilité, par analogie avec le formalisme développé pour les horloges, comme la limite lorsque $\delta\phi$ tend vers zéro de deux fois le rapport entre le saut de probabilité δP et le saut de phase $\delta\phi$:

$$g_s(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.37)$$

Nous mesurons la probabilité de transition dans le but de déterminer la phase interférométrique Φ . Il est alors naturel de se placer à mi-frange (voir section 2.2.5), c'est à dire à une phase interférométrique moyenne de $\Phi = \frac{\pi}{2}$. Dans ce cas, la phase interférométrique se calcule à partir de la fonction de sensibilité à l'aide de la relation :

$$g_s(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.38)$$

Lorsque le saut de phase $\delta\phi$ a lieu entre deux impulsions, la fonction de sensibilité se calcule facilement. Nous utilisons l'équation 2.35 avec $\phi_1 = \phi + \pi/2$, $\phi_2 = \phi$ et $\phi_3 = \phi + \delta\phi$ si le saut de phase a lieu entre la deuxième et la troisième impulsion et la fonction de sensibilité vaut +1. De même, la fonction de sensibilité vaut -1 lorsque le saut de phase a lieu entre la première et la deuxième impulsion. Lorsque le saut de phase a lieu en dehors de l'interféromètre, nous trouvons avec la même méthode que la fonction de sensibilité est nulle.

Pour calculer la fonction de sensibilité lorsque la variation de phase a lieu pendant une impulsion, nous séparons la matrice de transfert de cette impulsion, dans l'équation 2.34, en un produit de deux matrices. La première matrice décrit l'évolution du système jusqu'à l'instant t avec la phase ϕ et la deuxième décrit l'évolution sur la fin de l'impulsion avec la phase $\phi + \delta\phi$. Par exemple lorsque le saut de phase a lieu pendant la première impulsion, sa matrice de transfert devient :

$$M_{t,\delta\phi}(-T-2\tau, \phi, \Omega_{eff}, \tau) = M(t, \phi + \delta\phi, \Omega_{eff}, -T-\tau-t) M(-T-2\tau, \phi, \Omega_{eff}, t+T+2\tau) \quad (2.39)$$

Nous avons calculé la fonction de sensibilité pendant chacune des trois impulsions en faisant l'hypothèse de calcul $|\Omega_R|\tau = \pi/2$. Nous trouvons une fonction impaire représentée dans la figure 2.6 et donnée pour les temps positifs par :

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R t) & 0 < t < \tau \\ 1 & \tau < t < T + \tau \\ \sin(\Omega_R(t - T)) & T + \tau < t < T + 2\tau \end{cases} \quad (2.40)$$

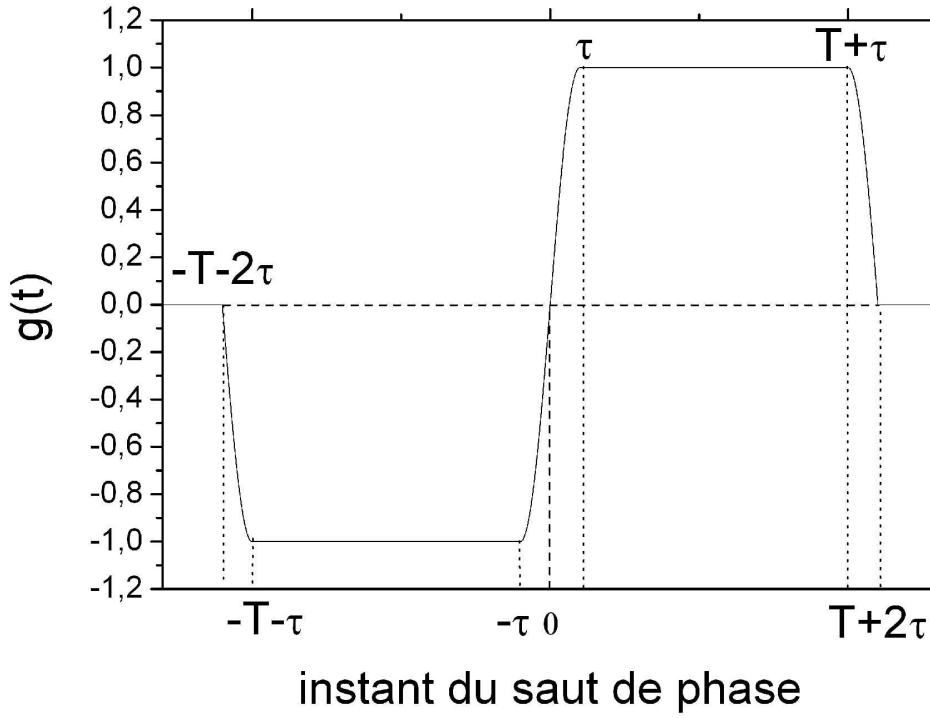


FIG. 2.6 – Fonction de sensibilité $g_s(t)$ en fonction de l'instant du saut de phase.

Calcul du déphasage interférométrique

Le déphasage interférométrique peut alors être calculé pour une évolution quelconque de la phase Raman $\phi(t)$ à l'aide de la fonction de sensibilité. Le déphasage interférométrique est donné par :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) d\phi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt \quad (2.41)$$

En présence de la gravité, les atomes sont accélérés. Pour rester dans le cadre du calcul précédant, nous nous plaçons dans un référentiel en chute libre dans lequel les atomes ont une vitesse moyenne v_0 . Les atomes voient alors une différence de phase instantanée entre les lasers Raman donnée par :

$$\phi(t) = \frac{k_{eff}gt^2}{2} + v_0t + \phi^0(t) \quad (2.42)$$

La phase Raman sur le banc optique $\phi^0(t)$ est asservie et une étude du bruit de phase résiduel est présentée dans la section 4.7. Du fait de la symétrie impaire de la fonction $g_s(t)$, la vitesse initiale v_0 n'entraîne aucun déphasage. Le calcul de la phase interférométrique donne finalement une expression compatible avec celles présentées dans [Peters, 1998] :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) k_{eff}gt dt \quad (2.43)$$

$$\delta\Phi = k_{eff}g(T + 2\tau)(T + \frac{4\tau}{\pi}) \quad (2.44)$$

Pour réaliser ce calcul nous avons fait l'hypothèse que la condition de résonance est vérifiée pour les trois impulsions. Ceci n'est pas le cas pour les valeurs de T que nous utilisons car le désaccord

Doppler change au cours du temps. Nous imposons donc une dérive linéaire α à la fréquence d'un des lasers afin de conserver la condition de résonance. Dans ce cas le facteur d'échelle devient :

$$\delta\Phi = (k_{eff}g - \alpha)(T + 2\tau)(T + \frac{4\tau}{\pi}) \quad (2.45)$$

Nous avons également fait l'hypothèse que la durée des impulsions vérifient la relation $|\Omega_{eff}|\tau = \frac{\pi}{2}$. Dans le cas contraire, les impulsions utilisées ne réalisent plus une séparation équiprobable ou un transfert intégral des fonctions d'onde. Il en résulte une perte de contraste et l'équation 2.38 n'est plus valable. En utilisant les notations de contraste définies dans l'équation 2.78, nous obtenons à la place :

$$g_s(t) = \frac{2C_1C_2}{C_1 + C_2} \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.46)$$

Nous avons calculé la fonction de sensibilité sans faire l'hypothèse $|\Omega_{eff}|\tau = \frac{\pi}{2}$ mais en conservant la relation de durée entre les impulsions. La fonction de sensibilité que nous obtenons est toujours impaire, mais est maintenant donnée par :

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R\tau)^3 \sin(\Omega_R t) & 0 < t < \tau \\ \sin(\Omega_R\tau)^4 & \tau < t < T + \tau \\ \sin(\Omega_R\tau)^3 \sin(2\Omega_R\tau + \Omega_R(T - t)) & T + \tau < t < T + 2\tau \end{cases} \quad (2.47)$$

Le calcul de la phase interférométrique nous conduit finalement à l'équation 2.48. Cette équation montre qu'il est possible de mesurer la valeur de l'attraction terrestre g en déterminant la valeur α_0 de la rampe de fréquence qui annule le déphasage interférométrique.

$$\delta\Phi = (k_{eff}g - \alpha)(T + 2\tau)(T + \frac{2}{\Omega_R} \tan(\frac{\Omega_R\tau}{2})) \quad (2.48)$$

La fonction de sensibilité d'un gyromètre atomique construit au laboratoire a été mesurée afin de valider ces résultats théoriques [Cheinet et al., 2005]. Ce gyromètre fonctionne sur les mêmes principes physiques que notre gravimètre. La mesure effectuée sur le gyromètre est en excellent accord avec notre calcul de la fonction de sensibilité de l'équation 2.40, après l'avoir pondéré par le contraste observé sur l'interféromètre. Dans les prochains calculs, nous nous placerons dans la situation où la durée des impulsions est telle que $|\Omega_R|\tau = \frac{\pi}{2}$.

2.2.3 Sensibilité au bruit de phase

Fonction de transfert

Nous pouvons aussi calculer l'effet du bruit de phase des lasers sur le bruit de la mesure interférométrique. Cette fois nous ne connaissons pas à priori l'évolution temporelle de la phase considérée. Par contre, il est possible de mesurer le spectre de bruit de phase dans l'espace de Fourier. Nous allons donc effectuer une analyse pour un bruit de pulsation ω et de phase ψ données. Puis nous en déduirons la fonction de transfert $H(\omega)$ à appliquer à la densité spectrale de bruit pour obtenir l'écart type du bruit interférométrique.

Soit un bruit de phase $\phi(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \psi)$. La dérivée vaut $\frac{d\phi(t)}{dt} = -A_0\omega_0 \sin(\omega_0 t + \psi)$, et la phase interférométrique vaut :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} -g_s(t) A_0 \omega_0 \sin(\omega_0 t + \psi) dt \quad (2.49)$$

Afin de calculer cette phase, nous considérons la transformée de Fourier de $g_s(t)$:

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g_s(t) dt \quad (2.50)$$

Nous remplaçons $e^{-i\omega t}$ par $\cos(\omega t) - i \sin(\omega t)$. La fonction $g_s(t)$ étant impaire, l'intégrale en $\cos(\omega t)$ est nulle. La transformée de Fourier de $g_s(t)$ s'écrit donc aussi :

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} -i \sin(\omega t) g_s(t) dt \quad (2.51)$$

Pour calculer la phase interférométrique, nous décomposons de même $\sin(\omega_0 t + \psi)$ en $\sin(\omega_0 t) \cos(\psi) + \cos(\omega_0 t) \sin(\psi)$. L'intégrale du terme en $\cos(\omega_0 t) \sin(\psi)$ sera nulle. Nous pouvons donc écrire :

$$\delta\Phi = A_0 \omega_0 \int_{-\infty}^{+\infty} -g_s(t) \sin(\omega_0 t) \cos(\psi) dt \quad (2.52)$$

Nous obtenons finalement :

$$\delta\Phi = -i A_0 \omega_0 G(\omega_0) \cos(\psi) = -A_0 \omega_0 \cos(\psi) |G(\omega_0)| \quad (2.53)$$

Lors de mesures successives, avec une phase ψ aléatoire, l'écart type des fluctuations de la phase interférométrique est donné par $\sigma_\Phi = A_0 \omega_0 |G(\omega_0)| / \sqrt{2}$. En présence d'une densité spectrale de puissance de bruit de phase $S_\phi(\omega)$, l'écart type des fluctuations de la phase interférométrique est donné par [Papoulis, 1991] :

$$\sigma_\Phi^2 = \int_0^{+\infty} |\omega G(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.54)$$

Nous définissons ainsi la fonction de transfert de l'interféromètre par $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$. La transformée de Fourier de la fonction de sensibilité $g_s(t)$, que nous avons obtenue dans l'équation 2.40, vaut :

$$G(\omega) = \frac{4i\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left(\cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right) \quad (2.55)$$

La fonction de transfert de l'interféromètre vaut donc :

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left(\cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right) \quad (2.56)$$

La fonction de transfert présente plusieurs caractéristiques notables que nous présentons dans les deux figures 2.7 et 2.8 :

- La fonction de transfert s'annule périodiquement aux fréquences multiples de $\frac{1}{T+2\tau}$. Ceci correspond aux fréquences telles qu'un nombre entier d'oscillations ait lieu entre chaque impulsion Raman, et se manifeste par le terme $\sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right)$ en facteur.

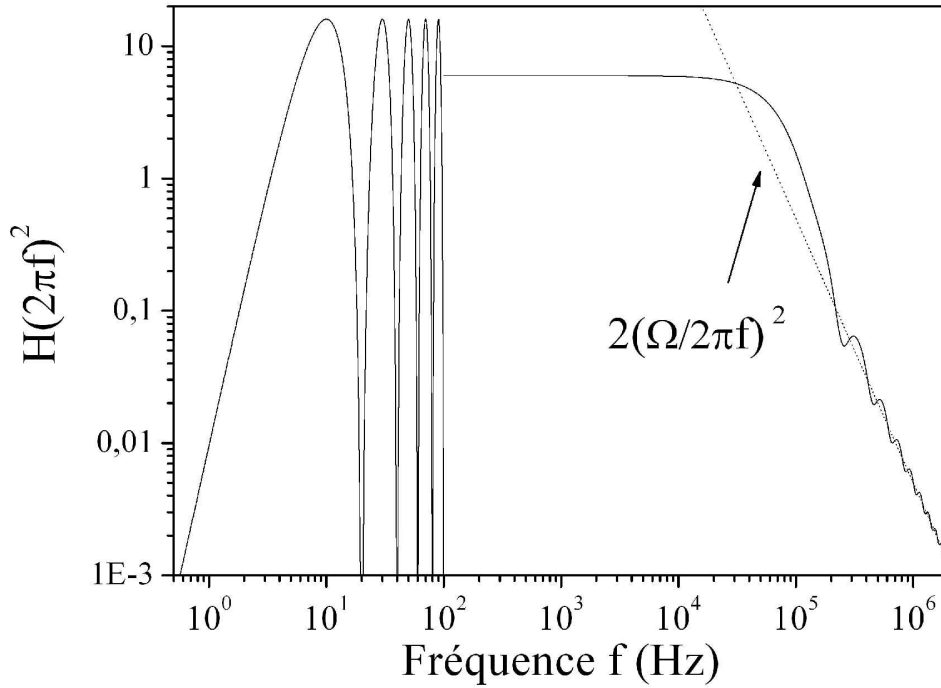


FIG. 2.7 – Fonction de transfert $H(2\pi f)$ pour une pulsation de Rabi effective de $2\pi \times 50$ kHz et un temps $T = 50$ ms. La valeur moyenne de la fonction de transfert est représentée pour les fréquences au delà de 100 Hz.

- Lorsque la fréquence des fluctuations est élevée, nous pouvons remplacer le carré de la fonction de transfert par sa valeur moyenne donnée par :

$$\overline{H(\omega)^2} = \frac{4\Omega_R^4}{(\Omega_R^2 - \omega^2)^2} \left(\frac{3}{2} + \frac{3\omega^2}{4\Omega_R^2} - \left(\sin \frac{\pi\omega}{2\Omega_R} + \frac{\omega}{2\Omega_R} \right)^2 \right) \quad (2.57)$$

- Lorsque la fréquence considérée est grande devant la fréquence de Rabi, les fluctuations de phase se moyennent sur la durée des impulsions. La fonction de transfert présente donc un filtrage passe-bas du premier ordre et tend vers $\frac{\sqrt{2}\Omega_R}{\omega}$ lorsque ω tend vers l'infini. Cet effet se traduit par le premier facteur de $H(\omega)$: $\frac{4\omega\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2}$. La fréquence de coupure à 3 dB vaut environ $\frac{\Omega_R}{\pi}$.
- Enfin le dernier facteur, $\cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right)$ entraîne une seconde série de zéros de la fonction de sensibilité dont la position dépend de Ω_R . Cette dernière caractéristique ne se déduit pas intuitivement et ce résultat a été vérifié grâce à la mesure de la fonction de transfert du gyromètre atomique [Cheinet et al., 2005]. L'ensemble des caractéristiques présentées ont été vérifiées et les mesures sont en excellent accord avec nos calculs.

Il est maintenant possible de calculer l'effet de toute perturbation agissant sur la phase des lasers ou sur la fréquence de transition, à l'aide de ce formalisme. Nous avons calculé le facteur d'échelle de l'interféromètre, il est aussi possible de calculer l'effet systématique dû à la présence d'un champ magnétique non homogène sur la hauteur de l'interféromètre, ou la sensibilité de l'interféromètre à différentes sources de bruit. Nous allons maintenant développer le calcul dans le cas du bruit de phase Raman et du bruit de vibration du dispositif expérimental.

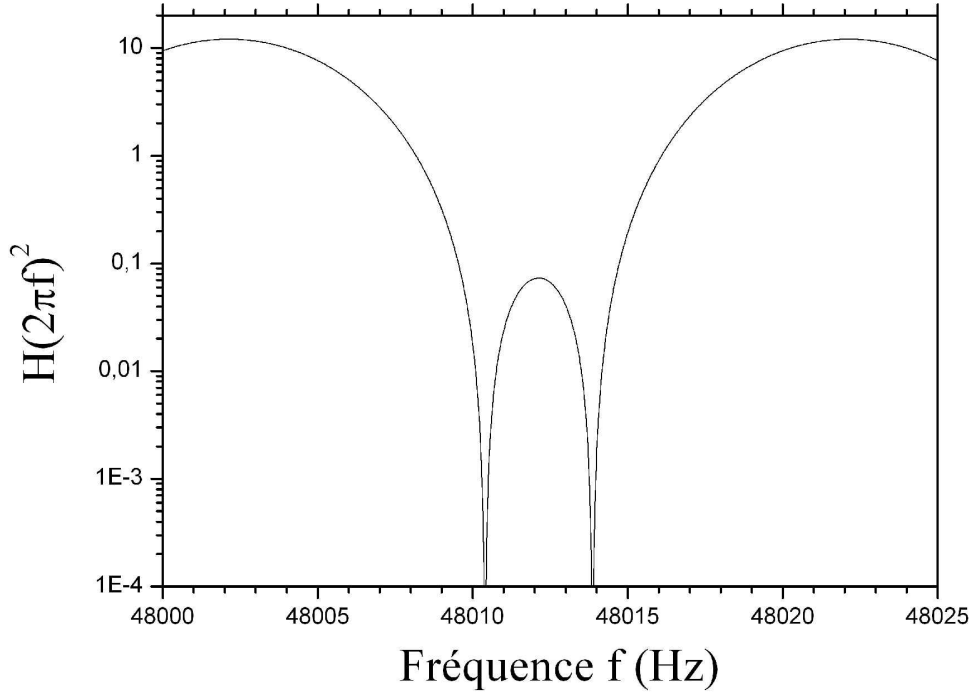


FIG. 2.8 – Fonction de transfert $H(2\pi f)$ autour de la pulsation de Rabi. Nous voyons les deux zéros de la fonction de sensibilité, l'un placé à une fréquence multiple de $\frac{1}{T+2\tau}$, l'autre dû au dernier facteur de la fonction de sensibilité.

Sensibilité aux fluctuations de phase Raman

Nous voulons caractériser la sensibilité que nous pouvons obtenir avec le gravimètre pour une densité spectrale de bruit de phase Raman donnée. L'écart type des mesures n'est pas un outil adapté pour déterminer la sensibilité du gravimètre. Nous caractérisons alors la sensibilité de l'interféromètre par la variance d'Allan des fluctuations de phase interférométrique [Allan, 1966]. L'annexe B présente une courte introduction cette variance. La mesure est répétée avec une période de cycle T_c et nous considérons donc un temps d'intégration τ_m multiple du temps de cycle T_c : $\tau_m = mT_c$. La variance d'Allan est définie en fonction du temps d'intégration par :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau_m) = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\overline{\delta\Phi}_{k+1} - \overline{\delta\Phi}_k)^2 \right\}. \quad (2.58)$$

Où $\overline{\delta\Phi}_k$ est la moyenne des déphasages mesurés pendant l'intervalle de temps $[t_k, t_{k+1}] = [-T_c/2 + kmT_c, -T_c/2 + (k+1)mT_c]$. Nous calculons la valeur moyenne $\overline{\delta\Phi}_k$ à l'aide de la fonction de sensibilité :

$$\begin{aligned} \overline{\delta\Phi}_k &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \int_{t_k + (i-1)T_c}^{t_k + iT_c} g_s(t - t_k - (i-1)T_c - T_c/2) \frac{d\phi}{dt} dt \\ &= \frac{1}{m} \int_{t_k}^{t_{k+1}} g_k(t) \frac{d\phi}{dt} dt \end{aligned} \quad (2.59)$$

Nous définissons ici la fonction de sensibilité à m cycles de mesure et d'indice k :

$$g_k(t) = \sum_{i=1}^m g_s(t - kmT_c - (i-1)T_c) \quad (2.60)$$

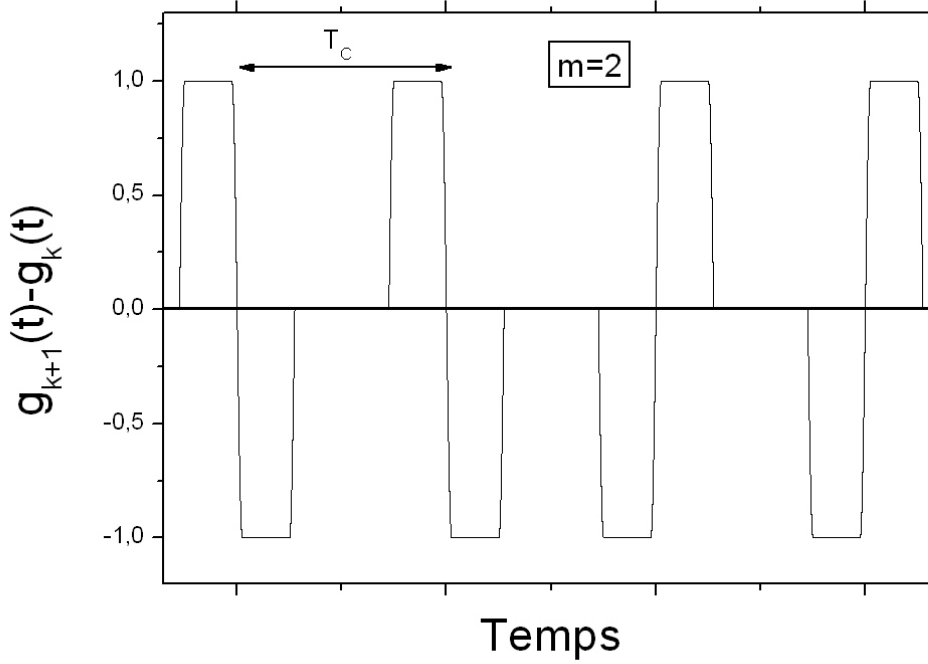


FIG. 2.9 – Fonction de sensibilité associée à la variance d'Allan sur deux mesures.

Les différences successives $\overline{\delta\Phi}_{k+1} - \overline{\delta\Phi}_k$ sont alors données par :

$$\overline{\delta\Phi}_{k+1} - \overline{\delta\Phi}_k = \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} (g_{k+1}(t) - g_k(t)) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.61)$$

La figure 2.9 présente la fonction de sensibilité correspondant à la différence $\overline{\delta\Phi}_{k+1} - \overline{\delta\Phi}_k$. Nous pouvons ainsi calculer la variance d'Allan pour une phase $\phi(t)$ aléatoire, caractérisée par une densité spectrale de bruit de phase $S_\phi(\omega)$. Il faut faire l'hypothèse que les mesures sur les différents temps d'intégration de durée τ_m sont décorrélées. Ceci est vrai pour un temps d'intégration suffisamment long. La variance d'Allan peut alors être calculée et vaut :

$$\sigma_\Phi^2(\tau_m) = \frac{1}{2} \frac{1}{m^2} \int_0^{+\infty} |\omega G_m(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.62)$$

Où $G_m(\omega)$ est la transformée de Fourier de $g_{k+1}(t) - g_k(t)$. $G_m(\omega)$ se calcule facilement à partir de $G(\omega)$ et nous trouvons la relation :

$$|G_m(\omega)|^2 = 4 \frac{\sin^4(\omega m T_c / 2)}{\sin^2(\omega T_c / 2)} |G(\omega)|^2 \quad (2.63)$$

La fonction $|G_m(\omega)|^2$ tend vers un peigne de Dirac pour des temps de moyennage croissants. Ce peigne est donné par :

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} |G_m(\omega)|^2 = \frac{2m}{T_c} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - j2\pi f_c) |G(\omega)|^2 \quad (2.64)$$

Où f_c désigne la fréquence de cycle et vaut $f_c = \frac{1}{T_c}$. Nous remplaçons cette expression dans l'équation 2.62. La variance d'Allan se simplifie alors pour donner finalement :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau_m) = \frac{1}{\tau_m} \sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_{\phi}(2\pi n f_c) \quad (2.65)$$

L'équation 2.65 montre que la sensibilité de l'interféromètre est limitée par un effet de repliement de spectre : le bruit aux fréquences multiples de f_c apparaît comme du bruit à basse fréquence. Nous utiliserons par la suite cette relation pour évaluer l'influence du bruit de phase des lasers. Dans le cas particulier d'un bruit blanc défini par $S_{\phi}(\omega) = S_{\phi}^0$, nous obtenons :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau_m) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{S_{\phi}^0 T_c}{\tau_m \tau} \quad (2.66)$$

Le bruit de phase interférométrique, induit par le bruit de phase Raman, est d'autant plus grand que les impulsions sont courtes. Compte tenu de la puissance laser disponible, nous utilisons une durée d'impulsion $\frac{\pi}{2}$ minimum de $\tau = 5 \mu s$. Nous calculons alors le niveau de bruit blanc à atteindre pour assurer un niveau de bruit de phase interférométrique inférieur à 1 mrad rms par mesure. Nous trouvons ainsi que la densité spectrale de bruit blanc de phase Raman doit être inférieure ou égale à $-117 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. A basse fréquence, le bruit de phase est limité par du bruit en $1/f^3$. Le niveau de bruit à 1 Hz doit alors être inférieur à $-53 \text{ dB} \cdot \text{rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. Nous montrons dans le chapitre 4 les solutions techniques que nous avons retenues pour obtenir un tel niveau de bruit de phase.

2.2.4 Sensibilité aux accélérations et vibrations

Nous pouvons utiliser le même formalisme pour décrire la sensibilité aux vibrations du dispositif expérimental. Les deux faisceaux lasers Raman sont superposés et amenés sur les atomes par une même fibre optique. Ils sont ensuite rétro-réfléchis afin de pouvoir réaliser des transitions contra-propageantes. Le déplacement d'une optique en amont de l'interféromètre entraîne un déphasage qui, au premier ordre, est identique sur les deux lasers Raman. L'interféromètre n'est alors sensible aux mouvements des optiques que sur le chemin de rétro-réflexion. Lorsque le miroir de rétro-réflexion se déplace de δz , la phase du laser rétro-réfléchi est modifiée de $\delta\phi = 2\mathbf{k}_i \delta z \simeq \mathbf{k}_{eff} \delta z$. Nous définissons la fonction de sensibilité aux accélérations $g_a(t)$ à une variation infinitésimale de l'accélération δ_a , par analogie avec la fonction $g_s(t)$:

$$g_a(t) = 2 \lim_{\delta_a \rightarrow 0} \frac{\delta P_a(\delta_a, t)}{\delta_a} \quad (2.67)$$

$g_a(t)$ se calcule alors par rapport à la fonction de sensibilité à la phase $g_s(t)$ par la relation :

$$g_s(t) = \frac{1}{k_{eff}} \frac{d^2 g_a(t)}{dt^2} \quad (2.68)$$

Nous en déduisons la fonction de transfert $H_a(\omega)$ associée à $g_a(t)$ qui vaut alors :

$$|H_a(\omega)|^2 = \frac{k_{eff}^2}{\omega^4} |H(\omega)|^2 \quad (2.69)$$

Nous définissons la densité spectrale de puissance de bruit d'accélération $S_a(\omega)$. Nous pouvons recalculer la variance d'Allan à partir de l'équation 2.65 dans le cas du bruit d'accélération :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau_m) = \frac{k_{eff}^2}{\tau_m} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|H(2\pi n f_c)|^2}{(2\pi n f_c)^4} S_a(2\pi n f_c) \quad (2.70)$$

La fonction de transfert pour les accélérations est présentée dans la figure 2.10. Elle présente un filtrage passe-bas du deuxième ordre, de fréquence de coupure $f_0 = \frac{1}{2T}$. Cette fréquence de coupure vaut 10 Hz pour le fonctionnement nominal du gravimètre avec $T = 50$ ms. Le gravimètre est donc peu sensible aux vibrations à hautes fréquences et aux bruits acoustiques.

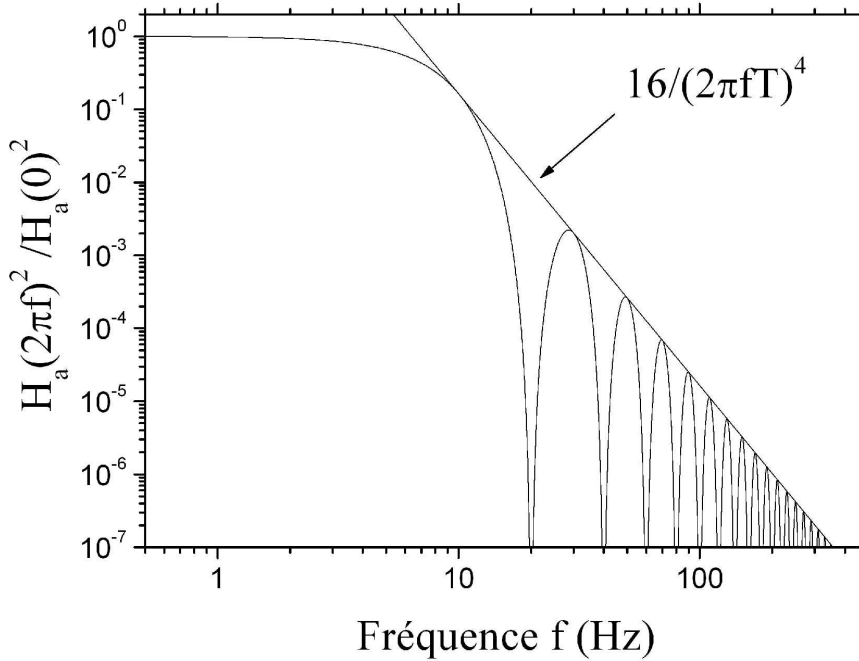


FIG. 2.10 – Fonction de transfert pour les accélérations $H_a(\omega)$ pour une durée d'interaction de $2T = 100$ ms.

En présence d'un bruit blanc d'accélération S_a^0 , la sensibilité de l'interféromètre est donnée par :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{k_{eff}^2 T^4}{2} \left(\frac{2T_c}{3T} - 1 \right) \frac{S_a^0}{\tau} \quad (2.71)$$

Pour rester en dessous de 1 mrad de bruit de phase interférométrique par mesure, il faut un niveau de bruit blanc d'accélération en dessous de $3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Or le niveau de vibration au sol dans notre laboratoire est typiquement de $2 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ à la fréquence de 1 Hz et augmente jusqu'à environ $5 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ à la fréquence de 10 Hz. Il est donc nécessaire de réduire la contribution des vibrations jusqu'à trois ordres de grandeurs. Obtenir un tel niveau de vibration est un réel défi et nous verrons dans le chapitre 5 les solutions techniques que nous avons testées dans cet objectif.

Chemin optique en amont

Nous avons négligé la sensibilité aux variations de chemin optique en amont de l'interféromètre. En effet celle-ci est beaucoup plus faible que la sensibilité aux mouvements du miroir de réflexion. Le rapport entre les deux sensibilités est donné par le rapport entre les vecteurs d'ondes effectifs : $\frac{|k_1|+|k_2|}{|k_1|-|k_2|} \sim 10^5$. Il nous suffit donc de nous assurer que le niveau de vibration de ces optiques est inférieur à $3 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Enfin, des vibrations ou des fluctuations de température peuvent modifier le chemin optique dans la fibre monomode utilisée pour guider le faisceau vers l'enceinte à vide. Nous utilisons une fibre biréfringente à maintien de polarisation et nous notons δn la différence d'indice entre les deux axes propres. Il nous faut alors nous assurer que les fluctuations de longueur de la fibre sont inférieures à $\frac{3 \times 10^{-8}}{\delta n} \text{ m.Hz}^{-1/2}$.

2.2.5 Sensibilité au bruit de projection quantique

En sortie de l'interféromètre, les atomes sont dans une superposition cohérente quasi-équiprobable entre les deux niveaux hyperfins. Nous effectuons alors une mesure du nombre d'atomes N_1 et N_2 dans chacun des deux niveaux. La fonction d'onde de chaque atome est alors projetée sur l'un ou l'autre des deux niveaux hyperfins avec les probabilités P et $(1 - P)$. Dans le cas d'un contraste égal à 1, la probabilité de transition P se calcule avec l'équation 2.35. La statistique de la projection est déterminée par une loi binomiale où la probabilité $P(n)$ de mesurer n atomes dans le niveau d'arrivée, sur un nombre total d'atomes N_{tot} , est donnée par :

$$P(n) = C_{N_{tot}}^n P^n (1 - P)^{N_{tot}-n} \quad (2.72)$$

Lorsque le nombre d'atomes N_{tot} est grand, cette probabilité tend vers :

$$P(n) = A \exp - \frac{(\frac{n}{N_{tot}} - P)^2 N_{tot}}{2P(1 - P)} \quad (2.73)$$

Où A est une constante de normalisation. Les fluctuations de la probabilité de transition mesurée sont caractérisées par un écart type σ_P donnés par : $\sigma_P = \sqrt{\frac{P(1-P)}{N_{tot}}}$. L'écart type des fluctuations de la phase interférométrique vaut donc :

$$\sigma_\Phi = \sigma_P \times \left| \frac{d\Phi}{dP} \right| = \sqrt{\frac{P(1-P)}{N_{tot}}} \frac{2}{|\sin \Phi|} \quad (2.74)$$

Finalement nous remplaçons P par son expression dans l'équation 2.35 :

$$\sigma_\Phi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 - \cos \Phi^2}{N_{tot}}} \frac{2}{|\sin \Phi|} = \sqrt{\frac{1}{N_{tot}}} \quad (2.75)$$

Pour obtenir un bruit de projection quantique inférieur à 1 mrad, il faut disposer de au moins 10^6 atomes. Ce calcul est valable dans le cas idéal où le contraste de l'interféromètre est égal à 1. Cependant plusieurs défauts de l'interféromètre vont entraîner une réduction du contraste et modifieront ce résultat. Nous étudierons ces défauts dans la section 2.3 de ce chapitre et nous allons maintenant étudier l'effet d'une réduction de contraste sur le bruit de projection quantique.

Modélisation du contraste de l'interféromètre

Les deux sorties de l'interféromètre peuvent à priori présenter des contrastes différents que nous notons C_1 et C_2 . Nous notons aussi $A_{i \rightarrow j}$ l'amplitude de probabilité pour que le paquet d'onde ait été transféré dans le bras i puis emprunte la sortie j de l'interféromètre. Nous notons enfin E_i l'amplitude de probabilité vers le niveau $F = i$ regroupant l'émission spontanée lors des trois impulsions et le défaut de l'impulsion π centrale. Les deux contrastes valent :

$$C_1 = \frac{2|A_{1 \rightarrow 1}A_{2 \rightarrow 1}|}{|A_{1 \rightarrow 1}|^2 + |A_{2 \rightarrow 1}|^2 + |E_1|^2} \quad (2.76)$$

$$C_2 = \frac{2|A_{1 \rightarrow 2}A_{2 \rightarrow 2}|}{|A_{1 \rightarrow 2}|^2 + |A_{2 \rightarrow 2}|^2 + |E_2|^2} \quad (2.77)$$

La probabilité de transition P se calcule maintenant en fonction de la phase interférométrique Φ et des deux contrastes avec l'expression :

$$P = \frac{C_2 - C_1 C_2 \cos \Phi}{C_1 + C_2} \quad (2.78)$$

Le bruit de projection quantique est maximal lorsque l'émission spontanée est répartie de manière équiprobable entre les deux niveaux hyperfins. Nous calculons alors l'écart type des fluctuations de probabilité de transition dans le pire des cas et nous trouvons que celui-ci vaut toujours $\sigma_P = \sqrt{\frac{P(1-P)}{N_{tot}}}$. L'écart type des fluctuations de phase interférométrique est alors donné par l'expression :

$$\sigma_\Phi = \sigma_P \times \left| \frac{d\Phi}{dP} \right| = \sqrt{\frac{P(1-P)}{N_{tot}}} \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2 |\sin \Phi|} \quad (2.79)$$

Il reste à remplacer P par sa nouvelle expression donnée par l'équation 2.78 pour trouver l'influence de la phase interférométrique sur la sensibilité de l'interféromètre. Lorsque les contrastes sont inférieurs à 1, σ_Φ présente un minimum proche de $\Phi = \pi/2$. La figure 2.11 présente l'écart type des fluctuations de phase interférométrique en fonction de la phase moyenne Φ , pour plusieurs valeurs des contrastes C_1 et C_2 .

En pratique, les deux contrastes C_1 et C_2 sont similaires et nous travaillerons à mi-frange, c'est à dire pour une phase interférométrique moyenne $\Phi = \pi/2$. La probabilité de transition vaut dans ce cas $P = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \simeq \frac{1}{2}$. L'écart type des fluctuations de phase interférométrique due au bruit de projection quantique vaut alors :

$$\sigma_\Phi = \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2 N_{tot}}} \quad (2.80)$$

D'après cette formule, lorsque les contrastes sont faibles, il peut-être utile de réduire le nombre d'atomes en sélectionnant ceux qui effectuent les transitions avec le meilleur contraste.

2.3 Imperfections de l'interféromètre et optimisation

Nous allons maintenant calculer l'effet des différentes imperfections de l'interféromètre puis nous concluons sur une optimisation des paramètres expérimentaux.

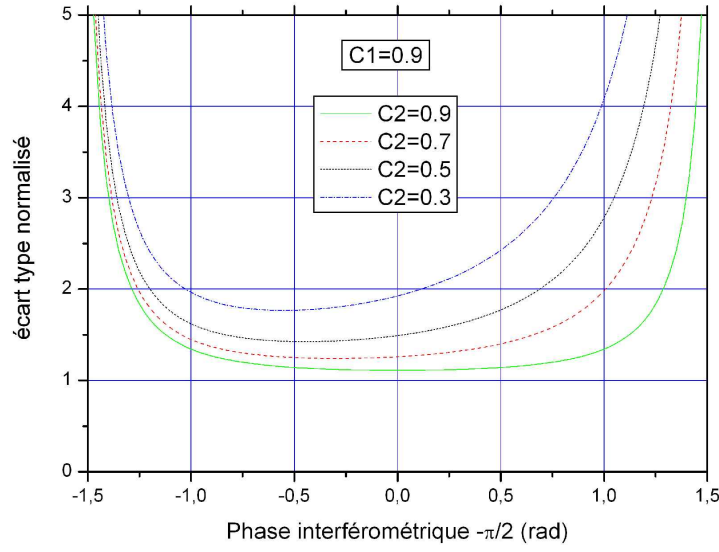


FIG. 2.11 – Influence du bruit de projection quantique sur le plus petit déphasage mesurable.

2.3.1 Emission spontanée

Une des causes de chute du contraste est l'émission spontanée. Lors des impulsions Raman au cours de l'interféromètre, jusqu'à quelques pour-cents des atomes émettront un photon de manière spontanée. Ceci induit une perte de cohérence de la fonction d'onde atomique et donc une chute du contraste. L'émission spontanée peut être introduite en ajoutant un terme de perte pour les coefficients $c_{i,1}$, $c_{i,2}$ et $c_{i,3}$ dans l'équation 2.13. Nous allons ici la déterminer par un calcul perturbatif à partir de la population dans les états intermédiaires.

A partir des équations 2.14, nous déduisons que la population P_i dans le niveau excité en présence du laser L_1 avec un désaccord Δ vaut :

$$P_i = \frac{\Omega_1^2}{4\Delta^2} \quad (2.81)$$

La probabilité d'émission spontanée ES lors d'une impulsion de durée τ est alors donnée par :

$$ES = \frac{\Gamma\tau}{2} \frac{\Omega_1^2}{4\Delta^2} \quad (2.82)$$

Calcul Qualitatif

Nous allons maintenant calculer l'émission spontanée dans le cas du ^{87}Rb . Pour cela, nous allons d'abord effectuer une évaluation qualitative de l'émission spontanée en fonction du désaccord. Nous voulons caractériser l'émission spontanée pour une impulsion d'aire fixe, par exemple $|\Omega_{eff}|_{\tau} = \pi$. Compte tenu du rapport d'intensité imposé nous avons aussi $\Omega_{eff} \propto \frac{\Omega_1^2}{\Delta}$. On en déduit alors :

$$ES \propto \frac{\Gamma}{\Delta} \quad (2.83)$$

Nous avons donc intérêt a priori à utiliser un grand désaccord Δ . Cependant, lorsque Δ approche de $-G$, le désaccord $\Delta_{L1} \approx (\Delta + G)$ tend vers zéro et nous devons prendre en compte une nouvelle contribution à l'émission spontanée. Il est de plus nécessaire de choisir un désaccord compris entre 0 et 6.8 GHz pour compenser le déplacement lumineux différentiel. Il faut alors chercher le minimum de la fonction $f(\Delta)$ donnée par l'équation 2.84 et il existe un désaccord optimum, voisin de 2.7 GHz.

$$f(\Delta) = \frac{1}{\Delta} + \frac{\Delta}{(\Delta + G)^2} \quad (2.84)$$

Calcul perturbatif

Nous allons maintenant finir le calcul en tenant compte de la multiplicité des niveaux intermédiaires. L'émission spontanée est calculée en considérant les différents termes $ES_{j \rightarrow k}$ d'atomes initialement dans le niveau $|F = j\rangle$ et émettant un photon spontané en retombant dans le niveau $|F = k\rangle$, en sommant sur tout les niveaux Zeeman d'arrivée. Nous commencerons par le calcul "statique" lorsque les lasers Raman ne satisfont pas la condition de résonance. Puis nous évaluerons l'émission spontanée dans le cas à résonance.

Tout d'abord, la durée de l'impulsion est fixée pour réaliser une impulsion $\pi : |\Omega_{eff}|\tau = \pi$. Nous utilisons l'expression de $|\Omega_{eff}|$ donnée dans l'équation 2.26. Dans ce cas, l'émission spontanée pendant une impulsion ne dépend pas de la puissance laser utilisée mais uniquement du désaccord Δ .

Il faut également tenir compte de la présence des deux lasers et du fait qu'ils sont rétro-réfléchis. Nous tenons aussi compte de tous les niveaux excités $|F' = 1 \rightarrow 3\rangle$ donnant lieu à de l'émission spontanée. Les probabilités d'émission spontanée sont données par :

$$ES_{1 \rightarrow k} = \frac{\Gamma \pi}{4\sqrt{R} \left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right)} \sum_{i=1}^2 \sum_{m_F=0}^2 \text{FR}_{1,i}^2 \text{CG}_{1,0,i,1}^2 \text{FR}_{F_k,i}^2 \text{CG}_{k,m_F,i,1}^2 \left(\frac{2}{(\Delta - \Delta_i)^2} + \frac{2R}{(\Delta - \Delta_i - G)^2} \right) \quad (2.85)$$

$$ES_{2 \rightarrow k} = \frac{\Gamma \pi}{4\sqrt{R} \left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta - \Delta_2)} \right)} \sum_{i=1}^3 \sum_{m_F=0}^2 \text{FR}_{2,i}^2 \text{CG}_{2,0,i,1}^2 \text{FR}_{F_k,i}^2 \text{CG}_{k,m_F,i,1}^2 \left(\frac{2}{(\Delta - \Delta_i + G)^2} + \frac{2R}{(\Delta - \Delta_i)^2} \right) \quad (2.86)$$

Où $\text{FR}_{F,F'}$ et $\text{CG}_{F,m_F,F',m_{F'}}$ sont respectivement la force de raie et le coefficient de Clebsch-Gordan. Ils sont définis par les équations 2.87 et leurs valeurs sont rappelées dans l'annexe A.

$$\begin{aligned} \text{FR}_{F,F'} &= \langle F || e\mathbf{r} || F' \rangle \\ \text{CG}_{F,m_F,F',m_{F'}} &= \langle F, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle \end{aligned} \quad (2.87)$$

Emission pendant une impulsion π

Lorsque les lasers vérifient la condition de résonance, l'émission spontanée a lieu tandis que les atomes changent d'état initial. Lors d'une impulsion π , un paquet d'onde est transféré intégralement d'un niveau vers l'autre et aura autant occupé chacun des deux niveaux fondamentaux $|F = 1\rangle$ et

$|F = 2\rangle$. Nous pouvons donc calculer la probabilité d'émission spontanée totale $ES_{1,\pi}$ et $ES_{2,\pi}$ vers chacun des deux niveaux fondamentaux et nous obtenons les équations 2.88. La figure 2.12 montre l'émission spontanée ainsi calculée, vers chacun des deux niveaux hyperfins, ainsi que l'émission spontanée totale, lors d'une impulsion π .

$$\begin{aligned} ES_{1,\pi} &= \frac{1}{2} (ES_{1 \rightarrow 1} + ES_{2 \rightarrow 1}) \\ ES_{2,\pi} &= \frac{1}{2} (ES_{1 \rightarrow 2} + ES_{2 \rightarrow 2}) \end{aligned} \quad (2.88)$$

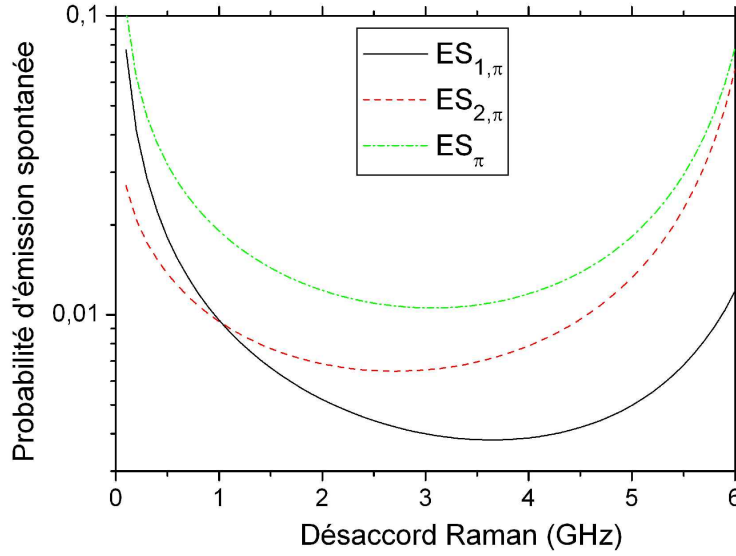


FIG. 2.12 – Emission spontanée lors d'une impulsion π vers chacun des deux niveaux hyperfins et somme des émissions spontanées vers les deux niveaux, en fonction du désaccord.

Emission pendant une impulsion $\frac{\pi}{2}$

Lors d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$, la pondération pour chaque niveau est donnée par :

$$\begin{aligned} \text{niveau initial} \quad & \int_0^{1/2} \frac{1 + \cos \pi x}{2} dx = \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \\ \text{niveau d'arrivée} \quad & \int_0^{1/2} \frac{1 - \cos \pi x}{2} dx = \frac{1}{4} - \frac{1}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.89)$$

Lors de la première impulsion, nous avons donc :

$$ES_{1,\pi/2} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \right) ES_{1 \rightarrow 1} + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \right) ES_{2 \rightarrow 1} \quad (2.90)$$

$$ES_{2,\pi/2} = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \right) ES_{1 \rightarrow 2} + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \right) ES_{2 \rightarrow 2} \quad (2.91)$$

Lors de l'impulsion finale, l'émission spontanée dépendra de la phase de l'interféromètre. Dans le cas à mi-frange, la fonction d'onde est répartie sur les deux niveaux et l'émission spontanée est donnée par la moitié de l'émission spontanée lors d'une impulsion π .

Conclusion sur l'émission spontanée

Nous avons réalisé ce calcul en faisant plusieurs approximations. Nous avons notamment négligé l'effet d'une seconde émission spontanée sur la répartition entre ES_1 et ES_2 . Nous avons aussi négligé l'effet de la transition Raman sur les atomes retombant dans un sous-niveau Zeeman $|m_F = 0\rangle$.

Enfin nous voyons que l'émission spontanée totale, lors d'une impulsion π , varie peu sur une large plage de désaccord allant de 1.5 GHz à 4.5 GHz. En dehors de cette plage de désaccord, l'émission spontanée peut devenir une limite sur le contraste et posera une contrainte sur le choix du désaccord utilisé. Finalement le désaccord choisi dans l'expérience vaut entre 900 MHz et 2 GHz. En effet, opérer à grands désaccords réduit l'émission spontanée, mais demande davantage de puissance laser.

2.3.2 Sélection de vitesse longitudinale

Les transitions Raman contra-propageantes sont dites sélectives en vitesse car la condition de résonance dépend de la vitesse des atomes, à cause du déplacement Doppler. Seule une classe de vitesses satisfait la condition de résonance et est transférée efficacement. Le désaccord δ doit donc entre autres compenser le déplacement Doppler moyen. A partir de l'équation 2.23, on déduit la proportion P d'atomes ayant effectué la transition pour une classe de vitesse spécifique de vitesse longitudinale \vec{v}_L .

$$P = \left(\frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right)^2 \quad (2.92)$$

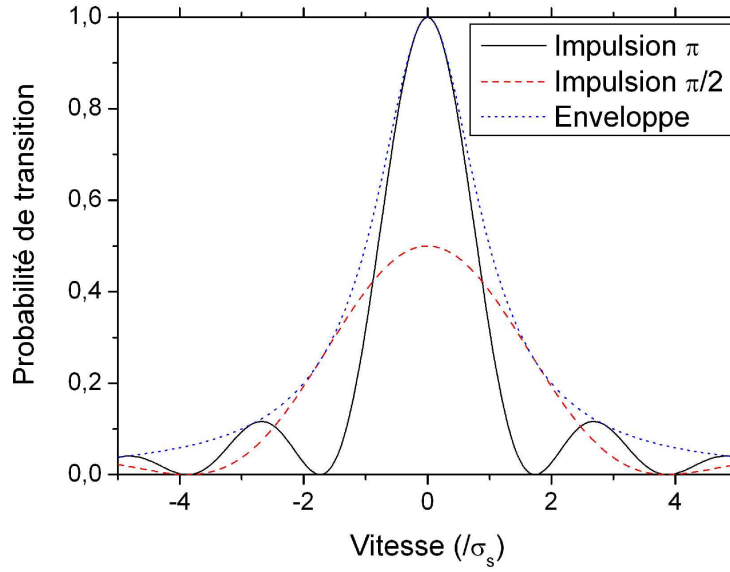
Dans le cas où $|\Omega_{eff}| \tau = \pi$, on obtient :

$$P_\pi(v_L) = \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi \sqrt{1 + \left(\frac{\vec{v}_L \cdot \vec{k}_{eff}}{|\Omega_{eff}|} \right)^2}}{2} \right) \quad (2.93)$$

Nous définissons la largeur en vitesse sélectionnée σ_s pour laquelle $\sigma_s \cdot k_{eff} = |\Omega_{eff}|$. La figure 2.13 présente la sélectivité en vitesse d'une impulsion π et d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$.

La sélection de vitesse longitudinale entraîne une perte de contraste d'autant plus faible que la température est faible. Cependant il existe une limite basse de température accessible avec le refroidissement en mélasse à 3 dimensions, correspondant à un écart type en vitesse de $2 v_{rec}$ environ. Dans nos conditions expérimentales, la largeur sélectionnée, donnée par le rapport $\frac{\Omega_{eff}}{k_{eff}}$, vaut environ $4 v_{rec}$.

Pour réduire les pertes par sélectivité en vitesse, il nous faut soit augmenter la puissance laser disponible sur le banc optique, soit réduire le désaccord Raman Δ , soit diminuer le diamètre des faisceaux. La réduction du désaccord entraîne un compromis avec les pertes par émission spontanée. La diminution du diamètre des faisceaux entraîne quant à elle un compromis avec une autre sélection appelée sélection transverse que nous allons maintenant présenter.


 FIG. 2.13 – Sélection de vitesse longitudinale pour une impulsion π et pour une impulsion $\frac{\pi}{2}$.

2.3.3 Sélection transverse

Dans l'équation précédente 2.92, $|\Omega_{eff}|$ est considéré comme constant dans tout l'espace. En réalité, les faisceaux lasers Raman présentent un profil d'intensité gaussien qui impose une sélection transverse. La pulsation de Rabi effective dépend de la position des atomes dans le plan horizontal et est donnée par :

$$|\Omega_{eff,r}| = |\Omega_{eff}| e^{-2 \frac{x^2+y^2}{\omega_r^2}} \quad (2.94)$$

où ω_r est le diamètre à $1/e^2$ du faisceau gaussien. La distribution transverse des atomes au moment d'une impulsion Raman dépend de la taille initiale du nuage σ_r , de sa température que nous exprimons par l'écart type en vitesse σ_v et du temps d'expansion T_k au moment de l'impulsion. Pour une distribution en vitesse initiale gaussienne, donnée par l'équation 2.95, la distribution en position des atomes dans le nuage atomique est donnée à l'instant T_k par l'équation 2.96.

$$f(v) = \frac{1}{\sigma_v} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v}{\sigma_v}\right)^2} \quad (2.95)$$

$$h(x, y) = \frac{1}{2\pi(\sigma_r^2 + T_k^2 \sigma_v^2)} e^{-\frac{x^2+y^2}{2(\sigma_r^2 + T_k^2 \sigma_v^2)}} \quad (2.96)$$

Pour prendre en compte la sélection transverse dans notre modèle, nous utilisons la nouvelle expression de la pulsation de Rabi effective dans l'équation 2.92. Nous considérons à nouveau le cas $|\Omega_{eff}| \tau = \pi$ et nous intégrons sur les variables v_L , x et y en appliquant les fonctions de distribution comme pondération. La proportion d'atomes ayant effectué la transition est donc donné par :

$$P_\pi = \int \int \int f(v_L) h(x, y) \left(\frac{|\Omega_{eff,r}|}{\Omega_R} \sin \frac{\pi \Omega_R}{2 |\Omega_{eff,r}|} \right)^2 dv_L dx dy \quad (2.97)$$

2.3.4 Préparation

Pour réduire l'influence de la sélection de vitesse longitudinale dans l'interféromètre, il est souhaitable de réaliser une sélection préliminaire d'une classe de vitesse longitudinale étroite. Pour cela, nous induisons une première transition Raman π , de pulsation de Rabi plus faible que celle des impulsions de l'interféromètre puis nous poussons les atomes non transférés. Nous notons σ_{sel} la largeur en vitesse longitudinale pré-sélectionnée. La nouvelle distribution en vitesse longitudinale vaut :

$$N_{sel}(v_L) = \frac{N_{tot}}{\sigma_v} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi \sqrt{1 + \left(\frac{v_L}{\sigma_{sel}}\right)^2}}{2} \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v_L}{\sigma_v}\right)^2} \quad (2.98)$$

Si on pré-sélectionne une classe de vitesse étroite par rapport à la température initiale du nuage atomique, on peut faire l'approximation $e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v_L}{\sigma_v}\right)^2} \sim 1$ dans l'équation précédente. Après le changement de variable $V = \frac{v_L}{\sigma_{sel}}$, la distribution en vitesse et le nombre d'atomes pré-sélectionnés sont donnés par :

$$N_{Sel}(V) = N_{tot} \frac{\sigma_{Sel}}{\sigma_v} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi \sqrt{1 + V^2}}{2} \right) \quad (2.99)$$

$$N_{Sel} = \int_{-\infty}^{+\infty} N_{sel}(V) dV \simeq 0.84 N_{tot} \frac{\sigma_{sel}}{\sigma_v} \quad (2.100)$$

La préparation permet de se débarrasser des atomes les plus chauds, qui ne sont presque pas adressés par les transitions Raman. La diminution du nombre d'atomes s'accompagne alors d'une augmentation des deux contrastes, ce qui peut réduire le bruit de projection quantique (équation 2.80) et la sensibilité à d'autres bruits comme le bruit de détection. Par contre, lorsque la pré-sélection est trop forte, nous perdons des atomes sans contrepartie suffisante sur le contraste. Expérimentalement, nous avons finalement choisi une largeur de vitesse de $\sigma_{sel} = 0.8 v_{rec}$.

Enfin, l'émission spontanée lors de l'impulsion de préparation transfère des atomes dans les niveaux Zeeman $m_F \neq 0$. Pour limiter cet effet, nous augmentons le désaccord Δ pendant l'impulsion de préparation. Seule l'émission spontanée vers le niveau hyperfin pré-sélectionné perturbe la préparation. Il s'agit du terme $ES_{1,\pi}$ que nous pouvons voir dans la figure 2.12.

2.3.5 Optimisation de la sensibilité

Nous avons déterminé numériquement les valeurs optimales du désaccord Raman Δ et du diamètre des faisceaux Raman ω_r , qui minimisent le bruit de projection quantique donné par l'équation 2.80.

Il faut pour cela se donner un certain nombre de paramètres expérimentaux. Pour une puissance laser P_{L_2} de 100 mW, une température du nuage d'atomes froids correspondant à un écart type en vitesse σ_v de $2.5 v_{rec}$, une taille initiale du nuage σ_r de 2 mm et enfin un nombre d'atome avant présélection N_{tot} de 10^7 , nous trouvons un désaccord optimal de $\frac{\Delta}{2\pi} = 0.8$ GHz et un diamètre de faisceau ω_r de 21 mm pour une pré-sélection σ_{sel} de $0.8 v_{rec}$.

Pour ces valeurs des paramètres, nous calculons l'oscillation de Rabi lors d'une impulsion Raman, en fonction de la durée de l'impulsion. Le résultat est présenté dans la figure 2.14 dans laquelle

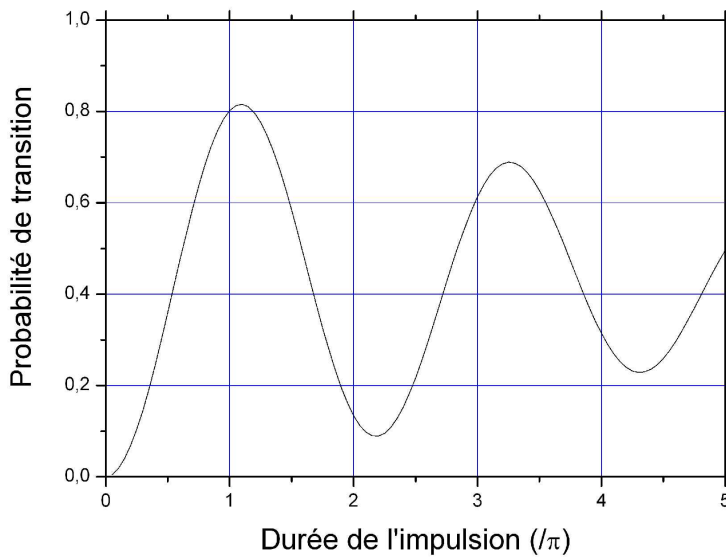


FIG. 2.14 – Oscillation de Rabi calculée pour un désaccord Δ de 0.8 GHz, un diamètre de faisceau à $1/e^2$ de 21 mm et une sélection de $0.8 v_{rec}$.

la durée de l'impulsion est représentée par rapport à une impulsion π au centre des faisceaux Raman. Nous remarquons dans cette figure que le maximum de la probabilité de transition est obtenu pour une durée de l'impulsion supérieure à π au centre du faisceau laser. Nous calculons aussi le contraste de l'interféromètre dans ces conditions et nous trouvons un contraste de 75 %, avec environ 2.10^6 atomes dans l'interféromètre. Le bruit de projection quantique représente alors une fluctuation de phase de 0.7 mrad par mesure.

Le bruit de projection quantique est la limite ultime de sensibilité de l'interféromètre. Son optimisation doit être réalisée pour espérer atteindre la sensibilité souhaitée de $10^{-8} \text{m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$. Cependant, elle n'a de sens qu'une fois limité par le bruit de projection quantique. Dans le cas contraire la sensibilité de l'interféromètre ne dépendra pas, dans une large mesure, des paramètres Δ , ω_r et σ_{sel} . Le niveau de vibration actuel sur l'expérience est encore élevé et représente des fluctuations de phase interférométrique de 50 mrad environ par mesure. Nous avons constaté expérimentalement que la sensibilité de l'interféromètre est actuellement indépendante du nombre d'atomes dans le nuage d'atomes froids tant que celui-ci n'est pas réduit d'un facteur 10.

2.4 Autres formalismes

Pour effectuer ces calculs, nous avons fait plusieurs hypothèses. Notamment nous nous sommes placés dans un référentiel en chute libre uniformément accéléré et nous avons considéré les atomes comme décrits par des ondes planes. Ceci nous permet de calculer l'interaction entre la lumière et les atomes pour des atomes de vitesse déterminée et donc de quantifier l'impulsion.

Cette méthode n'est plus valable en présence d'autres forces d'inerties, par exemple en présence d'un gradient de gravité ou d'une rotation. Plusieurs formalismes ont été développés pour décrire ces situations plus complexes. Un premier calcul du déphasage dans un gravimètre ato-

mique a été présenté dans [Bordé, 1989]. Il a été repris par la suite dans [Kasevich and Chu, 1992] et [Storey and Cohen-Tannoudji, 1994] et est basé sur l'intégrale d'action le long de la trajectoire classique à laquelle sont ajoutés un déphasage d'interaction avec les faisceaux Raman et un déphasage lié à la séparation des paquets d'ondes en sortie de l'interféromètre. Le calcul du déphasage interférométrique en présence d'un gradient de gravité γ a également été calculé par cette méthode dans [Peters, 1998]. En définissant g_0 comme la valeur de l'accélération de pesanteur à la position du nuage lors de la première impulsion, le calcul donne :

$$\begin{aligned}\Phi = & k_{eff} T^2 g_0 \\ & + \gamma k_{eff} T^2 \left(\frac{7}{12} g_0 T^2 - v_0 T \right) \\ & + \gamma^2 k_{eff} T^4 \left(\frac{31}{360} g_0 T^2 - \frac{1}{4} v_0 T - \frac{1}{2} v_{rec} (T + T_{det}) \right) \\ & + \dots\end{aligned}\tag{2.101}$$

Dans ces calculs, le vecteur d'onde effectif de la transition est supposé constant. Des termes correctifs ont été calculés dans [Wolf and Tournenc, 1999], tenant compte notamment de la variation Δk de k_{eff} au cours du temps imposée par la rampe de fréquence α lorsque celle-ci est appliquée sur un seul des deux lasers. Ils trouvent les termes correctifs suivants :

$$\begin{aligned}& \gamma k_{eff} T^2 \left(\frac{7}{12} g_0 T^2 - v_0 T \right) + \frac{\gamma \hbar k^2 T^3}{2m} \\ & - 2T \Delta k (gT - v_0) - \frac{3\hbar k T}{m} \Delta k\end{aligned}\tag{2.102}$$

Le premier terme en Δk a aussi été calculé dans [Peters, 1998] à la page 139, en considérant le délai que met un changement de fréquence induit par la rampe à se propager jusqu'aux atomes. Nous avons également présenté le calcul de cet effet (page 124) à l'aide de la fonction de sensibilité.

Ces formalismes utilisent toujours des ondes planes pour représenter les fonctions d'ondes atomiques. A partir de la température du nuage d'atomes froids, et en utilisant le principe d'incertitude d'Heisenberg, nous pouvons évaluer l'étendue spatiale des fonctions d'onde atomiques à 100 nm environ. Ceci n'est pas négligeable par rapport à la longueur d'onde des lasers et justifie d'utiliser un formalisme décrivant correctement la fonction d'onde des atomes.

Les formalismes développés dans [Lämmerzahl and Bordé, 1995] et [Marzlin and Audretsch, 1996] se sont intéressés à calculer de manière exacte la propagation d'un paquet d'onde atomique à travers un interféromètre. Dans ce but, le formalisme des matrices ABCD utilisé en optique a été adapté par Ch. J. Bordé à la propagation d'un paquet d'onde atomique en présence de plusieurs forces d'inerties. Ce formalisme permet de calculer le déphasage de manière exacte en présence de toutes forces dérivant d'un hamiltonien au plus quadratique en \mathbf{R} et \mathbf{P} . Le calcul dans le cas d'un gravimètre en présence d'un gradient de gravité est présenté dans [Bordé, 2001] et retrouve les expressions données dans [Wolf and Tournenc, 1999].

Parmi les termes correctifs présentés dans l'équation 2.102, certains doivent absolument être pris en compte au niveau d'exactitude que nous visons. Par exemple, pour $T=50$ ms et pour une vitesse initiale nulle, le premier terme de l'équation 2.102 vaut $4.4 \times 10^{-9} g$ et le troisième terme vaut $3.3 \times 10^{-9} g$. Les deux autres termes sont de l'ordre de $5 \times 10^{-11} g$ et peuvent être négligés.

Enfin une extension de ce formalisme a été développée dans [Antoine, 2004] afin de rendre compte de l'évolution des paquets d'ondes pendant l'interaction avec le champ laser. La phase interférométrique est alors modifiée par la durée des impulsions et est donnée au premier ordre par :

$$k_{eff}T(T + 2\tau) \quad (2.103)$$

La technique de mesure employée sur le gravimètre utilise une rampe de fréquence compensant l'effet Doppler gravitationnel. Grâce à cette méthode, l'influence du temps T entre les impulsions et de leurs durées τ est fortement réduite. Nous pouvons alors négliger cet effet systématique.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Avant-propos

Nous allons décrire maintenant les différents éléments du dispositif expérimental. Après avoir monté les deux premières sources lasers et un amplificateur optique, nous avons construit le premier piège atomique, le PMO-2D. Nous l'avons ensuite connecté à une enceinte à vide disponible au laboratoire, pour analyser le flux atomique obtenu avec ce piège. Par la suite, nous avons poursuivi l'expérience dans cette enceinte provisoire afin de tester immédiatement l'ensemble des fonctionnalités du banc optique, jusqu'à l'obtention des franges d'interférences. Cette enceinte à vide n'a cependant pas été conçue pour réaliser un gravimètre atomique et nous verrons dans la suite de ce manuscrit les contraintes et limites que cela impose actuellement.

3.1 Le piège PMO-2D

Notre objectif est de collecter un nuage d'atomes froids, piégés dans un Piège Magnéto-Optique à trois Dimensions (PMO-3D). Il existe plusieurs méthodes permettant le chargement d'un tel piège (chargement à partir d'une vapeur, à partir d'un four à jet ralenti ou à partir d'un autre piège). Nous avons choisi de charger notre PMO-3D à l'aide d'un Piège Magnéto-Optique à deux Dimensions (PMO-2D) [Dieckmann et al., 1998, Schoser et al., 2002].

Cette solution présente plusieurs avantages pour la réalisation d'un gravimètre. Tout d'abord, un PMO-2D génère un faisceau très intense et collimaté d'atomes lents dont le flux est comparable au flux d'un jet ralenti et permet de charger le PMO-3D rapidement. De plus, le PMO-2D peut être connecté au reste de l'enceinte à vide par un trou de très faible diamètre. Le flux résiduel lorsque le PMO-2D est éteint est alors beaucoup plus faible qu'avec les autres méthodes de chargement. Or la pression de vapeur de rubidium, après l'étape de piégeage, a deux effets néfastes : elle entraîne des pertes par collision qui peuvent limiter le nombre d'atomes détectés et elle constitue un milieu d'indice $n \neq 1$ pour les faisceaux Raman. Ceci modifie la phase des lasers et peut se traduire par un bruit et/ou un effet systématique sur la mesure de g .

3.1.1 Dispositif

L'enceinte à vide, présentée dans la figure 3.1, est constituée d'une pièce en titane fermée sur son pourtour par quatre hublots rectangulaires et à une extrémité par un hublot circulaire. A l'autre extrémité se trouve un trou de 1.5 mm de diamètre qui permet au jet d'atomes lents de sortir de l'enceinte du PMO-2D. Le hublot circulaire mesure 25 mm de diamètre et permet d'injecter un faisceau

pousseur dans l'axe du piège. Les quatre hublots mesurent $90 \times 25 \text{ mm}^2$ et ont été collés avec de la colle VACSEAL2. Ces hublots servent à injecter la lumière du piège sur chacun des deux axes.

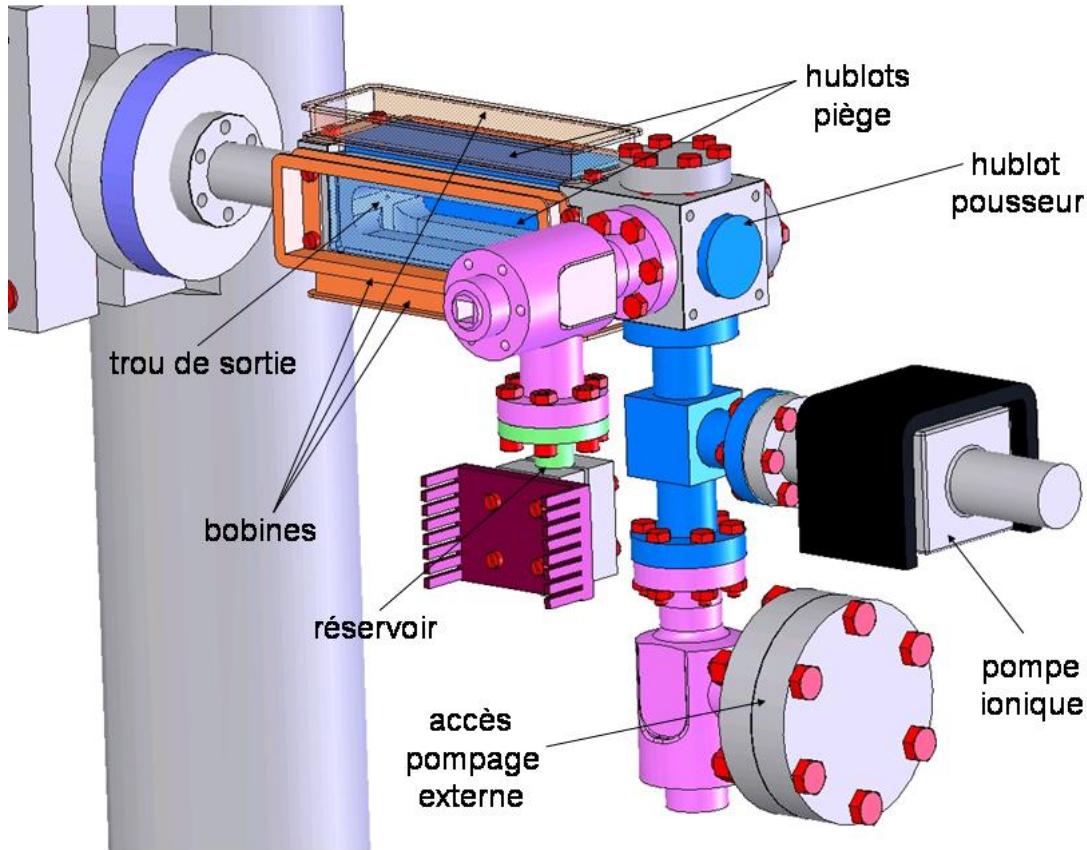


FIG. 3.1 – Enceinte du PMO-2D. Elle se compose d'une enceinte constituant le corps du piège, sur laquelle sont connectés un réservoir de rubidium et des moyens de pompage.

Le pompage est assuré par une pompe ionique Varian de vitesse de pompage de 2 L/s qui est montée sur un T et connectée à l'arrière du piège. Un tube en graphite est disposé à son entrée afin de la protéger des vapeurs de rubidium. La dernière extrémité du T débouche sur une vanne sur laquelle nous pouvons brancher une pompe externe afin d'initier le vide.

La vapeur de rubidium est délivrée par un réservoir, connecté à l'arrière du piège par une vanne permettant d'isoler si nécessaire la source de rubidium. Le réservoir est constitué d'un tube en titane de 0.2 mm d'épaisseur et dont le diamètre intérieur est ajusté à celui d'une ampoule contenant un gramme de rubidium. Une fois le vide établi, l'ampoule est cassée à travers le réservoir à l'aide d'une pince.

Le réservoir est placé dans un four chauffé à l'aide d'un module à effet Peltier et la vanne est chauffée à l'aide d'un cordon chauffant, afin de faire migrer le rubidium vers l'enceinte. Pour une température de 50°C , la pression de vapeur au niveau du piège est alors limitée par la température des parois, donc la température ambiante de la pièce. On obtient ainsi une pression stable de l'ordre de 10^{-7} mbar. Nous avons évalué cette pression par mesure de l'absorption d'un faisceau laser à résonance avec la raie D_2 du rubidium.

Le champ magnétique du piège est généré par deux paires de bobines rectangulaires d'une taille de $15 \times 5 \text{ cm}^2$ et de 100 tours chacune. Elle sont maintenues sur l'enceinte à vide devant chaque

hublot, à l'aide de vis et de cales en teflon afin de les isoler thermiquement. Elles sont connectées en série et créent un gradient de champ magnétique au centre de l'enceinte de 20 G/cm pour un courant $I = 1,5$ A.

3.1.2 Système optique

Pour réduire au maximum la taille utilisée autour de l'enceinte à vide et éviter d'utiliser de grandes optiques, nous avons choisi de réaliser trois zones de refroidissement consécutives plutôt qu'une seule.

La lumière laser est d'abord répartie dans trois fibres optiques par un coupleur de fibre 1×3 commercial Schäfter+Kirchhoff. La lumière est composée d'un faisceau refroidisseur et d'un faisceau repompeur superposés et de même polarisation linéaire. Deux des fibres sont suivies d'un collimateur elliptique de rapport d'ellipticité égal à 2. Le diamètre du faisceau à $1/e^2$ sur le grand axe est de 24 mm.

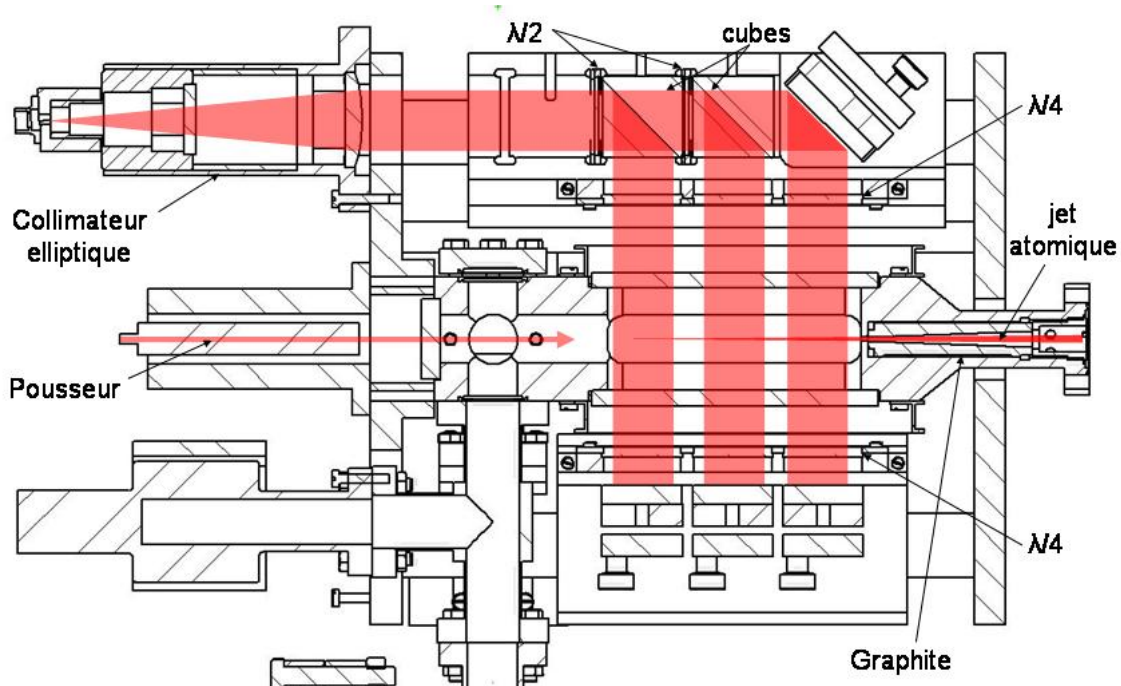


FIG. 3.2 – Coupe du PMO-2D dans le sens de la longueur. Trois pièges successifs sont générés avec les faisceaux pièges et un faisceau poussoir permet de privilégier une seule des deux voies de sortie. Un faisceau atomique collimaté sort par une ouverture circulaire de 1,5 mm. Le faisceau passe alors à travers un cylindre de graphite usiné avec une ouverture conique.

Chacun des deux faisceaux elliptiques est alors utilisé pour le refroidissement et le piégeage suivant un axe (figure 3.2). Les faisceaux sont divisés en trois par une série de lames $\lambda/2$ et de cubes séparateurs de polarisation, de diamètres de 25 mm, réfléchissant les faisceaux vers l'enceinte. Le faisceau traversant le dernier cube est réfléchi vers l'enceinte par un miroir à 45° de 50 mm de diamètre. Chacun des faisceaux passe une lame $\lambda/4$ afin d'être polarisé circulairement, avant de traverser l'enceinte à vide. Après avoir traversé l'enceinte, chaque faisceau passe une seconde lame $\lambda/4$ et est finalement rétro-réfléchi par un miroir à 90° .

La rétro-réflexion permet de recycler la puissance laser. Malheureusement, les hublots s'étant couverts d'un voile partiellement absorbant², l'intensité vue par les atomes est déséquilibrée. La diffé-

²Nous soupçonnons le dégazage de la colle d'être responsable de ce voile, probablement par réaction avec le rubidium.

rence de pression de radiation déplace alors le piège transversalement par rapport à la ligne de champ magnétique nul. Pour compenser cet effet, nous injectons des courants différents dans les bobines. Le courant est augmenté à 1,8 A dans les bobines situées du côté des faisceaux rétro-réfléchis.

Les atomes sont alors refroidis et piégés selon l'axe horizontal et s'échappent du piège aux deux extrémités. Un jet d'atomes lents s'échappe alors par le trou de sortie. Le trou est suivi d'un cylindre de graphite usiné avec une ouverture conique qui permet au faisceau d'atomes froids de le traverser, mais piège la plupart des atomes de rubidium qui proviennent de la vapeur. Enfin la troisième fibre du coupleur crée le faisceau pousseur avec un collimateur réalisé sur mesure par Schäfter+Kirchhoff. Le faisceau, de 2 mm de diamètre, est suivi par un diaphragme réglable afin d'optimiser le diamètre du faisceau. Nous trouvons que l'efficacité du pousseur est optimale pour un diamètre d'environ 1,8 mm : le faisceau commence à pousser les atomes quand ils sont confinés à proximité de l'axe du piège.

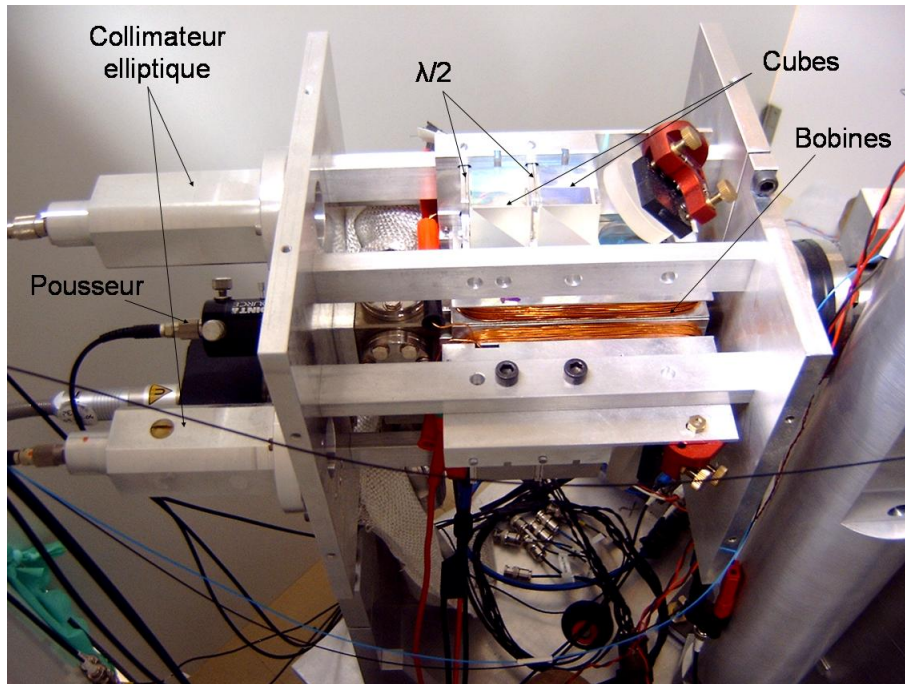


FIG. 3.3 – Photographie du PMO-2D assemblé. On observe sur la gauche les trois collimateurs de fibre optique ainsi que l'alimentation de la pompe ionique. Autour de l'enceinte à vide, on observe les optiques et les bobines formant le piège.

Nous pouvons voir dans la figure 3.3 une photo du PMO-2D assemblé. L'enceinte à vide et le système de division des faisceaux tient dans un cube de 20 cm de côté. Les trois collimateurs et l'alimentation de la pompe ionique occupent 15 cm supplémentaires. Nous avons ainsi obtenu une source atomique relativement compacte dont nous allons maintenant étudier les performances.

3.1.3 Résultats

Répartition de vitesse

Pour mesurer le flux délivré par le PMO-2D, nous l'avons connecté à une enceinte à vide immédiatement disponible au laboratoire. Nous avons réalisé une première mesure du flux par classe de vitesse atomique à l'aide d'un faisceau sonde (laser de détection) orienté avec un angle de 45° par

rapport à l'incidence du faisceau atomique. L'absorption des photons par les atomes dépend alors à la fois du désaccord du laser par rapport à la résonance δ_L et de la vitesse des atomes par effet Doppler ($\delta_D = \vec{k} \cdot \vec{v}$). Compte tenu de l'angle du faisceau sonde, le désaccord total est alors donné par :

$$\delta = \delta_L - \frac{kv}{\sqrt{2}} \quad (3.1)$$

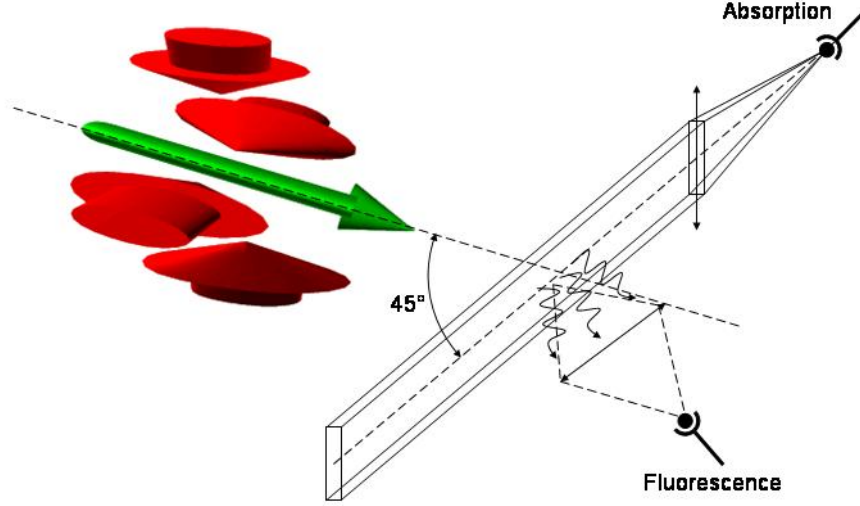


FIG. 3.4 – Assemblage d'analyse du flux du PMO-2D.

Le flux à une certaine classe de vitesse se déduit alors de la mesure de la puissance absorbée ou diffusée par les atomes, en fonction du désaccord. La figure 3.4 présente la configuration utilisée pour la mesure. Le faisceau de détection est collimaté à un diamètre à $1/e^2$ de 40 mm et diaphragmé par une fente verticale d'épaisseur $e = 2$ mm et de longueur $L = 20$ mm. Il intersecte le jet atomique après 28 cm de propagation après la sortie du PMO-2D. La lumière transmise à travers le jet est collectée par une lentille sur une photodiode afin de réaliser une mesure par absorption. La lumière diffusée par fluorescence est collectée par une lentille de 40 mm de diamètre située à 120 mm du jet atomique. L'angle solide de collection de la lumière vaut ainsi $\eta = 0.01$. Nous notons $Ff(v)$ la densité de flux à la vitesse v , avec F le flux total et $f(v)$ la fonction de distribution normalisée.

La sonde, inclinée à 45° , présente une épaisseur équivalente à $\sqrt{2}e$. Nous supposons de plus que le faisceau sonde est homogène sur toute la section du jet atomique. Nous rappelons la notation Γ pour désigner la largeur naturelle de la transition atomique. Nous notons s_0 le paramètre de saturation à résonance $s_0 = \frac{I}{I_s}$ où I est l'intensité du faisceau et I_s est l'intensité de saturation de la transition. Enfin nous notons R le facteur de conversion de la photodiode qui s'exprime en V/W. La puissance $P_a(\delta_L)$ absorbée par les atomes, et le signal de fluorescence $S_{fluor}(\delta_L)$ sont alors donnés par :

$$P_{abs}(\delta_L) = \int_0^\infty h\nu \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{(1 + s_0 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2})} \frac{\sqrt{2}eFf(v)dv}{v} \quad (3.2)$$

$$S_{fluor}(\delta_L) = R\eta P_{abs}(\delta_L) \quad (3.3)$$

En remplaçant le désaccord δ donné par l'équation 3.1, nous trouvons :

$$S_{fluor}(\delta_L) = R\eta h\nu \frac{\Gamma}{2} s_0 \sqrt{2} e F \int_0^\infty \frac{f(v) dv}{v \left(1 + s_0 + \frac{4(\delta_L - \frac{kv}{\sqrt{2}})^2}{\Gamma^2} \right)} \quad (3.4)$$

Il s'agit du produit de convolution entre la fonction de répartition de vitesse pondérée donnée par $\frac{f(v)}{v}$ et la largeur de raie. En intégrant le signal mesuré $S_{fluor}(\delta_L)$ nous obtenons une mesure du flux total sans approximation mais nous perdons l'information sur la distribution en vitesse. Afin d'évaluer la fonction de répartition f , nous faisons l'approximation suivante : nous remplaçons la forme Lorentzienne de la résonance atomique par une fonction Dirac correctement normalisée donnée par l'équation 3.5. Cette approximation conduit correctement au flux total mais induit un lissage de la fonction de répartition.

$$\frac{1}{\left(1 + s_0 + \frac{4(\delta_L - \frac{kv}{\sqrt{2}})^2}{\Gamma^2} \right)} \simeq \frac{\Gamma \pi}{k \sqrt{2} (1 + s_0)} \delta\left(\delta_L - \frac{kv}{\sqrt{2}}\right) \quad (3.5)$$

Nous avons ainsi un lien entre le désaccord laser et la classe de vitesse mesurée, qui s'écrit $\delta_L = \frac{kv}{\sqrt{2}}$, et nous pouvons enfin exprimer $f(v)$ en fonction du signal mesuré :

$$F f(v) = \left(\frac{2}{\Gamma} \right)^2 \frac{\sqrt{1 + s_0}}{s_0} \frac{kv S_{fluor}(\frac{kv}{\sqrt{2}})}{R\eta h\nu e} \quad (3.6)$$

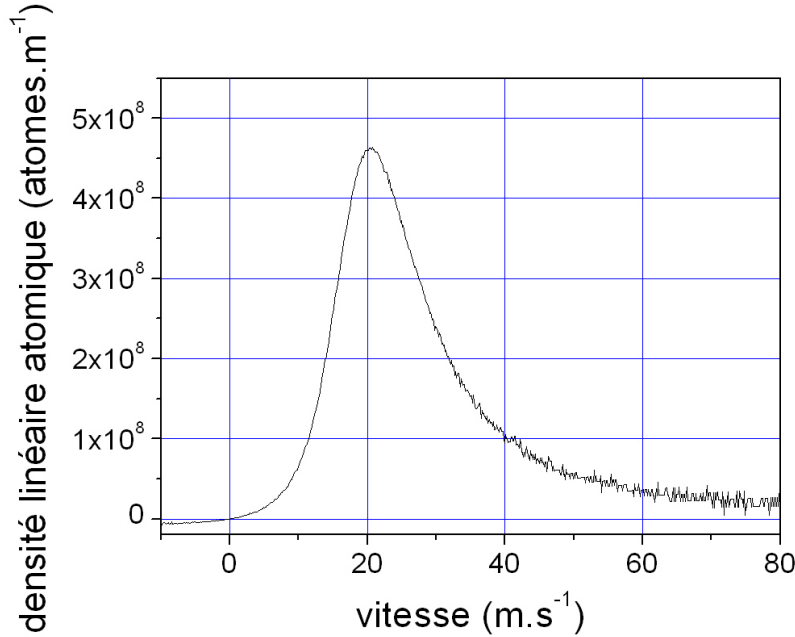


FIG. 3.5 – Mesure du flux du PMO-2D par fluorescence en fonction de la classe de vitesse.

Nous avons donc une mesure du flux du jet atomique et de sa répartition de vitesse. La figure 3.5 montre un résultat typique obtenu avec une puissance totale de 70 mW de refroidisseur sur chaque axe, une pression de ^{87}Rb de $1,2 \times 10^{-7}$ mbar et un paramètre de saturation à résonance de $s_0 = 0,2$. Nous avons mesuré le facteur de conversion R de la photodiode utilisée, qui vaut $R = 1,7 \times 10^7$ V/W. Par intégration nous calculons un flux total de $F = 1,1 \times 10^{10}$ at.s $^{-1}$. Nous observons un maximum

dans la répartition de vitesse pour une vitesse de 20 m.s^{-1} environ. Il y a extrêmement peu d'atomes lents ($< 10 \text{ m.s}^{-1}$), tandis que le nombre d'atomes rapides décroît lentement.

Ces mesures sont compatibles avec celles obtenues précédemment par [Dieckmann et al., 1998], [Schoser et al., 2002]. Cependant l'évaluation du paramètre de saturation à résonance, de l'efficacité de collection et du coefficient de conversion de la photodiode apportent une incertitude importante ($\pm 30\%$) sur cette mesure.

mesure par absorption

Dans la limite de saturation faible et d'absorption faible ($s_0 \ll 1$ et $P_{abs} \ll P_0$), la mesure par absorption présente l'avantage de ne faire intervenir aucun facteur de calibration. En réalisant à nouveau l'approximation 3.5, nous calculons le rapport entre la puissance totale P_0 et la puissance absorbée P_{abs} , qui est donné directement par :

$$\frac{P_{abs}(v)}{P_0} = \frac{S_{max} - S(\frac{kv}{\sqrt{2}})}{S_{max}} \quad (3.7)$$

Où S_{max} est le signal mesuré par la photodiode en l'absence d'absorption et $S(\frac{kv}{\sqrt{2}})$ est le signal en présence d'absorption du faisceau par les atomes dans la classe de vitesse v . Nous notons ce rapport $\delta S_{abs}(\frac{kv}{\sqrt{2}})$. Le flux n'étant pas homogène sur la hauteur, nous ajoutons une fente sélectionnant une hauteur l du faisceau. En déplaçant cette fente, nous obtenons une mesure de la dispersion transverse du jet, dont nous pouvons déduire la température à la sortie du PMO-2D. Le flux total se calcule en sommant les contributions sur toute la largeur. Dans la limite $s_0 \ll 1$, le signal d'absorption se calcule à partir de l'équation 3.2 :

$$S_{max} - S\left(\frac{kv}{\sqrt{2}}\right) = \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \frac{h\nu}{elI_s} \sqrt{2} e \pi F f(v) \frac{\sqrt{2}}{kv} \quad (3.8)$$

$$F f(v) = \left(\frac{2}{\Gamma}\right)^2 \frac{4\pi l I_s \delta S_{abs}(\frac{kv}{\sqrt{2}})}{h\nu} \quad (3.9)$$

Finalement le flux est donné par l'équation 3.9. La figure 3.6 présente le résultat de la mesure par absorption réalisée simultanément avec les mesures par fluorescence déjà présentées. Le flux total mesuré est de $1,2 \cdot 10^{10} \text{ at.s}^{-1}$ ce qui est compatible avec la mesure par fluorescence. De plus la divergence angulaire observée permet de calculer un écart type en vitesse transverse de $\sigma_v = 0,19 \text{ m.s}^{-1}$ environ. Ceci correspond à une température transverse de $390 \mu\text{K}$.

mesure par temps de vol

Dans les mesures précédentes, nous avons fait l'approximation donnée dans l'équation 3.5 qui correspond à négliger la convolution par la largeur de la transition. La correspondance entre vitesse et désaccord Doppler étant de $0,9 \text{ MHz}/(\text{m.s}^{-1})$, la largeur de la transition ($\Gamma \simeq 6 \text{ MHz}$) correspond à une largeur en vitesse de près de 7 m.s^{-1} qui est du même ordre de grandeur que la dispersion de vitesse observée.

Le dispositif a alors été modifié pour réaliser une mesure par temps de vol. La figure 3.7 montre le montage utilisé pour réaliser cette mesure. Un faisceau supplémentaire est prélevé sur le laser de détection pour être injecté dans l'enceinte à vide à l'extrémité du PMO-2D. Ce faisceau, que nous nommons défléchisseur, pousse les atomes et les empêche de passer par le trou de sortie. Nous mesurons ensuite la fluorescence au cours du temps après avoir éteint le faisceau défléchisseur pendant

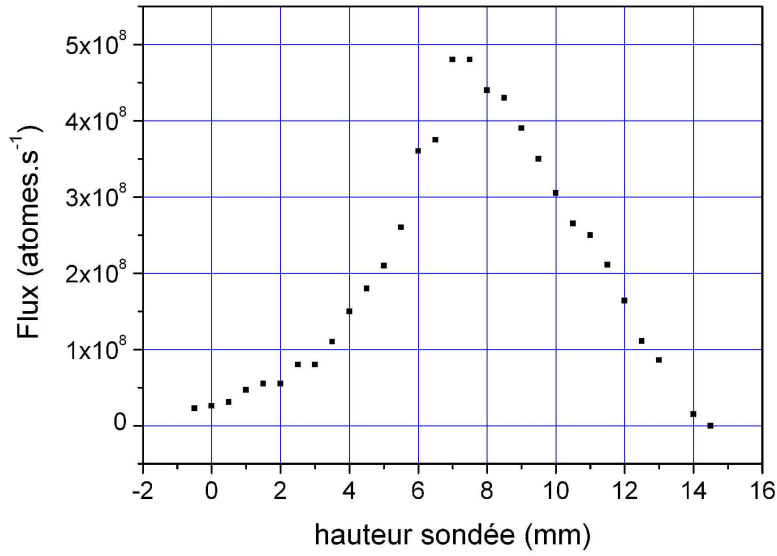


FIG. 3.6 – Mesure du flux du PMO-2D par absorption. Chaque point donne le flux mesuré sur une hauteur de 500 μm .

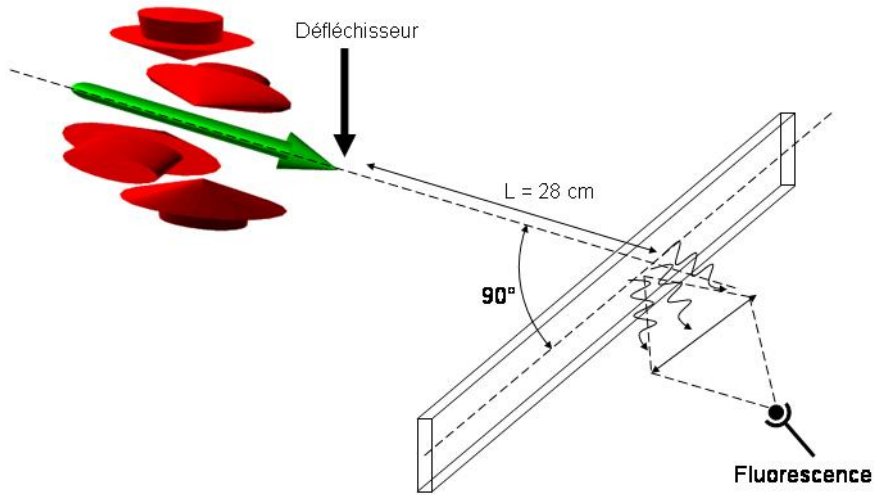


FIG. 3.7 – Dispositif de mesure du flux du PMO-2D par temps de vol.

un bref instant. Les atomes sortant du piège vont parcourir les 28 cm qui sépare la sortie et la sonde en un temps inversement proportionnel à leur vitesse. Nous calculons ainsi leur vitesse en fonction de leur temps de détection. Le faisceau sonde est maintenant appliqué avec un angle de 90° afin de ne plus être sensible à l'effet Doppler.

Cette méthode ne dépend plus de la largeur de la transition mais dépend encore de l'épaisseur de la sonde ainsi que de la durée d'extinction du faisceau déflecteur. La durée de traversée de la sonde correspond à un élargissement de vitesse de $0,2 \text{ m.s}^{-1}$ et est donc totalement négligeable. La durée d'ouverture du MOT-2D amène à un élargissement de vitesse de l'ordre de 2 m.s^{-1} .

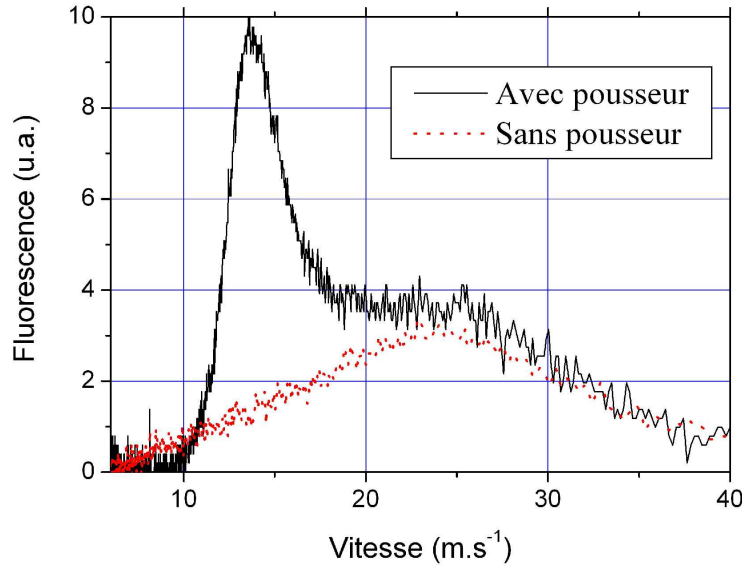


FIG. 3.8 – Mesure du flux du PMO-2D par temps de vol, en l'absence ou en présence du faisceau pousseur dans l'axe du piège.

La figure 3.8 présente une mesure typique du flux du PMO-2D par la méthode de temps de vol. Par rapport à la figure 3.5, nous arrivons maintenant à résoudre la structure de la distribution en vitesse. Les atomes ayant une vitesse négative dans le piège sont accélérés par le faisceau pousseur jusqu'à une vitesse de $+13 \text{ m.s}^{-1}$ environ. Cette vitesse dépend de l'alignement et de la puissance du faisceau pousseur. Pour des vitesses supérieures, le flux décroît et rejoint le flux obtenu en l'absence de faisceau pousseur.

Puissance laser et pression de vapeur

La figure 3.9 présente l'influence de la puissance du laser de refroidissement sur le flux atomique délivré par le PMO-2D. On trouve que le flux sature à environ $10^{10} \text{ atomes.s}^{-1}$ lorsque la puissance totale est supérieure à 140 mW environ. Par la suite, la puissance laser a été répartie entre le PMO-2D et le PMO-3D. Pour une puissance laser de refroidissement de 100 mW environ dans le PMO-2D, le flux vaut encore $6 \times 10^9 \text{ atomes.s}^{-1}$. La durée d'interaction de l'interféromètre vaut $2T = 100 \text{ ms}$. Le temps de chargement constitue un temps mort qui augmente T_c inutilement. Les équations 2.66 et 2.71 montrent que ceci peut détériorer la sensibilité de la mesure. Compte tenu du chargement dans le PMO-3D, nous pouvons charger environ 10^8 atomes en 50 ms, ce qui représente une faible partie du temps de cycle.

Nous avons également étudié la dépendance du flux avec la pression de vapeur de rubidium. Les études réalisées par [Dieckmann et al., 1998, Schoser et al., 2002] indiquent que le flux sature lorsque la pression atteint une valeur critique pour laquelle le libre parcours moyen est égal à la longueur du piège. Dans notre expérience, cette condition devrait être obtenue pour une pression de l'ordre de 10^{-6} mbar . La figure 3.10 montre le résultat de la mesure du flux en fonction de la pression de Rubidium. On voit les mesures effectuées avec la puissance maximale disponible puis avec la puissance finale dans le PMO-2D, après répartition avec l'autre piège. Nous vérifions ainsi que la pression optimale n'est pas encore atteinte à $1.2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$.

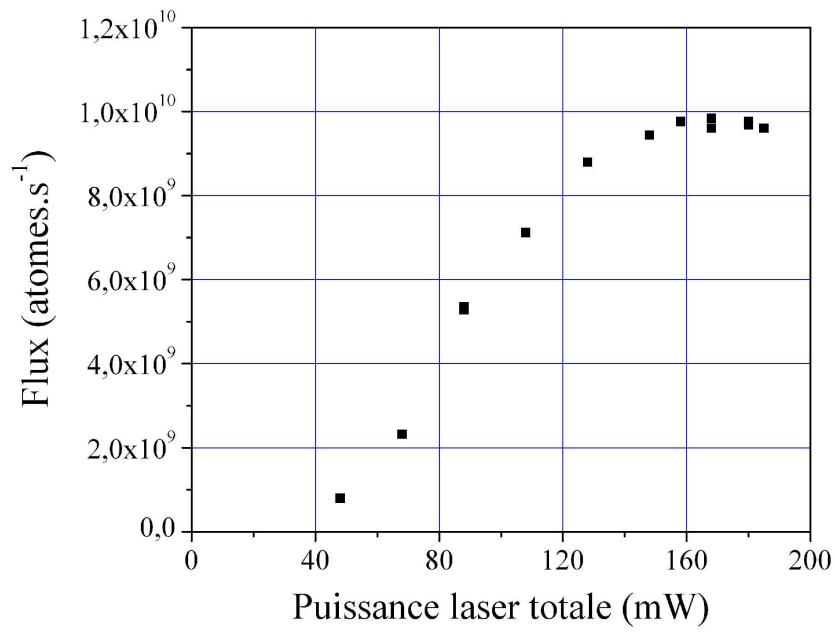


FIG. 3.9 – Flux atomique en fonction de la puissance laser.

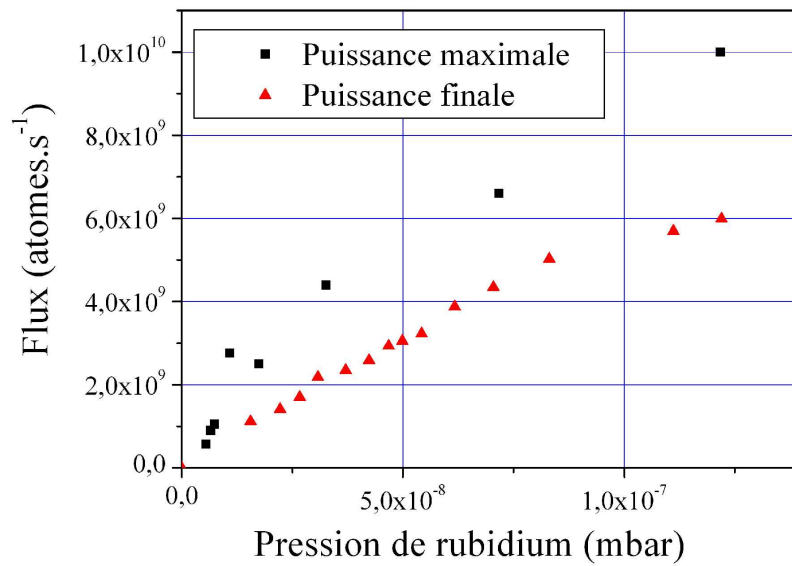


FIG. 3.10 – Flux atomique en fonction de la pression de vapeur de rubidium.

3.2 L'enceinte à vide centrale

3.2.1 Description d'ensemble

Nous avons décidé de poursuivre l'expérience à l'aide de l'enceinte qui a servi pour analyser le flux du PMO-2D. Cette enceinte, que nous appelons enceinte centrale, est constituée du croisement de

trois tubes perpendiculaires, terminés à chaque extrémité par un hublot. Ces tubes constituent les accès optiques de notre PMO-3D. Un tube supplémentaire horizontal est connecté au centre de l'enceinte, avec un angle de 45° avec les tubes horizontaux. Nous connectons le PMO-2D sur ce tube. Nous nommons ce plan horizontal le plan de piégeage. La figure 3.11 présente l'assemblage de l'enceinte centrale avec le reste de l'enceinte à vide.

Les tubes horizontaux ont un diamètre de 40 mm et le tube vertical un diamètre de 64 mm. Sa partie inférieure mesure 20 cm et constitue la zone de chute où est réalisé l'interféromètre. Sur ce tube, 10 cm en dessous du plan de piégeage, sont raccordés quatre accès optiques de 40 mm de diamètre, disposés en croix. Sur le premier axe sont amenés les faisceaux de détection, tandis que la lumière de fluorescence est mesurée sur l'axe perpendiculaire.

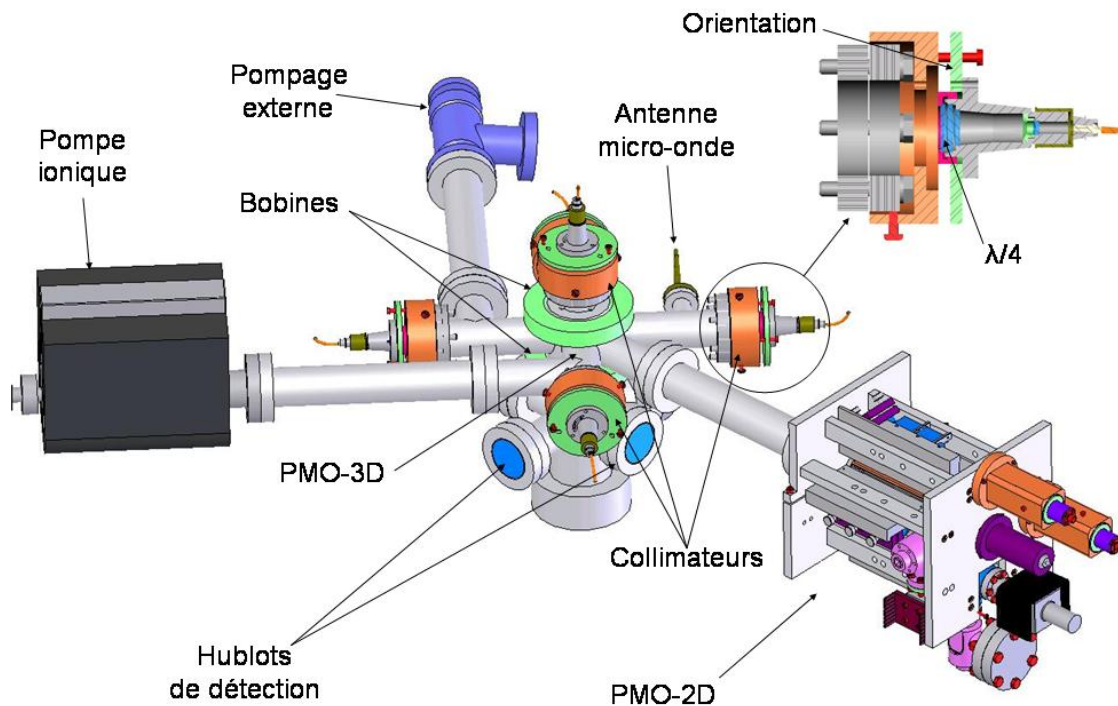


FIG. 3.11 – Assemblage de l'enceinte à vide.

Trois des tubes horizontaux présentent un embranchement. Une antenne micro-onde est placée sur un embranchement de 20 mm de diamètre, comme on peut le voir sur la figure 3.11. L'onde est guidée par réflexion sur les parois du tube jusqu'au piège et la zone de chute. Nous avons connecté une pompe ionique de 25 L.s^{-1} sur un second embranchement. Un tube de graphite est installé à son entrée pour la protéger des vapeurs de rubidium. Sur le dernier embranchement se trouve une vanne permettant de connecter une pompe turbo externe afin d'initier le vide dans l'enceinte lors de son étuvage. Cette seconde pompe est ensuite déconnectée. Nous avons étuvé l'enceinte jusqu'à une température de 200°C environ et à une température de 150°C au niveau des hublots. Après trois semaines d'étuvage et retour à température ambiante, nous avons obtenu une pression de 5×10^{-9} mbar dans l'enceinte centrale et 3×10^{-8} mbar dans l'enceinte du PMO-2D.

3.2.2 Contraintes d'utilisations

L'utilisation de cette enceinte à vide est provisoire car elle impose plusieurs contraintes. Le nombre d'accès optiques sur l'enceinte centrale est limité et l'enceinte présente des impuretés magnétiques qui induisent un effet systématique sur la mesure. Nous avons cependant réussi à résoudre les deux problèmes majeurs :

Faisceaux Raman

L'axe vertical doit être utilisé pour injecter les faisceaux Raman. Nous devons donc utiliser le même accès optique que celui pour les faisceaux de refroidissement verticaux. Nous avons choisi d'utiliser pour cela un collimateur unique pour les deux faisceaux et nous utilisons un collimateur identique à ceux des faisceaux horizontaux du PMO-3D.

Nous choisissons de rétro-réfléchir les faisceaux Raman pour limiter la sensibilité aux vibrations et aux défauts de front d'onde [Yver-Leduc, 2004] de l'interféromètre. Pour le refroidissement, il faut alors installer une lame à retard $\lambda/4$ devant le miroir de rétro-réflexion comme présenté dans la figure 2.3. Pour réaliser des transitions Raman contra-propageantes, la présence de cette lame impose des polarisations orthogonales entre les deux faisceaux. Le bruit ajouté par la fibre sur la polarisation de sortie est alors très sensible à l'alignement entre les axes propres de la fibre et les axes de polarisation des faisceaux. Nous avons réglé la concordance de ces axes à l'aide d'une lame $\lambda/2$ en amont de la fibre et en minimisant les fluctuations de polarisations au cours du temps. Le réglage de la lame $\lambda/4$ du collimateur est réalisé à l'aide d'un analyseur de polarisation composé d'un cube rotatif en minimisant la modulation de l'intensité transmise.

La verticalité du faisceau Raman descendant est réglée dans un premier temps à l'aide d'un miroir liquide. Cette méthode laisse une incertitude de plusieurs centaines de μrad qui est trop importante. Nous verrons par la suite comment utiliser le signal du gravimètre pour améliorer cet alignement.

La verticalité du faisceau Raman montant est assurée en alignant le miroir de rétro-réflexion perpendiculairement au faisceau descendant par une méthode interférométrique présentée sur la figure 3.12. Une lame séparatrice est installée au dessus du miroir, à 45° du faisceau incident. Le faisceau réfléchi par la lame est rétro-réfléchi à l'aide d'un miroir en coin de cube. Le faisceau revient sur la séparatrice avec le même angle. A la sortie de cet interféromètre de Michelson, les deux faisceaux font un angle 2α où α est l'angle entre le miroir et la perpendiculaire au faisceau. Le réglage de la teinte plate sur le faisceau de 15 mm de diamètre assure la perpendicularité du miroir à environ $\pm 25 \mu\text{rad}$.

Cette méthode d'obtention des faisceaux Raman présente toutefois les contraintes suivantes : Le diamètre des faisceaux optimisant le piège est plus petit que celle optimisant le contraste de l'interféromètre et nous avons finalement choisi un diamètre à $1/e^2$ de 24 mm. Il est de plus difficile de tester l'interféromètre en configuration co-propageante : il faut à la fois changer la polarisation d'injection dans la fibre Raman du laser L2 pour être parallèle à la polarisation de L3, et installer un obturateur mécanique capable d'occulter le faisceaux de 15 mm en quelques ms.

Faisceau pousseur

Il est nécessaire de disposer d'un faisceau pousseur afin de sélectionner un état quantique pur et une classe de vitesse étroite, avant de commencer l'interféromètre. On se sert alors de l'accès optique par le hublot du bas, plus large que les cinq autres, pour introduire le faisceau pousseur dans l'enceinte.

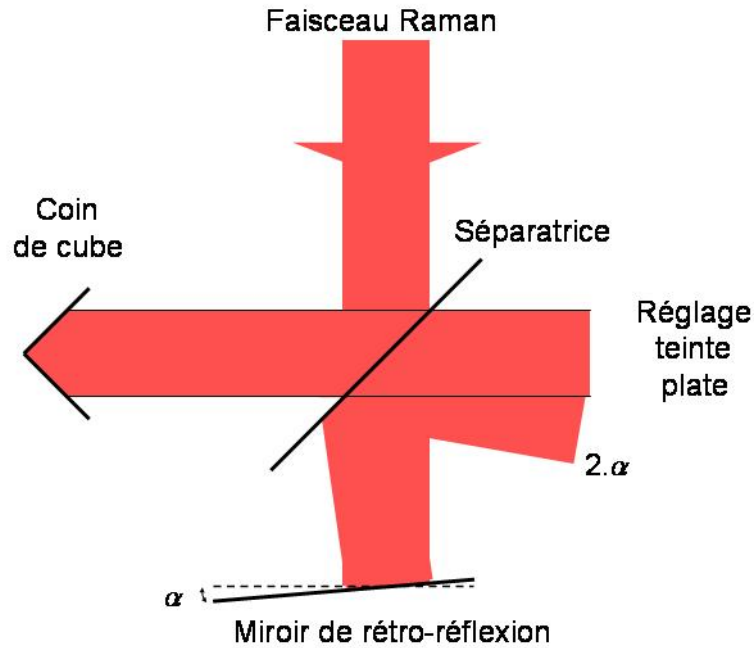


FIG. 3.12 – Méthode d'alignement du miroir de rétro-réflexion des faisceaux Raman

Le faisceau pousseur est amené sur le dispositif expérimental par une fibre monomode polarisante. Il est ensuite collimaté à un diamètre de 4 mm à l'aide d'une lentille de focale $f = 20$ mm (figure 3.13). Une suite de deux lames à retard $\lambda/2$ puis $\lambda/4$ permettent d'optimiser la polarisation du faisceau pour pousser les atomes dans l'enceinte. Enfin, deux miroirs, placés de part et d'autre du miroir de rétro-réflexion des faisceaux Raman, permettent de diriger le faisceau à l'intérieur de l'enceinte à vide à travers le hublot inférieur.

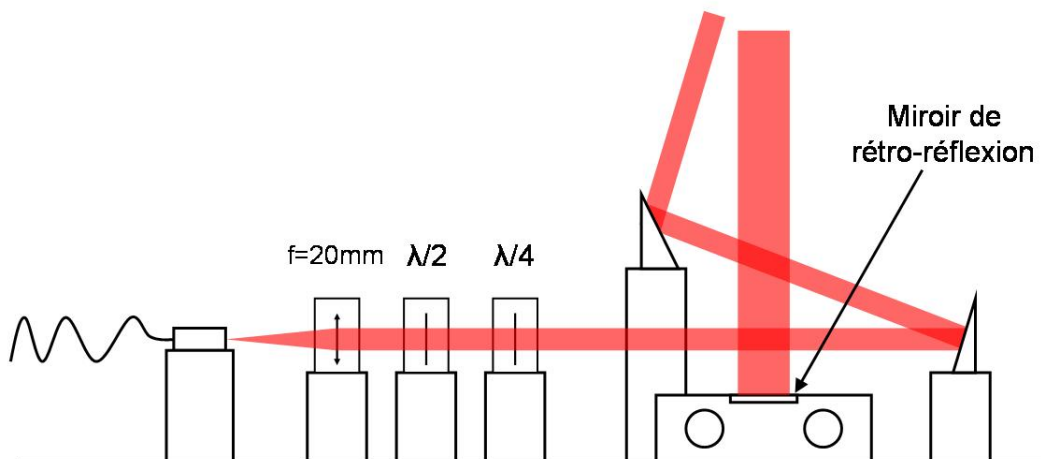


FIG. 3.13 – Montage du faisceau pousseur.

Le faisceau pousseur est utilisé pendant l'étape de sélection pour pousser les atomes du niveau $|5S_{1/2}, F = 2 \rangle$. Ces atomes acquièrent une vitesse suffisante pour ne plus arriver par la suite dans la zone de détection. Nous avons vérifié expérimentalement que le faisceau pousse les atomes avec une efficacité supérieure à 99.99%.

3.3 Piégeage et refroidissement à trois dimensions

3.3.1 Faisceaux de refroidissement

Pour obtenir les 6 faisceaux du PMO-3D, nous avons utilisé un second coupleur de fibre Schäfter+Kirchhoff 1×6 . La puissance laser injectée dans le coupleur est actuellement répartie dans quatre des six fibres du coupleur pour obtenir les quatre faisceaux horizontaux. Le faisceau vertical rétro-réfléchi est couplé quand à lui directement sur le banc optique pour être utilisé seul pendant l'étape d'interrogation.

Tous les faisceaux du PMO-3D sont collimatés à l'aide d'un collimateur représenté dans la figure 3.11. Il est constitué de trois lentilles ($f=-6$ mm, $f=60$ mm, $f=100$ mm) et est optimisé pour limiter les aberrations. Chaque collimateur est monté sur un support de type "trait-point-plan" qui s'adapte sur les hublots de l'enceinte, afin de régler l'orientation du faisceau. Le collimateur fait 56 mm de long et sa focale équivalente vaut 133 mm. Le faisceau est collimaté à un diamètre à $1/e^2$ de 24 mm et est diaphragmé à 15 mm de diamètre. Le faisceau passe alors une lame $\lambda/4$ pour obtenir une polarisation circulaire. Chaque collimateur est réglé à l'aide d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann et le rayon de courbure des faisceaux est supérieur à 100 m.

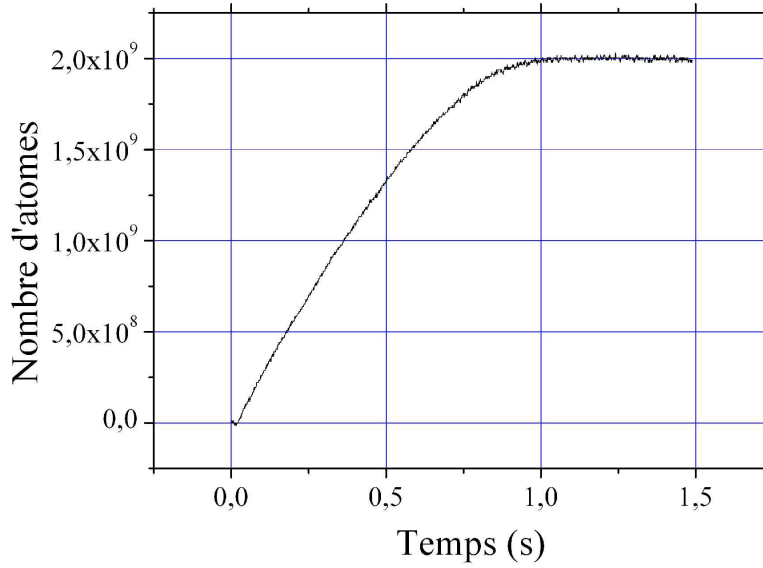
De plus, une photodiode est installée sur chaque collimateur horizontal en bordure de la lame $\lambda/4$. Cette photodiode mesure une partie de la puissance du faisceau et permet de vérifier la stabilité de la puissance laser dans les fibres sur le long terme. Nous avons ainsi vérifié que les fluctuations de puissance sont inférieures à 1% sur une journée.

3.3.2 Construction et chargement

De part et d'autre des tubes horizontaux, deux bobines de 70 mm de diamètre et séparées de 60 mm appliquent le gradient de champ magnétique nécessaire au piégeage des atomes. Elles sont maintenues sur l'enceinte à l'aide de deux cales circulaires en téflon. Ces bobines sont alimentées par une source de courant commutable délivrant jusqu'à 5 A.

Les collimateurs horizontaux sont réglés deux par deux. Ce réglage consiste tout d'abord à centrer mécaniquement les collimateurs sur les hublots, puis à orienter les faisceaux à l'aide des montures "trait-point-plan" afin de coupler la lumière d'un collimateur dans celui lui faisant face. Compte tenu de la focale effective des collimateurs et de la taille du cœur de la fibre (5 μ m), ce réglage laisse une incertitude de quelques dizaines de μ rad.

Le PMO-3D est alors prêt à capturer et refroidir les atomes en provenance du PMO-2D. Nous déterminons le nombre d'atomes dans le piège en mesurant la fluorescence collectée par une photodiode de 1 cm² à travers le hublot du bas à une distance de 40 cm du piège ($\eta = 1,4 \times 10^{-3}$). Un calcul similaire à celui du flux du PMO-2D (section 3.6) permet de trouver le lien entre la puissance mesurée et le nombre d'atomes dans le piège. Nous observons alors le chargement du piège en fonction du temps dans la figure 3.14.


FIG. 3.14 – *Chargement du PMO-3D.*

Nous allumons les deux PMO simultanément à $t = 0$. Les atomes issus du PMO-2D sont capturés dans le PMO-3D après un délai de 30 ms qui correspond au temps de vol moyen des atomes entre la sortie du PMO-2D et le PMO-3D. Passé ce délai, le piège se charge avec un taux de $3 \times 10^9 \text{ at.s}^{-1}$. Après environ une seconde de chargement, le nombre d'atomes sature à 2×10^9 atomes.

Le flux total délivré par le PMO-2D est de $6 \times 10^9 \text{ at.s}^{-1}$ environ. En effet nous ne capturons pas la totalité des atomes mais seulement ceux allant à une vitesse inférieure à la vitesse de capture du piège. La vitesse de capture typique est de l'ordre de 30 m.s^{-1} . Néanmoins le taux de chargement est suffisant pour capturer 10^8 atomes en 50 ms.

3.3.3 Mélasse optique-3D

La puissance laser est ensuite coupée dans le PMO-2D et l'alimentation des bobines créant le gradient de champ magnétique est coupée pour réaliser un refroidissement en mélasse optique à trois dimensions. Le désaccord, initialement réglé à -2.5Γ pendant l'étape de capture, est augmenté jusqu'à environ -4Γ au moment de la coupure du gradient de champ magnétique. Le champ magnétique décroît exponentiellement avec une constante de temps de l'ordre de quelques centaines de μs . Nous attendons 20 ms après la coupure du champ, avant d'augmenter à nouveau le désaccord.

Le désaccord du laser refroidisseur est ensuite augmenté jusqu'à -23Γ et permet un processus de refroidissement en mélasse. La limite de température de ce processus de refroidissement est de l'ordre de $2 \mu\text{K}$. Enfin nous éteignons les faisceaux pièges progressivement afin de réaliser une ouverture adiabatique et libérer les atomes qui tomberont en chute libre. Le laser repompeur est éteint en dernier afin d'obtenir un nuage d'atomes froids dans $|5S_{1/2}, F = 2 \rangle$. La séquence de piégeage est récapitulée sur la figure 3.15.

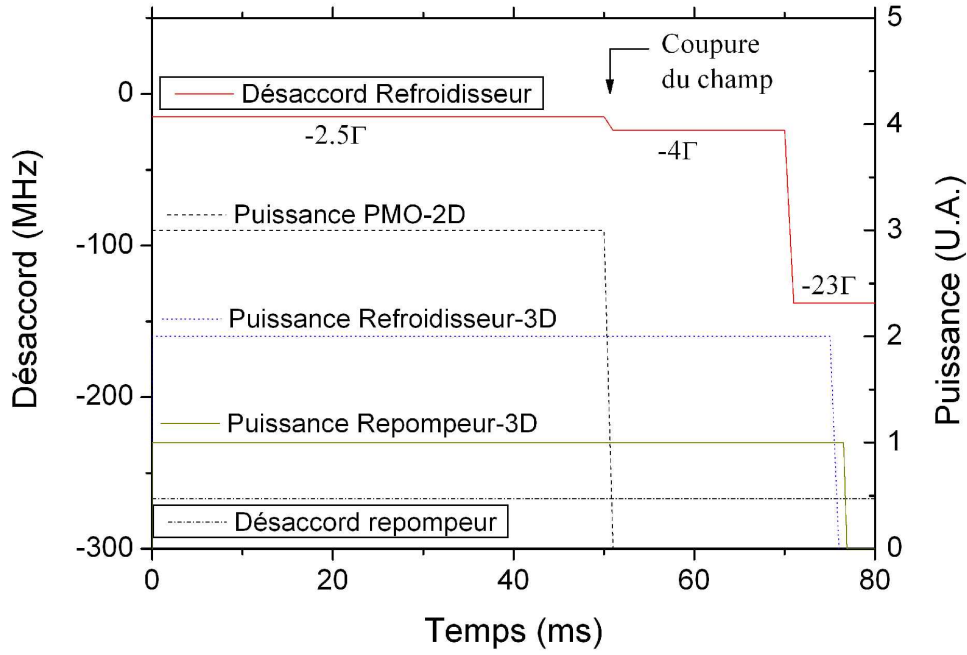


FIG. 3.15 – Séquence de refroidissement. Les désaccords des lasers refroidisseur et repompeur sont présentés par rapport au niveau $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$. Les puissances dans les différents pièges sont également représentées.

3.4 Détection

3.4.1 Faisceaux sonde

Nous avons monté un système de détection, similaire à ceux montés dans les horloges atomiques, permettant de mesurer le nombre d'atomes dans chacun des deux niveaux hyperfins en observant leur temps de vol. Les atomes traversent une suite de trois faisceaux situés 10 cm sous le piège. Ce dispositif est schématisé dans la figure 3.16. Deux fibres à maintien de polarisation amènent les faisceaux de détection et de repompeur qui sont collimatés avec un diamètre de 24 mm. Le faisceau de détection est séparé en deux faisceaux de part et d'autre du faisceau repompeur. Les trois faisceaux traversent alors une lame $\lambda/4$, afin d'obtenir une polarisation circulaire. Les faisceaux sont diaphragmés de manière à obtenir deux faisceaux de détection rectangulaires ($12 \times 5 \text{ mm}^2$) dont les centres sont distants de 15 mm, et un faisceau repompeur ($12 \times 1.5 \text{ mm}^2$) entre les deux. Les trois faisceaux sont finalement rétro-réfléchis par un miroir commun.

Lorsque les atomes dans $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ traversent le premier faisceau, ils émettent des photons de fluorescence. Un cache est disposé sur la partie inférieure du faisceau et bloque la rétro-réflexion sur 1 mm. Les atomes dans $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ sont alors poussés hors de la zone de détection. Les atomes dans $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ ne diffusent pas de photons dans le premier faisceau et traversent ensuite le faisceau repompeur qui les transfère dans $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$. Ces atomes sont alors détectés à leur tour à l'aide du deuxième faisceau de détection.

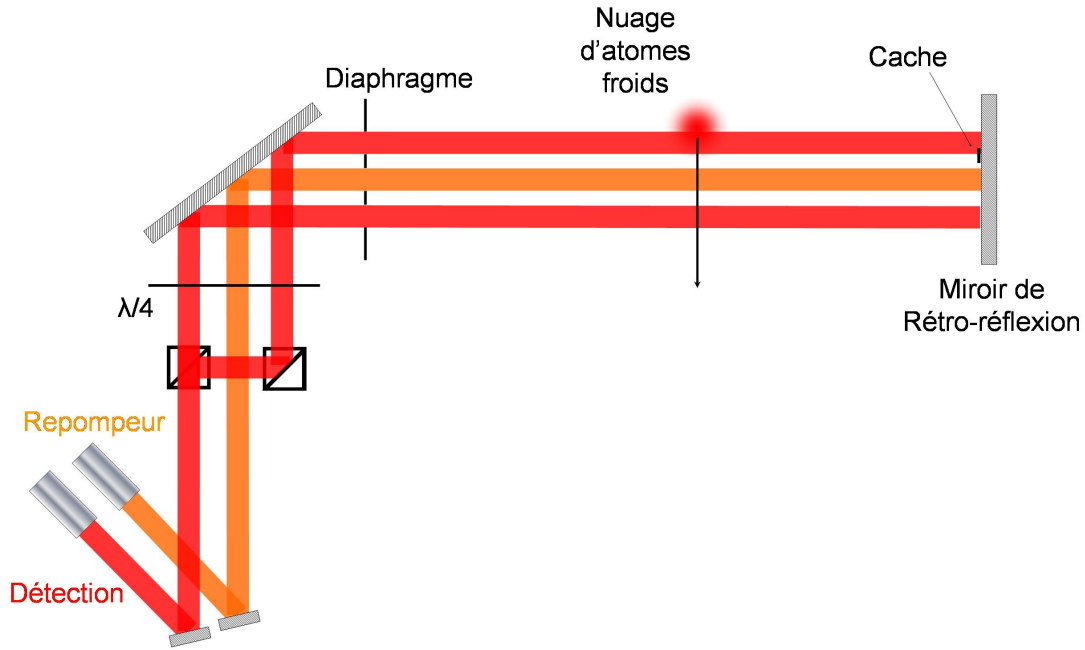


FIG. 3.16 – Schéma du montage de détection.

3.4.2 Collection de la fluorescence

La lumière émise par les atomes à leur passage dans les deux faisceaux de détection est collectée à l'aide d'un condenseur situé à une distance de 114 mm du nuage. La lumière en provenance des deux zones de détection est focalisée respectivement sur deux photodiodes différentes (figure 3.17). Le diamètre du condenseur est de 40 mm et l'angle solide de collection de la lumière est de $0.01 \times 4\pi$. Le grandissement est de -0.6 et permet d'utiliser des photodiodes de $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

3.4.3 Temps de vol

La figure 3.18 montre les temps de vol enregistrés au passage du nuage d'atomes froids libéré par le PMO-3D. La largeur du profil temporel observé dépend de la taille initiale du nuage, de l'épaisseur du faisceau de détection et de la température des atomes. Le temps de vol nous permet donc de déterminer une valeur maximale de la température : le temps de vol enregistré dans la figure 3.18 correspond à une température de $10 \mu\text{K}$. Par la suite, après ajout des blindages magnétiques, nous avons mesuré la température du nuage à l'aide des transitions Raman sélectives en vitesse et nous avons mesuré une dispersion de vitesse de $2.4 v_{rec}$, correspondant à une température d'environ $2.1 \mu\text{K}$.

Les temps de vol enregistrés sur chaque photodiode dépendent l'un de l'autre : la photodiode mesurant la fluorescence des atomes initialement dans le niveau $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ capte une partie des photons émis dans la première zone de détection. Ceci explique le signal "croisé" observé dans la figure 3.18 au moment de la détection dans la première zone. De plus une fraction des atomes du nuage peuvent être pompés vers le niveau $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ au cours de la détection et être observé dans le mauvais niveau hyperfin. C'est pourquoi des atomes sont détectés par la photodiode n°2 au moment du passage dans le deuxième faisceau de détection.

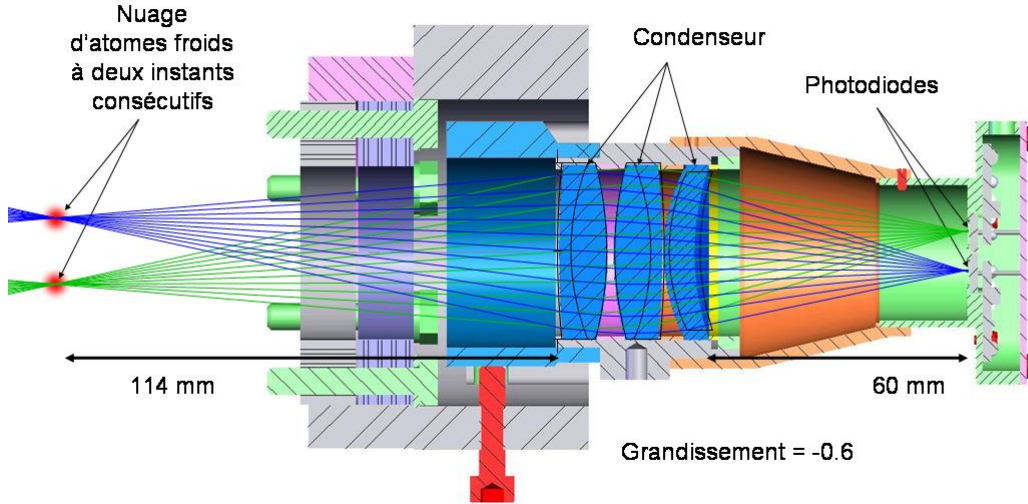


FIG. 3.17 – Collection de la lumière de détection

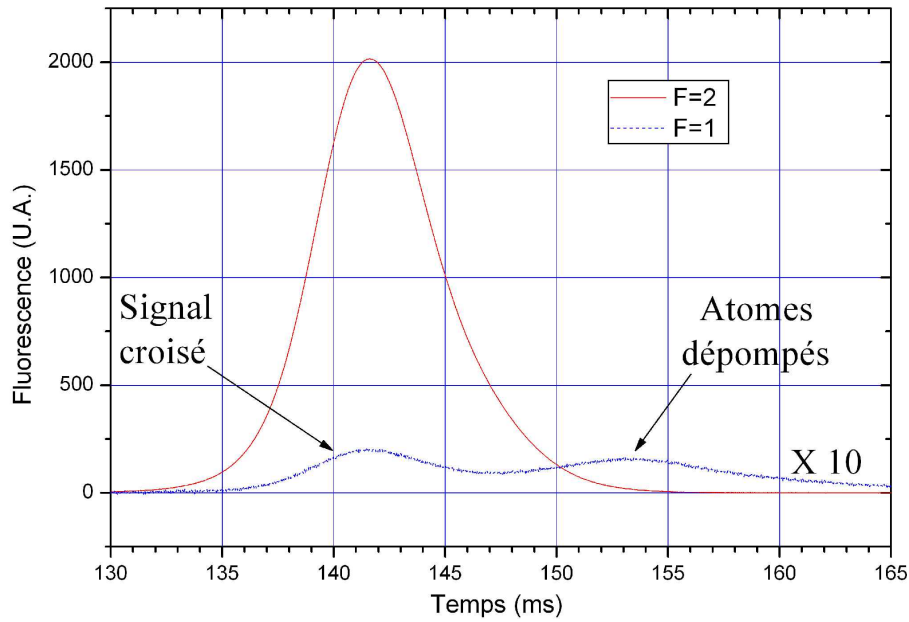


FIG. 3.18 – Temps de vol, mesure de la température des atomes. Le signal de la zone de détection $|F = 1\rangle$ est multiplié par 10.

3.5 Blindages magnétiques

Nous sélectionnons les atomes dans l'état quantique $|m_F = 0\rangle$ avant de démarrer l'interféromètre (chapitre 5). Cet état n'est pas sensible au champ magnétique au premier ordre mais est sensible à l'effet Zeeman du second ordre. Il reste donc nécessaire de contrôler le champ magnétique dans l'enceinte à vide et plus particulièrement au niveau de l'interféromètre. Pour s'affranchir du champ magnétique terrestre, nous utilisons deux blindages magnétiques concentriques en μ métal de 2 mm d'épaisseur entourant l'enceinte centrale. La figure 3.19 présente le montage des blindages sur l'en-

ceinte centrale. Chacun des deux blindages est constitué de deux cylindres s'emboîtant au niveau du plan de piégeage et sont fermés à chaque extrémité par deux couvercles. Des ouvertures permettent le passage des tubes de l'enceinte, des fibres optiques, des cables des photodiodes et des bobines. Le blindage intérieur fait 40 cm de diamètre et 47 cm de hauteur tandis que le blindage extérieur fait 48 cm de diamètre et 57 cm de hauteur.

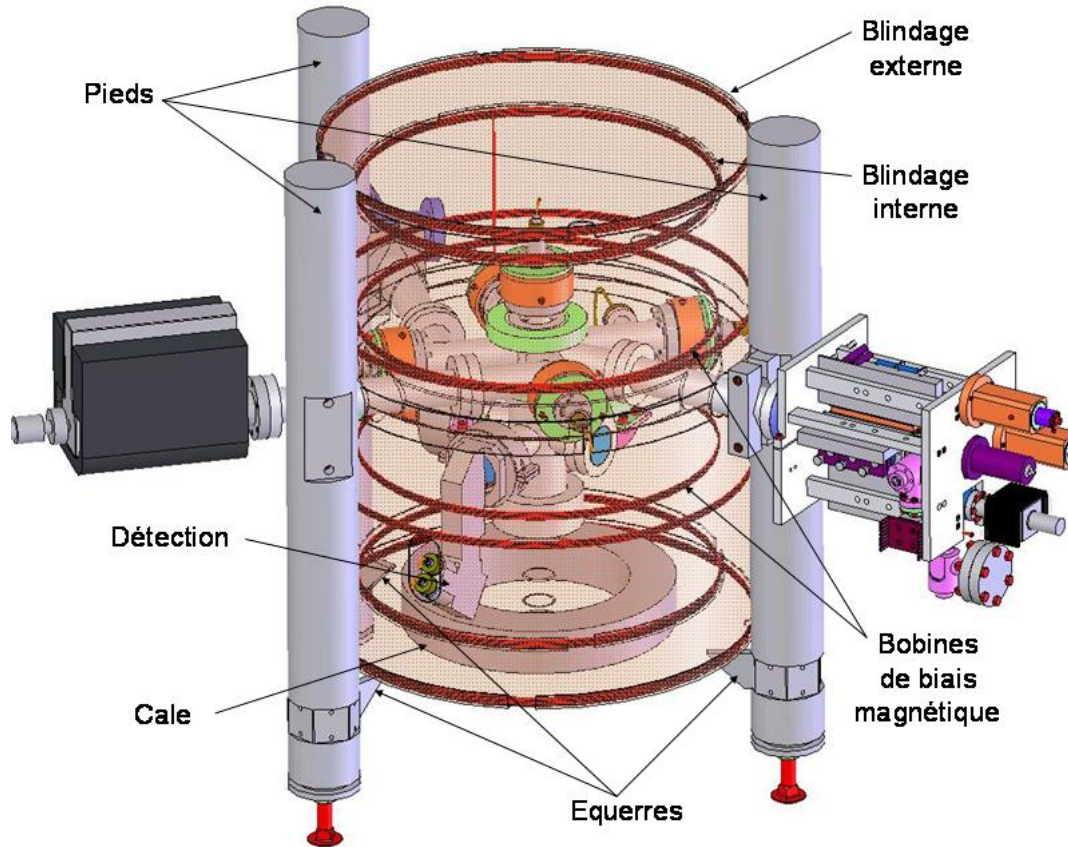


FIG. 3.19 – Blindages magnétiques de l'enceinte à vide.

L'enceinte à vide est tenue par trois pieds qui servent également de support au blindage extérieur. Une feuille de kapton est posée sur chaque équerre soutenant le blindage afin d'éviter que des courants thermo-électriques ne circulent dans les blindages. Le blindage intérieur est posé au fond du blindage extérieur sur une cale de 5 cm d'épaisseur.

Il est nécessaire d'appliquer un biais homogène de champ magnétique afin de lever la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman et d'imposer l'axe de quantification pour éviter les transitions de Majorana après l'étape de sélection. Nous installons donc deux bobines dans le blindage intérieur, réparties en configuration de Helmholtz, pour générer un champ magnétique homogène au cœur de l'enceinte centrale. Nous avons mesuré une inhomogénéité de champ magnétique de 0.7% sur la taille de l'interféromètre en mesurant le champ généré par ces bobines. Un champ magnétique statique de 200 mG est appliqué pour lever la dégénérescence, ce qui entraîne, d'après notre mesure, une inhomogénéité de 1.4 mG environ. Nous avons par la suite mesuré le champ magnétique (voir 5.3.4) dans l'enceinte à vide à l'aide de transitions micro-onde entre deux sous-niveaux Zeeman différents. Nous avons alors mis en évidence une inhomogénéité de 40 mG due à des impuretés magnétiques dans

l'enceinte. Une bobine supplémentaire nous a permis de réduire ces inhomogénéités à moins de 10 mG sur la hauteur de chute de l'interféromètre.

Nous avons également mesuré l'efficacité du blindage intérieur en l'insérant dans un solénoïde. Un champ magnétique extérieur, appliqué longitudinalement, est atténué d'un facteur 30 (15 dB). L'atténuation attendue peut être calculée d'après les formules de [Gubser et al., 1979, Sumner et al., 1987] avec comme paramètre la permittivité du matériaux déjà constatée au laboratoire $\mu \simeq 10000$. On prévoit une atténuation d'un facteur 40, en bon accord avec la mesure expérimentale. La même simulation appliquée au groupe des deux blindages prévoit une atténuation d'un facteur 200.

3.6 Description d'ensemble

La figure 3.20 présente le dispositif expérimental sur lequel nous travaillons. Les trois pieds soutenant l'enceinte reposent sur une plaque commune de $80 \times 96 \text{ cm}^2$. Cette plaque est disposée sur une plate-forme anti-vibration. Deux supports supplémentaires permettent de soutenir le PMO-2D et la pompe ionique 25 L.s^{-1} . Les trois pieds sont reliés à leur sommet par une plaque rigidifiant la structure. Sur cette plaque est fixé un sismomètre de grande sensibilité (Güralp, GT40). Les deux coupleurs de fibre, un inclinomètre et le miroir de rétro-réflexion sont également posés sur la plaque commune.

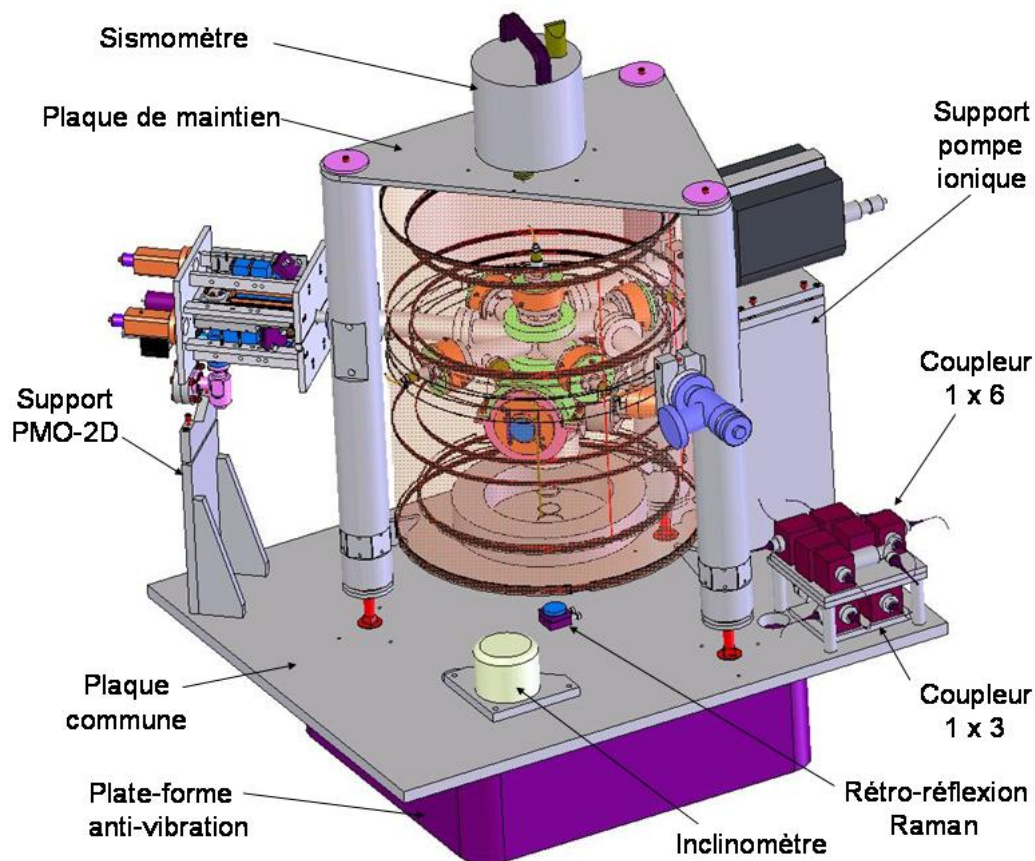


FIG. 3.20 – Dispositif Expérimental, vue d'ensemble

Chapitre 4

Génération des fréquences optiques

La conception du banc optique a été une partie importante du travail de cette thèse. Après avoir défini les grandes lignes de l'expérience et donc les nécessités en terme de sources lasers, il a fallu réfléchir au moyen de réaliser un banc optique fiable, compact et transportable. Comme les paires de lasers servant l'une au refroidissement laser, et l'autre à la réalisation des transitions Raman stimulées présentent des caractéristiques similaires et ne sont pas utilisées simultanément, une unique paire de lasers peut réaliser successivement les deux fonctions. Le nombre de sources lasers peut ainsi être réduit, au prix du développement d'un système de contrôle des fréquences des lasers plus complexe, mais aussi plus versatile. Dans ce chapitre, nous allons décrire les sources lasers que nous avons utilisées, puis comment nous les avons assemblées et asservies de façon à pouvoir contrôler leur fréquence pendant le cycle de mesure.

4.1 Les sources lasers

Nous utilisons des diodes lasers monomodes pour générer les faisceaux lasers. Ces diodes sont très utilisées dans l'industrie pour leur petite taille (lecture des disques compacts par exemple) et sont disponibles en grandes quantités et à bas prix. La principale contrepartie réside dans leur largeur spectrale, de l'ordre de 40 MHz, beaucoup plus importante que la largeur naturelle Γ de la transition atomique utilisée, $\frac{\Gamma}{2\pi} \approx 6$ MHz pour la raie $D2$ du ^{87}Rb . Idéalement, la largeur spectrale des lasers de refroidissement et de détection doit être petite devant Γ . Par ailleurs, pour réaliser un asservissement de phase performant, la largeur spectrale des deux lasers à asservir doit être très petite devant la bande passante de l'asservissement (~ 3 MHz).

4.1.1 Laser en Cavité Étendue

Montage

Pour affiner la largeur spectrale des diodes lasers, nous utilisons un montage dit de laser en cavité étendue (LCE) [Lucas-Leclin, 1998, Allard et al., 2004]. Le principe du montage consiste à rétro-réfléchir une partie du faisceau à l'aide d'un élément optique externe à la diode, classiquement un réseau de diffraction, et à la réinjecter dans la diode. La face arrière de la diode laser et le réseau forment alors une cavité laser supplémentaire. La largeur spectrale d'un laser étant liée à la durée de vie d'un photon dans la cavité, allonger la cavité externe permet alors de réduire la largeur de raie [Tkach and Chraplyvy, 1986], d'autant plus que la réflectivité du réseau est élevée. Lorsque le bruit du laser est dominé par du bruit blanc de fréquence, la largeur de raie du laser monté en cavité étendue

$\Delta\nu_{LCE}$ peut se déduire de celle de la diode laser $\Delta\nu_d$ à partir de la formule de Schawlow-Townes [Schawlow and Townes, 1958], [De Labachellerie and Cérez, 1985] :

$$\Delta\nu_{LCE} = \left(\frac{n \cdot l_d}{l_{LCE}} \right)^2 \Delta\nu_d \quad (4.1)$$

n est l'indice du milieu de propagation dans la diode de longueur l_d et où l_{LCE} est la longueur de la cavité externe. La longueur d'une diode est de quelques millimètres, et les cavités externes typiquement de 5 à 7 cm environ. De plus on utilise des réflectivités de 10 à 30%, ce qui place le laser en régime de couplage fort [Tkach and Chraplyvy, 1986] où la cavité externe impose son fonctionnement à la diode. On attend alors une réduction d'un facteur 1000 environ de la largeur spectrale.

Les trois sources lasers principales utilisées sont des diodes Sharp 120 mW (GH0781JA2C) montées en cavité étendue. Elles ont remplacé les diodes Toptica 100 mW (LD-0785-0080-1) ou Sanyo 80 mW (DL7140-201-785) utilisées auparavant. Nous avons conçu un support pour monter les diodes lasers en cavité étendue, compatible avec plusieurs configurations. Nous avons d'abord utilisé une configuration Littrow [Ricci et al., 1995] avec un réseau de diffraction. Ses avantages et ses inconvénients ont largement été étudiés dans [Lucas-Leclin, 1998]. Nous avons ensuite utilisé des filtres interférentiels fabriqués sur mesure par Research Electro-Optics et changé les trois LCE pour une configuration en cavité auto-alignée linéaire, fermée par un œil de chat (lentille + séparatrice dans le plan focal), et où le filtre sert d'élément sélectif en fréquence [Allard et al., 2004]. La figure 4.1 décrit le montage de cette cavité.

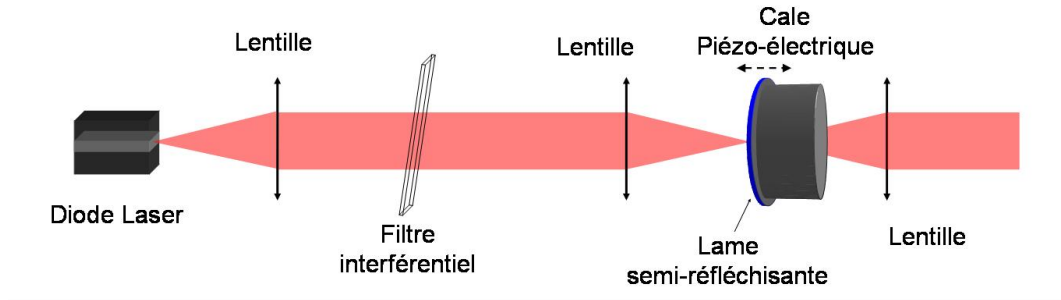


FIG. 4.1 – Schéma du montage d'une diode laser en cavité étendue linéaire avec un filtre interférentiel. Le faisceau est d'abord collimaté avant de traverser le filtre. La cavité est refermée par un œil de chat monté sur une cale piézo-électrique qui permet de changer finement la longueur de la cavité.

Un tel montage présente plusieurs propriétés intéressantes par rapport au montage Littrow. Tout d'abord, l'injection est préservée pour un grand nombre de défauts d'alignements de la cavité. Lorsque la diode laser et la lame semi-réfléchissante sont placées respectivement au foyer de la lentille de collimation et de la lentille d'entrée de l'œil de chat, tout rayon issu de la diode laser puis réfléchi sur la lame semi réfléchissante sera réinjecté dans la diode. Ceci confère au laser une meilleure stabilité de fréquence et de puissance, par rapport au montage Littrow. Un autre avantage de ce montage est l'utilisation d'un filtre interférentiel pour sélectionner la fréquence émise plutôt qu'un réseau. Les filtres réalisés sur mesure à 780 nm ont une largeur spectrale de transmission de l'ordre de 0.3 nm, combinée à un excellent taux de transmission à la fréquence sélectionnée supérieur ou égal à 90% (Figure 4.2 tirée de [Petelski, 2005]).

Par ailleurs, les filtres présentent un maximum de transmission à 780 nm pour un angle d'incidence de 6° par rapport à la normale, et une grande acceptance angulaire de $\pm 1^\circ$. La fréquence sélectionnée

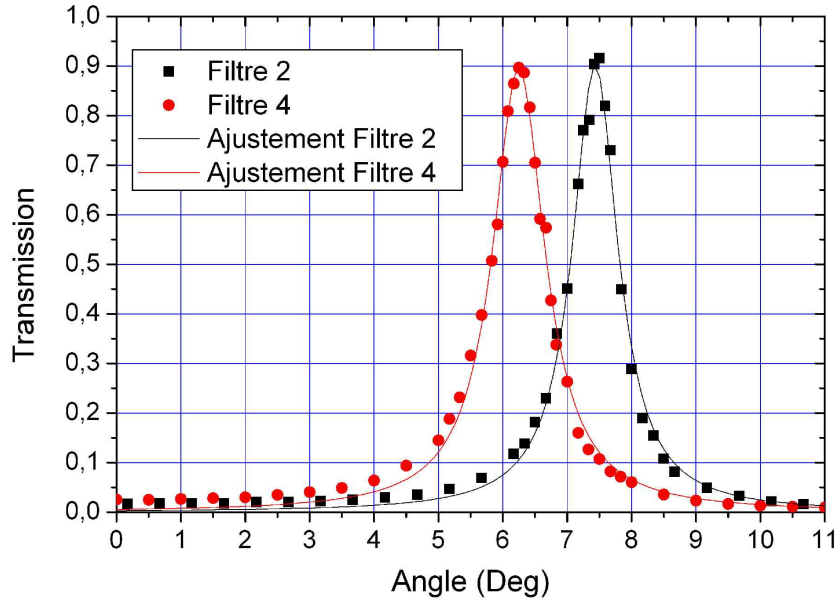


FIG. 4.2 – Courbes de transmission en fonction de l'angle d'incidence d'un faisceau à 780 nm. Courbes de deux filtres interférentiels du même lot, utilisés dans nos LCE.

sera donc peu sensible à un désalignement mécanique. Enfin, l'ajustement de la longueur de la cavité se fait avec une cale piézo-électrique déplaçant la lame semi réfléchissante. Lors de ce déplacement, le faisceau de sortie ne bouge pas même si la lame tourne, ce qui n'est pas le cas en configuration Littrow. La position et l'angle de sortie du faisceau sont donc aussi plus stables sur le banc optique, ce qui se traduira par une meilleure stabilité de puissance injectée dans les fibres.

Nous avons mesuré la largeur spectrale de nos LCE en superposant les faisceaux de deux lasers sur une photodiode rapide. Les deux lasers sont asservis en fréquence sur deux transitions atomiques différentes et le battement optique est mesuré sur un analyseur de spectre. Nous mesurons alors une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 200 kHz. Le facteur d'affinement spectral est inférieur à 1000 en raison d'un excès de bruit en $1/f$ à basse fréquence, qui est caractéristique aux diodes lasers, s'additionnant au bruit blanc de fréquence.

Accordabilité

La cavité externe des LCE impose une fréquence de fonctionnement correspondant au mode situé au voisinage du maximum de la courbe de gain. Cette fréquence peut alors être balayée continuellement sans saut de mode à l'aide de la cale piézo-électrique, dans la limite d'un intervalle spectral libre de la cavité, soit 1.5 GHz. Nous avons testé plusieurs méthodes permettant d'obtenir une plage d'accordabilité plus grande qu'un intervalle spectral libre.

Nous avons testé notre montage avec une diode traitée avec un revêtement anti-reflet déposé sur la face de sortie. En l'absence de cavité interne, il apparaît un comportement hystérétique pour lequel un mode métastable pourra se maintenir au delà d'un intervalle spectral libre. Nous avons effectué deux tentatives avec deux diodes EagleYard (EYP-RWE-0805-03000-0750). La première diode laser émettait deux modes de polarisation orthogonaux et sa puissance d'émission a décliné en quelques semaines. La deuxième émettait une seule polarisation et s'est révélée plus robuste. Nous avons alors pu observer une accordabilité supérieure à 6 GHz comme le montre la figure 4.3 où la fréquence du

laser est balayée tandis qu'on enregistre le profil d'absorption saturée dans une vapeur de rubidium. Malheureusement le mode spatial du faisceau, présenté dans l'encadré de la figure 4.3, limitait son couplage dans un amplificateur optique ou dans une fibre monomode. Nous avons donc du renoncer à cette méthode pour le moment.

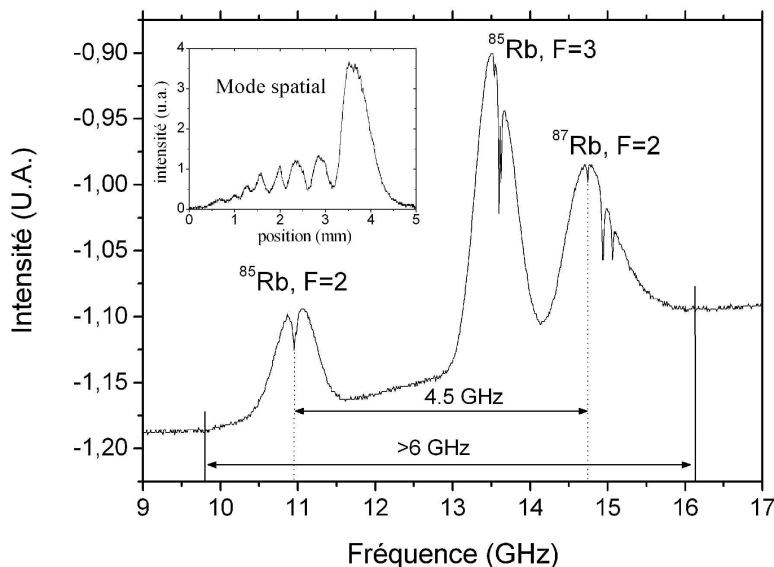


FIG. 4.3 – Absorption saturée sur une vapeur de rubidium lors du balayage de fréquence (PZT) d'une diode laser traitée anti-reflet, montée en cavité étendue. Nous observons une accordabilité supérieure à 6 GHz.

Le point de fonctionnement du laser dépend également du courant et de la température de la diode. La constante de temps de l'asservissement de température rend impossible l'utilisation de la température pour ajuster dynamiquement la fréquence du laser. Lorsqu'on change le courant d'injection, la condition de résonance est modifiée pour chacune des deux cavités couplées, interne et externe. Ceci limite l'accordabilité en courant de nos LCE à environ 100 MHz. Le centre de l'intervalle spectral libre de la cavité externe se déplace en effet de 400 MHz/mA contre seulement 20 MHz/mA pour les modes de la cavité interne. Il est alors possible de combiner un faible changement de courant d'injection avec un changement de longueur de la cavité afin de balayer continûment la fréquence du laser sans saut de mode sur plusieurs GHz. C'est cette méthode que nous avons employée sur le gravimètre afin d'obtenir le désaccord nécessaire pour les transitions Raman.

Isolation

Chacun des trois lasers à cavité étendue (LCE) est immédiatement suivi d'une paire de prismes anamorphoseurs après lesquels le faisceau est de section circulaire. Nous voulons alors éviter qu'une réflexion parasite sur une optique ne vienne perturber le LCE. Les prismes sont donc suivis d'au moins un isolateur optique. Pour des raisons de compacité, nous avons utilisé des isolateurs optiques OFR (IO-3D-780-VLP) de petite taille ($32 \times 28 \text{ mm}^2$). Ils présentent une isolation de 35 dB et une transmission de 85% environ. Les amplificateurs optiques émettent de la lumière vers l'arrière par émission spontanée. Un unique isolateur optique n'est alors pas suffisant et nous en avons ajouté

un second. Pour les mêmes raisons qu'après les LCE, un isolateur est aussi placé après chacun des amplificateurs optiques.

4.1.2 Amplificateurs Optiques Évasés

Le refroidissement des atomes et les transitions Raman requièrent une puissance de l'ordre de 100 mW par piège ou par faisceau Raman. Compte tenu des pertes importantes inévitables sur le banc optique (montage en LCE, isolateurs optiques, grand nombre d'optiques, injection du faisceau dans une fibre monomode...), la puissance fournie par une diode seule est loin d'être suffisante. Nous pouvons injecter une diode dite esclave qui n'est pas montée en LCE ou encore utiliser un milieu amplificateur sans cavité. Les diodes les plus puissantes disponibles à 780 nm ne dépassent pas 150 mW, ce qui reste insuffisant. Nous avons donc choisi d'utiliser des amplificateurs optiques sans cavité, dont la zone de gain a une forme évasée. Ces amplificateurs seront donc nommés par la suite Amplificateurs Optiques Évasés (AOE). Nous avons utilisé des AOE de Toptica et de EagleYard, tous les deux de 500 mW. La puissance obtenue sur le banc grâce à ces amplificateurs est alors suffisante pour réaliser deux pièges à la fois, et pour réaliser les impulsions Raman.

La forme de ces amplificateurs (figure 4.4) est étudiée afin d'injecter l'amplificateur par une entrée quasi monomode transverse (surface d'entrée de $1 \times 5 \mu\text{m}^2$ environ) tout en ayant à la sortie une grande surface d'émission afin de limiter l'intensité dans l'amplificateur. Après 0.5 mm, la zone amplificatrice s'élargit progressivement jusqu'à $300 \mu\text{m}$ environ. Le faisceau est donc libre de diffracter dans le plan horizontal tandis qu'il est toujours guidé verticalement dans $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette faible épaisseur entraîne une forte divergence dans le plan vertical à la sortie de l'amplificateur et le faisceau est astigmatique.

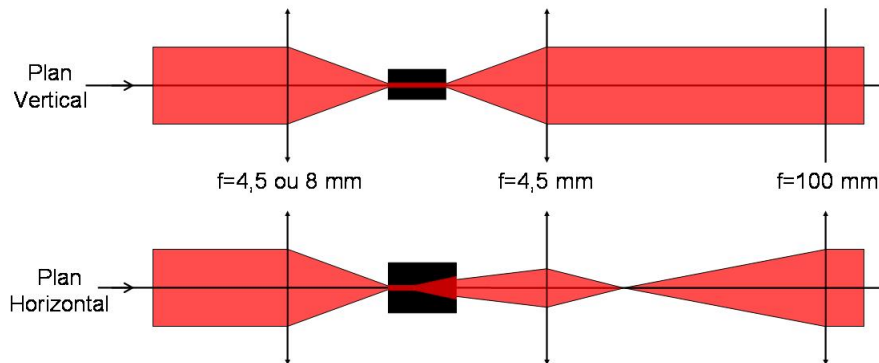


FIG. 4.4 – Montage d'injection d'un AOE. Une lentille focalise le faisceau d'injection sur la face d'entrée de $5 \mu\text{m}$ de large. Pour collimater le faisceau de sortie fortement astigmatique, nous utilisons une première lentille sphérique de courte focale pour collimater l'axe vertical, qui est le plus divergeant, puis une lentille cylindrique pour collimater l'axe horizontal afin d'obtenir un rapport d'ellipticité égal à un.

La figure 4.4 montre le détail du montage optique réalisé pour l'injection et pour collimater le faisceau après amplification. Une lentille, de focale $f=4.5 \text{ mm}$ pour l'amplificateur Toptica et de focale $f=8 \text{ mm}$ pour l'amplificateur EagleYard, est placée en entrée de l'amplificateur afin d'injecter le

faisceau maître. Une solution simple, pour collimater le faisceau astigmatique obtenu après amplification, est de commencer par collimater l'axe vertical à l'aide d'une lentille sphérique de courte focale. Nous utilisons une focale de 4.5 mm. Le faisceau est alors fortement convergent sur l'autre axe et se focalise en une ligne verticale sur une distance de quelques centimètres. Puis le faisceau diverge à nouveau et est collimaté avec un rapport d'ellipticité égal à un à l'aide d'une lentille cylindrique de focale 100 mm.

Les AOE n'émettent pas un faisceau monomode transverse et comportent généralement autour de 70% de puissance utile dans le mode TEM_{00} . De plus, ils émettent une part d'émission spontanée qui dépend du modèle et de la saturation de l'amplificateur. Nous avons mesuré 45 mW d'émission spontanée pour le TA Toptica et 20 mW pour les TA EagleYard au courant nominal de 1.5 A, lorsque les amplificateurs ne sont pas injectés. Une fois l'amplificateur injecté, l'émission spontanée est fortement réduite. Cette émission spontanée est répartie sur toute la gamme spectrale de gain de l'amplificateur, soit 5 nm de part et d'autre de la longueur d'onde centrale de 780 nm. Lorsque nous utilisons les lasers à grand désaccord pour générer les faisceaux Raman, la lumière émise spontanément à résonance risque d'interagir avec les atomes. Pour l'éviter, le faisceau traverse une cellule chauffée (section 4.8.1) remplie d'une vapeur de ^{87}Rb qui absorbera la lumière autour de la résonance.

4.1.3 Fréquences lasers

Voyons maintenant quelles sont les fréquences optiques nécessaires dans notre expérience afin de comprendre les objectifs fixés pour le banc optique. La figure 4.5 représente les niveaux d'énergie de l'atome de ^{87}Rb ainsi que les différentes fréquences optiques nécessaires au gravimètre. Les deux pièges, le PMO-2D et le PMO-3D, utilisent les mêmes sources lasers.

- Au cours de l'expérience, cinq fréquences optiques différentes sont utilisées. Le refroidissement des atomes dans les pièges magnéto-optiques (PMO) nécessite simultanément deux lasers dits de refroidissement et repompeur. Le laser de refroidissement est accordé légèrement sur le rouge de la transition fermée $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ vers $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Le laser repompeur est quant à lui accordé exactement sur la transition de $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ vers $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ afin de ramener dans $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ les atomes dépompés vers $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ par excitation non résonnante.
- Les transitions Raman stimulées sont induites par deux lasers dont la différence de fréquence, voisine de la fréquence de transition hyperfine (6.835 GHz), vérifie la condition de résonance Raman. Ces deux lasers doivent être désaccordés par rapport à la résonance avec le niveau intermédiaire $|5P_{3/2}\rangle$ et nous rappelons la notation du désaccord Raman Δ désignant l'écart à la résonance avec le niveau $|5P_{3/2}, F' = 1\rangle$.
- Lors de la phase de sélection, nous utilisons un laser "pousseur" pour chasser les atomes non sélectionnés hors de la zone de détection. Pour être efficace, ce laser est accordé sur la transition fermée $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ vers $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$.
- Enfin les atomes sont détectés par fluorescence en sortie de l'interféromètre en fonction de l'état interne. Pour optimiser le signal, il faut à nouveau utiliser la transition fermée. Nous utiliserons donc le même laser pour le faisceau pousseur et les faisceaux de détection.

Le nombre de lasers utilisés simultanément est au maximum de deux, pendant le refroidissement, pendant les impulsions Raman et pendant la détection. Pour le refroidissement, ils couplent chacun des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental avec l'état excité $|5P_{3/2}\rangle$ (raie D2). Pour les tran-

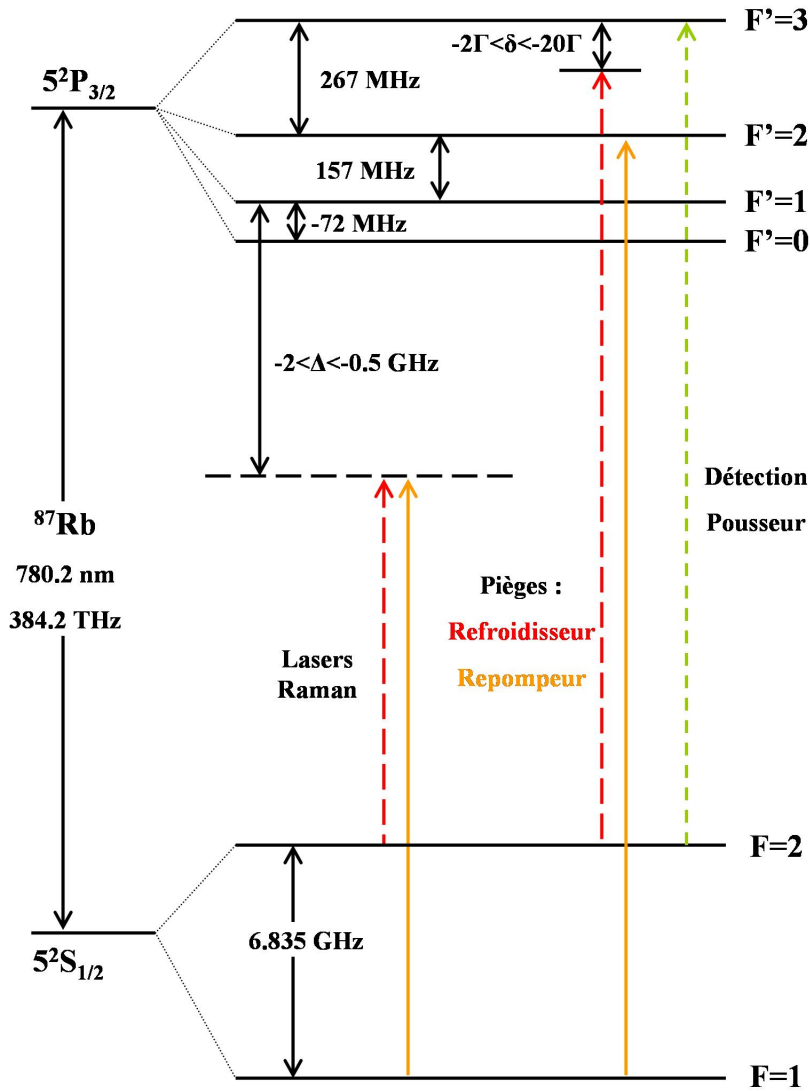


FIG. 4.5 – Niveaux d'énergie du ^{87}Rb . Cinq fréquences optiques sont nécessaires au cours de l'expérience : deux pour créer les pièges magnéto-optiques, deux pour induire les transitions Raman stimulées et enfin une pour pousser les atomes ou pour les détecter.

sitions Raman, les deux lasers sont alors très désaccordés afin de limiter l'émission spontanée. Mais ce qui est remarquable c'est que les deux fréquences optiques correspondantes ont dans les deux cas une différence de fréquence proche de 6.8 GHz . C'est pourquoi il est possible de construire un banc optique relativement simple dans lequel une unique paire de lasers assure, au cours de l'expérience, d'abord le refroidissement puis les transitions Raman.

4.2 Fonctions du banc optique

Il nous faut réaliser l'asservissement de fréquence, qui permet de contrôler le désaccord de chaque laser, au cours du cycle de mesure, et assurer la distribution de la puissance laser dans les différents faisceaux. Pour cela, nous avons monté un banc optique dont le schéma fonctionnel est présenté dans la figure 4.6.

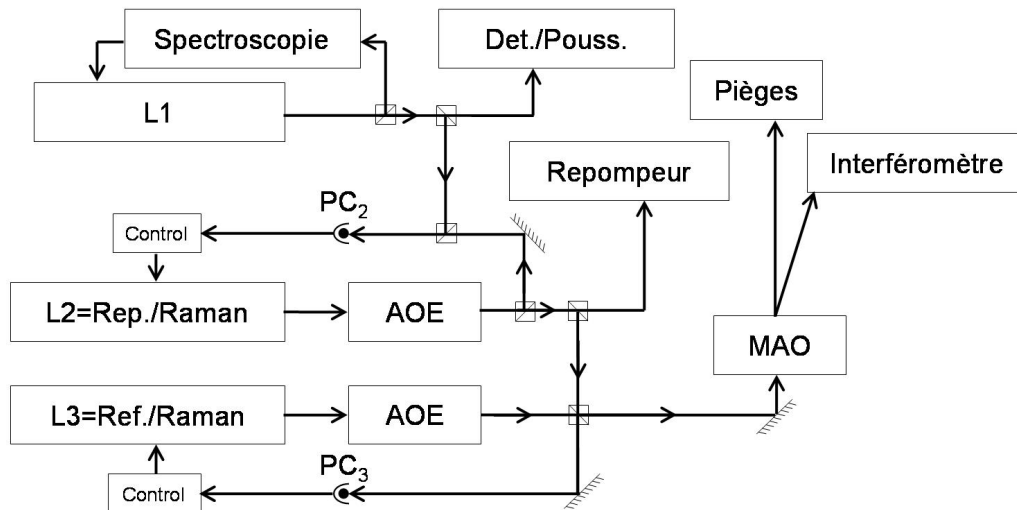


FIG. 4.6 – Schéma fonctionnel du banc optique. La fréquence absolue du laser L1 est asservie sur une raie d'absorption saturée dans une vapeur de ^{87}Rb . Les lasers L2 et L3 sont asservis à l'aide de battements optiques, qui mesurent la différence de fréquence entre lasers. Chacun des lasers L2 et L3 est amplifié dans un amplificateur optique évasé (AOE). Les lasers sont alors injectés dans l'enceinte à vide à l'aide de fibres optiques à maintien de polarisation. Un modulateur acousto-optique (MAO) oriente les faisceaux des lasers L2 et L3, soit vers les pièges soit vers les faisceaux Raman.

La fréquence d'un premier laser L1 est asservie de manière absolue sur la fréquence de la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ vers $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb : le signal spectroscopique obtenu dans une vapeur de rubidium est utilisé comme signal d'erreur pour asservir L1 sur une raie d'absorption saturée. Ce laser constitue alors une référence de fréquence optique, et sera utilisé par ailleurs pour détecter ou pour pousser les atomes. Un second laser L2 est utilisé alternativement comme repompeur ou comme laser Raman. Deux faisceaux issus des lasers L1 et L2 sont superposées sur un photo-détecteur rapide (PC₂) afin de mesurer leur battement optique. Le battement se situe dans le domaine des hyperfréquences et peut être comparé à une référence de fréquence pour obtenir un signal d'erreur et asservir la fréquence relative de L2. Enfin un troisième laser L3 est utilisé alternativement comme laser de refroidissement ou comme deuxième laser Raman. Un nouveau battement optique entre les lasers L2 et L3 (PC₃) permet d'asservir la fréquence ou la phase de L3 sur celles de L2.

Une fois que les lasers sont asservis, il faut distribuer leur puissance vers les différentes zones d'interaction entre les atomes et les lasers dans l'enceinte à vide. Ainsi la puissance du laser L1 est répartie entre la zone de détection et le faisceau pousseur. Une partie du laser repompeur est envoyée vers la zone de détection (section 3.4). Le reste est ensuite superposé au laser L3. Nous utilisons alors un modulateur acousto-optique (MAO) afin de diriger la totalité de la puissance, soit vers les pièges, soit vers les faisceaux Raman.

Nous allons maintenant voir dans le détail la méthode d'asservissement mise en œuvre pour chaque laser et le montage réalisé sur le banc optique.

4.3 Laser L1 : détection et pousseur

4.3.1 Asservissement

Il existe de nombreuses méthodes d'asservissement basée sur un signal spectroscopique. On pourra trouver plus de détails sur les techniques de spectroscopie dans [Smith and Hänsch, 1971], [Wieman and Hänsch, 1976], [Hall et al., 1981], [Demtröder, 1998] et sur les techniques d'asservissement dans [Wallard, 1972], [Bjorklund, 1980], [Drever et al., 1983], [Petelski et al., 2003]. Je développerai ici uniquement les techniques utilisées pour notre expérience.

Le laser L1 est asservi en utilisant la technique de spectroscopie par modulation de fréquence [Bjorklund, 1980], [Hall et al., 1981]. Un faisceau provenant du laser L1 traverse un modulateur électro optique (MEO) (NEW FOCUS 4001) résonnant à 5 MHz. La modulation de phase induite par le MEO fait apparaître dans le spectre du laser deux bandes latérales situées à ± 5 MHz de la porteuse. Ce faisceau est ensuite utilisé pour réaliser une absorption saturée dans une cellule de vapeur de rubidium. Une photodiode rapide (Hamamatsu 5973) permet enfin de détecter la modulation d'absorption à 5 MHz. Ce signal est démodulé avec un mélangeur radio-fréquence afin d'obtenir un signal d'erreur. La figure 4.7 montre un schéma global de la boucle d'asservissement réalisée sur le laser de détection.

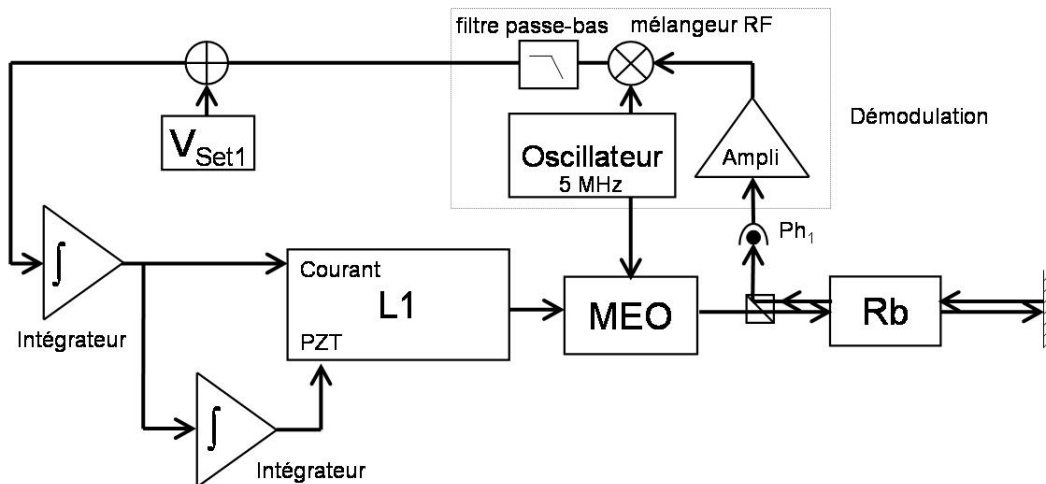


FIG. 4.7 – Boucle d'asservissement du laser L1. La phase du faisceau est modulée à l'aide d'un modulateur électro-optique (MEO) alimenté par un oscillateur à 5 MHz. La modulation d'absorption, dans la vapeur de rubidium, est mesurée sur une photodiode rapide puis démodulée et filtrée avec une fréquence de coupure de 330 kHz. Une tension de consigne V_{set1} est soustraite pour obtenir le signal d'erreur, qui est alors intégré et sommé au courant de la diode laser. Il est intégré une seconde fois avant d'être sommé à la tension de contrôle de la cale piézo-électrique.

Le MEO est alimenté par un oscillateur à 5 MHz délivrant une puissance de 17 dBm et servant également de référence pour démoduler le signal de la photodiode. La tension V_{set1} est soustraite pour obtenir le signal d'erreur. Elle détermine la fréquence d'asservissement du laser sur une plage d'environ ± 5 MHz autour de la fréquence de la transition atomique. Le signal d'erreur est ensuite intégré avant d'être ajouté au courant de la diode. Le signal de correction de courant est intégré à son tour puis sommé à la tension de contrôle de la cale piézo-électrique (PZT). Cette double intégration permet de maintenir la correction sur le courant à une valeur moyenne nulle. La boucle d'asservissement ainsi obtenue présente une bande passante de 80 kHz.

4.4 Laser L2 : repompeur et maître Raman

4.4.1 Asservissement du laser L2

Le laser L2 est le laser servant de repompeur ou de maître Raman. La fréquence de L2 est asservie à l'aide d'un battement optique sur celle du laser L1. Pour mesurer ce battement optique (4 à 7 GHz), il est nécessaire d'utiliser un photo-détecteur rapide. Nous avons utilisé un détecteur de type photo-conducteur Hamamatsu (G4176) (PC_2 sur les figures 4.6 et 4.9) fonctionnant jusqu'à plus de 10 GHz et supportant une puissance optique maximale de 5 mW. Ce photoconducteur présente l'avantage de posséder une surface sensible relativement grande de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$. La fréquence du battement vaut 6.567 GHz lorsque L2 est asservi sur la fréquence du repompeur et environ 4.5 GHz pendant l'étape de réalisation de l'interféromètre. Un schéma détaillé de l'asservissement est représenté sur la figure 4.9.

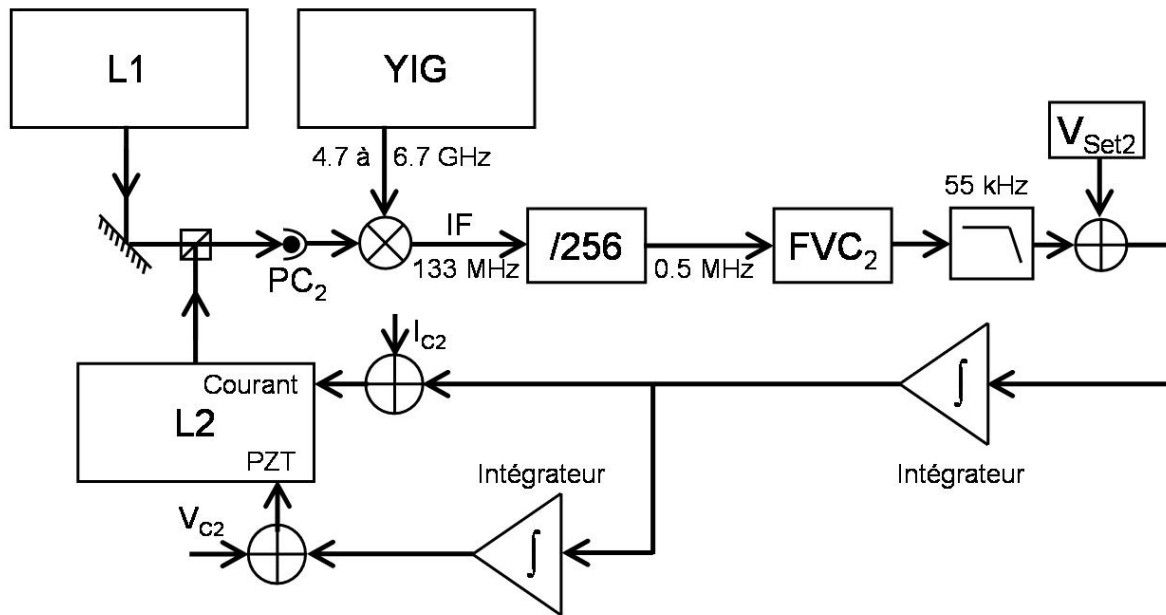


FIG. 4.9 – Boucle d'asservissement du laser L2. Les lasers L1 et L2 sont superposés sur un cube et le signal du battement mesuré sur le photoconducteur PC_2 est mélangé au signal hyper-fréquence délivré par un oscillateur YIG. Le signal obtenu (IF) est divisé par 256 puis envoyé dans un convertisseur fréquence-tension (FVC_2). A la tension ainsi obtenue, on soustrait une tension de consigne V_{set2} pour obtenir le signal d'erreur de la boucle. Celui-ci est intégré et sommé au courant alimentant la diode L2. Il est intégré une seconde fois et sommé à la tension de contrôle de la cale piézo-électrique (PZT). Des signaux de correction I_{c2} et V_{c2} sont appliqués pour éviter que le laser ne saute de mode lors d'un changement de fréquence.

Nous obtenons un battement d'une puissance de -27 dBm en sortie du photoconducteur. Après amplification par un amplificateur bas bruit (Nextec-RF, NBL00419), un battement de contrôle est prélevé par un coupleur directionnel. Le signal est ensuite comparé dans un mélangeur (MINI-CIRCUITS ZMX-7GR) avec un oscillateur de type YIG contrôlable en courant (MicroSource Inc. MSO-0307-1), que l'on fait fonctionner entre 4.7 GHz et 6.7 GHz. La fréquence du signal en sortie du mélangeur est alors divisée par 256. La fréquence obtenue est maintenant dans la plage de fonctionnement d'un

convertisseur fréquence/tension (FVC_2) dont le coefficient de conversion est 10V/MHz et qui fonctionne jusqu'à 1 MHz. Une tension de consigne V_{set2} est alors soustraite à la tension obtenue afin d'obtenir le signal d'erreur de l'asservissement. Pour changer la fréquence de L2, nous avons choisi de changer la fréquence de référence délivrée par le YIG et nous gardons V_{set2} constant. Par exemple, pour une fréquence du YIG de 6.7 GHz, le laser sera asservi exactement sur la fréquence de repompeur. Lorsque la fréquence du YIG est fixée à 4.7 GHz, le laser L2 peut alors servir de laser Raman avec un désaccord de $\Delta = -1.843$ GHz. Ce dispositif permet de choisir à volonté n'importe quel désaccord entre 0 et -4 GHz.

La boucle d'asservissement est fermée en envoyant le signal d'erreur dans le contrôleur de diode laser qui pilote L2. La tension délivrée par le convertisseur fréquence/tension présente une forte modulation à la fréquence d'entrée. Nous utilisons un filtre de Bessel passe-bas du quatrième ordre, de fréquence de coupure de 55 kHz, pour limiter la modulation résiduelle. Nous avons alors obtenu une bande passante d'asservissement de 16 kHz. Un courant et une tension de correction, I_{C2} et V_{C2} , sont appliqués au courant de la diode et à la tension de la cale piézo-électrique pour pouvoir effectuer les sauts de fréquence sans saut de mode.

4.4.2 Montage optique

Le trajet sur le banc optique du faisceau du laser L2 est représenté sur la figure 4.10. La puissance en sortie du LCE est de 23 mW. Après le premier isolateur, un faisceau est prélevé et permet de vérifier la fréquence du laser, par absorption linéaire à travers une cellule de vapeur de rubidium.

Le reste du faisceau passe par un deuxième isolateur après lequel il est amplifié de 18 mW à 430 mW par l'AOE Toptica. Seule la lentille cylindrique du dispositif de collimation de l'AOE est représentée. Le faisceau passe un dernier isolateur optique après lequel il reste une puissance de 350 mW. Cette puissance va être répartie entre plusieurs faisceaux avant d'être superposée au laser L3 :

- Un premier faisceau de 10 mW est prélevé en A pour réaliser le battement optique avec le laser L1. Une succession de deux cubes séparateurs de polarisation sert à superposer les faisceaux puis à les polariser afin qu'ils puissent interférer sur le photoconducteur. En sortie du dernier cube, il y a environ 2 mW de chaque faisceau. Les deux faisceaux sont finalement focalisés sur le photoconducteur Hamamatsu.
- Le reste du faisceau de L2 est ensuite nettoyé en polarisation au moyen d'un cube en transmission. Nous prélevons à nouveau un faisceau, de 7 mW, par le cube placé en B. Une première partie est détectée par une photodiode afin de réaliser un asservissement de puissance : une tension de consigne est soustraite au signal de la photodiode. Le signal d'erreur est alors intégré avant d'être utilisé pour corriger le courant d'alimentation de l'AOE.
L'autre partie du faisceau prélevé en B est superposée à un faisceau en provenance du laser L3 afin de réaliser un deuxième battement optique, qui sert à réaliser l'asservissement de fréquence du laser L3.
- Un faisceau d'une puissance de 2 mW est ensuite prélevé en C. Un premier cube permet de nettoyer sa polarisation et un deuxième permet d'optimiser la puissance injectée dans la fibre. Cette fibre guide le faisceau L2, lorsqu'il est à la fréquence du repompeur, pour être utilisé dans la détection (section 3.4).
- Finalement la majeure partie du faisceau, de 300 mW, est superposée au faisceau du laser L3 sur un cube. L'une des voies de sortie sert à obtenir un troisième battement optique, afin de réaliser l'asservissement de phase du laser L3 sur le laser L2. L'autre sert à générer la paire de

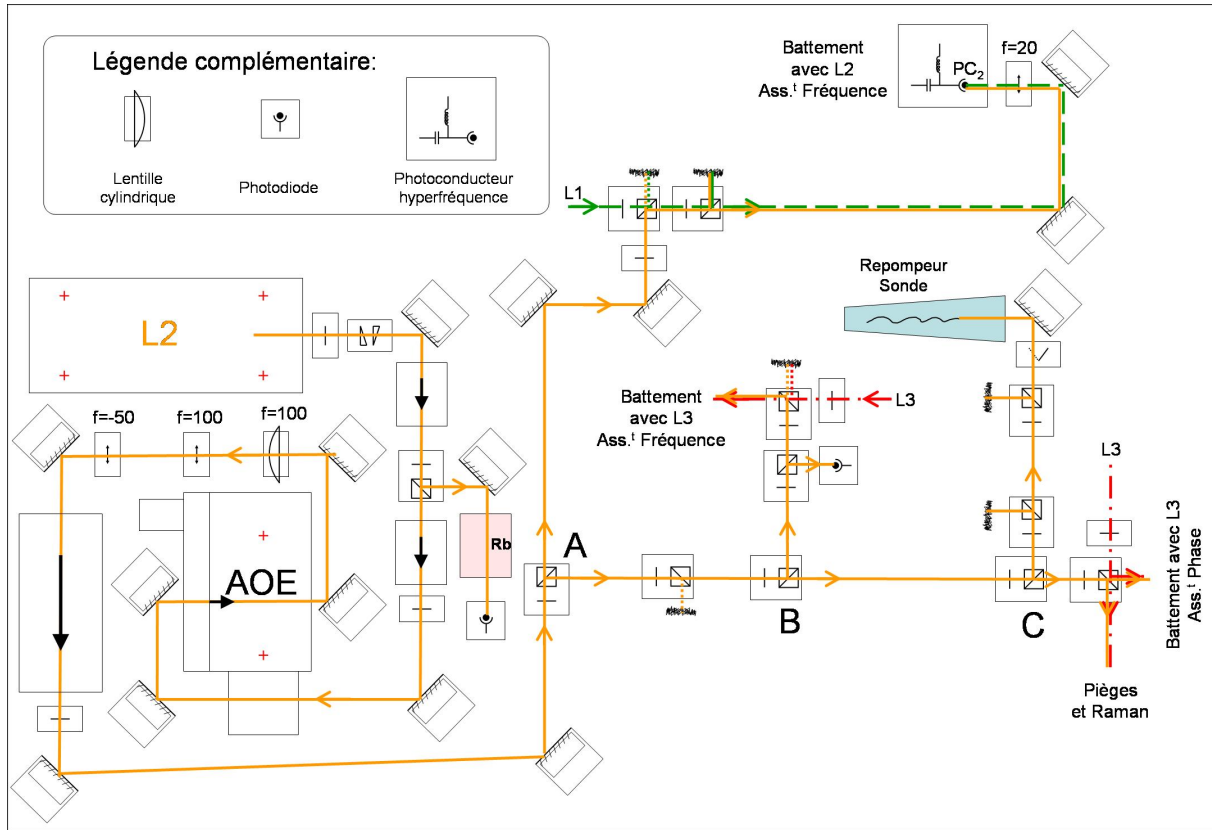


FIG. 4.10 – Montage du laser repompeur sur le banc optique. Un faisceau est d'abord prélevé pour réaliser une absorption saturée de contrôle. Le faisceau restant est alors amplifié puis réparti entre plusieurs faisceaux afin de réaliser : trois battements optiques (un avec L1 et deux avec L3), un faisceau laser repompeur servant dans la détection, et enfin le faisceau repompeur pour les pièges ou le faisceau Raman maître dans l'interféromètre.

faisceaux utilisée soit vers les pièges, soit vers les faisceaux Raman. Cette partie du banc est présentée dans le paragraphe 4.8 concernant la distribution des faisceaux.

4.5 Laser L3 : refroidisseur et esclave Raman

4.5.1 Deux battements séparés

Le laser L3 est le laser de refroidissement ou le laser Raman esclave. L'asservissement de L3 se fait en utilisant deux battements optiques différents suivant que l'on veut asservir sa fréquence ou bien sa fréquence et sa phase. Ceci est nécessaire car nous voulons respecter plusieurs contraintes :

- Tout d'abord, l'asservissement de phase doit être réalisé au niveau de la superposition des deux faisceaux lasers Raman. Dans le cas contraire, les deux faisceaux parcourent des chemins optiques différents. Notre objectif d'atteindre une stabilité de différence de phase de 1 mrad, pendant le temps de la mesure ($\simeq 100$ ms), correspond à une variation du chemin optique d'à peine 0.1 nm. Le banc optique n'assure pas une telle stabilité. Réaliser l'asservissement à partir de la superposition des lasers Raman permet de réduire la sensibilité aux variations de chemin optique sur le banc à une stabilité de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ qui est obtenue sans trop de difficulté.

- deuxièmement, à l'issue de la phase de piégeage, il est nécessaire de pomper la totalité des atomes dans le niveau hyperfin $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$. Il faut donc conserver un faisceau repompeur après l'extinction du piège.
- Nous avons choisi d'effectuer cette dernière opération en éteignant le laser de refroidissement avant le laser repompeur du piège. Le photoconducteur servant à réaliser l'asservissement de phase ne recevra donc pas de signal pendant la fin de la phase de piégeage. Pour garder le laser asservi, il faut donc disposer d'un battement optique supplémentaire entre L2 et L3, en amont de la coupure du laser de refroidissement.

4.5.2 Montage optique : les deux battements

La figure 4.11 présente la génération des deux battements sur le banc optique entre le laser L3, symbolisé en pointillé, et le laser L2. La mise en forme et l'amplification du laser L3 est réalisée de manière similaire à celles du laser L2. Après le second isolateur optique, un faisceau de 14.5 mW est amplifié par l'AOE EagleYard et nous obtenons une puissance de 550 mW. Après le dernier isolateur optique, nous disposons de 490 mW.

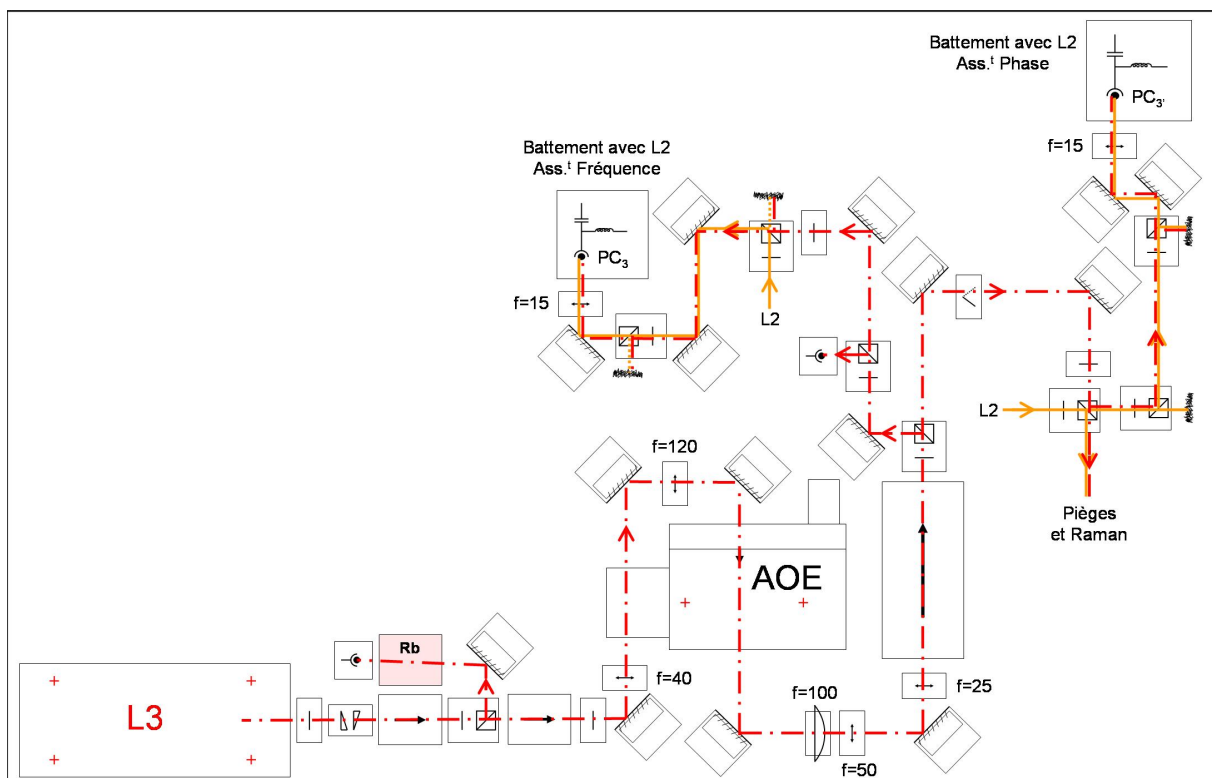


FIG. 4.11 – Montage du laser L3 sur le banc optique. Après prélèvement d'un faisceau pour réaliser une absorption saturée de contrôle, le faisceau est amplifié dans un AOE puis séparé pour réaliser les asservissements de puissance et de fréquence d'un côté. De l'autre, il passe un obturateur mécanique avant d'être superposé au faisceau principal de L2 pour obtenir le dernier battement optique et la paire de faisceaux pièges ou les faisceaux Raman.

Nous réalisons alors les fonctions suivantes :

- Un asservissement de la puissance du laser est obtenu en mesurant la puissance d'un faisceau sur une photodiode, de la même manière que pour L2.
- Un battement optique avec L2 sert à réaliser l'asservissement de fréquence de L3. Les deux faisceaux sont superposés sur un premier cube puis polarisés sur un second. Finalement les faisceaux sont focalisés sur le photoconducteur.
- Un obturateur mécanique permet de couper le faisceau de refroidissement vers les PMO sans couper le repompeur.
- Le faisceau est enfin superposé avec L2 comme mentionné dans le paragraphe précédent. La voie de sortie principale contient 290 mW de L2 et 460 mW de L3. Le montage sur le banc optique pour cette sortie sera décrit par la suite dans la section 4.8.
- L'asservissement de phase est réalisé avec le battement optique obtenu sur la deuxième sortie du cube. Il est ici nécessaire de placer un premier cube pour nettoyer la polarisation des faisceaux et un deuxième pour ajuster la puissance sur le photoconducteur.

4.5.3 Asservissement de fréquence du laser L3

Le premier battement entre le laser L2 et L3, mesuré sur le photo-conducteur hyper-fréquence PC_3 , permet d'asservir la fréquence du laser L3 pendant la phase de piégeage. Ce battement y est observé en permanence, ce qui permet en principe d'asservir la fréquence de L3 pendant toute la séquence. L'asservissement fonctionne sur le même principe que celui du laser L2 et le schéma détaillé de l'électronique de contrôle est représenté sur la figure 4.12.

Les deux faisceaux superposés génèrent un battement, d'une puissance de -29 dBm, mesuré sur le photo-conducteur puis amplifié de 30 dB avec un ampli à bas bruit (Nextec-RF, NBL00419). Le battement est comparé à une référence de fréquence fixe à 7 GHz, synthétisé par une chaîne de fréquence à partir d'un oscillateur à quartz à très bas bruit de phase, fonctionnant à 100 MHz. Il est possible d'utiliser une fréquence fixe car la différence de fréquence entre L2 et L3, lors des deux étapes de l'expérience, varie peu et vaut 6.587 GHz pendant la phase de refroidissement et 6.835 GHz pendant l'interféromètre. La fréquence intermédiaire vaut alors respectivement 413 MHz et 165 MHz. Un diviseur de fréquence par 512 permet d'obtenir dans les deux cas une fréquence dans la plage de fonctionnement du convertisseur fréquence/tension (FVC_3). Comme pour L2, nous soustrayons une tension de consigne V_{set3} pour obtenir le signal d'erreur. Les corrections I_{C3} et V_{C3} permettent au laser L3 d'effectuer les sauts de fréquence sans saut de mode.

4.5.4 Asservissement de phase du laser L3

Le troisième battement optique sur le banc, mesuré par le photo-conducteur $PC_{3'}$, permet d'asservir la phase du laser L3 sur celle de L2 pendant l'étape de l'interféromètre [Santarelli et al., 1994], [Ricci et al., 1995]. L'obturateur mécanique spécifique au laser L3 est maintenu ouvert pendant toute cette étape et deux interrupteurs permettent de choisir quelle boucle d'asservissement (fréquence ou phase) est utilisée. Le schéma fonctionnel de cet asservissement est représenté sur la figure 4.13. L'électronique de l'asservissement et ses performances seront présentés dans la section 4.7.

Le battement mesuré sur $PC_{3'}$ est ensuite amplifié de 27 dB (AML48L2701). Un coupleur directionnel permet de créer une voie supplémentaire pour l'analyse du bruit de phase résiduel après

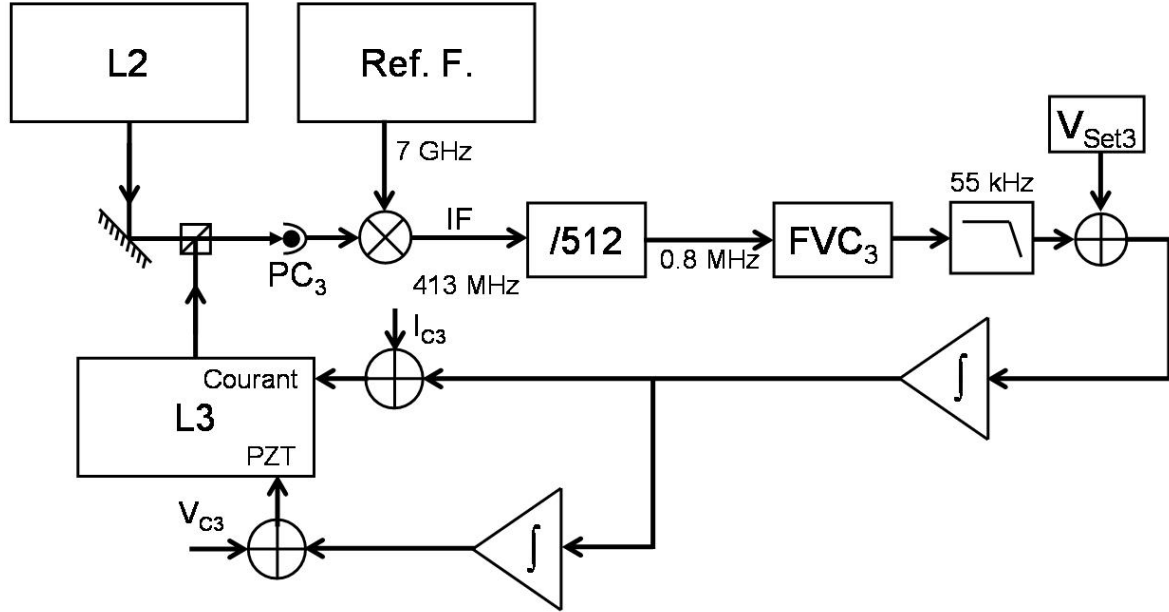


FIG. 4.12 – La boucle d’asservissement de fréquence du laser L3 est similaire à celle de L2. Le battement optique entre L2 et L3 est mesuré sur le photo-conducteur rapide PC_3 et comparé à une référence de fréquence à 7 GHz. La fréquence intermédiaire obtenue (IF) est divisée par 512 et convertie en tension (FVC_3). La tension de consigne V_{set3} lui est soustraite pour obtenir le signal d’erreur de la boucle. Les deux signaux de corrections I_{C3} et V_{C3} sont ajoutés au courant de la diode et à la tension de la cale piézo-électrique.

asservissement. La voie principale est comparée, dans un mélangeur, à la référence de fréquence à 7 GHz. Nous obtenons ainsi une fréquence intermédiaire proche de 165 MHz. Nous comparons cette fréquence avec un oscillateur local, constitué d’un synthétiseur digital (DDS) doublé en fréquence. La comparaison est réalisée à l’aide d’un détecteur phase/fréquence digital (DPFD) qui délivre un signal d’erreur de phase qui est ensuite intégré. Le signal de correction ainsi obtenu est sommé au contrôle du courant de la diode. Il est également sommé au signal de correction de la cale piézo-électrique, avant la dernière intégration.

4.6 Dynamique des asservissements au cours d’un cycle de mesure

4.6.1 Désaccord de 2 GHz

Pour réaliser l’expérience avec trois lasers seulement, il nous faut désaccorder les lasers L2 et L3 pour obtenir les faisceaux Raman, puis les ramener à résonance pour l’étape de détection. De plus, nous ne disposons que de quelques millisecondes pour effectuer chacun de ces sauts de fréquence puisque les atomes sont en chute libre.

Une fois que les atomes ont été lâchés de la mélasse optique, nous appliquons une rampe de fréquence à l’oscillateur YIG servant de référence à l’asservissement de L2. Cette rampe induit un

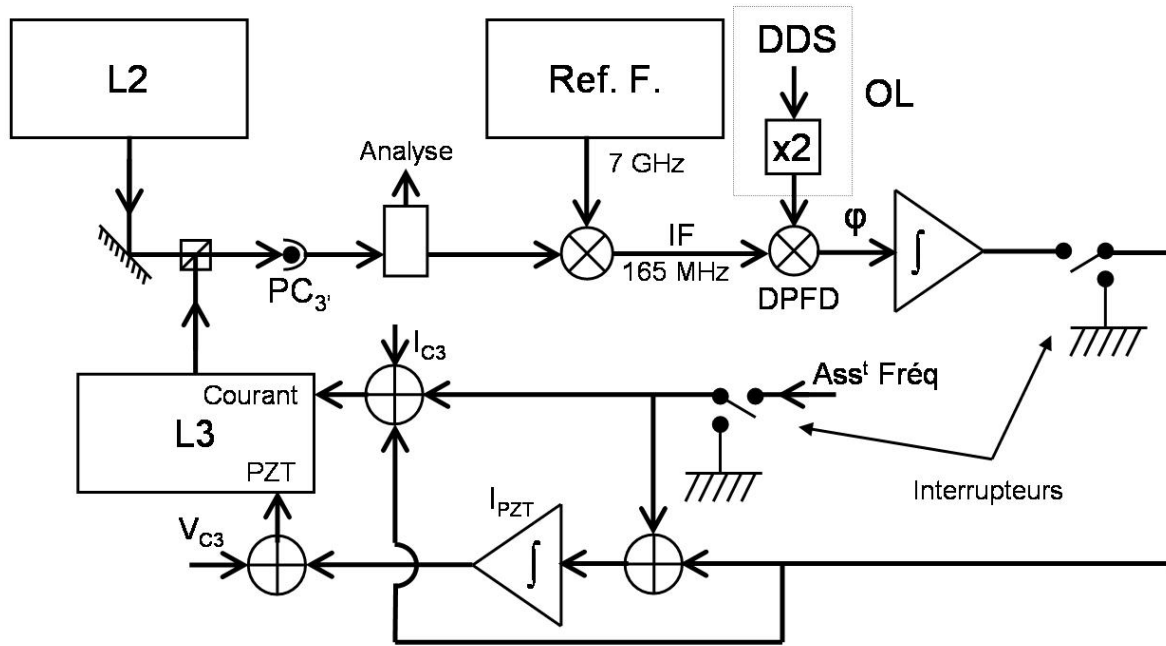


FIG. 4.13 – Boucle d'asservissement de phase de L3. Le battement entre L2 et L3 est mesuré sur un dernier photoconducteur rapide PC_{3'} et comparé à la même référence de fréquence à 7 GHz. La fréquence intermédiaire est comparée à un oscillateur local (OL) constitué d'un synthétiseur digital de fréquence (DDS) doublé en fréquence. La comparaison est effectuée dans un détecteur phase/fréquence digital (DPFD). Le signal d'erreur de phase est intégré puis sommé au courant d'alimentation du laser L3. Il est également sommé au signal de contrôle de la cale piézo-électrique de l'asservissement de fréquence avant la dernière intégration.

changement de la fréquence de consigne allant jusqu'à 2 GHz. Chacun des deux lasers asservis L2 et L3 verra son désaccord Δ augmenter jusqu'à -1.843 GHz. Nous obtenons ainsi les fréquences correspondant aux lasers Raman. La figure 4.14 montre le signal d'erreur du laser L2 au cours d'un saut de 2 GHz réalisé en 2 ms.

L'intervalle spectral libre de nos LCE est trop faible et il est nécessaire de changer le point de fonctionnement en courant du laser au fur et à mesure de la rampe de fréquence. Nous appliquons pour cela une rampe sur les courants de correction I_{Ci} des deux lasers pour maintenir leur fréquence au centre de l'intervalle spectral libre.

Si la rampe de fréquence est appliquée lentement, l'intégrateur de la cale piézo-électrique compensera le décalage de fréquence au fur et à mesure. Par contre si la rampe est trop rapide, l'erreur de fréquence entre le laser et la consigne peut sortir de la dynamique du convertisseur. Nous appliquons une rampe supplémentaire sur les tensions de correction des cales piézo-électriques V_{Ci} afin d'induire un saut de 2 GHz qui maintienne la fréquence laser dans la dynamique du convertisseur même en boucle ouverte.

Nous voyons sur la figure 4.14 que la fréquence de L2, en boucle ouverte, est ainsi maintenue à moins de 100 MHz de la fréquence de consigne du YIG pendant l'ensemble de la rampe. Compte tenu de la division par 512, la fréquence du laser reste dans la dynamique du convertisseur. La rampe de tension sur V_{C2} ne compense pas exactement la rampe de fréquence du YIG. Ceci est probablement

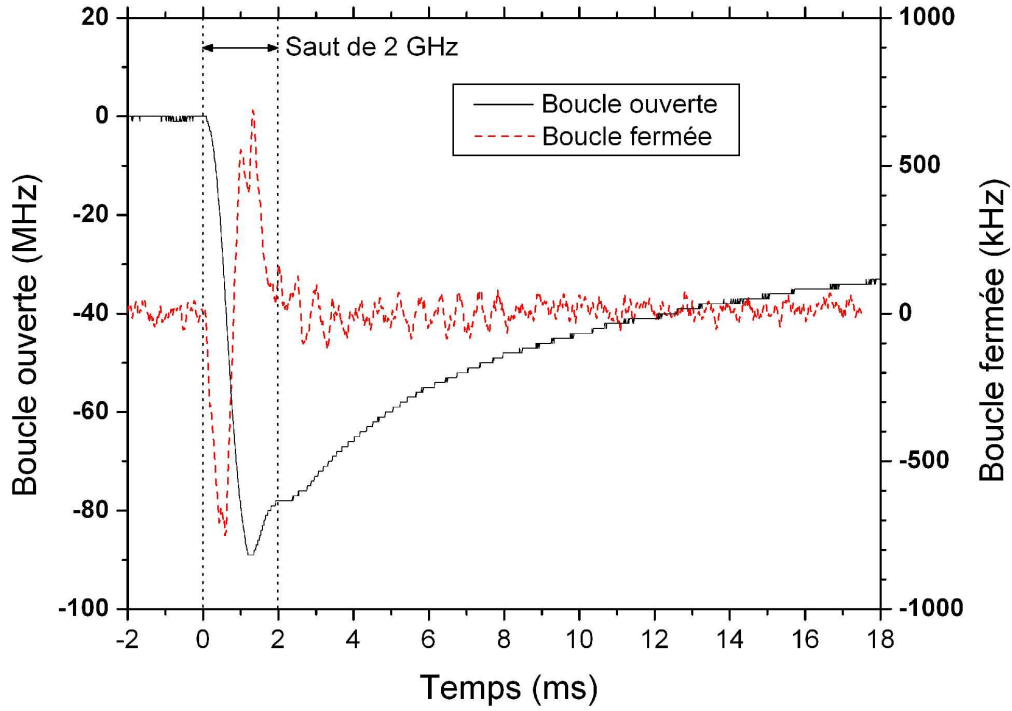


FIG. 4.14 – Erreur de fréquence du laser L2 pendant une rampe de 2 GHz appliquée en 2 ms. En boucle ouverte (courbe noire), le laser reste à moins de 100 MHz de la consigne du YIG sans saut de mode, grâce aux signaux de correction I_{C2} et V_{C2} . En boucle fermée (courbe pointillée), le laser asservi réalise le saut en 2 ms. La courbe est moyennée afin de révéler les oscillations amorties de la cale piézo-électrique.

lié à un effet thermique dans la diode dû au changement de courant d'injection, combiné à un effet des filtres utilisés pour appliquer les différentes rampes. Une fois la boucle d'asservissement fermée, l'erreur de fréquence restante est compensée. La courbe grise montre l'erreur de fréquence résiduelle de L2 pendant la rampe et permet notamment de voir les oscillations amorties de la cale piézo-électrique.

Ce système d'asservissement est flexible. Il permet d'obtenir n'importe quel désaccord jusqu'à -3.5 GHz et d'obtenir une succession de désaccords différents en fonction des besoins de l'expérience. Nous pouvons ainsi utiliser un désaccord de -2 GHz pendant la préparation puis nous effectuons un second saut de fréquence, tandis que le laser L3 est asservi en phase sur L2, pour amener le désaccord Δ à -1 GHz environ pour l'interféromètre.

4.6.2 Commutation entre asservissement de fréquence et asservissement de phase

Pendant le saut de 2 GHz, nous appliquons une rampe sur la tension de consigne V_{Set3} afin que la différence de fréquence entre L2 et L3 soit 6.835 GHz à la fin du saut. Nous pouvons alors changer l'asservissement de L3 pour l'asservir en phase. Nous utilisons pour cela une combinaison d'interrupteurs permettant d'annuler l'un ou l'autre des deux signaux d'erreur et réinitialisant la plupart des intégrateurs de la boucle inactive. Pendant le transfert, le point de fonctionnement du laser est préservé grâce au courant de correction I_{C3} et à la tension de sortie de l'intégrateur I_{PZT} présenté dans la figure 4.13. Cet intégrateur n'est donc jamais réinitialisé.

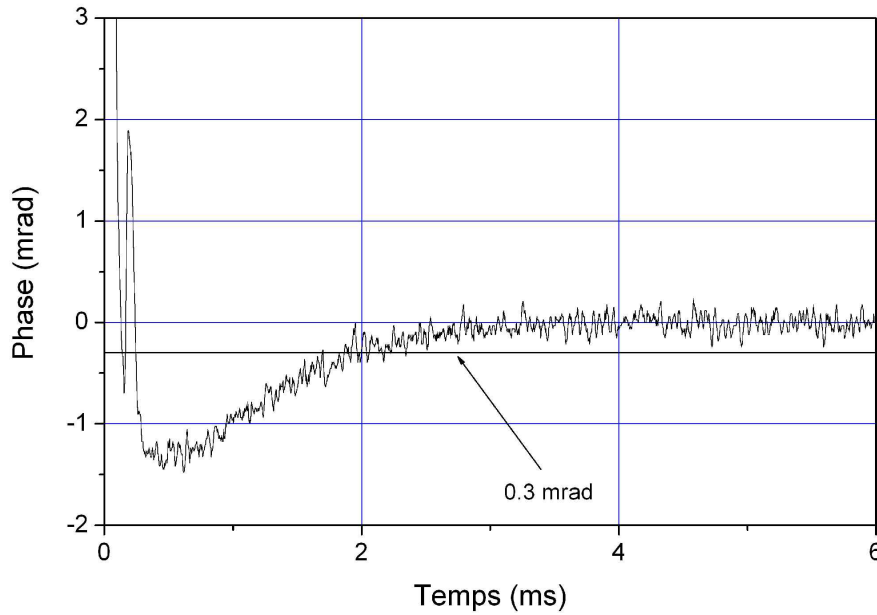


FIG. 4.15 – Signal d'erreur de la phase du laser L3. La boucle d'asservissement de phase est activée à $t = 0$, après le saut de 2 GHz. La courbe a été moyennée afin de révéler le comportement transitoire de l'erreur de phase. On observe une décroissance exponentielle de l'erreur de phase.

Nous étudions le transitoire de phase, après le transfert entre asservissements, grâce à un montage d'analyse de phase qui sera présenté en détail dans la section 4.7. La figure 4.15 montre l'erreur de phase en fonction du temps après l'activation de la boucle d'asservissement de phase. Le DPDFD met $300 \mu\text{s}$ pour asservir L3 en phase, avec une constante de temps de quelques dizaines de μs . Il apparaît ensuite un transitoire d'amplitude de quelques mrad et de constante de temps de l'ordre de 1 ms. En effectuant la transition entre asservissements sans saut de fréquence, nous observons uniquement la constante de temps de quelques dizaines de μs . Ce transitoire est donc lié au changement de point de fonctionnement du laser.

Notre objectif est d'atteindre une exactitude de $10^{-9} g$, ce qui correspond à une erreur de phase de 0.3 mrad. Nous observons dans la figure 4.15 que l'asservissement de phase atteint le critère de 0.3 mrad en environ 2 ms. L'impulsion Raman de sélection a lieu 5 ms après l'activation de l'asservissement de phase. La première impulsion de l'interféromètre a lieu 13 ms après le deuxième saut de fréquence, qui est effectué tandis que l'asservissement de fréquence est activé.

4.6.3 Cycle de mesure

Les fréquences des lasers au cours d'une séquence de mesure sont représentées sur la figure 4.16 :

- Pendant la première étape, la fréquence de L2 est maintenue constante à la fréquence du repompeur tandis que celle de L3 est adaptée aux différentes phases du refroidissement (piège, mélasse faiblement désaccordée, mélasse fortement désaccordée).
- Ensuite vient l'étape de présélection présentée dans la section 5.1. Les deux lasers effectuent chacun un saut de fréquence et L3 est asservi en phase sur L2. Le désaccord pendant cette étape peut être choisi indépendamment du désaccord pendant l'interféromètre et nous avons choisi un désaccord de -2 GHz qui permet d'obtenir une faible émission spontanée. Une séquence

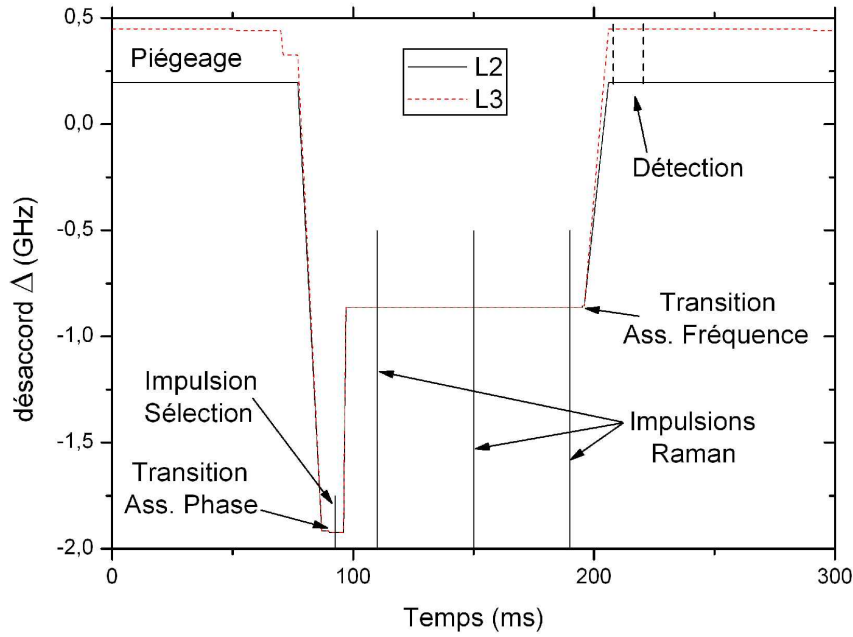


FIG. 4.16 – Fréquences des lasers L2 et L3 au cours d'un cycle de mesure. La fréquence de L2 est comparée à la fréquence de la transition $|5S_{1/2}, F = 1 \rangle$ vers $|5P_{3/2}, F' = 1 \rangle$ et la fréquence de L3 est comparée à la fréquence de la transition $|5S_{1/2}, F = 2 \rangle$ vers $|5P_{3/2}, F' = 1 \rangle$.

d'impulsions réalisant la sélection du niveau Zeeman et d'une classe de vitesse étroite est alors appliquée.

- Les deux lasers effectuent un nouveau saut de fréquence pour obtenir un désaccord de 1 GHz environ qui optimise la sensibilité de la mesure (section 2.3.5). Nous appliquons alors les trois impulsions de l'interféromètre.
- L'asservissement de fréquence est réactivé et les deux lasers sont ramenés près de la résonance pour réaliser l'étape de détection.
- Enfin, la séquence de mesure suivante commence avec une nouvelle étape de piégeage.

4.7 Stabilité de la différence de phase Raman

La stabilité de phase de l'interféromètre est limitée notamment par la stabilité de la différence de phase Raman comme le montre l'équation 2.42. L'asservissement transfère le bruit de phase de la référence de fréquence sur les lasers, dans la limite de la bande passante de la boucle. Au delà de la bande passante, les lasers conservent leur niveau de bruit de phase intrinsèque. Dans cette section, nous présentons la boucle d'asservissement de phase et la mesure de son niveau de bruit de phase résiduel. Nous présentons ensuite la référence de fréquence utilisée et son niveau de bruit de phase. Enfin, la propagation des faisceaux dans la fibre optique donne lieu à une détérioration de la stabilité de phase que nous avons mesurée.

4.7.1 Boucle d'asservissement

La figure 4.17 présente la partie électronique de la boucle d'asservissement présentée auparavant dans la figure 4.13. La fréquence intermédiaire IF, obtenue par mélange entre le battement optique et la référence de fréquence, est comparée à l'oscillateur local (OL) dans le détecteur phase/fréquence digital (DPFD) qui procure le signal d'erreur de l'asservissement.

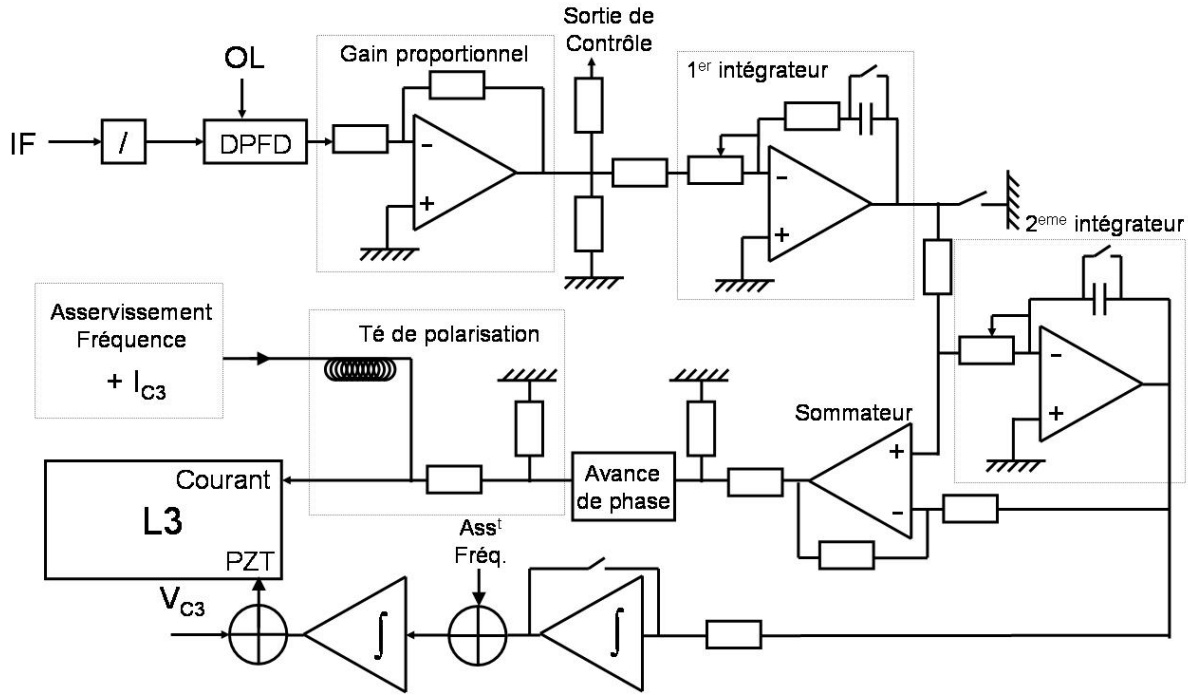


FIG. 4.17 – Circuit électronique de la boucle d'asservissement de phase du laser L3. Le signal d'erreur de phase est amplifié et intégré. Une première contre-réaction rapide est appliquée sur le courant à l'aide d'un circuit d'avance de phase. Elle est sommée à la contre-réaction de l'asservissement de fréquence à l'aide d'un Té de polarisation. Une seconde contre-réaction est appliquée sur la cale piézo-électrique après deux intégrations supplémentaires, de fréquence de coupure plus faible. Des interrupteurs ont été ajoutés au circuit pour initialiser les intégrateurs et désactiver cette boucle d'asservissement pendant l'asservissement de fréquence.

Lorsque la fréquence intermédiaire et celle de l'oscillateur local sont différentes, le DPFD délivre un signal moyen non nul dont le signe dépend du signe de la différence de fréquence. La boucle réalise alors un rappel vers la fréquence de consigne. Une fois que les fréquences sont égales, le DPFD délivre un signal proportionnel à la différence de phase. Le signal d'erreur est alors amplifié et intégré afin de générer les signaux de correction fournis au courant de la diode et à la tension de la cale piézo-électrique (figure 4.17). Le signal est d'abord intégré par deux intégrateurs rapides. Un circuit d'avance de phase permet de compenser une partie du déphasage interne de la diode laser qui limite la bande passante de l'asservissement. A l'aide d'un Té de polarisation, cette correction est sommée au signal d'asservissement de fréquence et au courant de correction I_{C3} .

Un ensemble d'interrupteurs, contrôlés par l'ordinateur, ont été ajoutés au circuit pour mettre à zéro la sortie des intégrateurs de l'asservissement de phase et désactiver la boucle pendant l'asservissement de fréquence. De même, les sorties des intégrateurs de l'asservissement de fréquence sont mises à zéro pendant l'asservissement de phase. Seul le dernier intégrateur, commun au signal de cor-

rection de la cale piézo-électrique pour les deux asservissements, n'est pas mis à zéro pour préserver le point de fonctionnement du laser.

4.7.2 Qualité de l'asservissement de phase

Chaîne de mesure

Pour tester la qualité de l'asservissement, nous avons effectué une mesure de la différence de phase entre les lasers avec un montage indépendant présenté dans la figure 4.18. Ce montage est de conception différente de celui de l'asservissement de phase mais utilise la même référence de fréquence à 100 MHz.

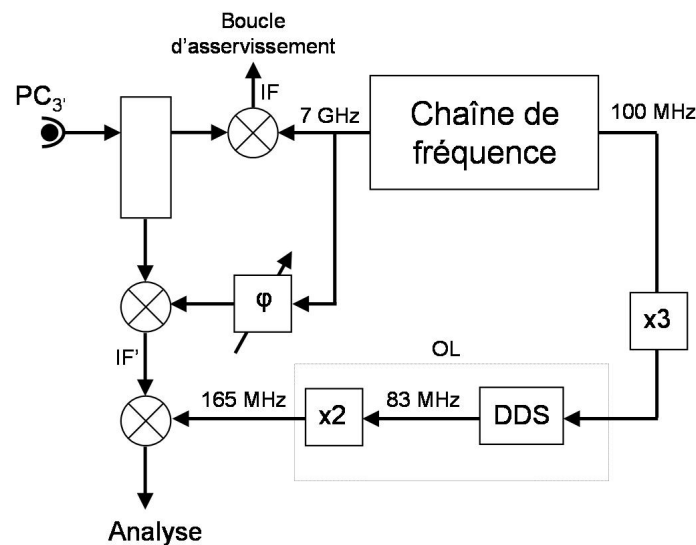


FIG. 4.18 – Chaîne d'analyse du bruit de phase. Le battement observé par le photoconducteur hyper-fréquence est prélevé par un coupleur directionnel puis mélangé avec la référence de fréquence à 7 GHz. La fréquence intermédiaire obtenue IF' est comparée avec l'oscillateur local de l'asservissement de phase, dans un mélangeur analogique. Un déphaseur permet de régler une différence de phase moyenne nulle.

Le signal du battement est prélevé par un coupleur directionnel pour pouvoir réaliser cette analyse (figure 4.13). Nous obtenons une nouvelle fois la fréquence intermédiaire (IF') par mélange avec la référence de fréquence à 7 GHz. Dans ce montage, IF' est comparée à l'oscillateur local à l'aide d'un mélangeur analogique. Un déphaseur hyper-fréquence permet de régler la différence de phase en quadrature afin d'être sensible aux fluctuations de phase. Grâce à ce montage, nous pouvons mesurer le bruit de phase de la boucle d'asservissement indépendamment du bruit de phase de la référence de fréquence. Le bruit de phase est mesuré à l'aide d'un analyseur à transformée de Fourier rapide (FFT) dans la bande de fréquence 0-100 kHz. Au delà, nous mesurons directement le battement optique avec un analyseur de spectre. Cette dernière mesure inclut alors le bruit de phase de notre référence de fréquence.

Bruit de phase

Les premières mesures ont été réalisées en utilisant comme oscillateur local le signal de distribution à 100 MHz délivré dans le laboratoire par un quartz asservi à basse fréquence sur un maser à

hydrogène. La bande passante de l'asservissement de phase est limitée à 1.5 MHz environ en l'absence d'avance de phase et a pu être augmentée jusqu'à 3 MHz après son ajout et son optimisation. La figure 4.19 présente alors la mesure de la densité spectrale de bruit de phase.

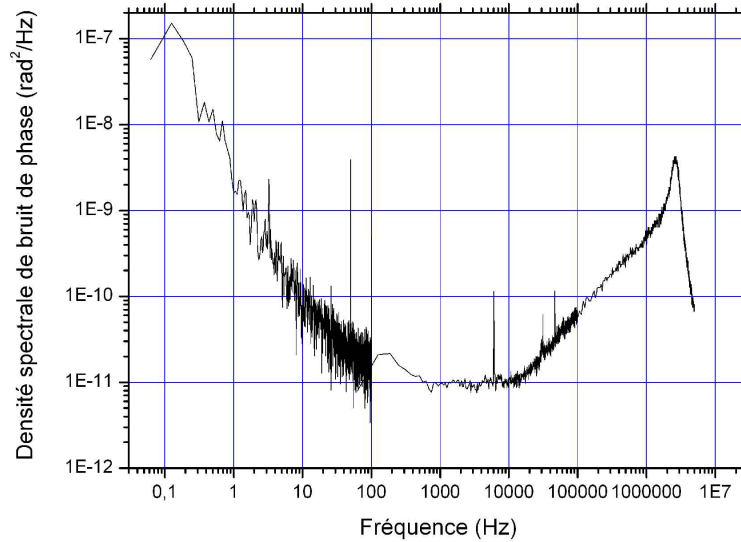


FIG. 4.19 – Densité spectrale de bruit de l'asservissement de phase. La bande passante obtenue vaut 3 MHz environ.

Lors de cette mesure, la puissance sur le photo-conducteur était de 1 mW par faisceau, nous avons choisi de diviser la fréquence intermédiaire par 4 avant la comparaison dans le mélangeur analogique et la fréquence de coupure F_{C1} du premier intégrateur valait environ 100 kHz. La division par 4 permet une plus grande dynamique d'asservissement. Nous obtenons ici un niveau de bruit blanc résiduel de -110 dB.rad²/Hz dans la bande de fréquence allant de 100 Hz à 20 kHz, qui ne dépend pas du gain de l'asservissement. En pondérant le bruit de phase mesuré (figure 4.19) par la fonction de transfert obtenue dans l'équation 2.56, nous calculons une contribution à hauteur de 3-4 mrad par mesure sur le bruit de phase interférométrique. Notre objectif sur le long terme est d'atteindre une sensibilité de 1 mrad par mesure, ce qui fixe par exemple une limite supérieure au niveau de bruit blanc à -114 dB.rad²/Hz pour une durée d'impulsion $\pi/2$ de 10 μ s ou -117 dB.rad²/Hz pour une durée d'impulsion $\pi/2$ de 5 μ s. Nous avons alors cherché à optimiser tous les éléments de la boucle afin de réduire le bruit de l'asservissement.

Optimisation

Afin de pallier le manque de gain à haute fréquence, nous avons augmenté le gain du second intégrateur rapide et trouvé un optimum pour un gain unité à la fréquence de 500 kHz. Nous avons ensuite installé les interrupteurs sur le montage. La figure 4.20 montre la mesure de bruit de phase que nous avons alors obtenu. Le palier de bruit blanc se prolonge maintenant jusqu'à 80 kHz mais nous constatons l'apparition d'un excès de bruit dans la gamme de fréquence de 10 à 40 kHz.

Après investigation, nous avons constaté que le signal logique de déclenchement des interrupteurs, pour une raison indéterminée, est la cause de cet excès de bruit. Nous avons pu limiter ce bruit en modifiant la résistance de charge du signal logique et nous avons alors obtenu le second spectre de

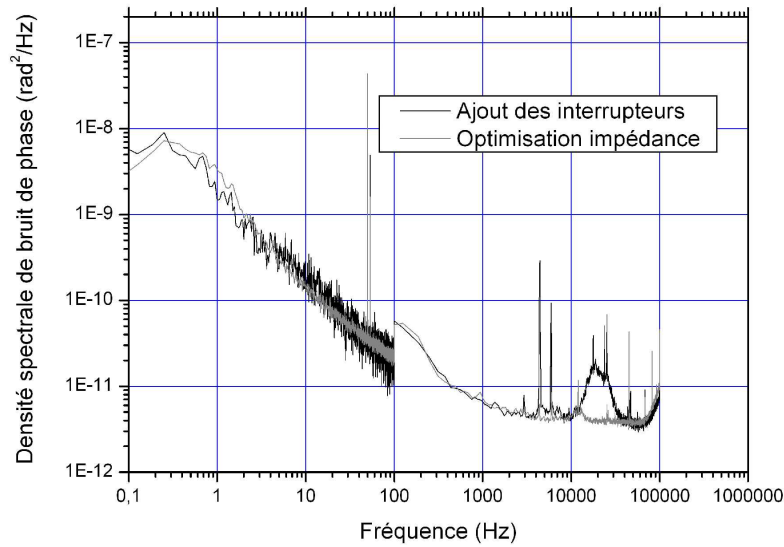


FIG. 4.20 – *Spectre de bruit de l'asservissement de phase après introduction des interrupteurs dans la boucle (courbe noire). L'excès de bruit provient de la tension de déclenchement des interrupteurs et devient négligeable en augmentant la résistance de charge de cette tension (courbe grise).*

bruit de phase présenté dans la figure 4.20. Le niveau de bruit blanc dépend de la puissance appliquée sur le photo-conducteur. Nous avons augmenté la puissance jusqu'à la valeur maximale de 2.5 mW par faisceau et optimisé la focalisation sur la surface sensible du photo-conducteur. Ceci a alors réduit le niveau de bruit blanc jusqu'à $-117 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$.

Le DPFd présente un niveau de bruit blanc de $-130 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ environ. Celui-ci se transpose sur le battement en fonction de la division appliquée sur l'IF. Avec une division par 4, le bruit remonte de 12 dB jusqu'à $-118 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ environ, qui est donc maintenant une contribution majeure au bruit de phase et explique le niveau de bruit que nous observons. Nous avons donc supprimé la division et nous avons immédiatement obtenu un niveau de bruit blanc de $-119 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$. Après une dernière optimisation des puissances électriques dans la boucle d'asservissement nous avons finalement obtenu le niveau de bruit présenté dans la figure 4.21. Nous avons ainsi réussi à réduire le bruit blanc en dessous de $-121 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$. La mesure réalisée avec l'analyseur de spectre sur le battement hyperfréquence est limitée à hauteur de $-108 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ environ par le bruit de phase de la référence de fréquence utilisée pour ces mesures, présentée dans le paragraphe suivant 4.7.3, et par le bruit de l'analyseur de spectre.

Nous calculons à nouveau la contribution au bruit de phase de l'interféromètre à partir de l'équation 2.56, pour chaque décade (tableau 4.1). Pour ce calcul, nous avons utilisé les paramètres $T = 50 \text{ ms}$ et $\tau = 5 \mu\text{s}$ correspondant aux paramètres expérimentaux utilisés par la suite. Nous trouvons alors une contribution totale de 2.1 mrad rms de bruit de phase pour une mesure. Compte tenu du taux de répétition de 4 Hz, la contribution sur une seconde est alors de 1.05 mrad et correspond à $2.5 \cdot 10^{-9} \text{ g.Hz}^{-1/2}$.

Nous voyons d'après le tableau 4.1 que l'essentiel du bruit est apporté par les hautes fréquences. La bande passante de l'asservissement est donc le facteur limitant de notre asservissement. Pour augmenter la bande passante de l'asservissement, il est envisagé de changer la structure des lasers

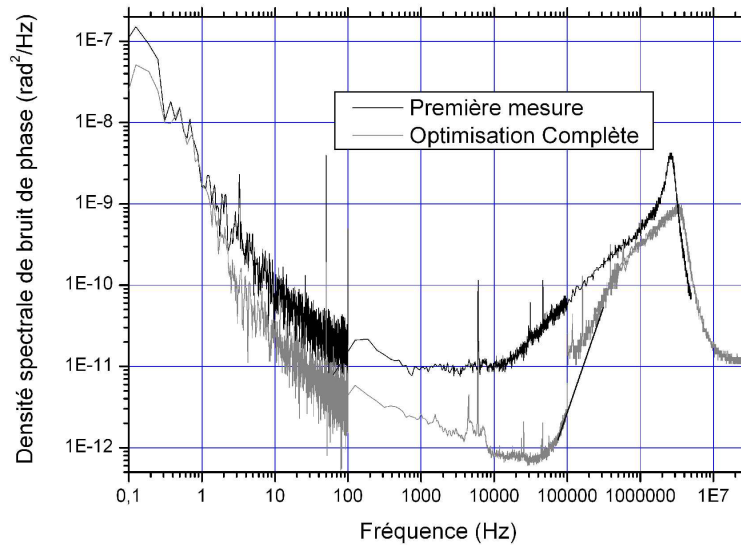


FIG. 4.21 – Spectre de bruit de l'asservissement de phase avant (courbe noire) et après (courbe grise) optimisation.

Décade (Hz)	0.1 – 1	1 – 10	10-100	100-1k	1k-10k	10k-100k	100k-1M	1M-
contribution (mrad)	0.003	0.047	0.066	0.14	0.28	0.60	1.85	1.44

TAB. 4.1 – Contribution de chaque décade au bruit de l'interféromètre.

pour incorporer un modulateur électro-optique dans la cavité étendue. Nous pouvons alors espérer obtenir une bande passante d'une dizaine de MHz environ [Müller et al., 2006] qui permettrait de rendre négligeable la contribution de l'asservissement au bruit de l'interféromètre.

4.7.3 La référence de fréquence

Première chaîne de fréquence

Dans un premier temps, nous avons utilisé le signal à 100 MHz distribué dans le laboratoire comme référence de fréquence pour le gravimètre. Pour obtenir la référence de fréquence à 7 GHz, nous avons monté une première chaîne de fréquence présentée dans la figure 4.22. Elle consiste en une suite de multiplications de fréquence et de filtrages.

Le signal à 100 MHz est d'abord doublé à l'aide d'un mélangeur analogique et filtré pour éliminer la composante constante. L'étage suivant de multiplication par 5 est assuré par un circuit de mise en forme du signal sinusoïdal en un signal rectangulaire, dont un filtre passe bande centré sur 1 GHz sélectionne l'harmonique 5. Le signal à 1 GHz est alors amplifié pour alimenter une diode à recouvrement rapide (SRD) permettant d'obtenir des impulsions à partir d'un signal sinusoïdal. Un dernier filtre passe-bande permet de sélectionner l'harmonique 7 et d'obtenir la référence à 7 GHz. Idéalement, la multiplication transpose le bruit de phase de la référence de fréquence à 100 MHz en une densité spectrale de bruit multipliée par 70^2 , soit relevée de 37 dB. Le bruit de notre référence à 7 GHz est cependant limité par l'étage de multiplication par 5 [Santarelli, 2006] à un niveau de bruit

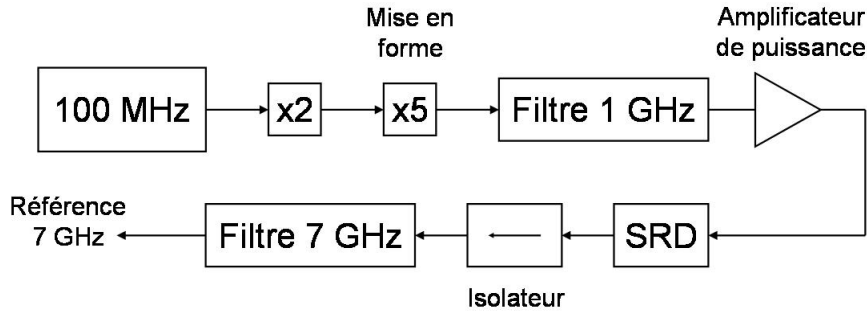


FIG. 4.22 – Première chaîne de fréquence du gravimètre.

blanc de $-108 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$. Ceci correspond à un bruit de phase de 3.7 mrad rms sur l'interféromètre. Il faut noter que lors des expériences présentées dans ce manuscrit, ce niveau de bruit n'est pas limitant puisque le bruit dû aux vibrations représente environ 30 mrad rms .

Nouvelle chaîne de fréquence

A plus long terme, il nous faut disposer d'une référence à 100 MHz autonome et d'une référence à 7 GHz assurant une contribution au bruit de l'interféromètre inférieure à 1 mrad . Nous avons choisi d'utiliser des oscillateurs à quartz à bas bruit de phase comme référence de fréquence. Afin d'obtenir les performances optimales, nous utilisons deux quartz. Le premier à 5 MHz (BLUETOP, Wenzel) possède une densité spectrale de bruit de phase à basse fréquence, transposée à 100 MHz , de $-90 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$ à 1 Hz , selon la spécification. Le second fonctionne à 100 MHz (SC, premium) et possède un très bas niveau de bruit blanc de phase spécifié à $-165 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$. Le quartz à 5 MHz est doublé puis multiplié par 10 et sert de référence pour asservir le quartz à 100 MHz avec une bande passante de 500 Hz environ. Cette source à 100 MHz a été réalisée par SPECTRADYNAMICS et nous avons mesuré son niveau de bruit de phase qui est présenté dans la figure 4.23. Nous pouvons voir que celle-ci respecte les spécifications à la fois à 1 Hz et à haute fréquence. Les nombreux pics à 50 Hz proviennent de l'alimentation qui a été changée par la suite. Pour une durée d'interaction de $2T = 100 \text{ ms}$ et une durée d'impulsion $\pi/2$ de $\tau = 5 \mu\text{s}$, la contribution au bruit de l'interféromètre calculée à partir de la fonction de transfert (équation 2.56) vaut 1.1 mrad par mesure.

Enfin, cette référence à 100 MHz est utilisée dans une nouvelle chaîne de fréquence, présentée dans la figure 4.24, qui nous permettra d'obtenir toutes les fonctions nécessaires à l'expérience. Le signal à 100 MHz est doublé et amplifié, puis alimente une SRD qui génère un peigne de fréquence. Un filtre étroit sélectionne l'harmonique à 7 GHz qui est comparée au signal délivré par un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO) à l'aide d'un mélangeur hyperfréquence. La fréquence intermédiaire ainsi créée est alors comparée alternativement à 2 DDS différentes fonctionnant à 24 MHz environ. La première permet d'asservir le DRO sur une fréquence fixe correspondant à la préparation des atomes, la seconde permet de l'asservir sur la fréquence fixe correspondant à la réalisation de l'interféromètre et d'ajouter un saut de phase pendant l'interféromètre. Le DRO constitue alors la nouvelle référence de fréquence et délivre un signal à $7,024 \text{ GHz}$. La rampe de fréquence nécessaire pendant l'interféromètre est appliquée par la DDS de l'oscillateur local du DPDFD après comparaison du battement optique avec la référence de fréquence.

Nous avons caractérisé le bruit ajouté par cette chaîne de fréquence et obtenu le spectre présenté dans la figure 4.25. La contribution de bruit de cette synthèse de fréquence vaut 0.6 mrad par mesure. L'asservissement du DRO est réalisé à l'aide d'un détecteur digital de phase et de fréquence (DPDFD2).

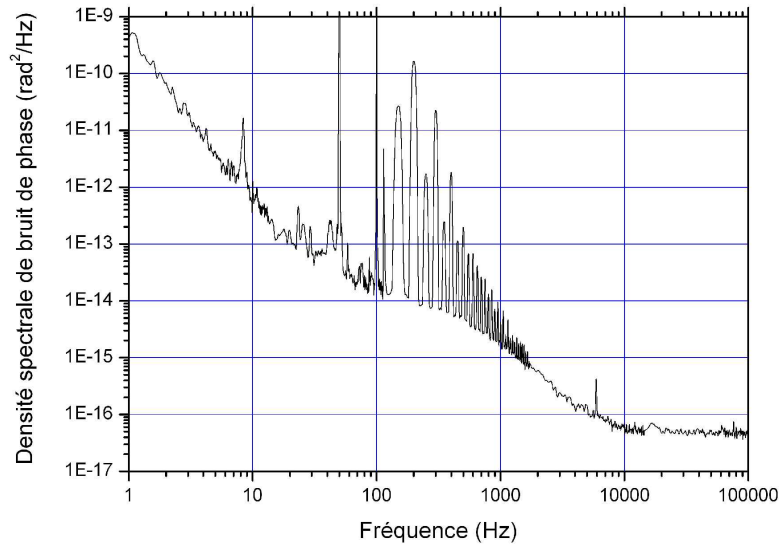


FIG. 4.23 – Densité spectrale de bruit de la nouvelle référence à 100 MHz.

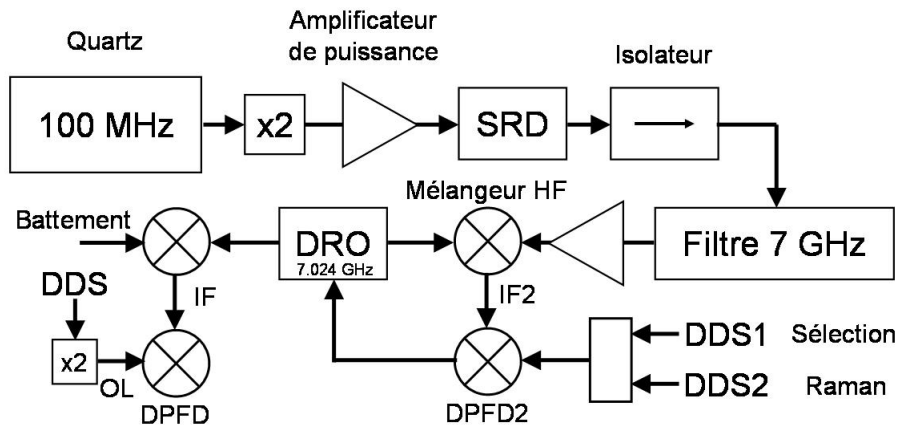


FIG. 4.24 – Nouvelle chaîne de fréquence.

Ceci procure un asservissement robuste garantissant de rester asservi lors du changement de fréquence entre les DDS1 et DDS2. Si le niveau de bruit blanc devenait une limite, il est envisagé d'utiliser un mélangeur analogique à la place du détecteur phase/fréquence DPFD2, ce qui permet d'atteindre un niveau de bruit blanc plus faible (figure 4.25).

4.7.4 Bruit de phase dans la fibre

La propagation des faisceaux dans la fibre optique est susceptible de dégrader la stabilité de phase que nous avons mesurée sur le banc optique. Les deux faisceaux sont injectés dans une fibre mono-mode à maintien de polarisation suivant deux polarisations perpendiculaires réglées sur les deux axes propres de la fibre. Les indices de propagation étant différents, la différence de phase est sensible aux effets thermiques ou mécaniques [Yver-Leduc et al., 2003].

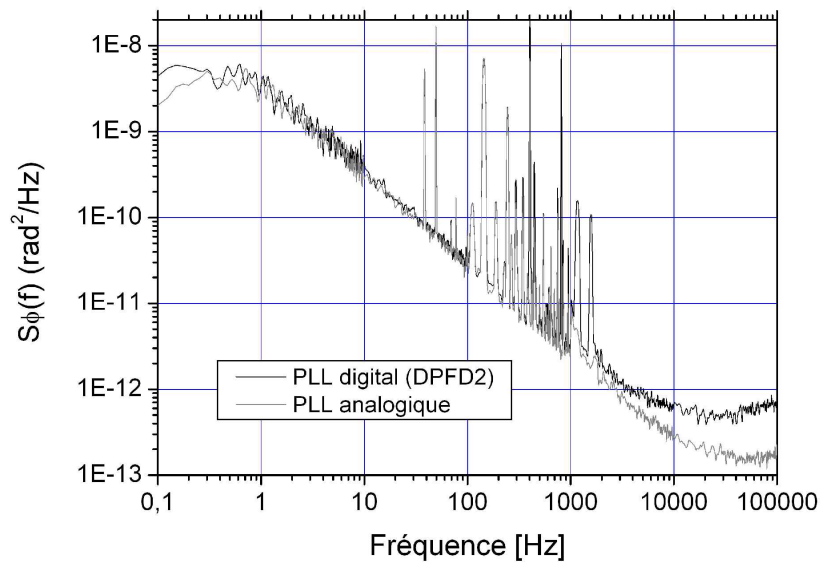


FIG. 4.25 – Densité spectrale de bruit ajouté par la nouvelle chaîne de fréquence à 7.024 GHz, montée avec un asservissement digital. La mesure est réalisée par comparaison de deux chaînes de structures identiques et utilisant un signal à 100 MHz commun. En gris, densité spectrale de bruit mesurée en remplaçant le détecteur DPFD2 par un mélangeur analogique.

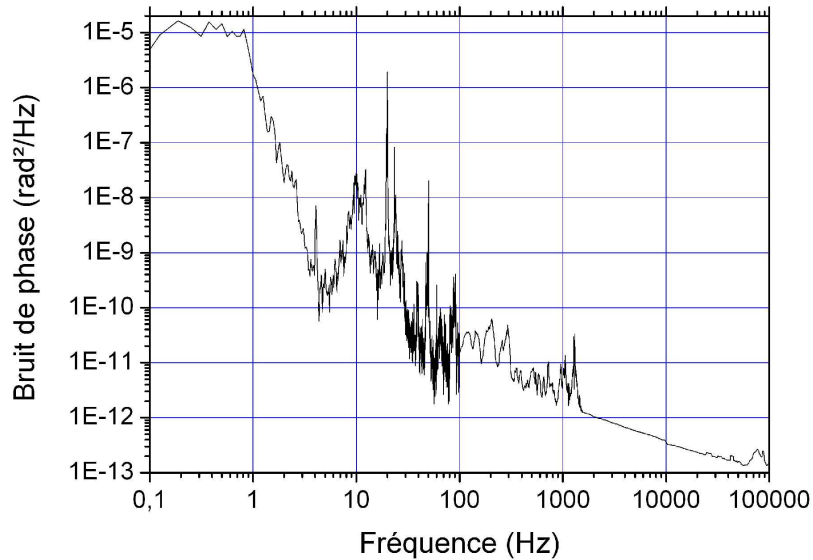


FIG. 4.26 – Densité spectrale du bruit de phase ajouté par la propagation dans la fibre.

Nous avons mesuré le bruit de phase ajouté après propagation des faisceaux dans la fibre en comparant, à l'aide d'un mélangeur, les battements optiques avant et après propagation. La figure 4.26 présente la densité spectrale de bruit de phase que nous avons ainsi mesurée. A partir de l'équation 2.65, nous calculons une contribution au bruit de phase de l'interféromètre de 1 mrad par mesure.

Pour réduire cette contribution, il est possible d'injecter les faisceaux dans la fibre optique avec la même polarisation dans le dispositif final.

4.8 Distribution

4.8.1 Distribution entre pièges et faisceaux Raman

La figure 4.27 présente la distribution des faisceaux sur le banc optique à partir de leur superposition. Un premier modulateur acousto-optique (Crystal Technology 3080-122) (MAO) permet d'envoyer la totalité de la puissance disponible, soit vers les pièges, soit vers les faisceaux Raman. Nous utilisons un télescope de grandissement 1/4 pour injecter le MAO avec des faisceaux collimatés à un diamètre de $500\ \mu\text{m}$ environ.

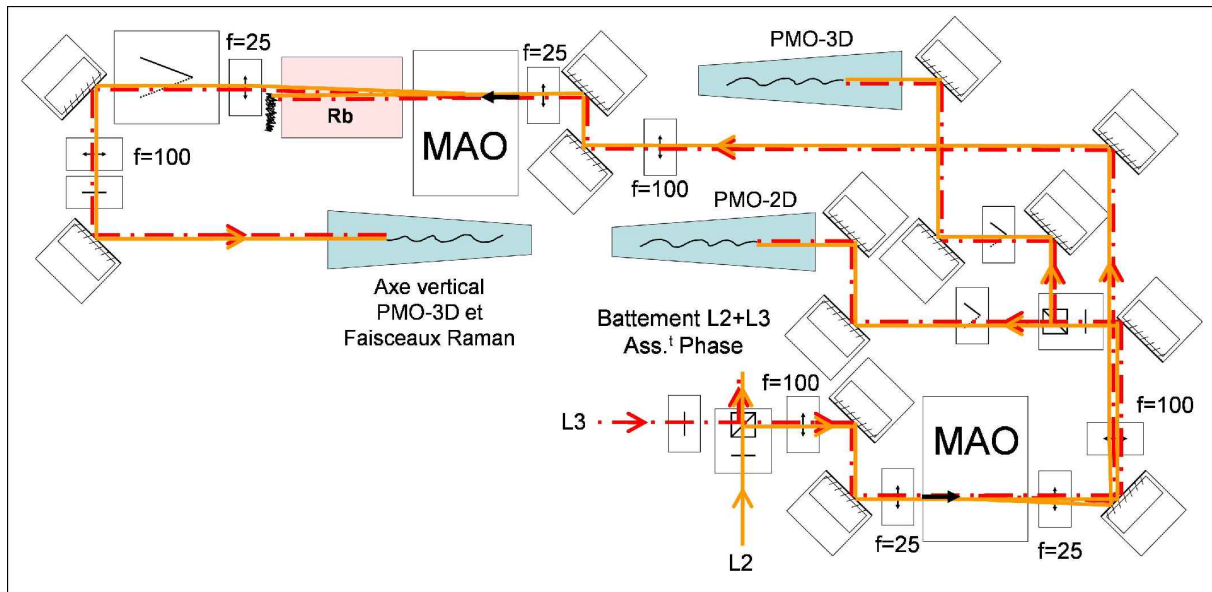


FIG. 4.27 – Un MAO permet de répartir les deux faisceaux superposés soit vers les pièges PMO-2D et PMO-3D soit vers les faisceaux Raman. Un deuxième MAO permet de générer les impulsions Raman, tout en corrigeant le décalage en fréquence induit par le premier MAO. Une cellule chauffée contenant une vapeur de rubidium est intercalée pour absorber l'émission spontanée à résonance. Des obturateurs mécaniques permettent de contrôler l'arrivée des faisceaux dans l'enceinte.

Ce MAO diffracte jusqu'à 80% de la puissance des faisceaux dans l'ordre -1 de diffraction, vers l'injection de la fibre servant successivement pour l'axe vertical du PMO-3D puis pour les faisceaux Raman. Il est alimenté par un oscillateur à 80 MHz dont l'amplitude est modulée par un atténuateur variable piloté en tension par l'ordinateur. Les faisceaux non diffractés sont répartis entre deux injections de fibre servant respectivement à amener les faisceaux vers le PMO-2D et les quatre faisceaux horizontaux du PMO-3D. Un obturateur mécanique est installé devant chacune des fibres. Le rapport de puissance entre les deux pièges est déterminé expérimentalement afin de maximiser le taux de chargement du PMO-3D. Nous injectons ainsi environ 130 mW de refroidisseur dans la fibre du PMO-2D et 120 mW dans celle du PMO-3D.

Un second MAO, alimenté par le même oscillateur que le premier, est utilisé pour diffracter dans l'ordre +1 afin de compenser le décalage de fréquence imposé par le premier MAO. Le faisceau diffracté par le second MAO traverse une cellule de rubidium chauffée afin d'absorber l'émission

spontanée à résonance lorsque les faisceaux sont utilisés comme lasers Raman.

On alterne entre deux modes de fonctionnements des MAO :

- Lors de l'étape de piégeage, le premier MAO diffracte environ 10% de la puissance des faisceaux sur l'axe vertical du PMO-3D. Le second MAO diffracte alors les faisceaux avec l'efficacité maximale.
- Lors de l'étape de réalisation de l'interféromètre, les deux MAO servent d'interrupteur optique pour réaliser les impulsions Raman. Soit aucun des deux MAO ne diffracte de puissance, soit les deux diffractent le maximum. Nous avons réalisé un test d'extinction des faisceaux : avec 30 mW en sortie de fibre lorsque les deux MAO diffractent avec l'efficacité maximale, la puissance est réduite à environ 1 μ W lorsqu'un MAO est éteint puis elle est réduite en dessous de 1 nW lorsque les deux MAO sont éteints.

4.8.2 Coupleurs de fibres

Afin de générer l'ensemble des faisceaux nécessaires pour la réalisation des pièges, nous avons choisi d'utiliser deux coupleurs de fibres Schäfter+Kirchhoff. Ceux-ci sont composés d'éléments optiques discrets : des lames biréfringentes $\lambda/2$ et des cubes séparateurs de polarisation. La figure 4.28 montre un schéma des deux coupleurs utilisés respectivement pour le PMO-3D et le PMO-2D. La fibre d'entrée est collimatée, puis une lame prélève 1% du faisceau qui est mesuré par une photodiode. Le coupleur du PMO-3D sépare le faisceau d'entrée en 6 faisceaux dont on peut régler l'intensité relative deux à deux. Le coupleur du PMO-2D sépare le faisceau principal en 3 faisceaux afin de disposer de deux sorties pour chacune des deux directions de refroidissement et de la dernière pour le faisceau pousseur.

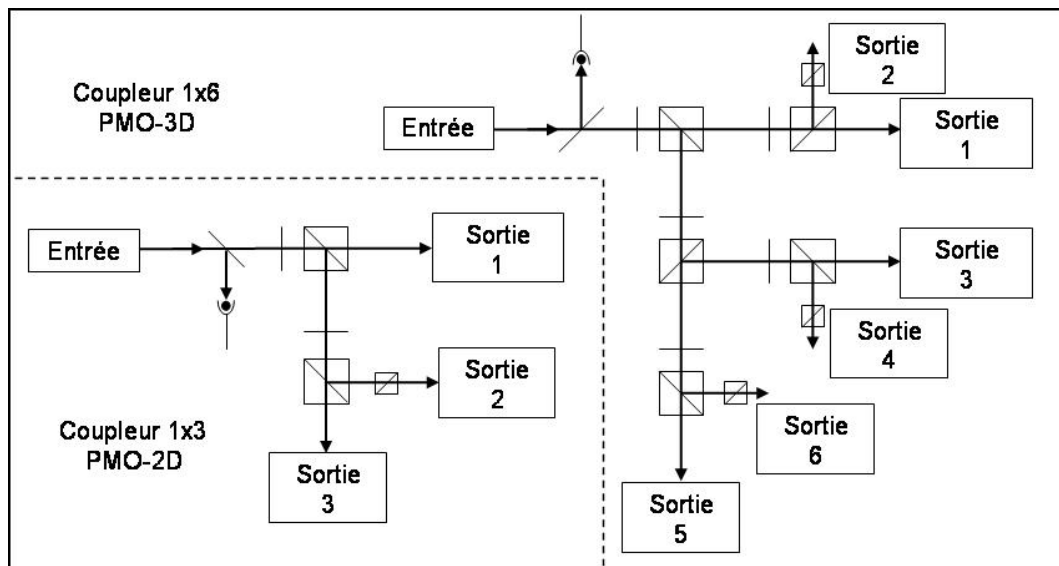


FIG. 4.28 – Coupleurs de fibres 1x6 et 1x3 utilisés respectivement pour le PMO-3D et le PMO-2D. Ils sont constitués d'un ensemble de lames $\lambda/2$ et de cubes séparateurs de polarisation. Sur chacun des deux coupleurs, une lame prélève 1% du faisceau en entrée pour mesurer la puissance injectée dans le coupleur à l'aide d'une photodiode.

Nous avons réalisé des mesures de la stabilité de ces coupleurs de fibre en mesurant simultanément les variations de la puissance injectée à l'aide de la photodiode d'entrée, et les puissances en sortie de chaque fibre du coupleur 1×3 . Le résultat est présenté dans la figure 4.29. Pour analyser la stabilité du couplage dans la première fibre, la puissance en sortie de la fibre est normalisée par la puissance mesurée en entrée du coupleur par la photodiode interne. La variance est d'abord limitée par le bruit de la mesure avec la photodiode interne. La mesure nous indique ensuite une stabilité relative de puissance meilleure que un pour mille pour des temps d'intégration de 10 à 4000 secondes. Pour des temps d'intégration supérieur à 4000 secondes, nous observons une dérive de la puissance jusqu'à 4 pour mille environ à 16000 secondes. Les mesures démontrent également une stabilité des rapports de puissance excellente pour des temps d'intégration jusqu'à 10 secondes. Nous voyons ensuite apparaître un pic à 1000 secondes d'intégration correspondant à la constante de temps de la climatisation puis une dérive long terme dont nous n'avons pas encore identifié la cause. Cette dérive long terme peut-être due à la stabilité des matériaux du coupleur ou plus probablement à une sensibilité à la température et à la pression qui présente des fluctuations journalières.

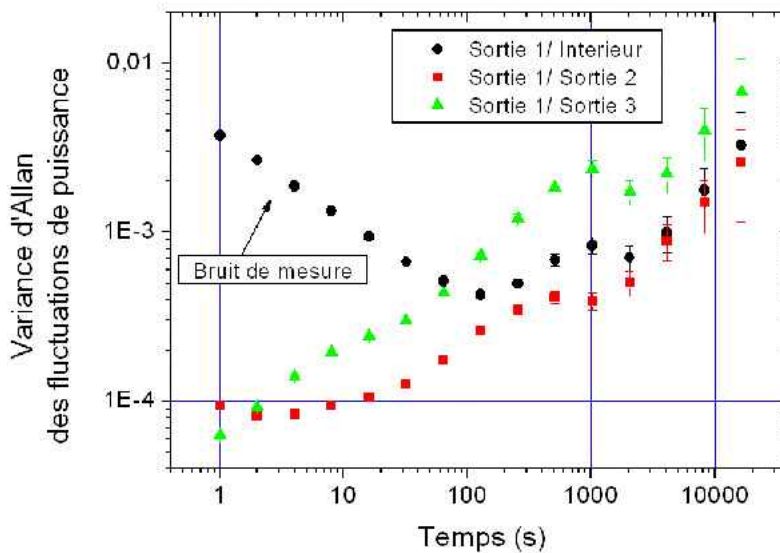


FIG. 4.29 – *Stabilité de puissance dans les coupleurs. Le couplage dans la première fibre est d'abord évalué par rapport à la puissance en entrée mesurée par la photodiode interne. Ensuite le couplage dans les deux autres fibres est comparé à celui dans la première fibre.*

4.9 Banc optique complet

Le banc optique dans son ensemble est finalement représenté sur la figure 4.30. Il mesure $60 \times 90 \text{ cm}^2$ et permet d'obtenir toutes les fréquences optiques nécessaires au cours de l'expérience. Grâce à sa petite taille, il est facilement transportable. Nous avons pu le déplacer, puis en quelques heures le reconnecter et le remettre en opération.

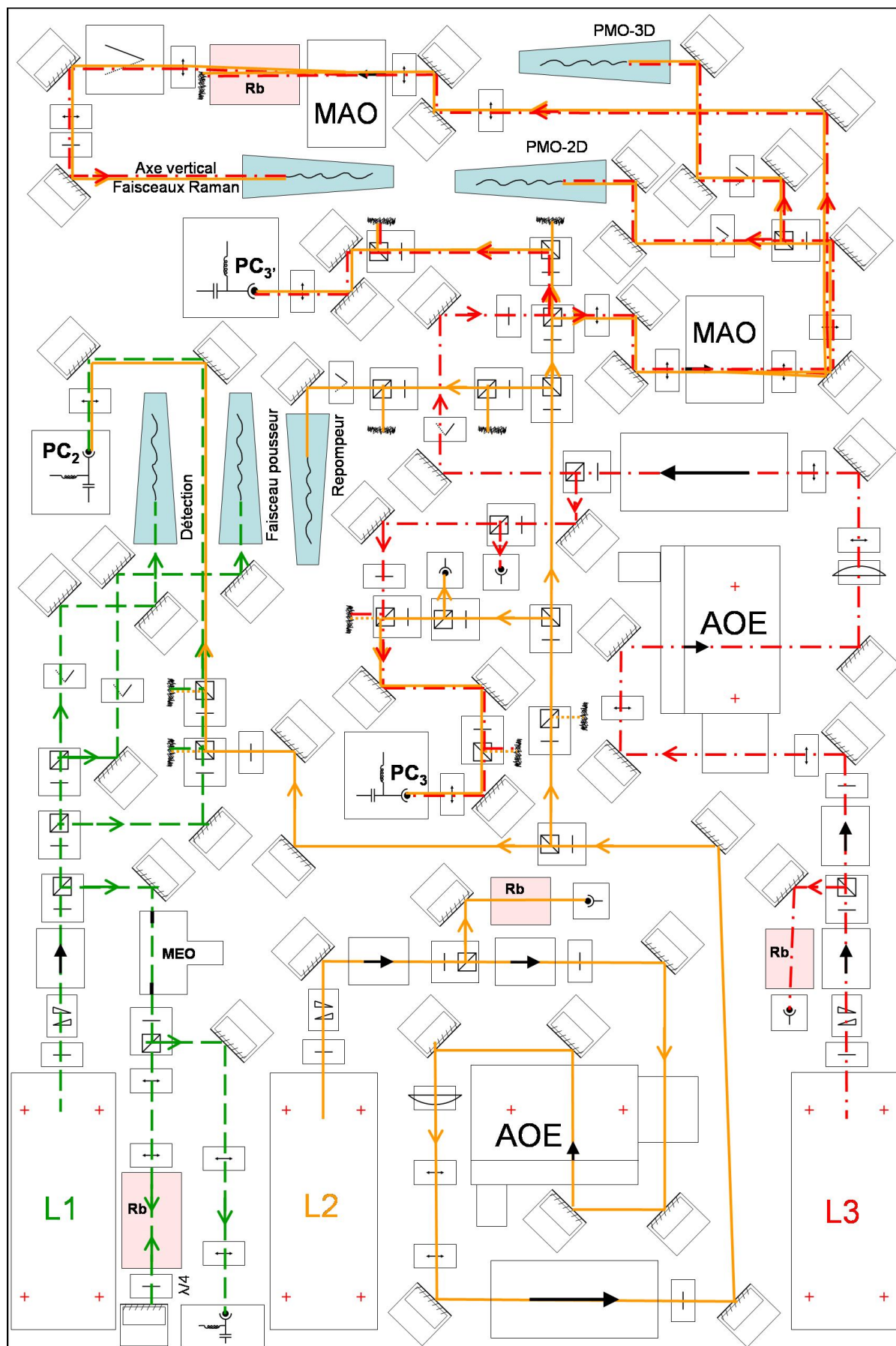


FIG. 4.30 – Schéma du banc optique complet à l'échelle 1/4.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux et analyse

Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux obtenus. Nous commencerons par présenter la préparation de l'état d'entrée de l'interféromètre et nous préciserons l'intérêt d'une telle préparation. Nous comparerons ensuite notre modélisation des impulsions Raman stimulées (Chapitre 2) avec nos mesures expérimentales. Nous présenterons enfin les franges interférométriques obtenues et discuterons de la sensibilité et de l'exactitude de l'interféromètre.

5.1 Préparation de l'état quantique

5.1.1 Utilité de la préparation

A l'issue du lâcher, les atomes du nuage sont dans le niveau $|F = 2\rangle$ et répartis dans tous les sous-niveaux magnétiques $|m_F = -2 \leftrightarrow +2\rangle$. Nous appliquons un biais homogène de champ magnétique pour lever la dégénérescence entre les différents sous-niveaux. Seuls les atomes dans $|m_F = 0\rangle$ verront alors des transitions Raman vérifiant la condition de résonance et participeront à l'interféromètre. L'application d'un biais magnétique présente également l'avantage de définir l'axe de quantification tout au long de l'interféromètre et de prévenir ainsi les transitions de Majorana.

Si nous réalisons l'interféromètre dans ces conditions, seuls environ 20%³ des atomes sont dans le bon sous-niveau magnétique et seule une fraction de ces atomes participent effectivement à l'interféromètre à cause de la sélection en vitesse longitudinale. Nous avons constaté dans ces conditions un contraste de 8% environ. Comme dans les expériences d'horloges atomiques, nous voulons sélectionner parmi les atomes ceux qui contribuent au signal de l'interféromètre. Il nous faut pour cela sélectionner le sous-niveau Zeeman $|m_F = 0\rangle$ et effectuer une présélection d'une classe de vitesse longitudinale étroite.

5.1.2 Préparation à l'aide d'une impulsion unique

Nous pouvons réaliser ces deux sélections en une seule étape à l'aide d'une transition Raman sélective en vitesse, en présence du biais magnétique. Les différentes transitions possibles sont sensibles aux effets Zeeman et/ou Doppler et sont résonantes pour différents désaccords Raman δ . Compte tenu de la configuration rétro-réfléchie des faisceaux Raman (figure 2.3, page 32), les atomes peuvent réaliser des transitions co- ou contra-propageantes, avec un vecteur d'onde effectif dirigé vers le haut ou vers le bas. La figure 5.1 présente le nombre d'atomes transférés par une impulsion Raman de fréquence de Rabi de 10 kHz en fonction du désaccord Raman, en présence d'un champ magnétique

³dans l'hypothèse d'une répartition équiprobable entre les sous-niveaux magnétiques.

de 240 mG et après 20 ms de chute libre. La durée de l'impulsion a été choisie telle que $\Omega_R \tau = \pi$ (environ 50 μ s) pour une transition contra-propageante, lorsque la condition de résonance est vérifiée. Nous observons trois raies étroites correspondant à des transitions co-propageantes non sélectives en vitesse, séparées par le déplacement Zeeman dû au champ magnétique appliqué.

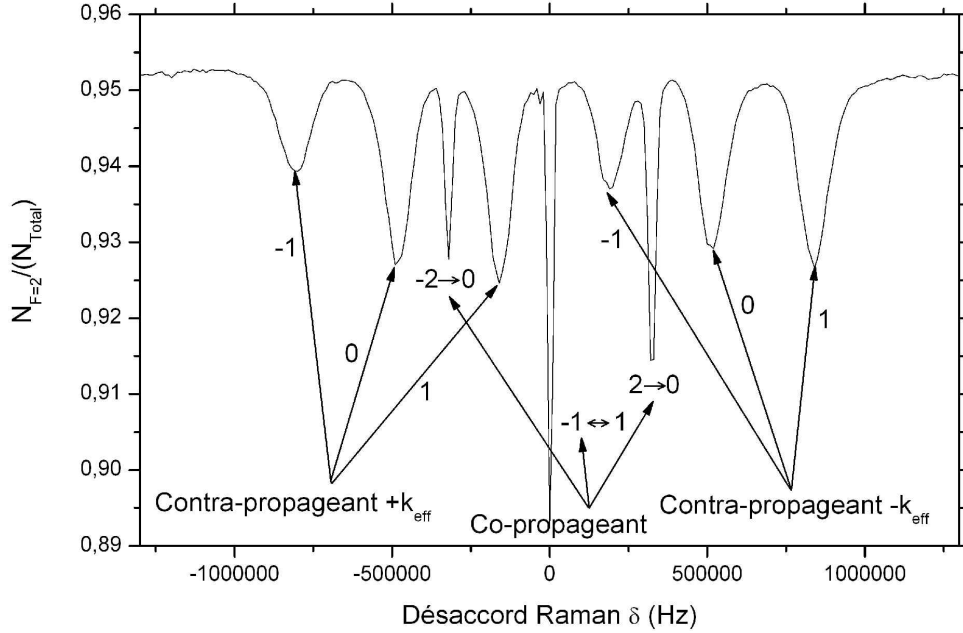


FIG. 5.1 – Sélection à l'aide d'une transition Raman. En variant le désaccord Raman, nous observons les transitions entre les différents niveaux Zeeman pour des transitions co-propageantes ou contra-propageantes.

La condition de résonance des transitions contra-propageantes dépend également de la vitesse par l'intermédiaire de l'effet Doppler. Ces transitions se manifestent par des raies élargies par la distribution de vitesse du nuage. De plus, après les 20 ms de chute libre, les atomes ont acquis une vitesse moyenne de 0.4 m.s⁻¹ et les raies sont également décalées vers les désaccords positifs ou négatifs en fonction du signe du vecteur d'onde effectif. Lorsque le désaccord est choisi à ± 500 kHz, seule une étroite classe de vitesse d'atomes est transférée dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Une impulsion du faisceau pousseur permet de se débarrasser des atomes étant restés dans $|F = 2\rangle$.

Cette méthode présente cependant plusieurs défauts : Le champ magnétique à appliquer pour séparer les sous-niveaux magnétiques est important à cause de l'élargissement des raies par effet Doppler. Pour la même raison il est nécessaire de laisser les atomes tomber en chute libre pendant un temps long pour distinguer le transfert d'impulsion vers le haut et vers le bas. Enfin la proportion d'atomes sélectionnés est faible. Dans la sélection présentée dans la figure 5.1, seuls 2% des atomes sont sélectionnés (environ 10% des atomes dans $|m_F = 0\rangle$). Le désaccord Δ vaut ici 1.5 GHz et l'émission spontanée de $|F = 2\rangle$ vers $|F = 1\rangle$ ($ES_{2 \rightarrow 1}$) a été mesurée à 4 pour mille (voir la section 5.2.3). Elle représente donc plus de 20 % des atomes transférés. Nous avons donc décidé de réaliser la préparation de l'état quantique d'entrée en deux étapes en nous inspirant de la méthode de sélection appliquée dans les horloges.

5.1.3 Préparation en deux étapes

Nous utilisons une combinaison d'impulsions micro-onde et d'impulsions lasers : une première impulsion micro-onde, accordée sur la transition $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$, permet de sélectionner le sous-niveau magnétique. Une impulsion du laser pousseur vient ensuite pousser les atomes qui sont restés dans les mauvais sous-niveaux. Les atomes sélectionnés sont alors ramenés dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$ par une deuxième impulsion micro-onde avec une efficacité supérieure à 99%.

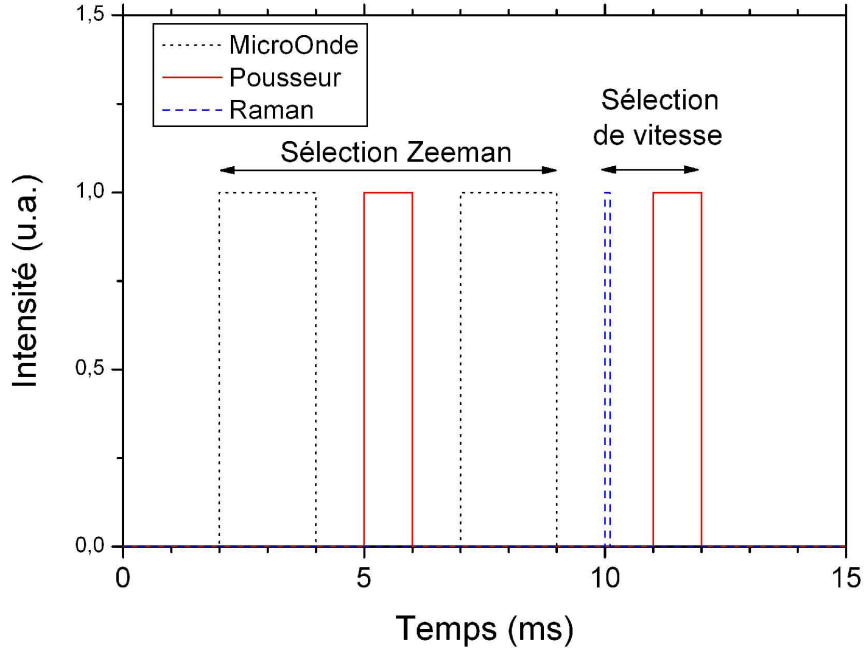


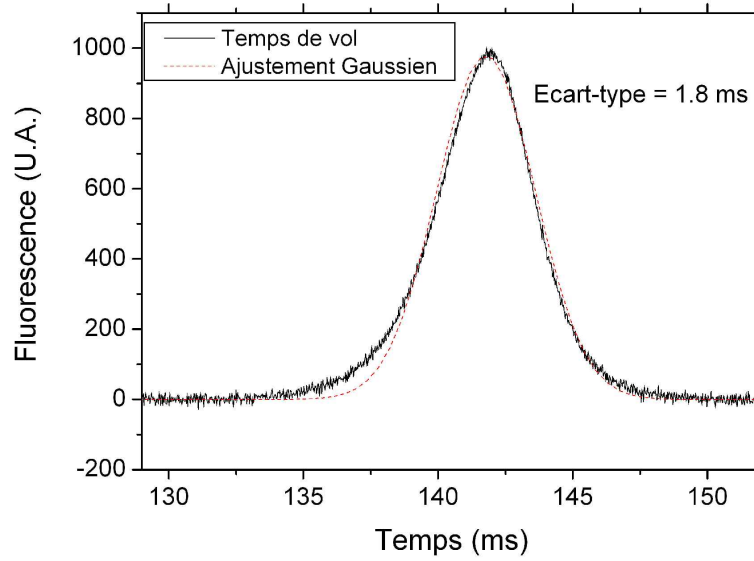
FIG. 5.2 – Séquence de sélection.

La deuxième étape consiste alors en une sélection d'une classe de vitesse étroite à l'aide d'une transition Raman. Le désaccord est de plus augmenté à 1.9 GHz pour réduire l'émission spontanée. La transition Raman est suivie d'une deuxième impulsion du laser pousseur. La figure 5.2 présente la séquence des impulsions permettant la préparation de l'état quantique en entrée de l'interféromètre. L'émission spontanée lors de la préparation ne concerne plus que les atomes déjà sélectionnés dans le sous niveau Zeeman $|m_F = 0\rangle$. Pour une pré-sélection de 20 % des atomes du sous-niveau, l'émission spontanée correspond alors à seulement 2 % des atomes sélectionnés.

5.1.4 Température et taille initiale du nuage

Les transitions Raman sont un outil adapté pour mesurer la distribution de vitesse du nuage atomique. En ajustant les profils des raies élargies par effet Doppler, obtenues dans la figure 5.1, nous déterminons un écart type en vitesse de $2.4 v_{rec}$.

Il est ensuite possible de réaliser une mesure indirecte de la taille initiale du nuage atomique. Nous mesurons le temps de vol à travers un faisceau de détection dont la hauteur a été réduite à 0.5 mm environ afin que la convolution par la taille de la détection devienne négligeable. Nous obtenons alors le temps de vol présenté dans la figure 5.3 dont l'écart type temporel vaut 1.83 ms. En faisant l'hypothèse que les écarts types, dus à l'élargissement par la taille du nuage et à sa distribution de

FIG. 5.3 – *Temps de vol avec une nappe de détection de 0.5 mm.*

vitesse, se somment quadratiquement nous calculons un écart type de $\sigma_r = 1.5$ mm pour la taille verticale du nuage.

5.1.5 Atomes sélectionnés

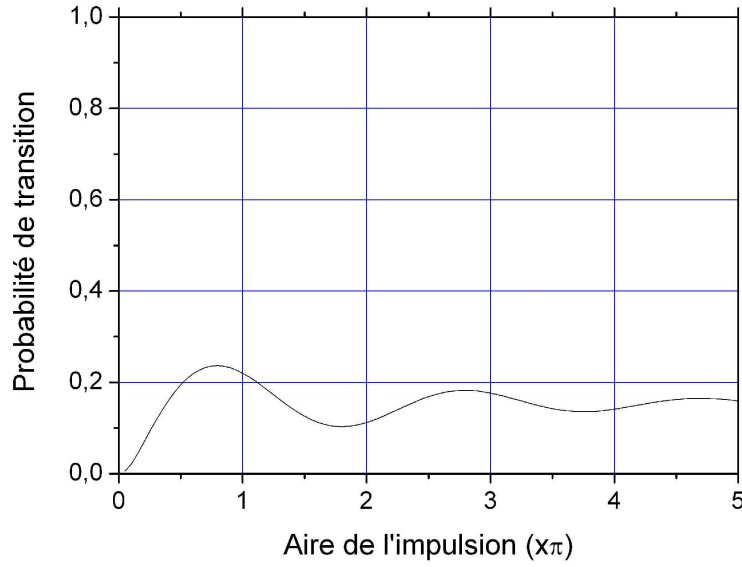
A partir de ces données, nous pouvons reprendre les calculs de la section 2.3.5 pour comparer le pourcentage d'atomes transférés expérimentalement par l'impulsion Raman de préparation avec les prédictions du calcul. Nous choisissons de réaliser une sélection de largeur en vitesse $\sigma_v = 1 v_{rec}$, qui correspond à une durée d'impulsion π de $35 \mu s$. Après optimisation de la puissance laser pour maximiser le nombre d'atomes transférés, nous obtenons 21 % d'atomes sélectionnés. La figure 5.4 montre les oscillations de Rabi calculées pour l'impulsion Raman de préparation, en fonction de l'aire de l'impulsion au centre du nuage. Le calcul prévoit un taux de transfert maximum de 23 % en bon accord avec les observations expérimentales.

5.2 Caractérisation des impulsions Raman

5.2.1 Contraste des oscillations de Rabi

Nous voulons maintenant tester l'efficacité des transitions Raman après la préparation des atomes dans une classe de vitesse étroite et comparer les résultats avec notre calcul. Nous disposons au maximum d'une puissance de 100 mW du laser L3. Le faisceau étant collimaté avec un diamètre à $1/e^2$ de 24 mm, nous obtenons une intensité de 440 W/m^2 . Enfin nous choisissons un désaccord de 0.9 GHz pour lequel la fréquence de Rabi vaut alors 60 kHz. La figure 5.5 présente la probabilité de transition mesurée après une impulsion Raman, en fonction de la durée de l'impulsion. Nous utilisons alors les calculs présentés dans la section 2.3.5 pour modéliser les oscillations de Rabi en tenant compte de :

- La classe de vitesse sélectionnée lors de la préparation.

FIG. 5.4 – *Oscillation de Rabi de l'impulsion Raman de préparation.*

- L'émission spontanée lors de la préparation.
- La sélection longitudinale lors de l'impulsion considérée.
- La sélection transverse lors de l'impulsion.
- L'émission spontanée lors de l'impulsion.

Nous avons dû également tenir compte d'un éventuel décentrage x_0 entre le nuage atomique et les faisceaux Raman. En effet, lors du montage du collimateur de la fibre Raman, une attention particulière a été portée sur le centrage du faisceau par rapport à la mécanique du collimateur mais ce réglage est rendu délicat à cause des contraintes apparaissant au séchage de la colle utilisée pour fixer la ferrule de la fibre sur le collimateur. En réalisant un ajustement des points expérimentaux avec x_0 comme unique paramètre ajustable, nous obtenons la courbe théorique également présentée dans la figure 5.5, pour un décalage de $x_0 = 3$ mm. Notre modèle est en bon accord avec les observations expérimentales sur les premières oscillations.

5.2.2 Déplacement lumineux

Nous évaluons ensuite le déplacement lumineux induit par chaque laser pour un désaccord de 0.9 GHz. La condition de résonance de la transition Raman est déterminée en fonction de la puissance d'un laser tandis que l'autre est maintenue constante. Pour se rendre insensible à l'effet Doppler, nous réalisons la mesure en utilisant alternativement les deux paires de faisceaux contra-propageants. Le vecteur d'onde effectif change alors de signe ainsi que le déplacement Doppler, mais pas le déplacement lumineux. Nous sommes ensuite les deux déplacements mesurés puis en soustrayant le déplacement du recul, nous obtenons le déplacement lumineux absolu.

La figure 5.6 présente les déplacements lumineux mesurés en fonction de l'intensité de L2 en gardant l'intensité de L3 constante. Les déplacements lumineux ont été mesurés pour des atomes initialement dans $|F = 1\rangle$ et dans $|F = 2\rangle$. Nous obtenons ainsi expérimentalement le rapport d'intensité à appliquer pour annuler le déplacement lumineux. La figure présente également le déplacement lumi-

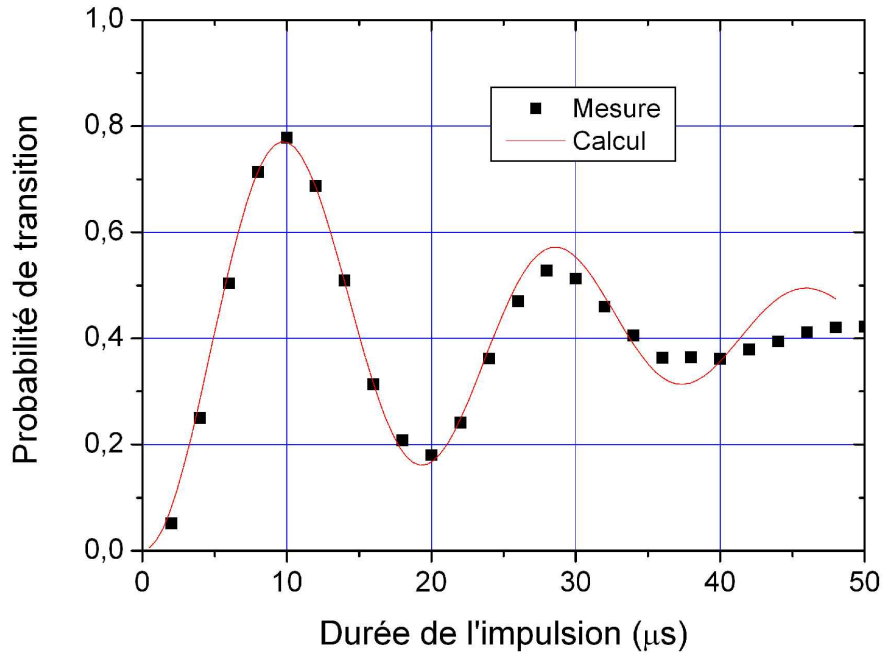


FIG. 5.5 – Oscillation de Rabi mesurée après la préparation de l'état quantique. La courbe en trait plein montre l'oscillation de Rabi prédite par le calcul pour un décentrage x_0 de 3 mm entre les faisceaux Ramans et le nuage atomique.

neux attendu, calculé d'après les équations 2.27 et 2.28. Le calcul prédit un rapport de 0.575 en assez bon accord avec les résultats expérimentaux qui donnent un rapport de 0.54 ± 0.01 . L'écart avec le calcul peut provenir par exemple du déplacement lumineux à deux photons qu'il faudra donc prendre en compte par la suite.

5.2.3 Émission spontanée

Nous avons enfin voulu mesurer la probabilité d'émission spontanée pendant une impulsion Raman. L'émission spontanée étant très faible, nous effectuons la mesure à l'aide d'une impulsion Raman non résonante pendant laquelle nous pouvons mesurer la proportion d'atomes transférés vers l'autre niveau hyperfin. Nous avons ainsi accès aux deux termes d'émission spontanée $ES_{1 \rightarrow 2}$ et $ES_{2 \rightarrow 1}$. Pour chaque désaccord, nous mesurons la probabilité de transition en fonction de la durée de l'impulsion appliquée et nous extrapolons la valeur pour la durée d'une impulsion π . La figure 5.7 présente le résultat de ces mesures ainsi que l'émission spontanée calculée à partir des équations 2.85 et 2.86.

Le modèle prédit correctement l'évolution et l'ordre de grandeur mesuré de quelques pour mille d'émission spontanée d'un niveau vers l'autre, lors des transitions Raman mais reste en désaccord quantitatif avec les mesures expérimentales. Les deux autres termes d'émission spontanée $ES_{1 \rightarrow 1}$ et $ES_{2 \rightarrow 2}$ ne sont malheureusement pas accessibles à la mesure. Nous utilisons donc le calcul pour évaluer cette contribution dans notre modèle. Le calcul prédit un taux d'émission spontanée inférieur à 2 % par impulsion π au désaccord utilisé.

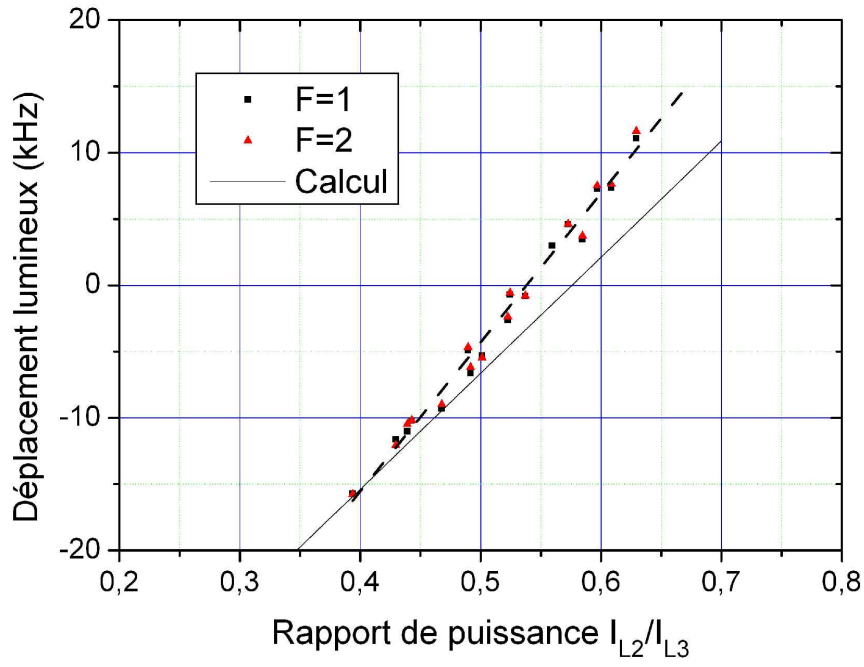


FIG. 5.6 – Déplacement lumineux mesuré et calculé en fonction du désaccord Δ , en fonction de l'intensité du laser L2, pour des atomes initialement dans $F=1$ ou $F=2$.

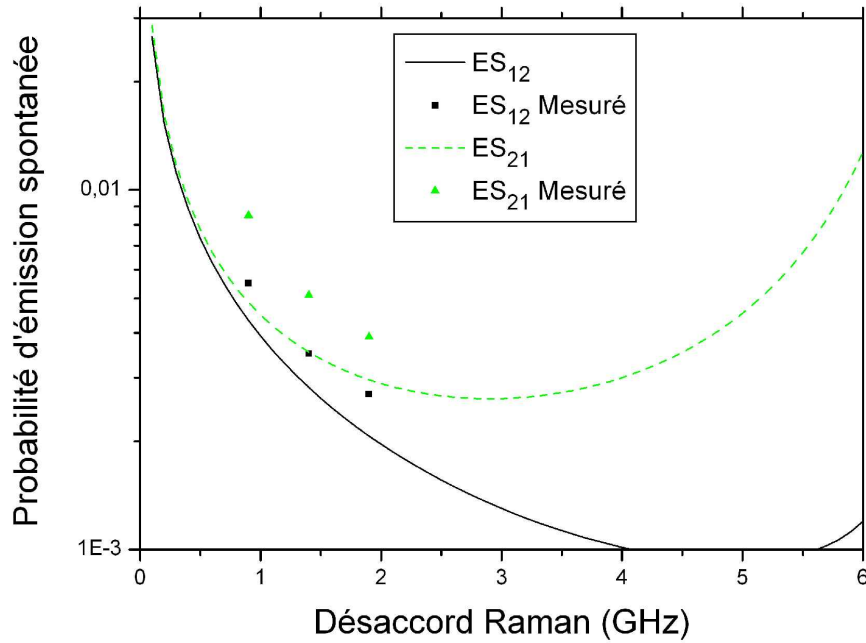


FIG. 5.7 – Émission spontanée lors des transitions Raman pour une impulsion π , en fonction du désaccord Δ .

5.3 Interféromètre

5.3.1 Franges d'interférences atomiques

Nous faisons fonctionner l'interféromètre avec un grand temps d'interaction $2T \simeq 80 \leftrightarrow 100$ ms. Pour conserver un bon contraste il est impératif d'appliquer une rampe de fréquence de pente α de l'ordre de 25 MHz.s^{-1} pour compenser l'effet Doppler moyen. Ceci réduit fortement la phase interférométrique comme le montre l'équation 2.48. La sensibilité de la phase interférométrique à la valeur de T est alors très faible et nous observons les franges en variant α . La figure 5.8 présente l'interférogramme ainsi obtenu pour un temps d'interaction de $2T = 80$ ms. La rampe de fréquence commence avec la première impulsion de l'interféromètre et est appliquée à l'aide de la DDS de l'oscillateur local de l'asservissement de phase (figure 4.24). Lorsque la rampe n'est pas adaptée à l'effet Doppler, les deux dernières impulsions sont de moins en moins efficaces. Le contraste chute donc tandis que la probabilité de transition tend vers celle d'une unique impulsion $\pi/2$.

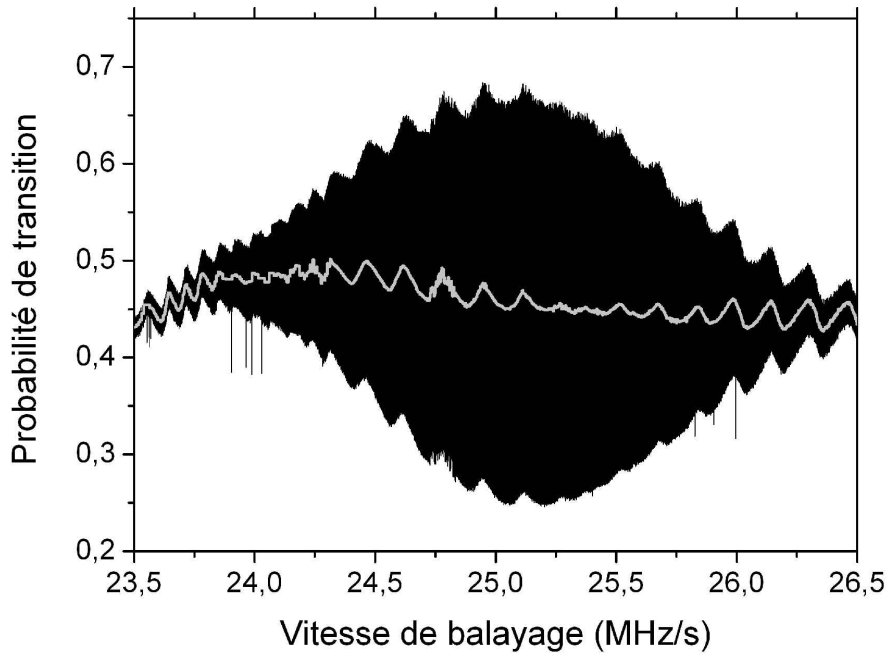


FIG. 5.8 – Franges interférométriques pour $2T = 80$ ms. La valeur moyenne sur une frange est représentée en gris.

L'interférogramme présente un total de 5000 franges environ, échantillonnées avec 30 mesures par franges, soit un total de 1.5×10^5 mesures environ. Lorsque la pente α n'est plus adaptée pour compenser g , le contraste diminue car la condition de résonance n'est plus vérifiée pour les trois impulsions de l'interféromètre. Le contraste est réduit de moitié lorsque la pente de la rampe est à $\pm 3\%$ de la valeur compensant g . Nous voyons également que la probabilité de transition moyenne fluctue au cours de l'interférogramme. Il s'agit de fluctuations temporelles, à la période d'oscillation de la climatisation, et sont probablement dues à des fluctuations du rapport de puissance entre les deux zones de détection. La figure 5.9 montre le même interférogramme après soustraction de la valeur moyenne sur une frange. Nous vérifions ainsi que le contraste n'est presque pas affecté à la période d'oscillation de la climatisation.

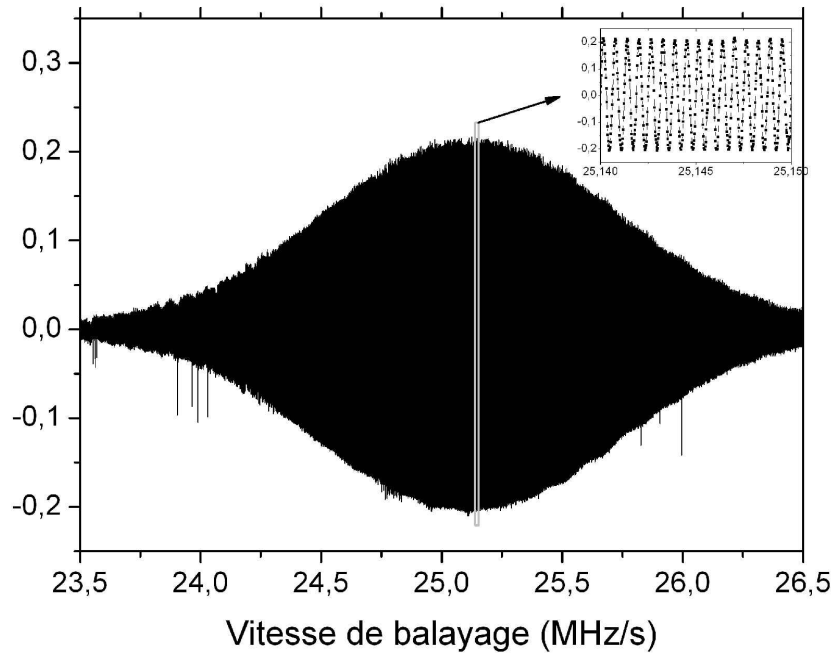


FIG. 5.9 – Franges interférométriques pour $2T = 80$ ms corrigées de la valeur moyenne.

5.3.2 Asservissement sur la frange centrale

Pour déterminer la valeur de l'accélération terrestre g , il nous faut trouver la frange centrale. L'interfrange est donnée par $2\pi\delta\alpha T^2 = 2\pi$ et dépend donc fortement de T . Notre connaissance à priori de la valeur de g n'est pas suffisante pour s'assurer de la frange centrale au temps d'interaction nominal de $2T = 100$ ms. Nous déterminons donc la position de la frange centrale en enregistrant les interférogrammes pour des valeurs croissantes de T . La figure 5.10 présente les interférogrammes obtenus pour trois valeurs successives de T . La frange centrale apparaît distinctement dans cette figure. La rampe de fréquence au niveau de la frange centrale vaut $25,1442 \text{ MHz.s}^{-1}$, et correspond à une accélération g de 9.80928 m.s^{-2} environ.

En pratique, enregistrer les franges d'interférences ne constitue pas une bonne stratégie de mesure. En effet, la sensibilité de l'interféromètre se détériore lorsque la phase interférométrique s'éloigne de la valeur $\pi/2$. C'est pourquoi nous préférons répéter à chaque cycle une mesure à mi-frange. Les fluctuations de g au cours du temps se traduisent alors par une variation de la probabilité de transition. Cependant, les fluctuations de contraste, observées sur la figure 5.8, se confondent avec les fluctuations de g . Pour s'affranchir de cet effet, nous réalisons une mesure différentielle, inspirée de la méthode employée par [Sortais, 2001] pour une horloge atomique. Elle consiste à alterner les mesures de part et d'autre de la frange centrale en ajoutant ou en soustrayant un petit incrément à la vitesse de balayage α afin de se placer à mi-frange. Lorsque la rampe de fréquence moyenne compense exactement l'effet Doppler gravitationnel, la probabilité de transition est égale pour les deux mesures et la différence est donc nulle. Le signal différentiel est alors proportionnel à $k_{eff}g - \alpha$ dans la limite des petites fluctuations de g . Cette mesure présente l'avantage de ne pas être sensible aux fluctuations sur le long terme du contraste ou de la valeur moyenne de la probabilité de transition. Pour rester dans la limite des petites fluctuations de g , nous réalisons un asservissement de la pente de la rampe de fréquence en utilisant la mesure différentielle comme signal d'erreur pour corriger α .

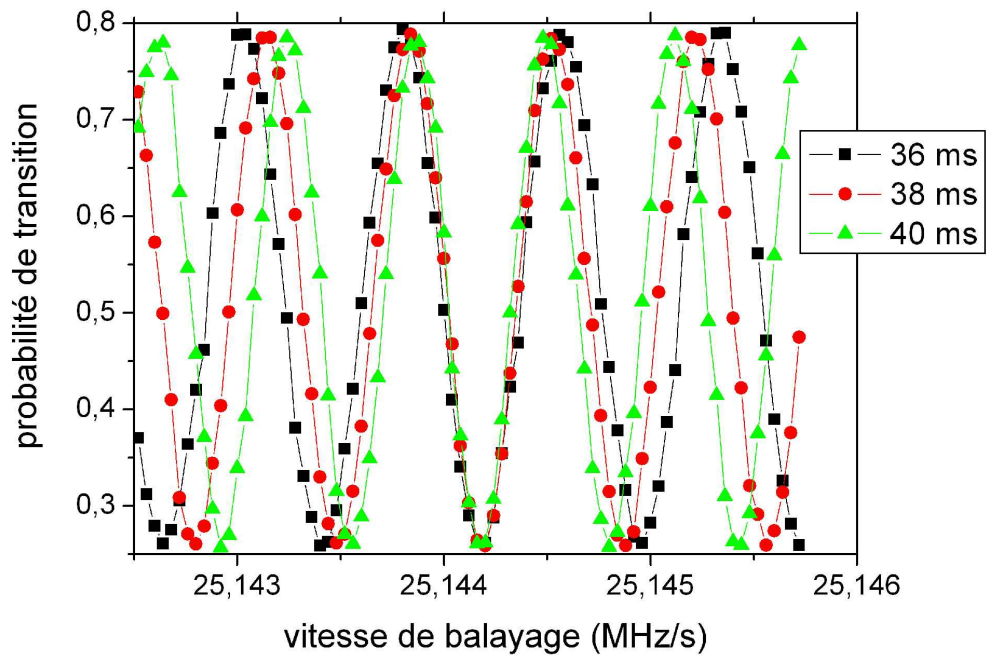


FIG. 5.10 – Franges interférométriques pour trois temps d'interactions différents donnés par $T = 36, 38, 40$ ms.

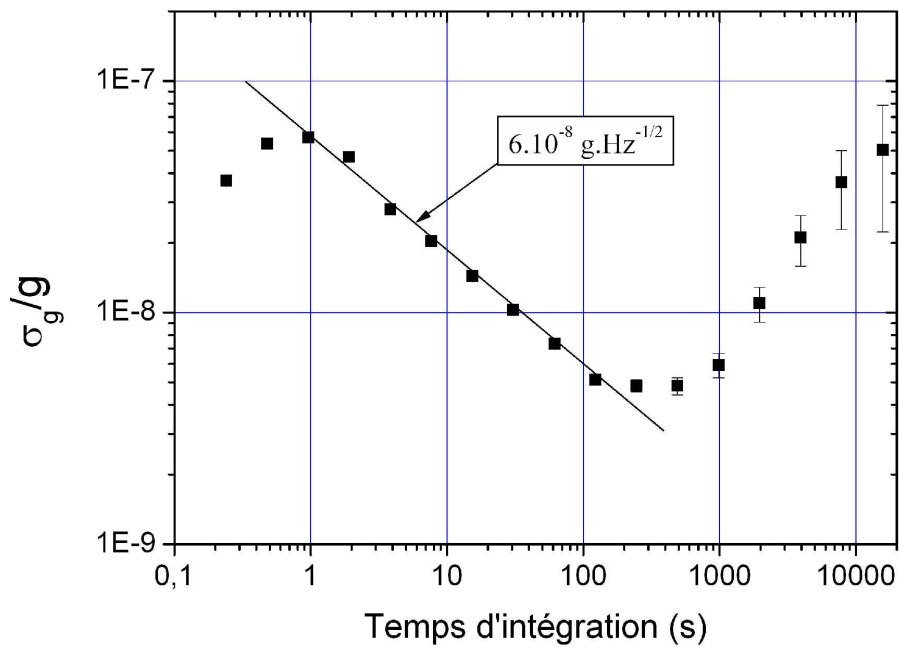


FIG. 5.11 – Variance d'Allan des corrections sur g .

Nous enregistrons alors les corrections appliquées sur la rampe de fréquence au cours du temps. Ces corrections sont reliées aux fluctuations de g et la variance d'Allan des corrections donne la stabilité de la mesure de g . La figure 5.11 présente la variance d'Allan obtenue sur une série de mesure de 20 heures. Pour des temps d'intégration supérieurs à la constante de temps de l'asservissement de α (1 seconde environ), la variance d'Allan diminue suivant une loi en $1/\sqrt{t}$ et montre une stabilité court terme de $6.10^{-8} \text{ g.Hz}^{-1/2}$. Pour les temps d'intégration supérieurs à 200 secondes environ, nous voyons apparaître la dérive due aux marées luni-solaires.

5.3.3 Sensibilité court terme

Bruit de projection quantique

Le bruit de projection quantique est un bruit intrinsèquement lié à la technique de mesure étant donné le nombre fini d'atomes participant à l'expérience. Le nombre d'atomes sélectionnés est actuellement de 5×10^5 atomes environ et nous obtenons des contrastes de l'ordre de 40 % pour un temps d'interaction de $2T = 100 \text{ ms}$. Le bruit de projection quantique entraînera donc, d'après l'équation 2.80, une fluctuation de phase de 2.3 mrad rms par mesure.

Un bruit de projection quantique supplémentaire est dû à la probabilité de détection des photons, liée à l'angle solide de collection du condenseur. Ce bruit sera négligeable devant le bruit de projection quantique précédant si le nombre de photons détectés par atomes est grand devant 1. Notre détection permet de détecter environ 50 photons par atomes et nous négligeons cette contribution au bruit de projection quantique.

Enfin l'émission spontanée, lors des différentes impulsions, est susceptible d'entraîner un bruit de projection quantique. Celui-ci est maximal lorsque l'émission spontanée peuple les deux niveaux hyperfins de manière équiprobable. En supposant également que l'interféromètre est à mi-frange, l'expression du bruit de projection quantique total se simplifie et il est égal à celui obtenu sans émission spontanée, en considérant la totalité des atomes détectés.

L'étape de préparation crée également de l'émission spontanée vers les niveaux $|5S_{1/2}, F = 1, m_F \neq 0\rangle$ qui ne sont pas poussés à la fin de la préparation. Nous calculons dans ce cas que le rapport, entre ce bruit et le bruit de projection quantique pendant la mesure, est donné par $2\sqrt{P_0/P_{Sel}}$ où P_0 est la probabilité d'émission spontanée pendant l'impulsion de préparation et P_{Sel} est la proportion d'atomes sélectionnés pendant la préparation. Nous avons mesuré une probabilité d'émission spontanée de 0.4% pour $E_{S_{1 \rightarrow 2}}$ tandis que nous sélectionnons autour de 20 % des atomes. Cette contribution au bruit de projection quantique est donc négligeable.

Bruit de détection

Un bruit électronique s'ajoute au signal d'acquisition du temps de vol des atomes. Nous effectuons l'acquisition des temps de vols pendant 20 ms et nous soustrayons du signal la valeur moyenne mesurée au début et à la fin du temps de vol. La fonction de transfert sur le bruit de détection est donc approximativement donnée par la fonction de transfert pour la phase $H(\omega)$, donnée par l'équation 2.56, multipliée par un filtre passe-bas du premier ordre et de fréquence de coupure de 50 Hz.

Nous avons mesuré la densité spectrale de puissance de bruit de la détection et nous calculons un bruit équivalent à 300 atomes rms. Tant que le nombre d'atomes utiles, donné par le produit du nombre d'atomes N_{Sel} après préparation avec les deux contrastes C_1 et C_2 , est supérieur à $2 \times 300^2 \simeq 2 \times 10^5$, le bruit de détection sera négligeable par rapport au bruit de projection quantique.

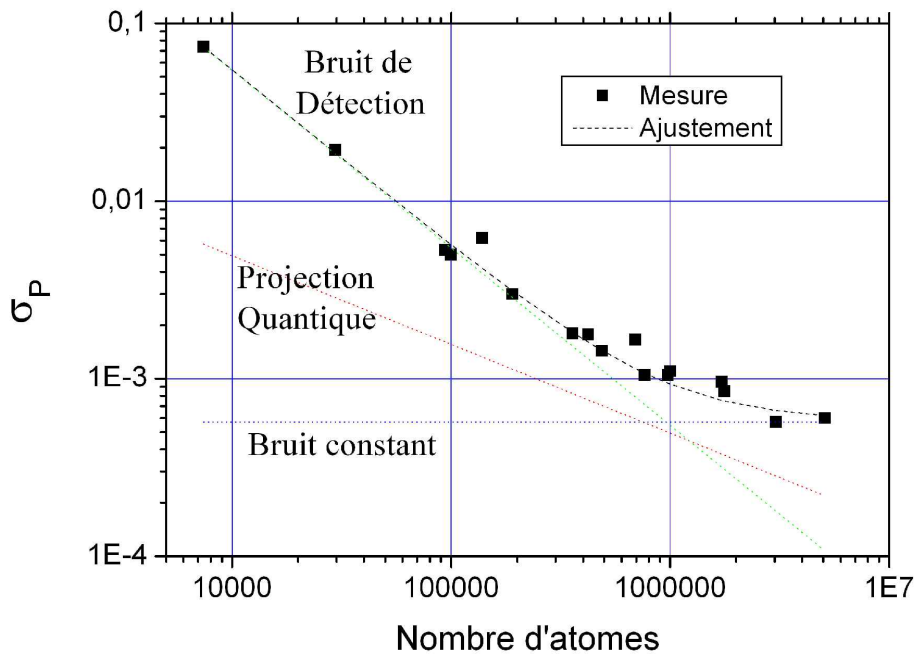


FIG. 5.12 – *Bruit de probabilité de transition en fonction du nombre d'atomes. Les points expérimentaux sont ajustés par un bruit comportant trois composantes : un bruit de détection ajustable, le bruit de projection quantique et un bruit ajustable indépendant du nombre d'atomes.*

Nous avons également réalisé une mesure du bruit de détection en fonction du nombre d'atomes. Pour cela nous utilisons une transition micro-onde $\pi/2$ après laquelle nous mesurons le bruit sur la probabilité de transition. La figure 5.12 présente l'écart type de bruit mesuré en fonction du nombre d'atomes. Pour un nombre d'atomes faible, l'écart type est déterminé par le bruit de détection. Un ajustement des points expérimentaux par un bruit comportant le bruit de détection, le bruit de projection quantique et un bruit technique ajustable, indique que le bruit de détection devient négligeable pour un nombre d'atomes supérieur à 10^6 .

Bruit de phase des lasers

Nous pouvons distinguer quatre sources de bruit de phase :

- Le bruit de phase de la référence de fréquence est transféré sur la différence de phase des lasers dans la bande passante de l'asservissement. Le bruit de phase dû à la nouvelle référence de fréquence à 100 MHz a été évalué à 1.1 mrad par mesure. Ceci correspond à une sensibilité de $1.4 \times 10^{-9} g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. La chaîne de fréquence, permettant d'obtenir la référence à 7.024 GHz, apporte une contribution supplémentaire de 0.6 mrad par mesure.
- Le bruit du laser n'est pas complètement supprimé dans la bande d'asservissement et n'est pas modifié au delà. Ce bruit résiduel a été mesuré (figure 4.21) et nous avons calculé une contribution de 2.1 mrad au bruit de phase de l'interféromètre, par mesure. Ce qui correspond à $2.5 \times 10^{-9} g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.
- La propagation des faisceaux dans la fibre à maintien de polarisation, selon deux polarisations

croisées, ajoute un bruit de phase supplémentaire. Nous avons également mesuré ce bruit (figure 4.26) et calculé une contribution de 1.0 mrad par mesure.

- Enfin dans notre configuration rétro-réfléchi, la largeur spectrale du laser maître Raman contribue également au bruit de phase de l'interféromètre. Les atomes interagissent avec les lasers après des chemins optiques différents : le laser rétro-réfléchi parcourt environ un mètre de plus que le laser direct. Cet aller-retour prend environ 3 ns pendant lesquelles la phase du laser évolue. Nous allons maintenant calculer la fonction de transfert du bruit de phase du laser maître.

Nous supposons pour ce calcul que la phase du laser L3 est parfaitement asservie sur L2 après la sortie de la fibre. La phase de L3, à l'instant t , vaut alors $\phi_3(t) = \phi_2(t - \tau_0)$, où τ_0 est le temps de rétro-réflexion. La différence de phase au niveau des atomes est donc donnée par :

$$\phi_c(t) = \phi_2(t) - \phi_2(t - \tau_0) \quad (5.1)$$

Nous calculons alors le déphasage interférométrique à l'aide de la fonction de sensibilité, comme dans l'équation 2.41 :

$$\begin{aligned} \delta\Phi_c &= \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi_c(t)}{dt} dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi_1(t)}{dt} dt - \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\phi_1(t - \tau_0)}{dt} dt \end{aligned} \quad (5.2)$$

Un changement de variable dans la deuxième intégrale permet de trouver :

$$\delta\Phi_c = \int_{-\infty}^{+\infty} (g_s(t) - g_s(t + \tau_0)) \frac{d\phi_1(t)}{dt} dt \quad (5.3)$$

La fonction de sensibilité au bruit de phase du laser maître vaut donc $g_c = g_s(t) - g_s(t + \tau_0)$. La transformée de Fourier de g_c est donnée par :

$$G_c(\omega) = G(\omega) (1 - e^{i\omega\tau_0}) \quad (5.4)$$

Et enfin la fonction de transfert $H_c(\omega)$, servant à pondérer le spectre de bruit de phase du laser maître, est donnée par :

$$|H_c(\omega)|^2 = 4 \sin\left(\frac{\omega\tau_0}{2}\right)^2 |H(\omega)|^2 \quad (5.5)$$

La figure 5.13 présente la mesure de la densité spectrale de bruit de fréquence du laser L2, qui nous sert de laser maître Raman. La mesure est effectuée dans la bande de fréquence de 5 à 100 kHz en utilisant une cavité Fabry-Pérot comme discriminateur de fréquence optique. Aux fréquences inférieures à 5 kHz, la mesure est limitée par le bruit acoustique sur la cavité. Le bruit de fréquence est alors mesuré à partir du signal d'erreur de l'asservissement. Au delà de la bande passante de l'asservissement, de 10 kHz environ, nous mesurons le bruit de fréquence naturel du laser. Celui-ci présente un excès de bruit en $1/f$ qui rejoint une composante de bruit blanc de fréquence d'environ 2000 Hz²/Hz à 500 kHz. Nous calculons, pour les valeurs $T = 50$ ms et $\tau = 5\mu$ s, une contribution du bruit de fréquence de L2 au bruit de phase interférométrique s'élève alors à 2.2 mrad par mesure. En arrivant à limiter le bruit de fréquence du laser à la composante de bruit blanc, la contribution serait réduite à 0.6 mrad.

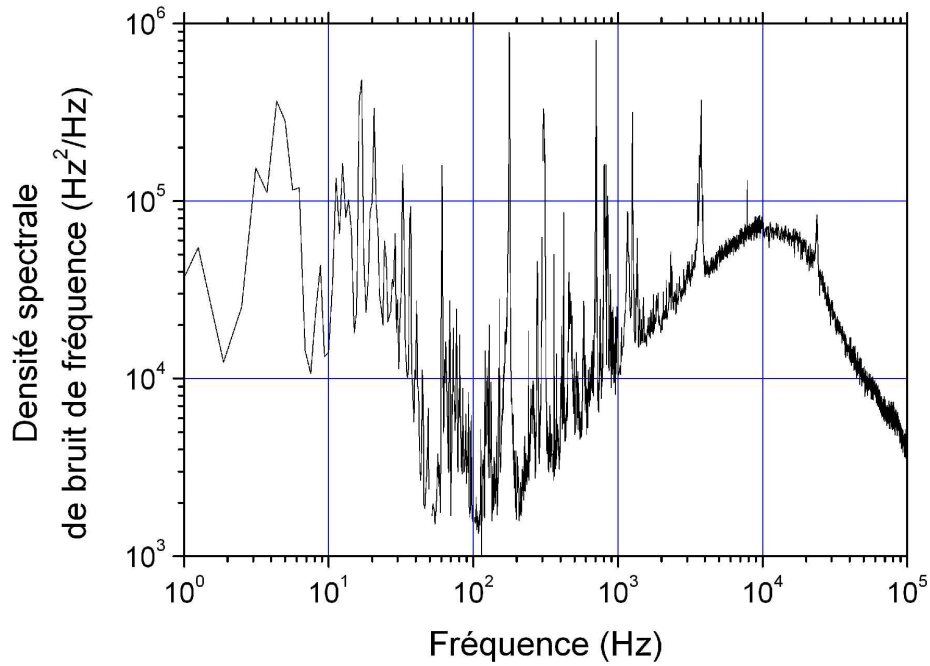


FIG. 5.13 – Densité spectrale de bruit de fréquence du laser L2.

Finalement la somme quadratique des quatres contributions de bruit de phase laser vaut 3.4 mrad rms par mesure et correspond à une stabilité de $4.3 \times 10^{-9} g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

Vibrations

Les vibrations sont responsables de la limite actuelle de la sensibilité de l'interféromètre. La figure 5.14 montre la densité spectrale de bruit de vibration enregistrée au sol dans le laboratoire, par un sismomètre à très bas niveau de bruit (Güralp T40). En pondérant ce spectre par sa fonction de transfert donnée par l'équation 2.70, nous évaluons le bruit de l'interféromètre à 1.2 rad par mesure avec $T = 50$ ms et $T_c = 250$ ms. Le dispositif expérimental est donc placé sur une plate-forme anti-vibration. Nous avons testé pour cela une plate-forme passive Minus-K et une plate-forme active TS-140. La densité spectrale de bruit d'accélération obtenue sur chacune de ces deux plate-formes est également présentée dans la figure 5.14.

Nous calculons alors une contribution par mesure de 66 mrad sur la plate-forme active et 16 mrad sur la plate-forme passive que nous avons finalement conservée. Ce niveau de bruit de phase interférométrique correspondrait à une sensibilité de $2 \times 10^{-8} g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Cependant les mesures présentées ont été réalisées dans des conditions idéales, en chargeant les plate-formes avec des masses tests, tandis que le dispositif expérimental du gravimètre présente des résonances mécaniques et les différents câbles et fibres optiques peuvent coupler les vibrations sur la plate-forme. Une fois le gravimètre installé sur la plate-forme passive, une nouvelle mesure du bruit de vibration a été réalisée en plaçant le sismomètre au dessus de l'enceinte comme présenté à la fin du chapitre 3 dans la figure 3.20. La sensibilité du sismomètre chute aux hautes fréquences et nous mesurons la densité spectrale de vibration à l'aide d'un accéléromètre piezo-électrique au dessus de 20 Hz. Nous obtenons alors la densité spectrale de bruit d'accélération présentée dans la figure 5.15, pour laquelle nous calculons

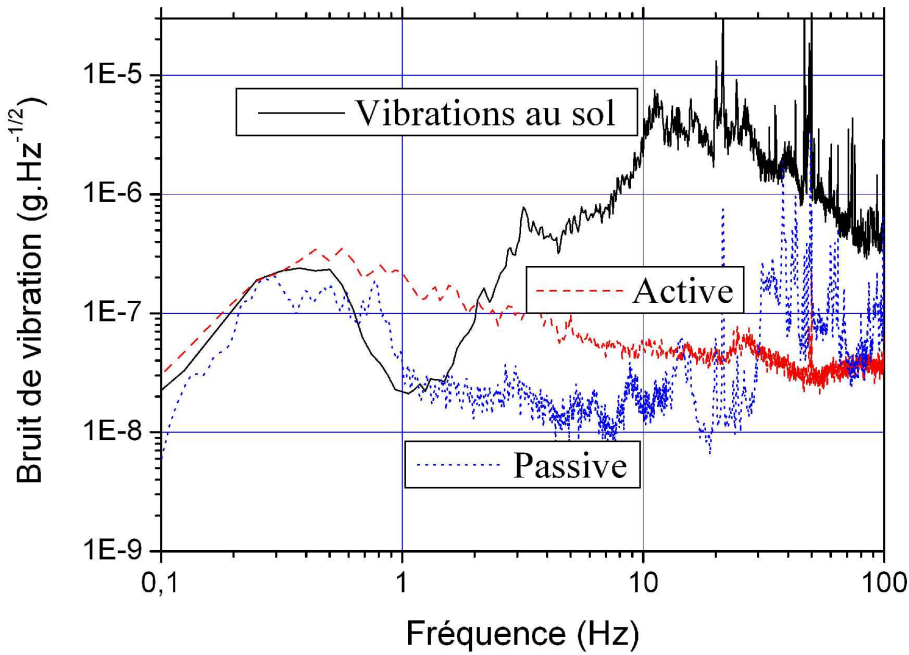


FIG. 5.14 – Densité spectrale de puissance de bruit d'accélération au sol, sur la plate-forme anti-vibrations passive et sur la plate-forme anti-vibrations active.

une contribution de 60 mrad. Ceci correspond alors à une sensibilité de $7 \times 10^{-8} g.Hz^{-1/2}$ environ, qui est la sensibilité constatée sur l'interféromètre. Nous sommes donc actuellement limités par les vibrations résiduelles sur la plate-forme.

Pour améliorer la sensibilité de l'interféromètre nous pouvons diminuer le temps de cycle, en réduisant le temps de chargement afin que l'essentiel du temps soit dédié à la mesure. La sensibilité évolue comme $\sqrt{\frac{2T_c}{3T}} - 1$. Actuellement ce facteur vaut 1.5 environ avec $T_c = 250$ ms et $T = 50$ ms, et vaudrait 0.6 en l'absence de temps mort. Cependant réduire le temps de chargement réduit dans le même temps le nombre d'atomes et augmente le bruit de projection quantique. Compte tenu du délai de chargement du PMO-3D par le PMO-2D, réduire davantage le temps de chargement n'est pas une bonne stratégie.

Nous envisageons d'utiliser la mesure des fluctuations d'accélération réalisée par le sismomètre pour corriger la mesure interférométrique. Cette correction peut être appliquée à posteriori, en calculant le déphasage interférométrique attendu compte tenu des vibrations enregistrées, ou bien en temps réel en modifiant l'asservissement de phase par le signal du sismomètre, de sorte que la différence de phase dans le référentiel des atomes soit constante. Nous avons testé cette deuxième méthode sur un montage annexe [Yver-Leduc et al., 2003] et nous avons montré la possibilité de diminuer le bruit d'accélération jusqu'à deux ordres de grandeurs sur une gamme de fréquence d'une décade à condition de ne pas être limité par le bruit du sismomètre. Le niveau de bruit spécifié du sismomètre est inférieur à $4 \times 10^{-10} g.Hz^{-1/2}$ entre 0.1 et 10 Hz. Nous travaillons maintenant à appliquer cette technique sur l'interféromètre.

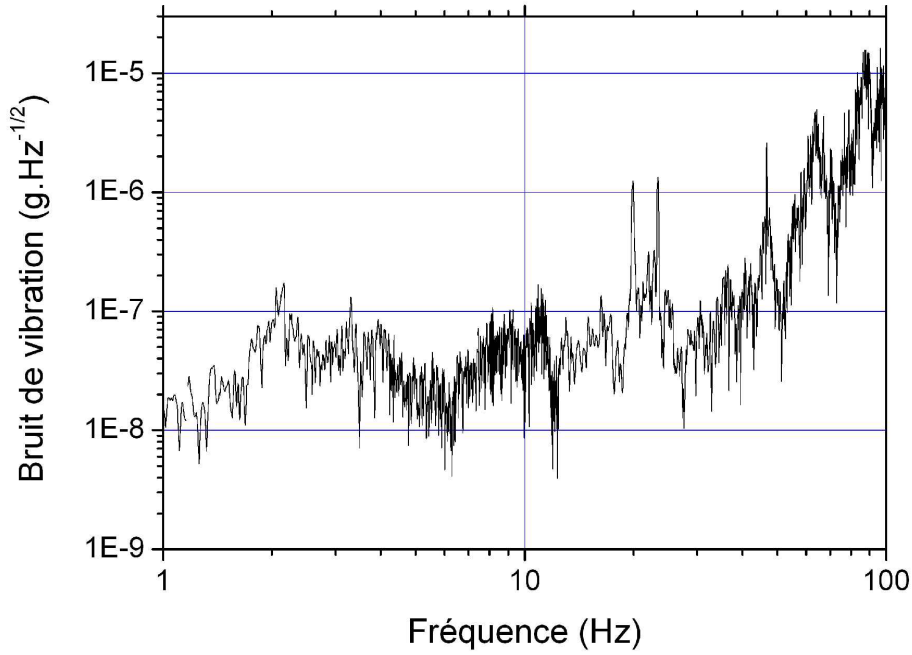


FIG. 5.15 – Densité spectrale de puissance de bruit d'accélération mesurée sur la plate-forme passive avec le dispositif expérimental complet.

5.3.4 Exactitude et sensibilité long terme

Un grand nombre d'effets systématiques modifient la valeur de l'accélération mesurée. Certains de ces effets sont susceptibles de fluctuer sur des temps caractéristiques longs et peuvent limiter la sensibilité long terme de la mesure. Nous allons maintenant présenter une étude des effets systématiques que nous avons déjà évalués.

Facteur d'échelle

Nous déterminons la valeur de g comme étant donnée par la valeur α_0 de la rampe de fréquence correspondant à la frange noire centrale. D'après l'équation 2.48, celle-ci est indépendante de la durée d'interaction $2T$, de la durée τ des impulsions Raman et de la puissance laser et vaut $\alpha_0 = k_{eff}g$. On en déduit $g = \frac{\alpha_0}{k_{eff}}$.

L'application d'une rampe de fréquence entraîne un effet systématique lié au caractère fini de la vitesse de la lumière. La fréquence est asservie au niveau d'un photoconducteur fixe sur le banc optique tandis que les atomes interagissent avec les faisceaux alors qu'ils sont en chute libre. La fréquence du laser Raman direct (descendant) est donnée sur le banc par $F = F_0 + \alpha t$. La fréquence au niveau des atomes vaut alors $F_0 + \alpha(t - L/c)$ où L est le chemin optique parcouru entre le photoconducteur et les atomes au cours du temps : $L = L_0 + v_0 t + gt^2/2$. L_0 est la distance au début de l'interféromètre et v_0 est la vitesse verticale des atomes au début de l'interféromètre. De plus le vecteur d'onde effectif est également modifié au cours du temps. Nous choisissons par convention k_{eff} comme la valeur du vecteur d'onde au moment de la première impulsion. Nous calculons la phase interférométrique à l'aide de l'équation 2.41 et trouvons que la frange noire centrale est donnée

par $k_{eff}g = \alpha(1 - 2(v_0 + g(T + 2\tau))/c)$. La vitesse $v_0 + g(T + 2\tau)$ correspond à la vitesse au centre de l'interféromètre. En notant v cette vitesse, nous déduisons l'effet systématique donné par :

$$\frac{\delta g_c}{g} = -\frac{2v}{c} \quad (5.6)$$

Dans notre configuration, cet effet systématique est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-9} g$. Si deux rampes de fréquences de signes opposés α_d et $-\alpha_r$ sont appliquées respectivement sur le laser direct et sur le laser rétro-réfléchi, l'effet systématique est alors donné par l'équation 5.7. Cet effet systématique s'annule donc lorsque $\alpha_d = \alpha_r$.

$$\frac{\delta g_c}{g} = \frac{v}{c} \frac{\alpha_r - \alpha_d}{\alpha_r + \alpha_d} \quad (5.7)$$

Le facteur d'échelle dépend aussi de la norme du vecteur d'onde k_{eff} de la transition Raman et de sa projection sur la verticale. Le vecteur d'onde de la transition entre les niveaux $|5S_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ est connu avec une incertitude relative inférieure à 10^{-11} [Ye et al., 1996] et le laser L1, servant de référence de fréquence aux lasers Raman, est actuellement asservi sur la transition avec une incertitude de ± 1 MHz, correspondant à une incertitude relative de $\pm 2.5 \times 10^{-9}$. Le vecteur d'onde k_{eff} dépend également du désaccord Raman Δ . Nous avons observé des fluctuations de fréquence de l'oscillateur YIG, servant de référence hyperfréquence à l'asservissement de L2, de quelques MHz sur plusieurs mois. L'incertitude associée est de 2 à $3 \times 10^{-9} g$.

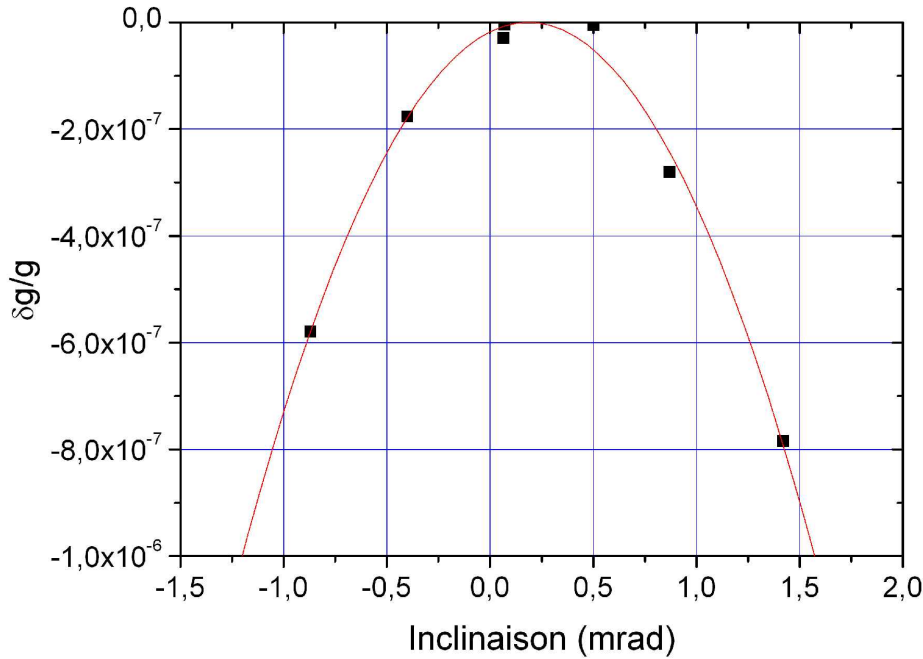


FIG. 5.16 – Accélération mesurée par l'interféromètre en fonction de l'inclinaison de la plate-forme. Les données expérimentales sont ajustées par une parabole dont le centre correspond à la verticale.

L'alignement du faisceau rétro-réfléchi, présenté dans le chapitre 3 à la page 68, assure la colinéarité des deux faisceaux à mieux que $\pm 25 \mu\text{rad}$. L'alignement des deux faisceaux Raman sur la

verticale est ensuite réalisé à l'aide du signal interférométrique comparé au signal d'un inclinomètre absolu. Nous mesurons l'accélération g avec l'interféromètre en variant l'angle de la plate-forme. La figure 5.16 présente les résultats des mesures qui montrent la variation de projection du vecteur d'onde sur la verticale. L'ajustement des mesures par une parabole nous permet de déterminer la verticale avec une incertitude de $\pm 20 \mu\text{rad}$ sur chaque axe. L'incertitude cumulée des alignements correspond alors à $7.5 \times 10^{-10}g$.

Rotations

La sensibilité aux rotations de l'interféromètre est donnée par :

$$2\overrightarrow{k_{eff}} \times \overrightarrow{v_0} \cdot \overrightarrow{\Omega} T^2 \quad (5.8)$$

Où v_0 est la vitesse initiale des atomes et Ω la vitesse de rotation. Si la vitesse horizontale initiale du nuage v_h est non nulle, la vitesse de rotation de la terre Ω_T induit un effet systématique de $2v_h\Omega_T k_{eff} T^2 \cos 49^\circ$. Une vitesse horizontale de $1 v_{rec}$ entraîne une erreur de 11 mrad, soit $2.8 \times 10^{-8}g$. Pour minimiser la vitesse horizontale, nous avons équilibré la puissance des faisceaux se faisant face en maximisant le nombre d'atomes détectés après une étape de refroidissement en mélasse dont la durée est augmentée (200 ms). Ceci ne garantit pourtant pas d'obtenir une vitesse horizontale suffisamment faible et un effort particulier devra être consacré à réduire cet effet systématique. L'incertitude actuelle sur la vitesse horizontale est de 5 mm.s^{-1} soit une incertitude sur g de $2.3 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}$.

L'efficacité de collection du système de détection actuel dépend de la distance entre l'atome détecté et le condenseur et diffère d'environ 10% entre les deux bords du nuage où le déphasage induit par la rotation de la terre vaut environ 40 mrad. Le déphasage rotationnel ne se moyenne donc pas parfaitement et représente actuellement 1 mrad, soit $2.5 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$. Cet effet systématique devient nul lorsque l'efficacité de collection est symétrique. Un nouveau dispositif de détection est en cours d'étude, inspiré de la méthode d'éclairage Köhler [Köhler, 1893]. Le principe consiste à disposer un diaphragme au foyer image de la première lentille de collection pour sélectionner un même angle solide en provenance de tout point source du nuage.

Champ magnétique

Les atomes dans le sous-niveau magnétique $|m_F = 0\rangle$ sont sensibles à l'effet Zeeman du second ordre. Un champ magnétique non homogène sur la hauteur de l'interféromètre entraîne sur les atomes un déplacement des niveaux hyperfins qui varie au fur et à mesure de leur chute. Ce déplacement, pondéré par la fonction de sensibilité conduit à un déphasage interférométrique. Nous mesurons le champ magnétique dans l'enceinte à l'aide d'une transition micro-onde sensible au champ magnétique (entre deux niveaux Zeeman différents). La condition de résonance de cette transition est alors mesurée après un délai de chute variable. La première mesure présentait une grande inhomogénéité de 40 mG environ sur la hauteur de l'interféromètre, liée à des impuretés magnétiques dans l'enceinte.

La figure 5.17 présente le champ magnétique $B(t)$ mesuré en fonction du temps de chute, après l'ajout d'une bobine de compensation. L'effet systématique associé se calcule à partir de la fonction de sensibilité : le champ magnétique entraîne un déplacement de fréquence de la transition de $KB^2(t)$ où K est le coefficient de l'effet Zeeman quadratique et vaut 575 Hz/G^2 . Nous utilisons alors l'équation 2.41 pour déterminer la phase interférométrique. Nous calculons un déphasage de 118 mrad pour un interféromètre de $2T = 80 \text{ ms}$, correspondant à un effet systématique de $4.6 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ et un déphasage de 382 mrad pour un temps d'interaction de $2T = 100 \text{ ms}$, correspondant à un effet

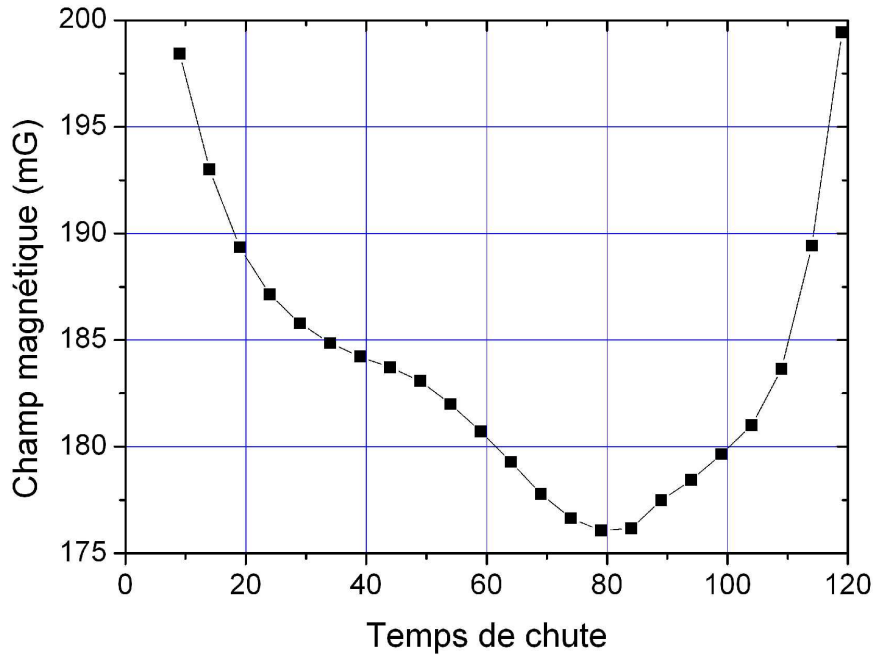


FIG. 5.17 – *Champ magnétique mesuré dans l'enceinte à vide en fonction de la position du nuage, dépendant du temps de chute au moment de la mesure.*

systématique de $9.5 \times 10^{-6} \text{m.s}^{-2}$. L'incertitude sur cette mesure est encore de 10 mrad environ. Étant donné l'ampleur de cet effet systématique, il est probable que des fluctuations temporelle du champ magnétique limitent la sensibilité long terme de l'instrument. Celles-ci peuvent être dues par exemple aux fluctuations du champ magnétique terrestre ou à des fluctuations résiduelles suite à l'extinction des bobines du PMO-3D. Ceci démontre la nécessité de changer l'enceinte à vide pour une enceinte amagnétique. Enfin l'extinction du champ magnétique peut provoquer des vibrations dans le dispositif expérimental, synchrones avec la mesure, qui se traduisent également par un effet systématique.

Déplacements lumineux

Le déplacement lumineux entraîne une variation de la fréquence de la transition. Pour calculer le déphasage induit par le déplacement lumineux, il faut pondérer la fonction de sensibilité par l'intensité laser au cours du temps. Le calcul du déphasage avec l'équation 2.41 nous donne :

$$\frac{\delta_1 - \delta_3}{\Omega_{eff}} \quad (5.9)$$

où δ_1 et δ_3 sont les déplacements lumineux au moment de la première et de la troisième impulsion de l'interféromètre. Le déphasage induit par une fluctuation de puissance de 1% d'un des deux lasers, entre le début et la fin de l'interféromètre, vaut 0.22 mrad. Or la stabilité de puissance des faisceaux Raman est meilleure que 1% sur le court terme. Le déplacement lumineux n'est donc pas une limitation de la sensibilité court terme de l'appareil.

Nous calculons également le déphasage accumulé par un atome ayant une vitesse horizontale v_h , à cause de la distribution gaussienne d'intensité. En intégrant sur la distribution de vitesse mesurée expérimentalement, nous calculons un déphasage moyen de 0.9 mrad lorsque la puissance d'un laser

est déréglée de 1% par rapport à la puissance annulant le déplacement lumineux. Ceci correspond à un effet systématique de $2.3 \times 10^{-9}g$ par pourcent d'erreur de puissance.

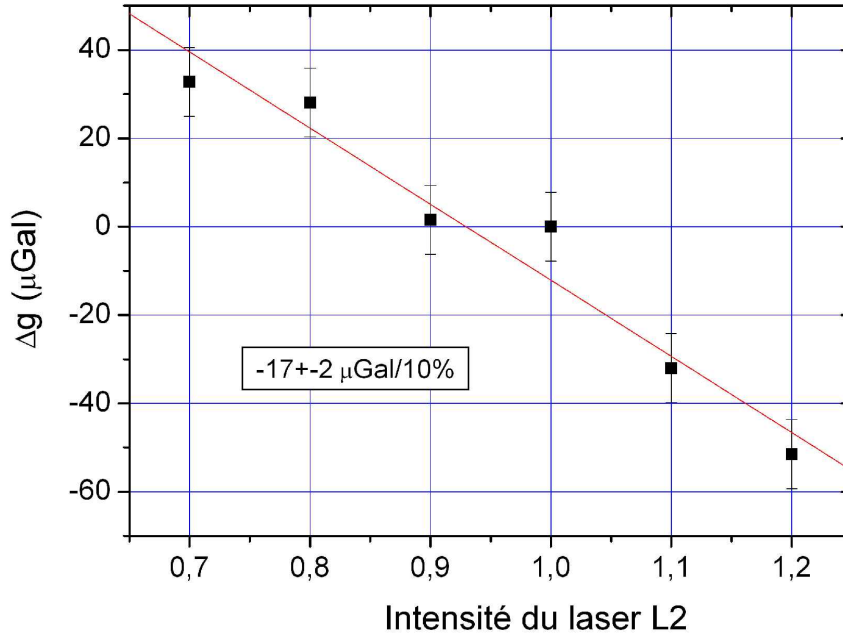


FIG. 5.18 – Mesure de l'effet systématique dû au déplacement lumineux. L'intensité du laser L2 est normalisée par l'intensité annulant le déplacement lumineux.

La figure 5.18 présente la mesure du déplacement de la frange centrale en fonction de l'intensité du laser L2. Nous constatons expérimentalement une dépendance de $1.7 \times 10^{-9}g$ par pourcent d'erreur de puissance, en bon accord avec le calcul. Cet effet peut constituer une limite de la stabilité long terme de l'appareil. Il nous faut nous assurer d'une stabilité de puissance de 0.5% pour garantir une stabilité long terme de $1 \times 10^{-9}g$.

Alimentation à 50 Hz

L'ensemble des systèmes électroniques est basé sur une alimentation alternative à 50 Hz. L'asservissement de phase présente une composante de bruit à cette fréquence. Par un effet de repliement de spectre, le déphasage interférométrique qui en résulte peut apparaître suivant la valeur du temps de cycle T_c comme du bruit à des temps caractéristiques élevés ou même constituer un effet systématique. Lorsque T_c est un multiple de 20 ms, la séquence de l'interféromètre est répétée de manière synchrone avec la perturbation à 50 Hz qui entraîne un effet systématique. En pratique, la fréquence délivrée n'est pas exactement 50 Hz et nous observons dans la figure 5.19 que la stabilité de l'interféromètre est détériorée pour un temps caractéristique de 25 secondes.

Lorsque le temps d'interaction est tel que T est un multiple de 20 ms, la fonction de transfert de l'interféromètre présente un zéro à 50 Hz. La figure 5.19 présente également la mesure de la stabilité de la probabilité de transition après l'interféromètre pour un temps d'interaction donné par $2T = 80$ ms, pour lequel l'interféromètre n'est pas sensible au bruit de phase à 50 Hz.

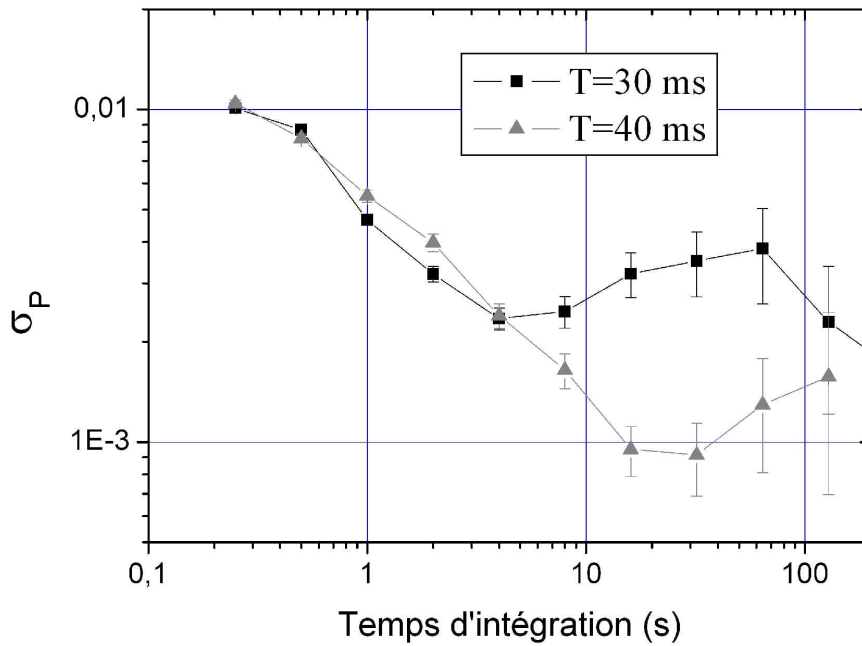


FIG. 5.19 – Mise en évidence du bruit à 50 Hz. La variance d'Allan des fluctuations de la transition de probabilité sont présentées pour deux temps d'interactions $2T = 60$ ms et $2T = 80$ ms.

Autres effets systématiques connus

Un grand nombre d'autres effets systématiques perturbent la mesure et devront être évalués pour dresser un bilan d'exactitude de l'appareil :

- La boucle d'asservissement introduit un délai et d'éventuels déphasages électroniques qui peuvent dépendre de la fréquence de fonctionnement. Lors du balayage de fréquence, ces déphasages sont copiés sur la phase des lasers par l'asservissement. Cet effet pourra être mesuré, par exemple en inversant le signe du vecteur d'onde effectif, ce qui permet de réaliser l'interféromètre avec une rampe de fréquence opposée.
- Le déplacement des atomes dans le profil de front d'onde des faisceaux entraîne un effet systématique [Fils, 2002]. Les deux faisceaux sont collimatés à un rayon de courbure typique de 100 m à l'aide d'un unique collimateur. Ceci limite l'influence de la courbure du faisceau gaussien à la seule différence de propagation du faisceau sur le trajet de rétro-réflexion de 1 mètre environ. Le déphasage moyen vaut alors 0.4 mrad environ.
- Les trois impulsions lasers de l'interféromètre sont réalisées à l'aide d'un modulateur acousto-optique. La phase d'un laser est modifiée transitoirement lors de l'allumage et lors de l'extinction du faisceau Raman. Ce déphasage peut atteindre un dizaine de mrad.
- L'effet de champ moyen dû aux interactions entre atomes induit un déplacement de la fréquence de transition. Cependant, pour les atomes de rubidium et aux faibles densités atteintes avec un PMO-3D, cet effet est négligeable par rapport à l'exactitude visée.
- L'indice de propagation, à travers la vapeur de rubidium dans l'enceinte à vide, et au cours de la propagation du faisceau à travers le nuage, modifie le vecteur d'onde effectif des lasers et la phase accumulée. Ceci peut entraîner un effet systématique à hauteur de quelques $1 \times 10^{-10}g$.
- L'accélération terrestre présente un gradient important, à l'échelle de l'instrument, de $3 \times$

$10^{-7}g.m^{-1}$. L'effet systématique associé a été calculé dans [Wolf and Tournenc, 1999], dans [Antoine, 2004] et est donné au premier ordre en γ par :

$$\delta g = \gamma k_{eff} T^2 \left(\frac{7}{12} g_0 T^2 - v_0 T \right) + \frac{\gamma \hbar k^2 T^3}{2m} \quad (5.10)$$

Où v_0 est la vitesse du nuage, g_0 est la valeur de l'accélération terrestre au centre du nuage atomique, à l'entrée de l'interféromètre et où γ est le gradient de gravité. Cet effet systématique vaut typiquement quelques $1 \times 10^{-8}g$ mais peut-être évalué avec une incertitude très inférieure à $1 \times 10^{-9}g$.

- Le vecteur effectif de la transition est modifié au cours du temps par la rampe de fréquence appliquée [Wolf and Tournenc, 1999]. Ceci entraîne un effet systématique pouvant valoir quelques $1 \times 10^{-9}g$.

5.3.5 Mesure de g

stabilité

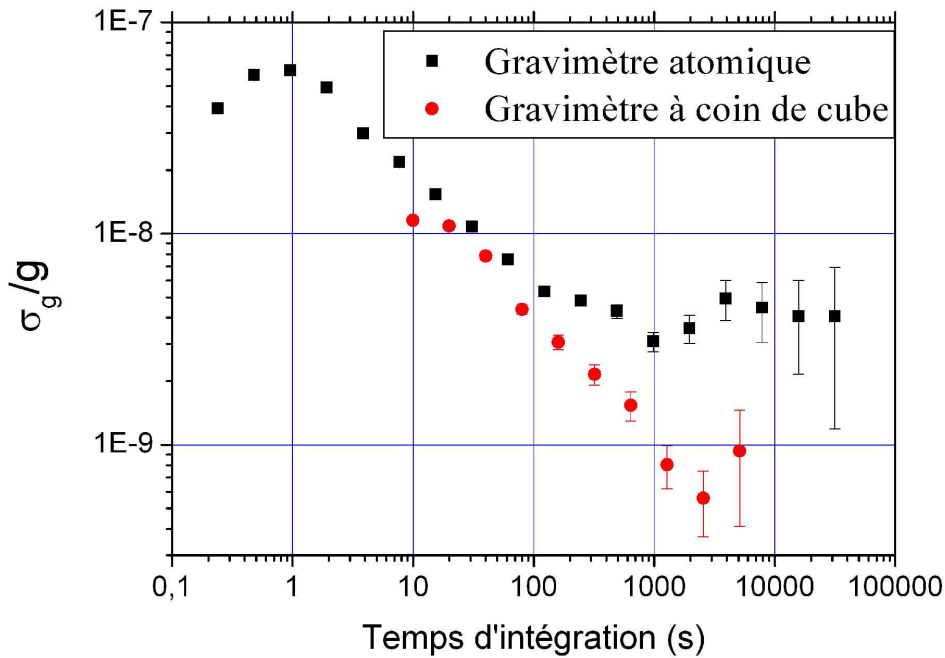


FIG. 5.20 – Variance d'Allan des corrections de α après soustraction de la marée. Les résultats du gravimètre atomique ont été comparés avec un gravimètre à coin de cube.

La stabilité de la mesure de g est actuellement limitée par les vibrations pour des temps d'intégrations inférieurs à 200 secondes. Pour des temps d'intégrations supérieurs, nous observons une dérive correspondant à une vraie variation de g provoquée par les marées. Il est alors nécessaire de modéliser ces effets pour étudier la sensibilité de l'interféromètre sur le long terme. Les modèles actuels [Peters, 1998], [Rabbel and Zschau, 1985] sont capables de prédire la variation de g due à la marée à $10^{-9}g$ près. La figure 5.20 présente la variance d'Allan obtenue après soustraction de la valeur prédite par un modèle de marée. Ce modèle a été développé à partir de mesures continues réalisées au BIPM

avec un gravimètre relatif. Nous constatons ainsi que la sensibilité de notre mesure atteint la valeur de $3 \times 10^{-9}g$ après 1000 secondes d'intégration, puis présente un palier à $4 \times 10^{-9}g$ pour des temps d'intégrations allant jusqu'à 10^5 secondes. Une mesure de la stabilité de puissance des faisceaux Raman indique que la stabilité long terme vaut 1 à 2% environ. Les fluctuations de déplacement lumineux entraîneront alors une stabilité de 2 à $4 \times 10^{-9}g$, compatible avec la stabilité observée.

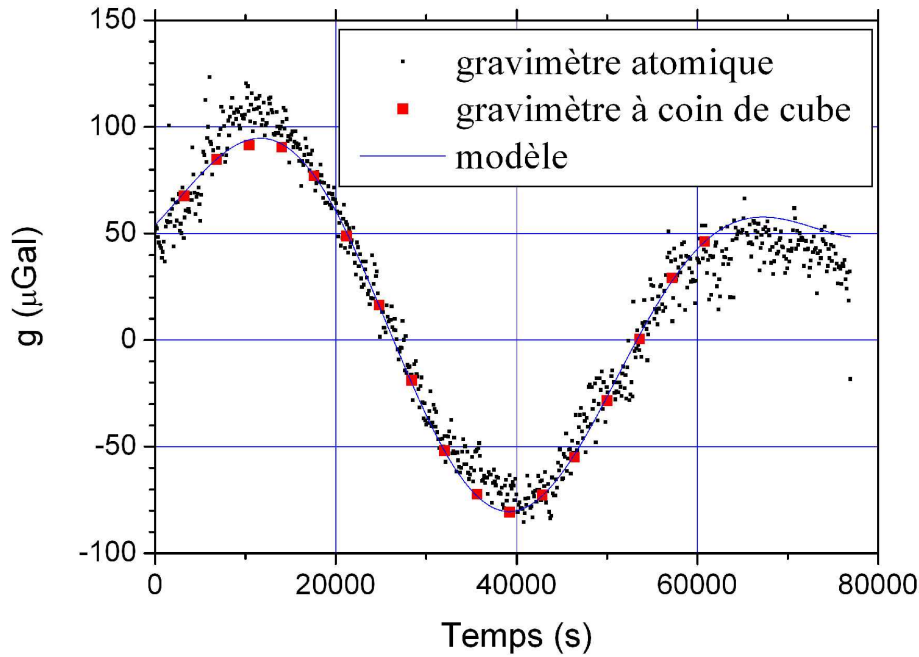
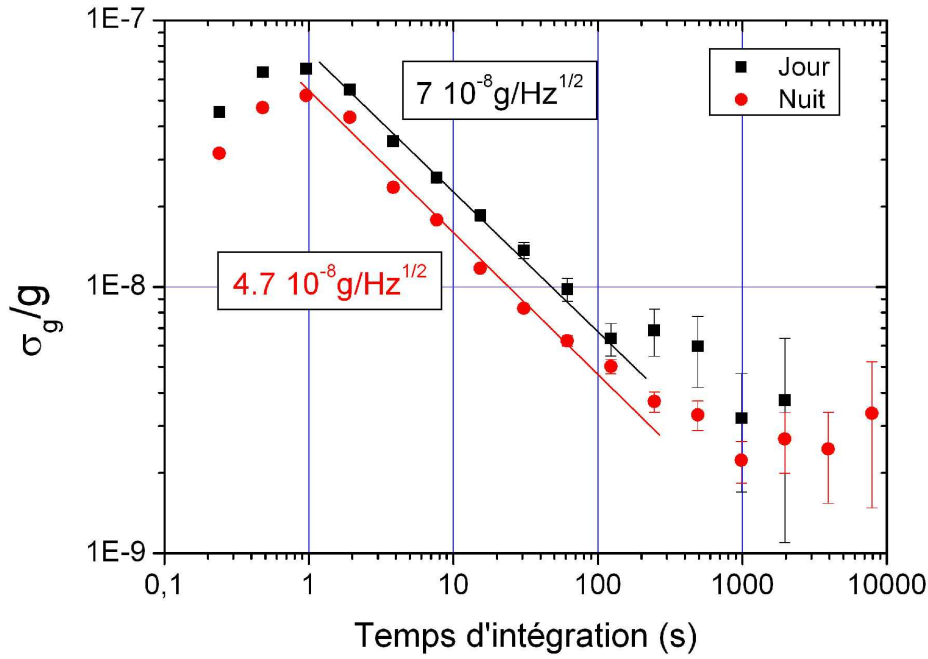


FIG. 5.21 – *Fluctuations de l'accélération de la pesanteur mesurées sur une journée. Chaque point représente la valeur moyenne des mesures sur 100 secondes pour le gravimètre atomique, et une moyenne sur 2500 secondes pour le gravimètre à coin de cube. Les mesures sont présentées avec un offset ajusté pour les comparer au modèle de marée.*

La figure 5.20 présente également la variance d'Allan des mesures réalisées simultanément avec un gravimètre à coin de cube (FG5), par l'équipe de l'IPG (Institut de Physique du Globe) de Strasbourg, à proximité du gravimètre atomique. Le gravimètre à coin de cube est en accord avec le modèle de marée à mieux que $10^{-9}g$, démontrant ainsi que le gravimètre atomique est actuellement limité en sensibilité sur le long terme à $4 \times 10^{-9}g$. Les fluctuations long terme de g mesurées par les deux instruments et celles prédites par le modèle de marées sont présentées dans la figure 5.21.

Nous avons remarqué que la sensibilité du gravimètre est limitée par le niveau de vibrations. Celui-ci étant plus faible pendant la nuit, nous attendons une amélioration de la sensibilité court terme pendant cette période. La figure 5.22 présente les variances d'Allan obtenues à partir de la même série de mesures, en sélectionnant les mesures réalisées de jour ou pendant la nuit. La stabilité pendant le jour est moins bonne et vaut $7 \times 10^{-8}g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ tandis que pendant la nuit la stabilité s'améliore jusqu'à $4 \times 7.10^{-8}g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

FIG. 5.22 – Variance d’Allan des corrections de α comparées entre jour et nuit.

exactitude

L’évaluation de l’exactitude nécessitera l’investigation de tous les effets systématiques connus. Nous pouvons néanmoins comparer la valeur obtenue par notre gravimètre, $\bar{g} = 9.8093030 \pm 3 \times 10^{-8} \text{m.s}^{-2}$, avec la valeur obtenue par un gravimètre relatif que nous avons acheté. Un étalonnage du gravimètre relatif sur le site du BIPM nous a permis ensuite de mesurer la valeur absolue de l’accélération terrestre dans notre laboratoire avec une incertitude de $2 \times 10^{-7} \text{m.s}^{-2}$. Nous trouvons ainsi $\bar{g}_{\text{Relatif}} = 9.8092793 \pm 2 \times 10^{-7} \text{m.s}^{-2}$. Les deux mesures présentent un écart à hauteur de $2 \times 10^{-5} \text{m.s}^{-2}$ qui est résolu statistiquement. Le gravimètre n’avait alors pas encore été équipé de la bobine de compensation de gradient de champ magnétique et la mesure du champ le long de la trajectoire dans cette configuration nous a permis de calculer une valeur corrigée de $g = 9.8092802 \text{m.s}^{-2}$, qui ne diffère plus que de $1 \times 10^{-6} \text{m.s}^{-2}$ avec \bar{g}_{Relatif} . La comparaison avec le gravimètre à coin de cube a eu lieu par la suite et a montré une différence de $2 \times 10^{-6} \text{m.s}^{-2}$ entre les deux instruments après correction de l’effet systématique du champ magnétique.

5.4 Conclusion

Les études réalisées nous ont permis d’identifier les sources de bruit limitant la sensibilité du gravimètre. Le bilan des mesures des différents bruits est présenté dans le tableau 5.1. Les vibrations sont la source principale de bruit et imposent une limite de $5 \text{ à } 7 \times 10^{-8} \text{g.Hz}^{-1/2}$ sur la sensibilité de la mesure en fonction du moment dans la journée. Un effort particulier devra être fait pour réduire les vibrations et une méthode de compensation des vibrations en agissant sur la phase des lasers est en cours d’évaluation.

Source de bruit	σ_ϕ (mrad/coup)	sensibilité ($\times 10^{-9} g.Hz^{-1/2}$)
référence 100 MHz	1.1	1.4
chaîne de fréquence	0.6	0.75
asservissement de phase	2.1	2.6
bruit de phase dans la fibre optique	1	1.25
largeur spectrale du laser maître	2.2	2.8
somme quadratique	3.4	4.3
projection quantique	2.3	2.9
détection	2	2.5
fluctuations d'intensité des lasers Raman	0.2	0.25
somme quadratique	4.6	5.8
vibrations (mesurées de jour)	60	75
somme quadratique	60.2	75.3
écart type mesuré	$38 \leftrightarrow 56$	$47 \leftrightarrow 70$

TAB. 5.1 – Source de bruit et écart type correspondant en bruit de phase interférométrique par mesure.

La somme des autres bruits a été quantifié et représente un bruit de phase interférométrique de 4.6 mrad par mesure soit une limite de stabilité de $5.8 \times 10^{-9} g.Hz^{-1/2}$. Il est donc négligeable par rapport au bruit actuel de vibration. Ce bruit est la somme de plusieurs contributions comparables et constitue la limite intrinsèque de l'instrument dans un environnement calme. Cette limite est inférieure à la meilleure sensibilité obtenue jusqu'ici avec un gravimètre absolu et permet d'espérer dépasser les performances actuelles.

Enfin, l'exactitude est actuellement limitée par le gradient de champ magnétique de l'enceinte et par les fluctuations long terme du déplacement lumineux. La construction d'une nouvelle enceinte est actuellement en cours d'étude.

Chapitre 6

Conclusion et Perspectives

6.1 Conclusion

Nous avons présenté dans ce manuscrit les différentes étapes de la conception de notre gravimètre absolu à atomes froids basé sur des techniques d'interférométrie atomique. Nous avons présenté les asservissements de fréquence optique qui nous ont permis de réduire le nombre de sources lasers nécessaires à l'expérience, afin d'obtenir un banc optique compact et transportable de $60 \times 90 \text{ cm}^2$. Nous avons également présenté la réalisation des deux pièges atomiques fournissant le nuage d'atomes froids utilisé dans l'interféromètre. Le PMO-2D atteint un flux de $6 \times 10^9 \text{ atomes.s}^{-1}$, dont $3 \times 10^9 \text{ atomes.s}^{-1}$ sont capturés par le PMO-3D puis refroidis à $2.1 \text{ } \mu\text{K}$. En utilisant les lasers Raman sur cette source atomique, nous avons obtenu les premières franges d'interférences. L'objectif de cette thèse était essentiellement d'obtenir une bonne sensibilité et d'étudier les causes de sa dégradation.

Les vibrations du sol constituent la limite de sensibilité de l'appareil. L'utilisation d'une plateforme anti-vibration n'est pas suffisante pour réduire cette contribution au niveau de sensibilité souhaité. Nous avons alors atteint une sensibilité de $5 \text{ à } 7 \times 10^{-8} g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ qui est comparable à celle obtenue avec les gravimètres absolus à coin de cube. Nous avons par ailleurs mesuré les autres sources de bruit qui ont été réduites à une contribution totale de $5.8 \times 10^{-9} g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Les vibrations dominent donc largement les autres sources de bruit de l'interféromètre.

L'évaluation de l'exactitude de la mesure n'entre pas dans le cadre de cette thèse. Nous avons cependant mesuré certains effets systématiques comme le déplacement lumineux ou l'effet Zeeman quadratique. Dans la mesure où l'intensité des faisceaux Raman est asservie sur le banc optique et non au niveau des atomes, le déplacement lumineux est une cause probable de la limite de sensibilité long terme de la mesure. L'effet Zeeman quadratique est l'effet systématique principal dans l'enceinte actuelle. Plusieurs autres effets systématiques devront être également mesurés pour établir un bilan complet d'incertitude et en déduire l'exactitude de l'appareil.

Des comparaisons avec un gravimètre relatif pré-étalonné, puis avec un gravimètre absolu à coin de cube, ont montré un écart de nos mesures de $1 \text{ à } 2 \times 10^{-7} g$ résolu statistiquement, après prise en compte de l'effet Zeeman quadratique. Ceci indique qu'il existe au moins un effet systématique non évalué à hauteur de $2 \times 10^{-7} g$ environ qui pourrait être par exemple lié à la sensibilité résiduelle à la rotation de la terre.

6.2 Perspectives

6.2.1 Améliorations du dispositif

Sensibilité

Plusieurs modifications pourront être effectuées pour améliorer la sensibilité de la mesure. La source principale de bruit est les vibrations de l'appareil. Pour réduire sa contribution nous pouvons :

- Augmenter le temps d'interaction $2T$. Les vibrations aux fréquences supérieures à $\frac{1}{T}$ seront alors mieux filtrées par la fonction de transfert $H(\omega)$ de l'interféromètre. Ceci est réalisable dans la limite où les vibrations à basses fréquences contribuent à un bruit de phase petit devant π et au prix d'une augmentation de la hauteur de chute. Il est également possible de lancer le nuage atomique vers le haut pour augmenter le temps d'interaction sans avoir à augmenter la taille de l'appareil. En contre partie, l'effet systématique lié à la rotation de la terre sera extrêmement sensible à l'orientation du lancé. Utiliser un temps d'interaction de $2T = 200$ ms permettrait, compte tenu du spectre de vibration mesuré, d'améliorer la sensibilité d'un facteur 2 environ.
- Réduire le temps de cycle T_c au maximum en réduisant le temps mort entre les mesures. Ce temps mort est constitué principalement de deux termes, le temps de chargement du PMO-3D et le temps de détection. L'enceinte à vide définitive, plus compacte, permettra d'obtenir un délai avant chargement plus faible.
- Compenser les vibrations après les avoir mesurées par ailleurs avec un sismomètre. On peut par exemple calculer le déphasage attendu d'après le signal sismomètre pendant l'interféromètre et corriger à posteriori la valeur de la probabilité de transition mesurée. Cette méthode est limitée au cas où les fluctuations de la probabilité de transition sont petites devant π et où le contraste est constant. Le signal du sismomètre peut aussi être utilisé pour modifier l'asservissement de phase, comme décrit dans [Yver-Leduc et al., 2003], afin que les plans de phase des lasers restent stables dans le référentiel du laboratoire en présence de vibrations.

Parmi les autres sources de bruits, les quatre principales sont le bruit de l'asservissement de phase entre les deux lasers Raman, la largeur spectrale de ces deux lasers, le bruit de projection quantique et le bruit de détection. Elles ont toutes les quatre des contributions de l'ordre de 2 mrad par mesure.

Les deux dernières peuvent être réduites en augmentant le nombre d'atomes participant à l'interféromètre. Elles deviennent inférieures à 1 mrad par mesure lorsque le nombre d'atomes utiles atteint 10^6 .

La seconde contribution, liée au bruit de fréquence du laser maître Raman, dépend du délai de rétro-réflexion. Le nouveau dispositif expérimental permettra de placer le miroir de rétro-réflexion au plus près de l'interféromètre afin de diminuer la fonction de sensibilité correspondante. On peut aussi envisager d'améliorer les asservissements des diodes pour diminuer leur bruit de fréquence.

Enfin, on peut envisager de réaliser l'asservissement de phase non pas en appliquant une correction sur le courant de la diode, mais sur le déphasage induit par un modulateur électro-optique placé à l'intérieur de la cavité laser. Ceci devrait permettre d'obtenir un asservissement de phase avec une bande passante supérieure à 10 MHz [Müller et al., 2006]. L'asservissement de phase pourra également être réalisé à l'aide d'un photo-conducteur installé sur le dispositif expérimental à la sortie de la fibre optique pour que l'asservissement compense également le bruit de phase apporté par la fibre.

Exactitude et sensibilité long terme

Notre objectif est d'atteindre une exactitude inférieure à $10^{-9}g$. Pour cela :

- L'enceinte à vide sera remplacée par une enceinte amagnétique en titane disposant de 18 accès optiques autour du PMO-3D. L'effet systématique lié au gradient de champ magnétique pourra alors être réduit de plusieurs ordre de grandeur et évalué avec une incertitude inférieure à $10^{-9}g$.
- Les puissances des deux lasers Raman seront asservies sur le long terme en sortie de la fibre optique Raman pour compenser les fluctuations de couplage sur le banc optique. Ceci permettra d'atteindre une sensibilité long terme meilleure que $10^{-9}g$.
- La sensibilité à la rotation de la terre devra être évaluée plus précisément. Pour cela, il est souhaitable de disposer d'un moyen de mesure de la vitesse horizontale des atomes. Il faudra mesurer le déplacement horizontal du centre du nuage avec une résolution de $20\mu m$ environ sur la hauteur de la chute pour déterminer l'effet systématique avec une incertitude de $0.5 \times 10^{-9}g$.

Pour réduire cet effet systématique, des faisceaux Raman supplémentaires pourront être installés pour sélectionner une classe de vitesse moyenne horizontale nulle, ou bien le nuage pourra être chargé dans un piège dipolaire qui sera ensuite éteint adiabatiquement afin d'obtenir un nuage plus froid et lâché sans vitesse initiale. D'autre part le dispositif de détection pourra être modifié pour garantir l'homogénéité de la collection de la lumière de fluorescence sur le volume du nuage.

- Plusieurs effets systématiques changent de signe avec le vecteur d'onde effectif de la transition Raman. Lors de l'intégration, nous pourrions alterner les mesures entre les deux configurations. Ceci élimine par exemple les effets systématiques dus aux déphasages électroniques, au déplacement lumineux à un photon et élimine au premier ordre l'effet systématique dû au gradient de champ magnétique. Ce dernier n'est pas parfaitement compensé car les trajectoires atomiques lors des deux mesures ne sont pas rigoureusement identiques.

Les modifications de l'enceinte à vide et une première évaluation des performances du nouveau dispositif sera réalisée au SYRTE. Le gravimètre sera ensuite déplacé à Trappes et installé à proximité de la balance. Les dernières modifications seront enfin effectuées dans le but de dépasser les limites actuelles de sensibilité et d'exactitude des gravimètres absolus. Les efforts de compacité déjà fournis permettront de vérifier l'exactitude du gravimètre en le transportant à proximité d'autres gravimètres absolus afin de les comparer.

6.2.2 Perspectives à plus long terme

L'emploi de la technique de compensation des vibrations pourrait permettre de s'affranchir de l'utilisation d'une plate-forme d'isolation anti-vibration. La plus grande simplicité d'utilisation permettrait alors d'envisager la construction d'un prototype portable. En effet, la miniaturisation des systèmes électroniques de l'expérience ne pose aucun problème technique et la miniaturisation du banc optique pourrait bénéficier de travaux déjà entrepris pour spatialiser l'horloge atomique PHARAO. Un gravimètre atomique portable donnerait une alternative aux gravimètres à coin de cube pour les études gravimétriques sur le terrain.

Plusieurs sources de bruits et effets systématiques, comme par exemple le bruit de projection

quantique, la sensibilité à la rotation ou la sensibilité au déplacement lumineux, dépendent de la température de la source atomique. Le gravimètre pourrait profiter de techniques de refroidissement permettant de dépasser la limite de $2\ \mu\text{K}$ environ du refroidissement en mélasse. Par exemple, le refroidissement Raman par bande latérale a déjà permis le refroidissement d'atomes de césium à des températures de quelques centaines de nK [Treutlein et al., 2001]. Le refroidissement évaporatif, réalisable dans un piège dipolaire, permet d'atteindre des températures aussi basses que quelques dizaines de nK et d'atteindre alors un nouvel état de la matière : le condensat de Bose-Einstein [Anderson et al., 1995, Davis et al., 1995]. Une température aussi basse permet un meilleur contrôle des trajectoires atomiques et offre des perspectives d'exactitudes inégalées, au prix d'un temps mort plus important et d'interactions entre les atomes qui entraînent un effet systématique à évaluer.

Notre gravimètre est avant tout un accéléromètre. Le temps d'interaction $2T$ est limité par la taille du dispositif expérimental à cause de la chute libre des atomes. Dans l'espace, un tel dispositif pourrait utiliser un temps d'interaction plus grand de plusieurs ordres de grandeur et donnerait naissance à un accéléromètre de très grande sensibilité. Ce type de dispositif pourrait alors rivaliser avec les accéléromètres macroscopiques utilisés actuellement, grâce à une meilleure stabilité sur le long terme.

Ces accéléromètres pourraient servir à réaliser une cartographie de g ou de son gradient à partir d'un satellite en orbite autour de la terre. Ils permettent également d'envisager la navigation inertielle d'un satellite ou d'une navette dans l'espace. Enfin, il existe plusieurs projets pour utiliser des accéléromètres dans l'espace afin de tester la relativité générale. Le projet HYPER a réalisé une étude de faisabilité pour utiliser des gyromètres et des accéléromètres atomiques dans l'espace pour tester l'effet Lense-Thirring. Plus récemment, un projet appelé ICE (Interférométrie Cohérente pour l'Espace) a vu le jour dans le but de développer un accéléromètre utilisant un condensat de Bose-Einstein et fonctionnant en micro-gravité. Ce projet, commun entre le SYRTE, le IOTA et l'ONERA, est soutenu par le CNES. Une application envisagée serait à terme de réaliser un test du principe d'équivalence en comparant l'accélération subie par deux nuages d'atomes froids d'espèces différentes.

Annexe A

L'atome de rubidium 87

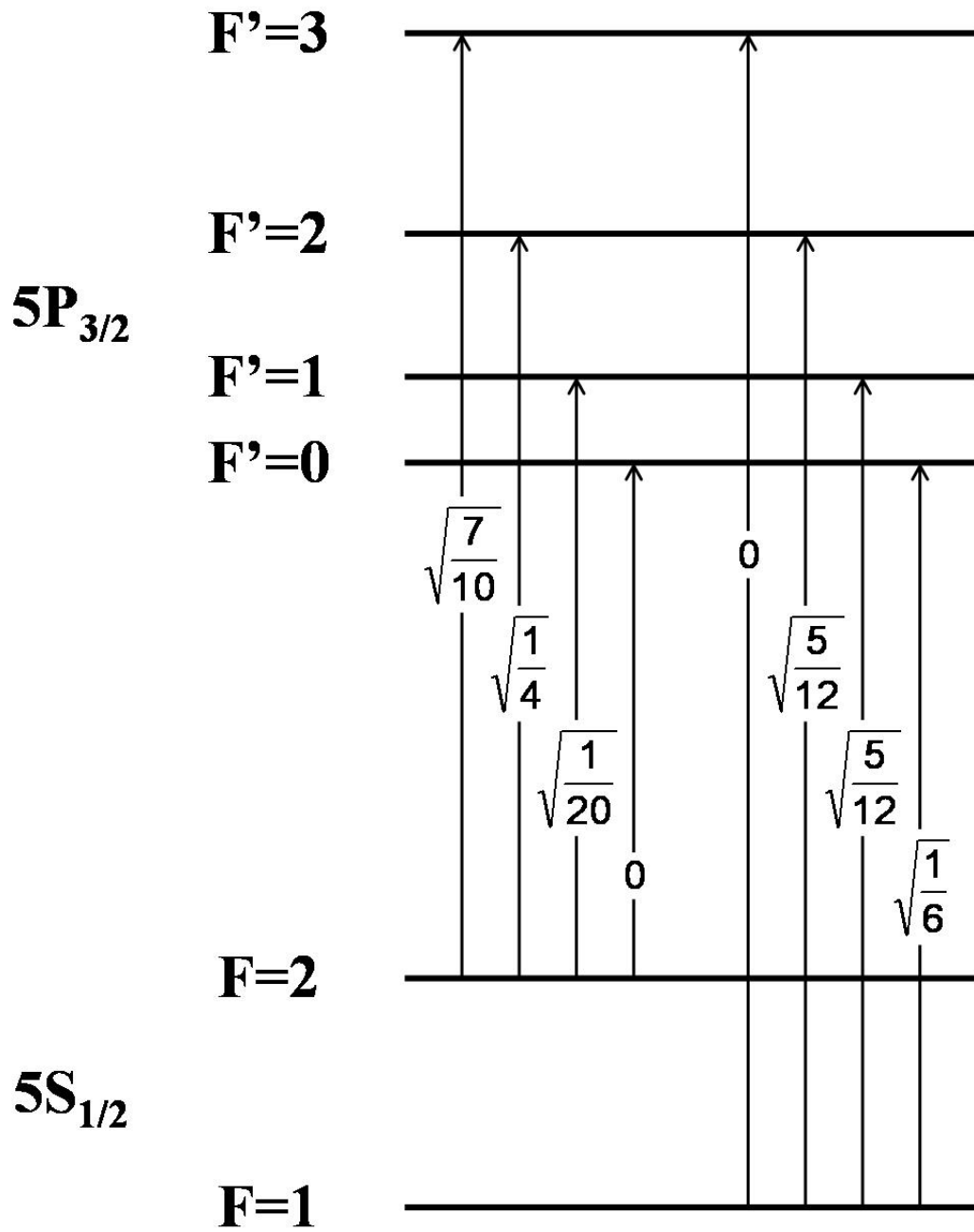
A.1 Grandeurs physiques utiles

Paramètres	symboles	valeurs ⁴	unités
masse atomique	M	$1.443\,160\,60(11) \times 10^{-25}$	kg
longueur d'onde dans le vide	λ	780.241 209 686(13)	nm
largeur naturelle du niveau $ 5P_{3/2}\rangle$	Γ	$2\pi \times 6.065(9)$	MHz
vitesse de recul	v_r	5.8845	mm.s ⁻¹
moment dip. élect. $\langle J = 1/2 e\mathbf{r} J' = 3/2 \rangle$	D	$3.584(4) \times 10^{-29}$	C.m
intensité de saturation (σ^\pm)	I_{sat}	16.69(2)	W/m ²
fréquence de la transition $ 5S_{1/2}\rangle \rightarrow 5P_{3/2}\rangle$	-	$2\pi \times 384.230\,484\,468\,5(62)$	THz
fréquence hyperfine $ F' = 1\rangle \rightarrow F' = 3\rangle$	Δ_3	423.597(16)	MHz
fréquence hyperfine $ F' = 1\rangle \rightarrow F' = 2\rangle$	Δ_2	156.947(7)	MHz
fréquence hyperfine $ F' = 1\rangle \rightarrow F' = 0\rangle$	Δ_0	-72.218(4)	MHz
écart de $ F' = 2\rangle$ au centre du niveau $ 5P_{3/2}\rangle$	-	-72.9113(32)	MHz
fréquence d'horloge ($ 5S_{1/2}\rangle \rightarrow 5P_{3/2}\rangle$)	G	6.834 682 610 904 29(9)	GHz
écart de $ F = 1\rangle$ au centre du niveau $ 5S_{1/2}\rangle$	-	2.563 005 979 089 11(4)	GHz
écart de $ F = 2\rangle$ au centre du niveau $ 5S_{1/2}\rangle$	-	-4.271 676 631 815 19(6)	GHz
fréquence de recul (transition Raman)	ω_R	$2\pi \times 15.084$	kHz
vecteur d'onde effectif ($v_L = 0, \Delta = 1\text{GHz}$)	k_{eff}	$2\pi \times 2.563\,307\,372\,76(14)$	m ⁻¹
effet Zeeman linéaire ($ 5S_{1/2}, F = 1\rangle$)	$\delta\omega/B$	$-2\pi \times 0.70$	MHz/G
effet Zeeman linéaire ($ 5S_{1/2}, F = 2\rangle$)	$\delta\omega/B$	$2\pi \times 0.70$	MHz/G
effet Zeeman linéaire ($ 5P_{3/2}\rangle$)	$\delta\omega/B$	$2\pi \times 0.93$	MHz/G
effet Zeeman quadratique	$\delta G/B^2$	$2\pi \times 575.15$	Hz/G ²

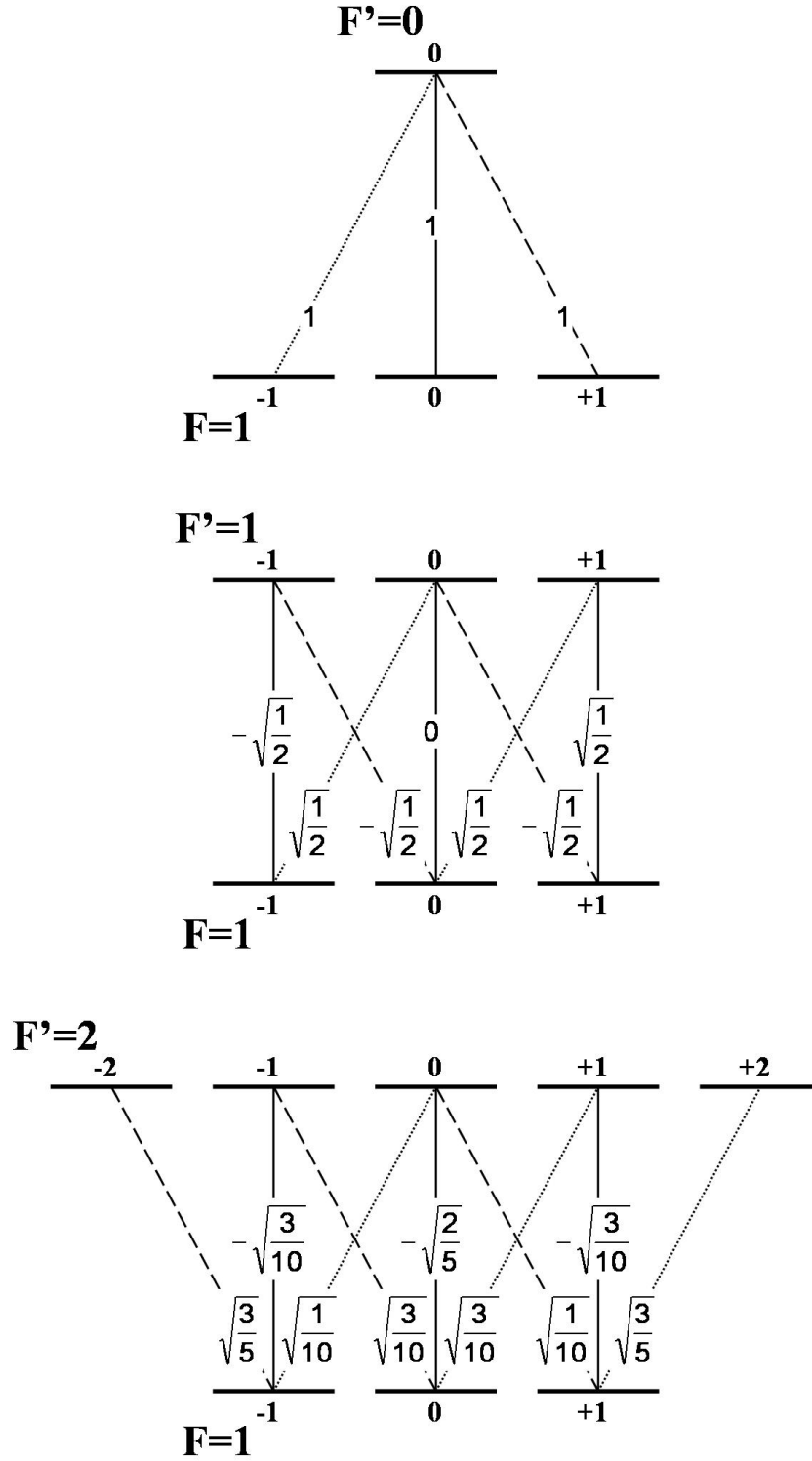
TAB. A.1 – Grandeurs physiques relatives à l'atome de ⁸⁷Rb.

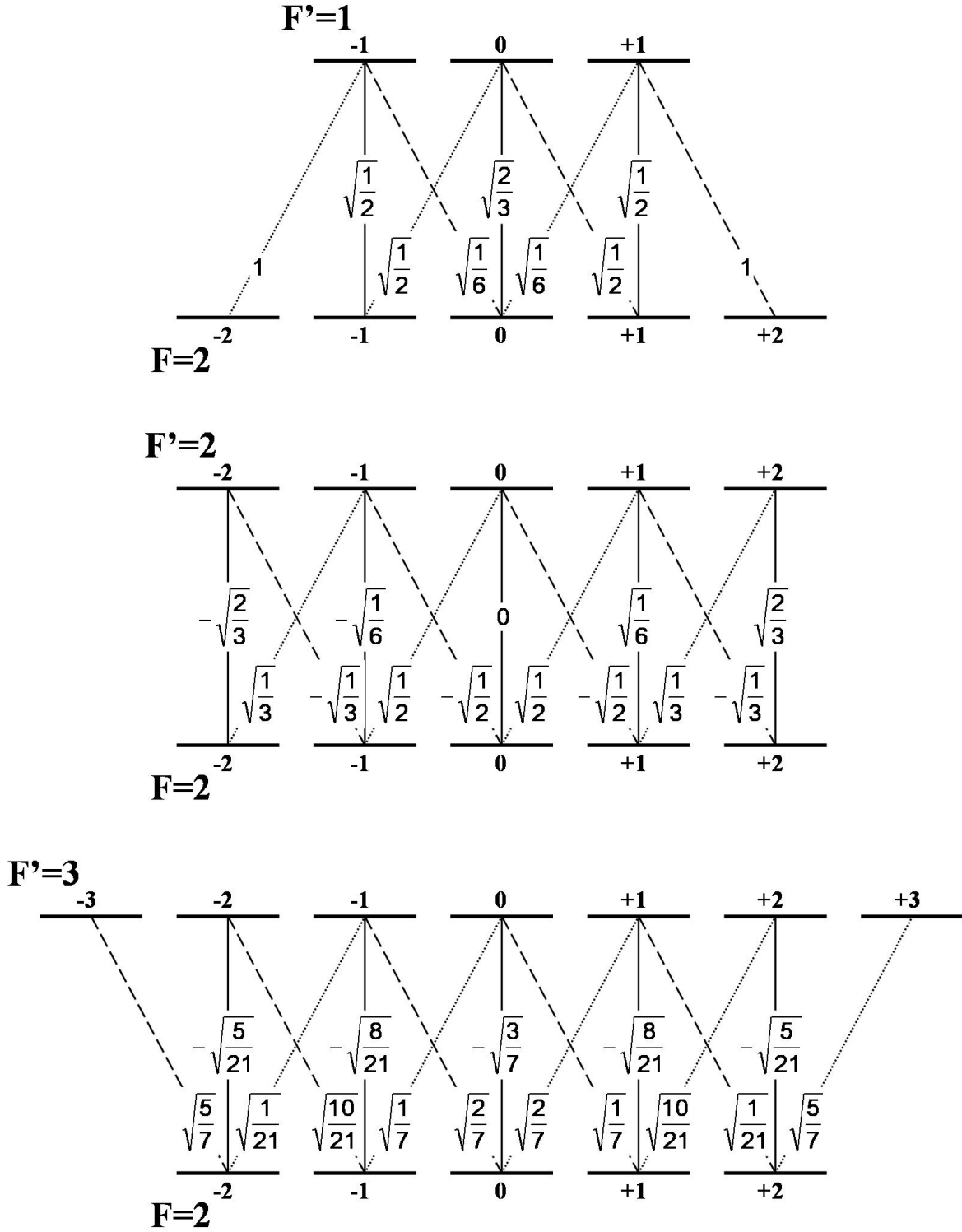
⁴Tirées de [Steck, 2003]

A.2 Forces de raie

FIG. A.1 – Coefficients de force de raie entre les niveaux $|5S_{1/2}\rangle$ et $|5P_{3/2}\rangle$ du ^{87}Rb .

A.3 Coefficients de Clebch-Gordan

FIG. A.2 – Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 1, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle$.

FIG. A.3 – Coefficients de Clebsch-Gordan $\langle F = 2, m_F | F', 1, m_{F'}, q \rangle$.

Annexe B

La variance d'Allan

La variance d'Allan [Allan, 1966] est une grandeur mathématique statistique calculée sur un ensemble de mesures afin de déterminer la sensibilité correspondant à ces mesures. On considère les mesures x_i , groupées par paquets de m points correspondant à un temps de moyennage τ_m . Les valeurs moyennes successives de ces paquets sont notées $X_k(\tau_m)$:

$$X_k(\tau_m) = \frac{1}{m} \sum_{i=m(k-1)+1}^{mk} x_i \quad (\text{B.1})$$

La variance d'Allan $\sigma_x^2(\tau_m)$ est alors définie par :

$$\sigma_x^2(\tau_m) = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (X_{k+1}(\tau_m) - X_k(\tau_m))^2 \right\} \quad (\text{B.2})$$

Allan a démontré que cette grandeur est définie pour un nombre quelconque de mesures, pour tout moyennage m et pour tous types de bruit, contrairement à la variance des mesures x_i qui diverge par exemple en présence d'une dérive du signal, lorsque le nombre de mesure augmente.

Lorsque l'on augmente la taille m des paquets, le nombre de paquets N_p diminue et l'évaluation de la variance est de plus en plus incertaine. La détermination précise de cette incertitude n'est pas ici de première importance et nous utiliserons pour toutes les variances une loi d'incertitude basée sur une hypothèse de bruit blanc. On peut montrer que l'erreur relative sur la variance calculée dépend alors du nombre de paquets N_p considérés selon la loi :

$$Err = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{3N_p - 4}}{N_p - 1} \quad (\text{B.3})$$

La recherche du bruit limitant la mesure, parmi les sources de bruit connues, est facilitée : si on considère un bruit dont la densité spectrale de bruit est donnée par $S(f) \propto f^a$, la pente de la variance d'Allan dépend de a est vaut τ^{-1} lorsque a vaut 1 ou 2, $\tau^{-1/2}$ lorsque a vaut 0 (bruit blanc), τ^0 lorsque a vaut -1, $\tau^{1/2}$ lorsque a vaut -2 et τ en présence d'une dérive. En présence de plusieurs sources de bruit de densité spectrales différentes, la variance d'Allan tracée en échelle logarithmique sera linéaire par morceau et indiquera quel type de bruit limite la sensibilité en fonction du temps d'interaction.

La variance d'Allan présente l'avantage de renseigner sur la sensibilité de la mesure, en fonction de la durée d'intégration. Elle permet de choisir le temps d'intégration optimal pour observer les fluctuations de la grandeur mesurée. Elle peut également permettre d'identifier une source de bruit

ou un effet systématique de faible amplitude. Prenons l'exemple d'une mesure présentant du bruit blanc, sur lequel s'ajoute une dérive correspondant au signal que l'on veut observer. Ceci s'applique au cas du gravimètre lorsque l'on souhaite observer les fluctuations de la gravité, induites par les phénomènes de marées. On note R_i une fonction aléatoire décrivant un bruit blanc, d'écart type égal à 1 et de moyenne nulle. Dans cet exemple, on considère uniquement une dérive linéaire, de pente ϵ :

$$x_i = R_i + \epsilon \cdot i \quad (\text{B.4})$$

La figure B.1 montre la variance d'Allan que l'on obtient alors pour $\epsilon = 10^{-3}$.

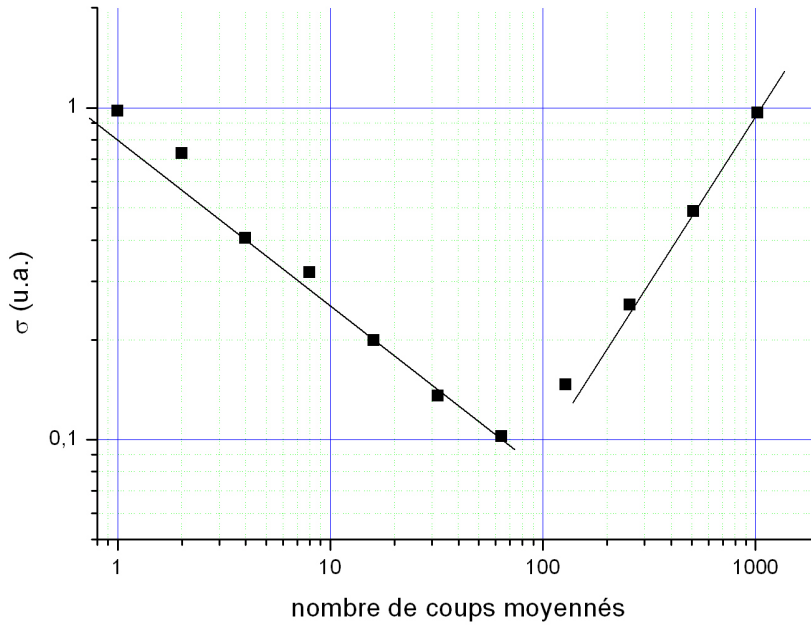


FIG. B.1 – Variance d'Allan obtenue dans un cas simple. La mesure présente un bruit blanc d'écart type 1 et une dérive d'amplitude 10^{-3} par coup.

Pour un temps d'intégration court, il est impossible d'une mesure à l'autre de conclure sur la présence de la dérive car les fluctuations sont dominées par le bruit. Lorsqu'on augmente le temps d'intégration, le bruit se moyenne et la sensibilité s'améliore comme $\tau^{-1/2}$. Dans cet exemple, le bruit ajouté à la dérive est le bruit normalisé d'une mesure réalisée par le gravimètre.

Dans le même temps, augmenter le temps de moyennage accroît l'effet de la dérive entre deux paquets consécutifs. Pour une dérive linéaire, l'écart entre la moyenne de deux paquets consécutifs augmente comme τ . On a donc, pour un temps d'intégration $\tau = 100s$, égalité des contributions dans la variance du terme du au bruit blanc et de celui du à la dérive. Au delà de 100 secondes d'intégration, la variance d'Allan augmente donc avec une pente τ .

Dans cet exemple, nous voyons que le temps idéal d'intégration, pour observer le signal que constitue la dérive, est de 100 mesures environ. En effet, une intégration plus courte donnera un rapport signal à bruit moins bon tandis qu'une intégration plus longue risque de mener à une perte d'information sur le signal que l'on veut mesurer. La variance d'Allan nous permet aussi de vérifier qu'on est bien en présence de bruit blanc, et donne son amplitude.

Annexe C

Articles

Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor

Florence Yver-Leduc, Patrick Cheinet, Jérôme Fils, André Clairon, Noël Dimarcq, David Holleville, Philippe Bouyer and Arnaud Landragin, J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. 5, 1 (2003).

Gravimètre à atomes froids

P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, A. Landragin, Journal de physique IV, 119, p153-154, novembre 2004.

Mesure absolue de l'attraction terrestre par interférométrie atomique et application à la définition d'une nouvelle unité de masse

P. Cheinet, article de vulgarisation paru dans le bulletin du CLEA : Les Cahiers Clairaut, 112, p16-23, (2005).

Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer

P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc, A. Landragin, soumis dans IEEE Trans. on Instrum. Meas. le 24 mars 2005.

Compact laser system for atom interferometry

P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, A. Landragin, Compact laser system for atom interferometry, accepté dans Applied Physics B.

Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor

Florence Yver-Leduc¹, Patrick Cheinet¹, Jérôme Fils¹,
André Clairon¹, Noël Dimarcq¹, David Holleville¹,
Philippe Bouyer² and Arnaud Landragin¹

¹ BNM-SYRTE, UMR 8630, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire,
75014 Paris, France

² Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Centre Scientifique d'Orsay, Bât 503, BP 147,
91403 Orsay, France

E-mail: florence.yver@obspm.fr

Received 28 November 2002, in final form 3 February 2003

Published 2 April 2003

Online at stacks.iop.org/JOptB/5/S136

Abstract

In our high-precision atom interferometer, the measured atomic phase shift is sensitive to rotations and accelerations of the apparatus, and also to phase fluctuations of the Raman lasers. In this paper we study two principal noise sources affecting the atomic phase shift, induced by optical phase noise and vibrations of the setup. Phase noise is reduced by carrying out a phase lock of the Raman lasers after the amplification stages. We also present a new scheme to reduce noise due to accelerations by using a feed-forward on the phase of the Raman beams. With these methods, it should be possible to reach the range of the atomic quantum projection noise limit, which is about 1 mrad rms for our experiment, i.e. $30 \text{ nrad s}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$ for a rotation measurement.

Keywords: Atom interferometer, Raman transitions, laser phase lock, phase noise in optical fibres, acceleration compensation in precision measurements

1. Introduction

Recent progress in atom interferometry [1] enables the development of new inertial sensors, using the potential of matter-waves to lead to high-precision detectors. Since the first atom interferometer showing a phase shift owing to rotation in 1991 [2], several gyroscopes have been developed and their sensitivities are already similar to those obtained with the best optical gyroscopes [3]. The first high-sensitivity measurement of the local acceleration of gravity based on atom interferometry was achieved the same year, and has been strongly improved since [4].

In the last decade, the laser cooling techniques have been considerably improved and developed for metrological applications, as exemplified in the field of atomic clocks [5]. For inertial sensors based on de Broglie waves, they lead to drastic improvements in stability and sensitivity, while enabling a reduction of the dimensions of the apparatus.

High-sensitivity inertial sensors with good long-term stability have applications in various domains: gravimetry and

gradiometry, inertial navigation, geophysics, measurements of fundamental constants [6] and tests of general relativity, like the equivalence principle and the Lense–Thirring effect [7].

2. Description of our apparatus

The design of our apparatus has been guided by two goals: long-term stability and compactness. The expected sensitivity is $30 \text{ nrad s}^{-1} \text{ Hz}^{-1/2}$ as a rate-gyroscope and $4 \times 10^{-8} \text{ m s}^{-2} \text{ Hz}^{-1/2}$ as an accelerometer, when about 10^6 atoms are detected at the output of the interferometer. This corresponds to a signal-to-noise ratio of 1000, so that the atomic quantum projection noise limit is 1 mrad rms.

A scheme of the setup is shown in figure 1. The atomic sources are caesium atoms cooled in a magneto-optical trap to a few microkelvin. Then, the atoms are launched by a moving molasses technique at 2.4 m s^{-1} with a repetition rate of 2 Hz. This value corresponds to the first characteristic frequency of the instrument, leading to a pass band of the

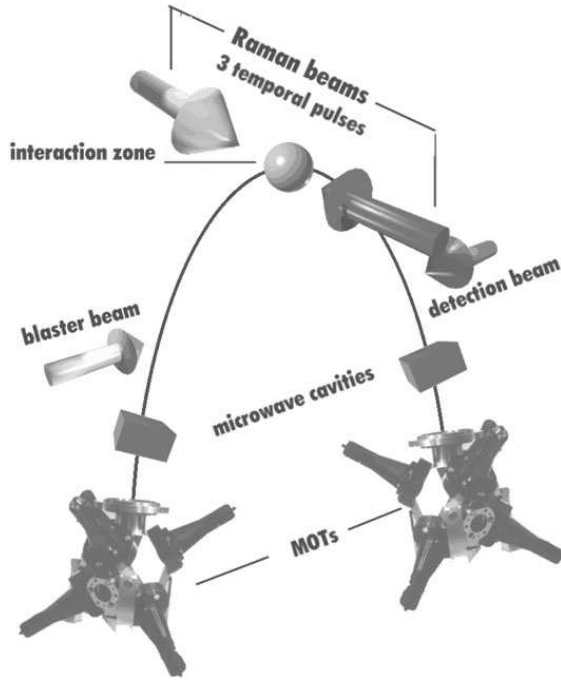


Figure 1. Principle of our cold atom inertial sensor. It uses two atomic sources launched in opposite trajectories and sharing the same Raman lasers. Horizontal velocity: 0.3 m s^{-1} .

interferometer of about 1 Hz. The atoms are prepared in the ($6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$) state by using microwave and optical pulses, and then reach the interferometer zone. The duration of one measurement in this zone is $2T \leq 100 \text{ ms}$, which defines the second characteristic frequency of the instrument.

The interferometer configuration is similar to an optical Mach–Zehnder interferometer, and uses a $\pi/2 - \pi - \pi/2$ sequence of counterpropagating laser pulses to induce stimulated Raman transitions [8] and coherently manipulate the atomic wavepackets (splitting, deviation and recombination). At the output of the interferometer, we measure the population of both hyperfine states ($6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0$) and ($6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0$) by laser-induced fluorescence and calculate the transition probability P between the two states.

The transition probability P is a function (1) of accelerations in the direction of the Raman laser beams, (2) of the rotation rate around the axis normal to the oriented area enclosed between the two arms of the interferometer, and (3) of fluctuations of the phase difference between the Raman lasers [9]. This last point will be further discussed in section 3. The phase shifts induced on the atomic wave phase are respectively named $\Delta\Phi_{acc}$, $\Delta\Phi_{rot}$ and $\Delta\Phi_{laser}$. The transition probability induced by the Raman sequence can be written as

$$P = \frac{1}{2}[1 + C \cos(\Delta\Phi_{acc} + \Delta\Phi_{rot} + \Delta\Phi_{laser})] \quad (1)$$

where C is the contrast of the atomic fringes.

In order to distinguish between atomic phase shifts induced by rotation and acceleration, the experiment uses two counterpropagating atomic clouds diffracted by the same

Raman pulses. The phase shifts measured by the two interferometers are then opposite for rotations, while they are identical for both accelerations and laser fluctuations. We thus discriminate between acceleration and rotation by adding or subtracting the phase shifts extracted from the two atomic clouds signals, as already demonstrated in [10].

Atom interferometry using either time domain (pulsed laser beams) [11] or space domain (focussed continuous laser beams) [12] can be built. The interferometer phase shifts induced by rotation and acceleration are

$$\Delta\Phi_{rot} = 2k_{eff}\Omega VT^2 \quad (2)$$

$$\Delta\Phi_{acc} = k_{eff}aT^2 \quad (3)$$

for an interferometer operating in the time domain, and

$$\Delta\Phi_{rot} = 2k_{eff}\Omega \frac{L^2}{V} \quad (4)$$

$$\Delta\Phi_{acc} = k_{eff}a \frac{L^2}{V^2} \quad (5)$$

in the space domain. $k_{eff} \cong 2k_{laser}$ represents the effective wavevector of the Raman laser pair, Ω is the rotation rate, and a the acceleration. In normal operation, V is the horizontal projection of the atomic mean velocity. T corresponds to the time between two successive Raman pulses and L is the spatial distance between two successive Raman beams.

In the time domain, the parameter determining the scaling factors is the time T between two successive interactions, whereas the important parameter in the space domain is the distance L between them.

A precise measurement requires a good definition of the scaling factor. Compared to thermal atomic beams, cold atom sources enable a smaller velocity dispersion of the atomic cloud and a better defined velocity by the use of the moving molasses technique. This leads to a better definition of the rotation scaling factor. Also, acceleration rejection by the use of two counterpropagating atomic clouds is more efficient in the time domain, as the velocity of the atoms does not appear in the scaling factor, which is thus better defined. For these reasons we have chosen to work with cold atoms and in the time domain.

Time intervals can be measured with a very high precision: in our apparatus, Raman pulses are generated by an acousto-optic modulator (AOM) with less than 100 ns rise time. Moreover, when using cold atoms launched by a moving molasses, the velocity of the atoms is very well known and stable: we can reach a stability of 10^{-4} m s^{-1} or better from shot to shot. The scaling factor of the gyroscope is then very well defined, and we can expect to know the rotation scaling factor with a relative uncertainty of 4×10^{-5} or better in one cycle. In the case of the Earth rotation rate measurement, this ensures an uncertainty below 3 nrad s^{-1} per shot, which is ten times lower than the short-term interferometer sensitivity.

Furthermore, the three laser pulses are generated by switching on and off three times the same pair of large Raman laser beams. The rotation noise induced in space domain gyroscopes by misalignments of the Raman laser pairs between each other is thus strongly reduced in our case.

However, our setup is also sensitive to temporal fluctuations of the Raman phase difference, which can lead to a degradation of the signal-to-noise ratio.

3. Influence of phase noises on rotation and acceleration measurements

The atomic phase shift measured at the output of the interferometer is a function of the phase difference between the two counterpropagating Raman lasers [13]:

$$\Delta\Phi_{\text{laser}} = \Phi_1(t) - 2\Phi_2(t+T) + \Phi_3(t+2T) \quad (6)$$

where $\Phi_i(t)$ represents the phase difference between the two Raman lasers during the i th pulse. This phase is considered at the location of the centre of the atomic wavepacket [14]. This means that the atomic phase shift measured is also sensitive to any fluctuations of the phase difference between the Raman pulses. As laser phase noise induces identical phase shifts for both atomic clouds, it is seen as acceleration by the interferometer.

For an acceleration measurement, phase noise on the Raman phase difference and vibrations of the setup have to be minimized so that their contributions to the atomic phase noise remain below the 1 mrad rms interferometer noise.

For a rotation measurement, laser phase noise is rejected by the use of two counterpropagating atomic clouds. However, the phase shifts induced by these perturbations must remain negligible compared with 2π , in order to avoid any ambiguity on the fringe number. Moreover, to simplify the extraction of rotation and acceleration phase shifts from the experimental signals, the interferometer's phase fluctuations and vibrations should be reduced to less than 0.1 rad rms, which allows a linearization of equation (1) near the operating point.

In our setup, we have implemented a phase lock scheme that enables a reduction of the phase noise induced by the semiconductor (SC) amplifiers. In addition to a passive isolation from the vibrations, we also show here the possibility to implement a feed-forward compensation of the effect of vibrations by directly acting on the phase of the Raman beams.

4. Measurement and rejection of the phase noise of the Raman beams

The difference between the two Raman laser frequencies must be stabilized at 9.19 GHz to be tuned to the clock transition frequency of the caesium atoms. This stabilization is also crucial to prevent any degradation of the signal-to-noise ratio in the interferometer.

Several noise sources could spoil the Raman phase difference: internal noise of the microwave generator, optical amplification by slave lasers, independent propagation of the beams through air and various optical elements (AOM, polarization maintaining fibre). In this study, we will focus on optical phase noise sources, such as optical amplification and propagation in the polarization maintaining fibre, and on their contributions to the interferometer noise.

In order to deduce the contribution of the optical phase noise to the noise degrading the atomic phase shift, the measured phase noise spectra have to be weighted by the interferometer transfer function. As shown in equation (6), the atomic phase shift measurement consists in reading the Raman phase difference at three times $t = 0, T, 2T$, because of the $\pi/2 - \pi - \pi/2$ configuration. We calculate the transfer

function by expressing the atomic phase shift as a function of fluctuations of the phase difference $\Phi_i(t)$ between the two Raman lasers during the i th pulse.

We first suppose that the three laser pulses have an infinitely short duration. When expressing the Fourier transform of the laser phase fluctuation, with amplitude Φ_f and arbitrary phase φ_f at frequency f , each $\Phi_i(t)$ corresponding to the phase difference between the two Raman lasers during the i th pulse can be written as

$$\Phi_i(t) = \int_f \Phi_f \cos(2\pi f t + \varphi_f) df. \quad (7)$$

Calculated from equation (6), the atomic phase shift induced by the laser phase fluctuation component at frequency f is thus

$$\Delta\Phi_{\text{laser}}(f) = -4\Phi_f \sin^2(\pi f T) \cos(2\pi f T + \varphi_f). \quad (8)$$

A quadratic average of equation (8) on the arbitrary phase φ_f gives the contribution of the laser phase fluctuation to the atomic phase shift at frequency f :

$$\sqrt{\langle \Delta\Phi_{\text{laser}}^2(f) \rangle_{\varphi_f}} = 2\sqrt{2}\Phi_f \sin^2(\pi f T). \quad (9)$$

The rms atomic phase shift due to a laser phase fluctuation at frequency f is thus obtained by multiplying the amplitude Φ_f of the fluctuation by a transfer function defined by a square sine function of the frequency f . This implies that the interferometer transfer function cancels at frequency multiples of $1/T$ and expresses the fact that the atomic phase shift measurement results in a sampled measurement of the rotation rate or the acceleration [4].

Furthermore, the study of the real case of square Raman pulses with a finite duration τ induces a well-known first-order low-pass filter in the transfer function of the interferometer, with a cut-off frequency $f_c = 1/2\tau$. From equation (9), the transfer function of the interferometer can be written as

$$|H(f)|^2 = \frac{8 \sin^4(\pi f T)}{1 + (\frac{f}{f_c})^2} \quad (10)$$

where T is the time interval between two consecutive Raman pulses, and f_c the cut-off frequency of the low-pass filter due to the pulses' finite duration τ ($\tau = 30 \mu\text{s}$ in our experimental case).

Each measured phase noise spectrum has thus to be weighted by this transfer function in order to evaluate its contribution to the noise degrading the atomic phase shift.

Phase noise measurements due to the optical amplification and to the propagation in the fibre are detailed after a short description of the optical bench generating the Raman laser beams.

The Raman laser beams are generated with two extended cavity laser diodes (ECLD) emitting at 852 nm. ECLD outputs are amplified to get the optical power needed for about 30 μs Raman pulses (figure 2). Therefore we use a slave laser diode (SD) for one path, from which we get 200 mW. On the other path, a tapered SC amplifier increases the laser power up to 500 mW. After superimposition in a polarization beam splitting cube, both beams are deflected by an AOM used as an optical switch to generate the three pulses. They are then injected with

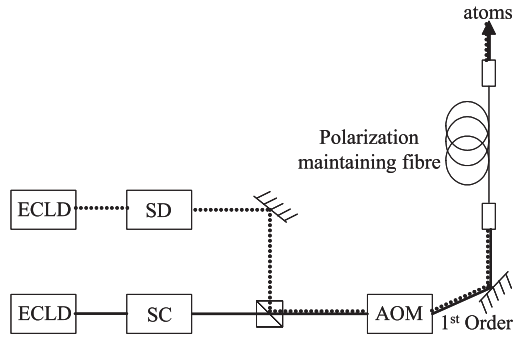


Figure 2. Principle of generation of the Raman laser beams. The laser frequency difference is 9.19 GHz and the AOM is used only as a switch of the Raman beams.

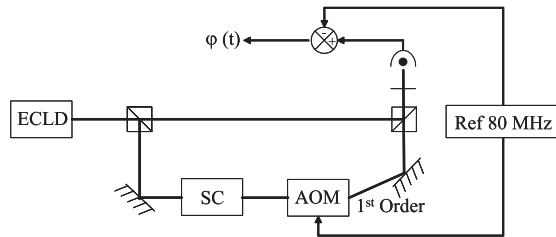


Figure 3. Scheme of the experiment used to measure the phase noise generated in the optical amplification path using the SC amplifier.

crossed polarizations into the two proper axes of a polarization maintaining fibre and propagate towards the interaction zone with the atoms.

The first step is to measure the phase noise induced by one of the two amplification stages, realized with the SC amplifier. The injection of the slave diode is supposed to add a similar phase noise. A photodiode detects the beat-note between the ECLD and the amplified laser beam, frequency shifted by 80 MHz using an AOM (figure 3). Phase noise is measured by mixing the photodiode output with a reference signal at 80 MHz.

The power spectral density (PSD) of the phase noise spoiling this beat-note is shown in figure 4. Low-frequency noise up to 3 kHz is due to temperature fluctuations on the optical bench and in the SC amplifier, and to mechanical vibrations. At higher frequencies, phase noise sources are mostly electrical and result in high narrow peaks of noise.

After weighting this spectrum by the interferometer transfer function to phase fluctuations described in equation (10), we estimate the atomic phase noise induced by the SC amplifier at the level of 180 mrad rms. This value greatly exceeds the limit of 1 mrad rms set by the expected signal-to-noise ratio of 1000.

We have to implement a method to imprint the phase quality of the microwave generator on the Raman phase difference. Usually, this Raman laser frequency stabilization is realized by phase locking one ECLD on the other [15]. But, doing so, the phase noise induced by the amplification stages is not compensated for, and degrades the phase difference between the laser beams at the level previously measured. That is the reason why we chose to phase lock the Raman laser beams after the optical amplification stages. With this method,

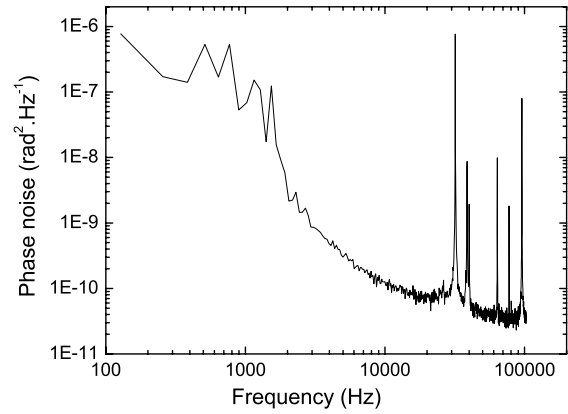


Figure 4. PSD measured in the experiment described in figure 3. The phase noise is mostly due to the SC amplifier and optical path fluctuations.

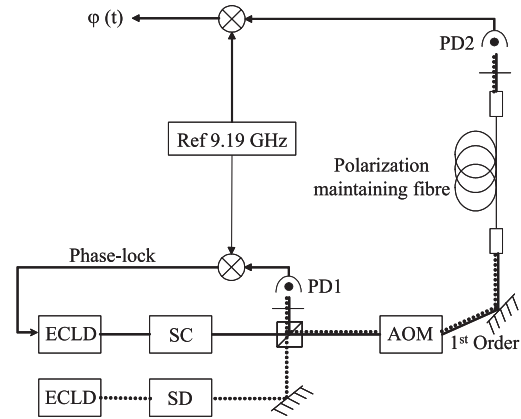


Figure 5. Principle of measurement of the residual phase noise between the two phase-locked Raman beams, directly imprinted on the atomic wave phase.

the loop delay is certainly increased, but all optical phase shifts introduced while the Raman beams do not copropagate are strongly reduced.

One could propose that the phase noise induced by the polarization maintaining fibre can also be rejected with a phase lock after the fibre. But, as Raman lasers are pulsed by the AOM, it is impossible to make any continuous servo-control including this AOM in the loop. The only way to servo-control the phase shift after the fibre is to use an external continuous laser, far detuned from the atomic transitions and copropagating in the optical fibre. For reasons of simplicity and easy implementation, the Raman laser beams are phase locked just before the AOM. Residual noise spoiling the phase difference between the phase-locked lasers is measured after propagation in the polarization maintaining fibre, in order to control whether this method is sufficient to preserve a high signal-to-noise ratio.

The phase difference between the two amplified laser beams is phase locked at the superimposition point by carrying out a beat-note between the laser beams on a Hamamatsu ultrafast photoconductor G4176, named PD1 (figure 5). The amplified beat-note is mixed with a reference signal at

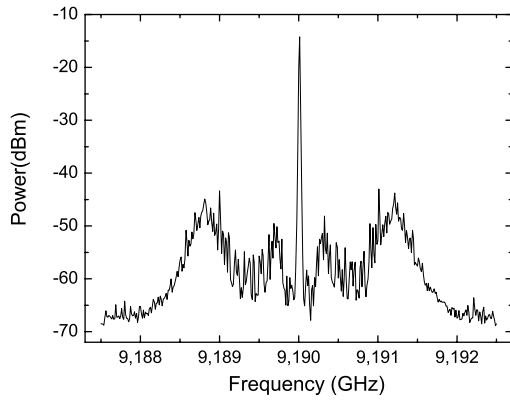


Figure 6. Beat-note detected on the photoconductor PD1, with a resolution bandwidth of 10 kHz. The central peak contains about 90% of the total power.

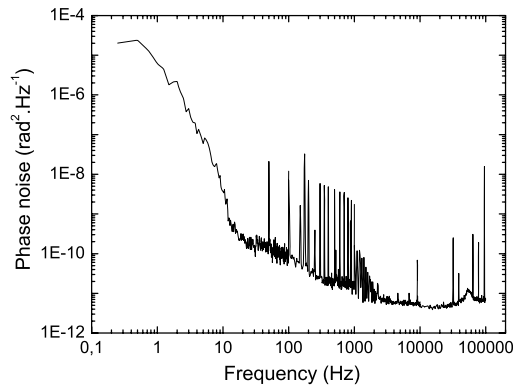


Figure 7. PSD of the phase noise measured on PD2 after the phase lock and propagation in the fibre. This Raman phase noise is directly seen by the atoms.

9.19 GHz. The error signal is then used to generate a correction signal fed back to the ECLD current and piezo-electric transducer (PZT).

Figure 6 shows the beat-note measured by a spectrum analyser with a resolution bandwidth of 10 kHz. We observe a lock bandwidth of 1.2 MHz. This is enough to reduce the phase noise of the Raman beams to the phase noise level of the microwave generator.

In figure 7 is shown the residual phase noise after propagation in a 3 m long optical fibre, and table 1 gives the induced phase noise in the atom interferometer after weighting by $H(f)$ (see equation (10)), for each frequency decade.

We can see a high phase noise at low frequencies up to 10 Hz. This phase noise is due to temperature fluctuations in the polarization maintaining fibre. For comparison, we measured the phase noise induced by propagation without any fibre, which showed a much lower contribution to the atomic phase noise in this decade (0.38 mrad rms compared to 1.01 mrad rms).

At Fourier frequencies from 100 Hz to 1 kHz, we measure many peaks at harmonic frequencies of 50 Hz. Their contribution to the atomic phase noise is significant (0.49 mrad rms) but does not represent the principal noise

Table 1. Contribution of the Raman phase noise in each frequency decade calculated from the PSD (figure 7) weighted by the interferometer transfer function $H(f)$.

Frequency band	Atomic phase noise (mrad rms)
0–10 Hz	1.01
10– 100 Hz	0.37
100 Hz–1 kHz	0.87
1 kHz–10 kHz	0.48
10 kHz–100 kHz	0.37
Total	1.51

source. Moreover, they could come from electrical artefacts and their existence on the Raman phase difference is not certain. This means that the contribution of the frequency band from 100 Hz to 1 kHz to the atomic phase noise is probably lower than what we measured.

At frequencies higher than 1 kHz, the PSD reaches the noise level of the measurement setup.

Thus, a direct phase lock of optical amplified lasers enables a rejection of the major part of the phase noise induced by the amplification stages and non-counterpropagating paths. With this method, the contribution of the Raman lasers' phase noise falls down to the level of 1.5 mrad rms.

The optical fibre is the most important source of noise on the Raman laser phase difference. With a better control of the fibre temperature, we expect to reduce the interferometer phase noise to the range of 1.2 mrad rms.

5. Acceleration compensation

Because of an aliasing effect due to our sampling frequency of 2 Hz, the high-frequency part of the acceleration noise is transferred to the low frequencies (lower than 1 Hz) and can degrade the signal-to-noise ratio of the interferometer. In order to evaluate the effect of vibrations on the interferometer, we measured the acceleration noise and deduced its contribution to the interferometer phase shift by weighting it by equation (10). Because the interferometer signal depends only on the difference of position (or phase) between the three pulses (see equation (6)), the accelerometer signal has to be converted in a position (or phase) signal. This means that it has to be integrated in the frequency band from 0.1 to 200 Hz. Vibrations of the lab floor have been measured with an accelerometer (IMI model 626A04) and would contribute to the interferometer phase noise at the level of 1 rad rms. This value is too high compared with the limits of 1 mrad rms and 0.1 rad rms required respectively for acceleration and rotation measurements.

Two methods can be implemented to reduce vibrations of the setup: putting it on an isolation platform or compensating for vibrations actively. We installed our interferometer on an optimized NanoK isolation platform. This enabled us to reduce vibrations so that their contribution to the interferometer phase noise is estimated at about 0.1 rad rms. This method, alone, is not sufficient to reach the interferometer sensitivity. Moreover, the platform could lead to additional rotation noise [4]. For these reasons, we have tested a new scheme to reduce the effect of vibrations by using a feed-forward on the phase of the Raman beams. If the method is efficient and robust enough, it will be possible to avoid using any vibration isolation platform.

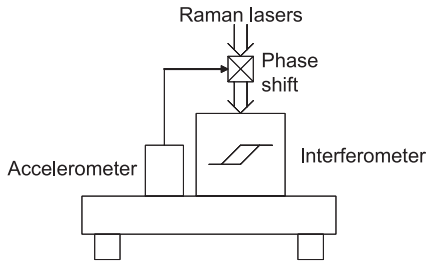


Figure 8. Principle of setup for acceleration compensation on the inertial sensor. The accelerometer signal is used to generate a correction signal on the Raman phase, which cancels the phase shift induced by vibrations.

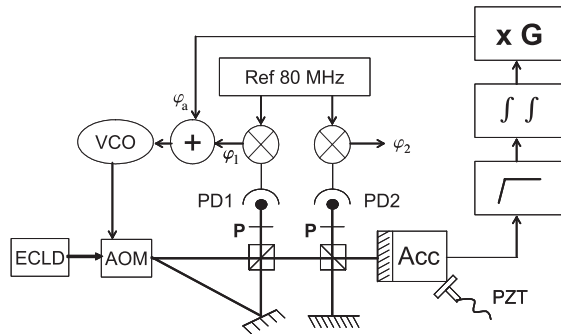


Figure 9. Auxiliary experiment testing the acceleration rejection. The accelerometer signal is used as a feed-forward correction signal and is added into the Raman phase lock loop.

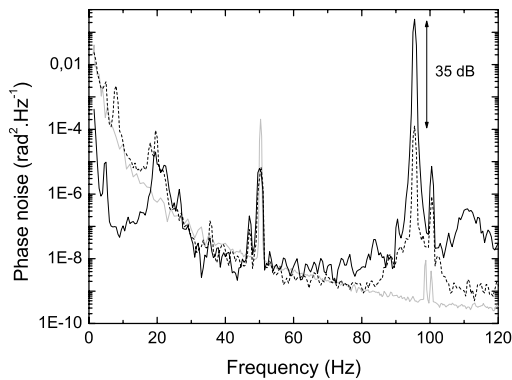


Figure 10. PSD of the phase noise measured on PD2 (figure 9). Solid curve: without rejection. Dashed curve: with rejection. Grey curve: accelerometer's internal noise.

The basic principle of the method is schematized in figure 8. A low-noise sensor is rigidly fixed on the table supporting the interferometer. This sensor provides an acceleration signal at high frequencies used in the feed-forward compensation on the phase of the Raman beams. After the two integrations and proper adjustment of the gain, it is applied to the phase lock setup of the Raman beams. This adjustment can be performed by minimizing the interferometer noise. By doing so, we have the advantage of the high sensitivity of mechanical accelerometers at high frequencies and the stability of atomic interferometers at low frequencies and continuous accelerations.

In order to test this method, we built the auxiliary experiment schematized in figure 9. The first step is to implement a setup similar to the original optical bench. The two laser beams representing the Raman lasers come from the same ECLD diffracted in zero and first orders of an AOM, fed with a voltage-controlled oscillator (VCO). The two laser beams are then recombined in a polarization beam splitting cube.

At one output of the cube, a first photodiode PD1 measures the beat-note between the two beams. This signal is mixed with an 80 MHz reference signal to obtain the phase error signal ϕ_1 used to drive the VCO feeding the AOM. In this way, we servo-lock the phase difference between the two beams at the location of the photodiode, as it is done in the original setup.

At the second output, the beams are separated again into a Michelson interferometer and we simulate vibrations of the setup by moving one mirror with a PZT. A second photodiode PD2 is placed at the output of the interferometer to measure the optical phase shift ϕ_2 that would be imprinted on the atomic wave phase.

Our method to compensate for this phase shift consists in measuring the mirror's vibrations with an accelerometer to generate a correction signal. For this study, we use an accelerometer working in the frequency range from 0.1 to 200 Hz. In order to suppress low frequencies below 0.1 Hz which lead to a drift of the correction signal, we use a high-pass filter with a cut-off frequency of 0.16 Hz. The signal has to be integrated twice and scaled in order to be compared with ϕ_2 . The integration used a second-order low-pass filter with a cut-off frequency of 3 Hz. Finally, this correction signal, named ϕ_a , is added to the phase error signal ϕ_1 of the servo-loop. When the compensation is perfectly adjusted, no modulation induced by the PZT should appear on ϕ_2 . The scaling factor G is chosen experimentally to minimize the modulation of ϕ_2 .

We show in figure 10 the PSD of the phase noise measured on PD2 for an excitation frequency of 95 Hz, with and without feed-forward compensation, and the equivalent accelerometer's internal noise previously measured.

Any active rejection will add the noise of its reference. Here, the feed-forward compensation adds the accelerometer's noise to the final measured phase noise. One can notice that, at low frequency (below 60 Hz), the accelerometer's noise is at the level of or higher than the vibration noise. This leads to an increased noise level for frequencies lower than 20 Hz in this case. Wherever the accelerometer's noise is low enough, we observe a decrease of the noise level and we reach a 35 dB rejection efficiency for the frequency modulation of the PZT at 95 Hz.

To fully characterize the rejection process, the last step is to study the efficiency of the vibration compensation as a function of the modulation frequency. To do so, we use a PZT modulation amplitude high enough to be only partially rejected, so that the rejection process is not limited by the accelerometer's noise. We found a strong dependence on the modulation frequency. In order to better understand this result, we modelled the rejection efficiency, taking into account the processing of the acceleration signal before its addition in the servo-loop.

For low frequencies, the phase shift introduced by the high-pass filters and integration device prevents an exact cancellation. This will reduce the rejection efficiency. For

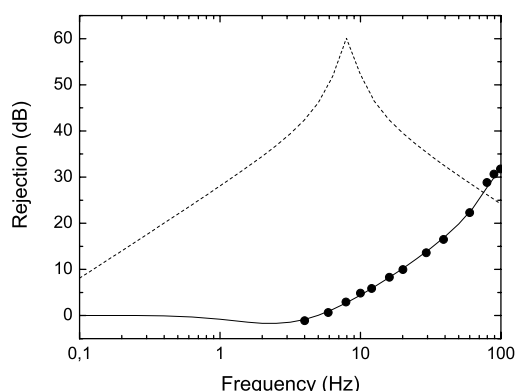


Figure 11. Phase noise rejection of the modulation induced by the PZT. Black dots: experimental result. Solid curve: simulated rejection in the actual experimental conditions. Dashed curve: calculated rejection that could be obtained by using a better accelerometer with a lower noise level and a lower working frequency (0.01 Hz cut-off frequency).

the best rejection efficiency, the scaling factor error will limit the rejection.

Finally, for the highest frequencies, the accelerometer's sensitivity presents a mechanical resonance around 2 kHz. This will induce a decrease of the rejection efficiency.

We can see in figure 11 that the simulation is in good agreement with the experimental results. This means that the rejection measured here is limited by the analogical processing of the signal.

We plan to replace the accelerometer by a seismometer working in the 0.01–50 Hz frequency range, which presents a lower noise level (Guralp CMG-T40). This will allow us to reduce the cut-off frequencies on the analogical filters, in order to optimize the rejection. We plotted also in figure 11 with a dashed curve the case with cut-off frequencies of 0.01 Hz, with a scaling error of 1:1000. This will lead at least to a 25 dB rejection from 1 to 100 Hz. We could further improve this result by using a numerical filtering instead of an analogical one. This would enable the use of the optimum filter taking into account the real transfer function of the setup.

Traditional criticisms made against feed-forward compensation schemes concern the difficulties due to the need for a very good knowledge of the scaling factors. They do not really apply here for at least three reasons: first, we only need to reduce the interferometer phase noise induced by high-frequency noise aliased to low frequency. Second, the compensation is not totally an open-loop configuration; a numerical minimization of the interferometer noise allows at least for gain adjustment of the vibration compensation in the long term. Third, we do not suspect the mechanical transfer function to vary significantly during the course of a measurement.

6. Conclusions

In this paper we have demonstrated our ability to reduce two principal noise sources in the atom interferometer. A phase lock after the amplification stages reduces the phase noise on the Raman phase difference. The residual noise contributes to the atomic phase noise at the level of 1.5 mrad rms.

A preliminary test of acceleration compensation by acting on the optical phase has been validated. The method enables us to reach a 35 dB rejection, and this value can be easily improved by using a seismometer with better low-frequency internal noise. This should allow us to operate the inertial sensor on the ground and perhaps to free the setup from potential rotation noise added by the isolation platform.

More work is necessary to fully demonstrate the efficiency of this feed-forward vibration compensation. However, it looks very promising and its implementation is much easier than the traditional method used for active vibration isolation. A generalization to three dimensions is possible, and it could also be applied in other high-precision measurements, particularly for vibration compensation of lasers stabilized in supercavities.

Thus, we expect that these two main noise sources can be reduced to the intrinsic limit of the interferometer sensitivity. The remaining main noise source is due to wavefront distortions of the Raman lasers. This can lead to a systematic error if the two atomic trajectories do not perfectly overlap [16].

Acknowledgments

The authors would like to thank CNRS, BNM, DGA, SAGEM and CNES for supporting this work. We would also like to thank the electronic staff of SYRTE for their help and advice.

References

- [1] Berman P R (ed) 1997 *Atom Interferometry* (London: Academic)
- [2] Riehle F, Kister Th, Witte A, Helmcke J and Bordé Ch J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 177
- [3] Gustavson T L, Landragin A and Kasevich M 2000 *Class. Quantum Grav.* **17** 1
- [4] Peters A, Chung K Y and Chu S 2001 *Metrologia* **38** 25
- [5] Clairon A, Laurent Ph, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N and Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128
- [6] Wicht A, Hensley J M, Sarajlic E and Chu S 2001 *Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* ed P Gill (Singapore: World Scientific) p 193
- [7] *ESA Assessment Study Report 2000 ESA-SCI 10*
- [8] Bordé Ch J 1991 *Laser Spectroscopy* vol 10, ed M Ducloy, E Giacobino and G Camy (Singapore: World Scientific) p 239
- [9] Storey P and Cohen-Tannoudji C 1994 *J. Physique II* **4** 1999–2027
- [10] Gustavson T L, Bouyer P and Kasevich M 1998 *Proc. SPIE* **3270** 62
- [11] Sterr U, Sengstock K, Ertmer W, Riehle F and Helmcke J 1997 *Atom Interferometry* ed P R Berman (London: Academic)
- [12] Udem Th, Diddams S A, Vogel K R, Oates C W, Curtis E A, Lee W D, Itano W M, Drullinger R E, Bergquist J C and Hollberg L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4996
- [13] Kasevich M and Chu S 1992 *Appl. Phys. B* **54** 321
- [14] Antoine C and Bordé Ch J 2002 *Phys. Lett. A* **306** 277
- [15] Santarelli G, Clairon A, Lea S N and Tino G 1994 *Opt. Commun.* **104** 339
- [16] Landragin A, Fils J, Yver F, Holleville D, Dimarcq N and Clairon A 2001 *Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology* ed P Gill (Singapore: World Scientific) p 532

Gravimètre à atomes froids

P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville and A. Landragin

BNM-SYRTE, CNRS UMR 8630

Observatoire de Paris

61, avenue de l'observatoire 75014 Paris

Tél : 01 40 51 23 91, Fax : 01 40 51 20 52, E-mail : patrick.cheinet@obspm.fr

<http://opdaf1.obspm.fr/>

Résumé : Nous construisons un gravimètre absolu basé sur une expérience d'interférométrie atomique utilisant des atomes froids de rubidium 87, dont l'exactitude attendue est de 10^{-9} g. Il fait partie du projet de Balance du Watt visant à s'affranchir du kilogramme étalon. Actuellement un premier piège magnéto-optique, à deux dimensions, est en cours d'optimisation.

1. Introduction

Un gravimètre à atomes froids est en cours de réalisation au BNM-SYRTE dans le cadre du projet de la balance du Watt. Il est basé sur le principe de l'interférométrie atomique qui a déjà fait ses preuves dans le domaine des capteurs inertiels de haute précision [1],[2],[3]. Un tel gravimètre est absolu, c'est-à-dire qu'il réalise une mesure sans biais et dont le facteur d'échelle est parfaitement connu. Le seul autre type de gravimètre absolu existant est le gravimètre à coin de cube. L'utilisation d'atomes froids doit permettre d'obtenir une meilleure stabilité sur le court et le long terme que ce type de gravimètre. On attend ainsi une sensibilité de quelques 10^{-9} g.Hz^{-1/2} sur une seconde et une exactitude meilleure que 10^{-9} g après intégration du signal, g étant la valeur de l'accélération due à la gravité terrestre. Ce gravimètre consistera en un interféromètre à atomes de rubidium 87 refroidis dans un piège magnéto-optique. Une fois lâchés, les atomes seront soumis à la gravité terrestre et l'interféromètre sera réalisé pendant leur chute à l'aide de trois impulsions laser Raman [4].

2. Balance du Watt

La définition de l'unité de masse est basée sur une masse étalon de 1 Kg qui constitue le dernier artefact du système d'unité SI. Le projet de la balance du Watt [5] vise à rattacher l'unité de masse aux constantes fondamentales avec une précision relative de 10^{-9} pour pouvoir à terme changer de définition et s'affranchir de l'étalon. Pour cela une balance électrique va comparer la force mg due à la gravité, à une force électrique que l'on peut rattacher à h via l'effet Josephson et l'effet Hall quantique. Il est donc nécessaire de disposer d'un gravimètre absolu à 10^{-9} g.

3. Principe du gravimètre

On peut voir sur la figure 1 le schéma de principe du gravimètre en cours de réalisation. Un premier piège magnéto-optique à deux dimensions (MOT-2D) est réalisé dans une chambre à vide avec une pression de vapeur de rubidium 87 de quelques 10^{-7} mbar. Les atomes entrant dans la zone de piège voient leur vitesse transverse s'annuler et sont alors confinés sur l'axe du piège. On obtient ainsi un jet d'atomes de vitesse longitudinale moyenne d'environ 15 m.s⁻¹ et de flux de quelques 10^9 atomes.s⁻¹ [6]. Ce jet passe à travers un trou de 1.5 mm de diamètre vers une deuxième chambre présentant une pression résiduelle de quelques 10^{-9} mbar.

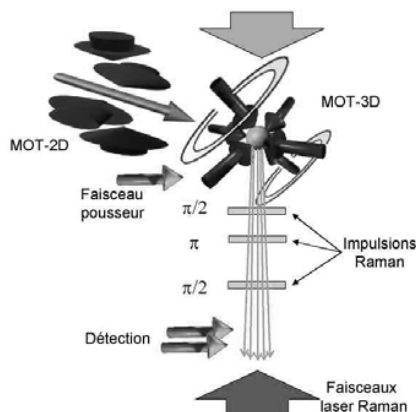


Fig. 1 : Principe de fonctionnement du gravimètre

Les atomes sont alors capturés par un piège magnéto-optique à trois dimensions (MOT-3D) et refroidis à une température de quelques μK . En coupant le piège, on laisse ensuite tomber les atomes qui ne sont alors plus soumis qu'à la gravité terrestre et sont donc en chute libre. On sélectionne ensuite un état quantique pur : on effectue la transition micro-onde $|6S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ vers $|6S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$, puis un faisceau laser «pousseur» éjecte les atomes restés dans $|6S_{1/2}, F=2\rangle$.

On peut alors commencer l'interféromètre. De manière analogue à l'optique, il faut réaliser les fonctions de séparatrices et de miroirs à atomes. La manipulation du paquet d'onde atomique est réalisée à l'aide d'impulsions Raman stimulées qui utilisent deux faisceaux contrapropagatifs, décalés en fréquence afin d'induire des transitions à deux photons entre les niveaux $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ et $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ avec le niveau $|5P_{1/2}\rangle$ comme intermédiaire. Cette transition s'accompagne du gain de la quantité de mouvement des deux photons Raman $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}$ permettant la séparation spatiale. Le contrôle de la durée de l'impulsion Raman permet de réaliser au choix une séparation 50/50 du paquet d'onde atomique (impulsion dite $\pi/2$) ou bien un transfert complet d'un état vers l'autre et on obtient l'équivalent d'un miroir (impulsion dite π). La succession des trois impulsions $\pi/2$ - π - $\pi/2$ réalise donc l'interféromètre.

La proportion d'atomes dans les deux voies de sortie de l'interféromètre dépend alors du terme de déphasage entre les deux bras qui est fonction de la durée T entre deux impulsions successives, de l'accélération subie par les atomes qui est ici g , et du vecteur d'onde effectif \mathbf{k}_{eff} des deux lasers Raman :

$$\Delta\phi = k_{\text{eff}} \cdot g \cdot T^2$$

De plus, la voie de sortie de l'interféromètre est corrélée avec le niveau d'énergie interne de l'atome, on utilise une détection par fluorescence des atomes dans les niveaux hyperfins $5S_{1/2}$ $F=1$ et $F=2$. La limite principale de l'exactitude sera probablement liée à la sensibilité résiduelle à la rotation de la terre, qui apparaît avec un défaut de verticalité des faisceaux Raman ou de la trajectoire atomique.

4. Avancement des travaux

Actuellement le MOT-2D est achevé et la caractérisation de son flux est en cours. L'enjeu est ici de pouvoir charger rapidement un MOT-3D pour obtenir un taux de répétition élevé de l'expérience (4 Hz). Un faisceau de détection traverse le jet d'atomes avec un angle de 45° , on obtient ainsi un signal de fluorescence sensible à l'effet Doppler, ce qui permet à la fois de remonter à la distribution de vitesse du jet et au flux total. La figure 2 montre la première mesure du flux. Par intégration on trouve un flux total de 5.10^9 atomes. s^{-1} , dont $3,3.10^9$ atomes. s^{-1} capturable par un MOT-3D (limite à 30 m. s^{-1}). Cette valeur est déjà compatible avec un taux de répétition de 4 à 5 Hz.

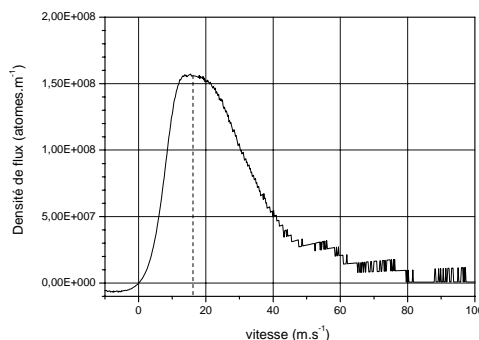


Fig. 2 : Distribution de vitesse du jet d'atomes refroidis par le MOT-2D

5. Références

- [1] P. R. Berman, ed., *Atom interferometry*, Chestnut Hill, Academic Press, 1997, 478 p.
- [2] Gustavson T.L., Landragin A., Kasevich M., 2000 *Class. Quantum. Grav.*, **17** 1
- [3] Peters A., Chung K. Y., Chu S., *Nature*, 1999, **400**, 849-852.
- [4] Bordé Ch J 1991 *Laser Spectroscopy X* ed. M. Ducloy, E. Giacobino, G. Camy (Singapore: World Scientific) p 239
- [5] B.P. Kibble, I.A. Robinson, J.H. Belliss, "A realization of the SI Watt by the NPL Moving-coil balance", *Metrologia*, **27**, p 173, 1990
- [6] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller and J. T. M. Walraven, "Two-Dimensional Magneto-optical Trap as a source of slow atoms", *Physical Review A*, **58**, 3891 (1998)

DOSSIER : AMP2005

Mesure absolue de l'attraction terrestre par interférométrie atomique et application à la définition d'une nouvelle unité de masse

Patrick Cheinet

LNE-SYRTE Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris
patrick.cheinet@obspm.fr

Résumé : Le kilogramme étalon est le dernier artefact du système international d'unités et il a été observé que sa masse dérive au cours du temps. L'expérience dite de balance du Watt est une des pistes envisagées pour changer la définition de la masse en la reliant à une constante fondamentale : la constante de Planck h . Dans cette expérience, une connaissance très précise de l'attraction terrestre g est nécessaire. C'est pourquoi le LNE-SYRTE a décidé de construire un gravimètre absolu basé sur l'interférométrie atomique et utilisant des atomes froids.

Introduction

Le kilogramme, unité de masse du système international (S.I.), est défini comme la masse d'un cylindre en alliage de platine et d'iridium appelé prototype international et conservé au Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Plusieurs copies ont été fabriquées et comparées régulièrement avec le prototype international [1]. L'exactitude de ces pesées a alors permis la mise en évidence d'une dérive des masses allant jusqu'à 10^{-7} de variation relative sur le siècle dernier ($\sim 100 \mu\text{g}$). Or rien ne permet de distinguer si c'est la masse du prototype international qui varie ou bien celle de ses copies. Cet inconvénient vient de l'utilisation d'un objet matériel unique et altérable comme définition de la masse et il est maintenant envisagé de changer cette définition.

Pour cela, plusieurs moyens sont explorés et notamment de relier le kilogramme à la constante de Planck h , qui est une constante fondamentale qui intervient dans de nombreux domaines de la physique quantique. Le lien sera effectué à l'aide d'une balance électromagnétique appelée balance du Watt [2], qui comparera une puissance générée

électriquement avec une puissance mécanique. Sa mise en œuvre suppose de mesurer simultanément un grand nombre de grandeurs physiques. L'objectif à atteindre afin de changer de définition est une incertitude relative de 10^{-8} sur le kilogramme et il faut pour cela que chaque grandeur physique soit mesurée avec une incertitude encore plus faible. Notamment l'accélération terrestre g , qui intervient dans la puissance mécanique, doit donc être mesurée avec une exactitude de 10^{-9} .

Afin de mesurer g , le LNE-SYRTE (Laboratoire National de Métrologie et d'Essai-Systèmes de Références Temps Espace) a opté pour la réalisation d'un gravimètre absolu, interféromètre à atomes froids. Cette technique permet de mesurer à l'aide de trois impulsions laser, la position en trois instants d'atomes froids en chute libre. On extrait ensuite l'accélération moyenne subie entre les impulsions.

Nous verrons dans la première partie comment est réalisée la pesée afin de ne comporter que des grandeurs physiques mesurables avec une précision suffisante.

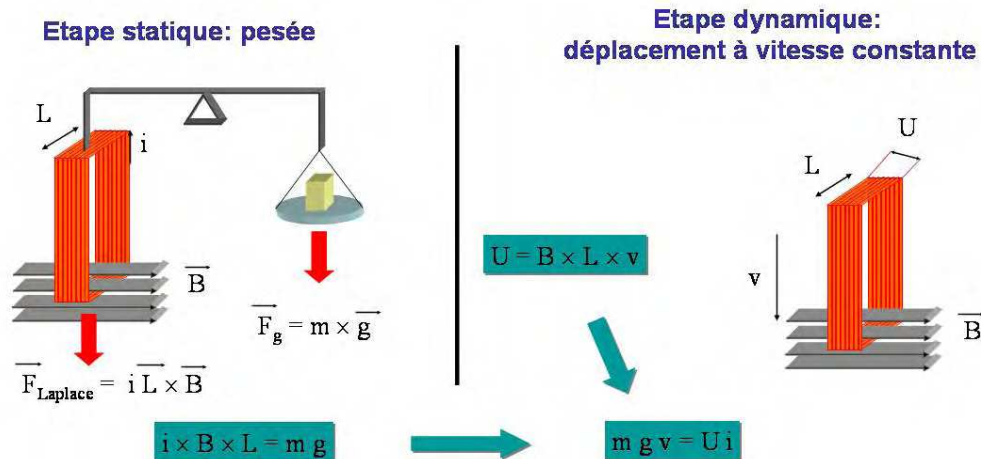


Figure 1 : principe de mesure de la balance du Watt. Dans une première étape, une pesée équilibre le poids exercé par la pesanteur et la force de Laplace exercée sur une bobine parcourue par un courant en présence d'un champ magnétique. Dans une deuxième étape, la bobine est déplacée à vitesse constante dans le champ magnétique et on mesure la tension qui apparaît à ses bornes. La combinaison des deux étapes permet d'obtenir l'équation clé de la balance du Watt

La deuxième partie présente les différentes mesures nécessaires pour calibrer la balance. Nous verrons alors que cette calibration fournit un lien entre le prototype international et la constante de Planck. Nous nous concentrerons ensuite sur la mesure de l'attraction terrestre. Dans la troisième partie, nous verrons comment refroidir et piéger des atomes. Enfin dans la quatrième et dernière partie, nous développerons le principe de la mesure de g par interférométrie.

La balance du watt : la mesure

Commençons donc par préciser le principe de la balance du watt. La mesure se déroule en deux étapes. La première (étape statique) met en oeuvre une masse connue m . Cette masse n'est pas le prototype international car son alliage de platine et d'iridium ne présente pas toutes les propriétés physiques nécessaires à la réalisation de l'expérience (amagnétisme, dureté, stabilité de masse lors de la mise sous vide...). Des alliages à base d'or et de platine sont donc actuellement étudiés pour réaliser cette masse m qui sera étalonnée par comparaison avec le prototype international. On réalise alors une pesée à l'aide d'une balance à fléau en équilibrant la force $m.g$ exercée sur la masse par l'attraction terrestre d'un côté, par une force électromagnétique de l'autre

côté (figure 1, gauche). La force électromagnétique employée est la force de Laplace exercée sur une bobine carrée de côté L , dont un côté est plongé dans un champ magnétique uniforme B , et parcourue par un courant i . A l'équilibre, on obtient alors l'équation 1.

$$iBL = mg \quad (\text{Eq. 1})$$

Cette équation requiert la connaissance du produit BL que les moyens actuels ne permettent pas de mesurer avec une exactitude suffisante. Une seconde étape dite dynamique (figure 1, droite) est alors réalisée, où la même bobine est déplacée verticalement à vitesse constante v dans le champ magnétique. La variation du flux magnétique traversant la bobine génère à ses bornes, selon la loi de Lenz, une force électromotrice induite U (équation 2).

$$U = BLv \quad (\text{Eq. 2})$$

On peut alors combiner les équations 1 et 2 pour éliminer les termes B et L et on obtient ainsi l'équation 3 dans laquelle le premier terme correspond à une puissance électrique tandis que le second correspond à une puissance mécanique.

$$mgv = Ui \text{ (Eq. 3)}$$

En pratique, le courant i est mesuré indirectement à partir de la chute de tension V qu'il provoque aux bornes d'une résistance de référence R , ce qui amène enfin à l'équation 4.

$$mgv = \frac{UV}{R} \text{ (Eq. 4)}$$

La balance du watt : les références électriques

Nous disposons maintenant d'une mesure de la masse par rapport à deux grandeurs électriques qui présentent l'avantage d'être mesurables avec une grande précision. Voyons maintenant comment on réalise leur mesure. Deux phénomènes quantiques macroscopiques, l'effet Josephson et l'effet Hall quantique, sont utilisés pour mesurer les tensions et la résistance. Chacun permet d'exprimer ces valeurs en fonction de deux constantes fondamentales : la charge de l'électron e et la constante de Planck h .

L'effet Josephson [3,4] apparaît sur des structures constituées de deux matériaux supraconducteurs séparés par une fine barrière isolante (figure 2). Un tel système est appelé jonction Josephson. A basse température, le courant dans un supraconducteur est porté par des électrons associés par paires, dites paires de Cooper, ayant toutes le même état quantique décrit par une seule fonction d'onde macroscopique. Cela revient à dire qu'elles présentent toutes exactement les mêmes caractéristiques physiques.

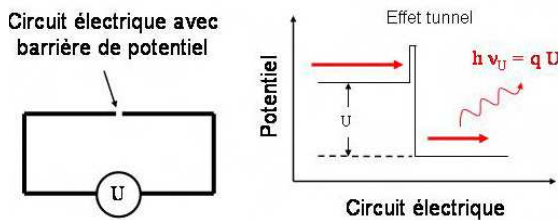


Figure 2: *Effet Josephson. En traversant la barrière de potentiel, une paire d'électrons émet un photon. La fréquence du photon dépend de la tension U appliquée.*

Lorsque la barrière isolante, séparant les deux supraconducteurs, est suffisamment fine, les paires

de Cooper peuvent alors la traverser par effet tunnel et un courant peut s'établir. Si une tension continue U est appliquée à la jonction, un courant alternatif de fréquence ν_U apparaît.

En termes quantiques, la génération d'un courant alternatif correspond à l'émission de photons : Les paires de Cooper ayant traversé la jonction ont alors un excédent d'énergie correspondant à l'énergie potentielle $E=qU$. Elles libèrent cet excédent d'énergie sous la forme d'un photon. En physique quantique, l'énergie d'un photon est déduite de sa fréquence ν_U par le biais de la constante de Planck : $E_{ph}=h\nu_U$. On déduit donc l'équation 5.

$$E_{ph} = h\nu_U = qU \text{ (Eq. 5)}$$

Où q est la charge d'une paire de Cooper ($q=2e$). La mesure de la fréquence de ces photons renseigne donc sur la tension appliquée qui est donc donnée par l'équation 6 :

$$U = \frac{h\nu_U}{2e} \text{ (Eq. 6)}$$

En pratique, la mesure de la fréquence n'est pas aisée et l'effet inverse est utilisé pour matérialiser des tensions de référence. Un signal micro-onde de fréquence connue, délivré par une horloge atomique, est appliqué à la jonction qui génère alors à ses bornes la tension continue dont la valeur est définie par l'équation 6. Par convention internationale, la valeur du rapport fréquence tension, proportionnel à $2e/h$, a été fixée à 483594 GHz/V en 1990. Les niveaux d'incertitude atteints lors de la mise en œuvre de références de tension à effet Josephson sont couramment de l'ordre de 10^{-10} en valeur relative.

De façon similaire, l'effet Hall quantique [5,6] est utilisé comme référence pour la mesure des résistances. Ce phénomène est une propriété des gaz d'électrons bidimensionnels (confinés dans un plan) soumis à un champ magnétique perpendiculaire à leur plan. Un tel gaz est obtenu dans une fine couche de matériau semi-conducteur refroidie en dessous d'une température critique, qui vaut typiquement 1,5 K. Lorsque le gaz d'électrons est parcouru par un courant i et est soumis à un fort champ magnétique B' perpendiculaire, il voit une tension U_H se développer perpendiculairement au sens d'écoulement du courant électrique, à cause de la force de Laplace exercée par le champ magnétique sur les électrons en mouvement. La

figure 3 représente la mesure de la résistance de Hall quantique, définie par l'équation 7, aux bornes d'un échantillon :

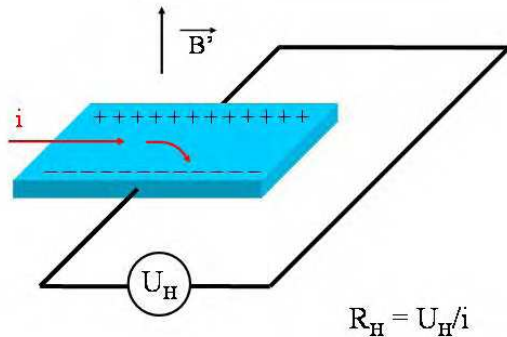


Figure 3: Effet Hall quantique. Un ruban conducteur sous un champ magnétique B' , et parcouru par un courant i , développe une tension U_H perpendiculairement au champ et au courant. En dessous d'une température critique, la quantification des électrons impose à la résistance de Hall R_H des valeurs discrètes.

Dans un conducteur en volume, la résistance de Hall est proportionnelle au champ magnétique B' . Dans le cas du gaz bidimensionnel, elle prend des valeurs discrètes. Les électrons ne peuvent plus avoir que des énergies discrètes que l'on appelle niveaux d'énergie de Landau. La résistance de Hall R_H présente alors des plateaux dont les valeurs constantes ne peuvent prendre que les valeurs $h/(ne^2)$ où n est un entier dépendant du champ magnétique.

$$R_H = \frac{U_H}{i} = \frac{h}{ne^2} \quad (\text{Eq. 7})$$

Comme pour l'effet Josephson, la valeur du rapport tension/courant proportionnel à h/e^2 a été fixée par convention à 25812,807 Ω en 1990. Les niveaux d'incertitude atteints lors de la mise en œuvre de l'effet Hall quantique comme référence de résistance sont couramment de l'ordre de 1.10^{-9} en valeur relative.

On utilise les deux effets que nous venons de décrire pour mesurer la résistance et les tensions présentes dans l'équation 4. Cela conduit alors à exprimer la puissance électrique (équation 8) sous la forme du produit de la constante de Planck, de deux fréquences Josephson (mesures de U et de V)

et d'un terme de proportionnalité A relatif à la comparaison de R à R_H .

$$\frac{UV}{R} = h \nu_U \nu_V A \quad (\text{Eq. 8})$$

La vitesse v de la bobine est quant à elle asservie à une valeur connue, par interférométrie optique. Un des miroirs d'un interféromètre est fixé sur la bobine. On peut alors mesurer son déplacement et l'asservir avec une précision de l'ordre d'une fraction de la longueur d'onde du laser utilisé ($\lambda \sim 5.10^{-7}$ m). Il reste à mesurer l'accélération de la pesanteur avec l'incertitude requise pour pouvoir écrire l'équation 9.

$$\frac{h}{m} = \frac{gv}{A \nu_U \nu_V} \quad (\text{Eq. 9})$$

Cette relation montre comment déterminer, dans le cadre actuel du S.I., une valeur de la constante de Planck. Cette mesure, répétée dans le temps, permettrait de déterminer d'éventuelles variations de masse du prototype international du kilogramme.

Enfin, un consensus international similaire à celui qui a conduit à changer la définition du mètre en adoptant une valeur conventionnelle de la vitesse de la lumière, pourrait conduire à une nouvelle définition du kilogramme à partir de la valeur de la constante de Planck. Cette définition garantirait l'invariance de l'unité de masse et donnerait la possibilité de la matérialiser en tout lieu, puisqu'elle serait alors indépendante du prototype international.

Gravimètre absolu : refroidissement d'atomes

Nous avons maintenant obtenu une équation permettant de définir l'unité de masse à partir de la constante de Planck. Cependant l'attraction terrestre g est une grandeur qui dépend de l'emplacement de la mesure et du temps. Il faut donc la mesurer en même temps que l'on réalise la pesée. L'objectif est de mesurer l'attraction terrestre g avec une exactitude de 10^{-9} g. Or la seule méthode connue pour mesurer g de manière absolue est de mesurer l'accélération d'un objet en chute libre, par rapport au référentiel du laboratoire [7,8].

L'utilisation d'un nuage d'atomes froids, plutôt qu'un objet macroscopique, permet de réaliser l'expérience à une fréquence plus élevée (4

Hz contre ~ 0.1 Hz) afin d'acquérir plus de données et donc de moyenniser plus vite le bruit de la mesure. Nous allons voir maintenant comment fonctionne notre gravimètre atomique et tout d'abord comment refroidir des atomes en utilisant les propriétés de l'effet Doppler. Cette étape est nécessaire afin de contrôler la vitesse et la trajectoire des atomes qui ont, à température ambiante, une vitesse caractéristique de 300 m.s^{-1} ($\sim 1000 \text{ km/h}$). Considérons une onde, sonore ou électromagnétique, émise par une source en mouvement par rapport à un observateur.

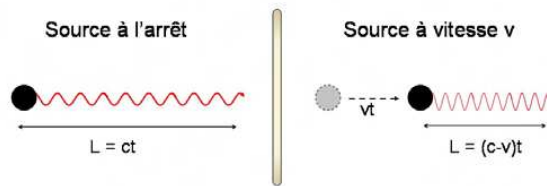


Figure 4 : Effet Doppler. La fréquence d'une onde est modifiée si la source est en mouvement. L'énergie qui lui est associée est elle aussi modifiée.

Comme on le voit sur la figure 4, ce mouvement affecte la fréquence apparente de l'onde puisque le nombre d'oscillations observées pour une durée donnée est modifié par le déplacement de la source. Cela change aussi l'énergie : si la source se rapproche, l'énergie reçue est plus élevée que si la source était immobile. De même si la source s'éloigne, l'énergie reçue est plus faible. Ce phénomène est appelé effet Doppler. Il explique par exemple que la sirène d'une ambulance paraisse plus aiguë lorsqu'elle se rapproche et plus grave lorsqu'elle s'éloigne.

De plus, comme on peut le voir sur la figure 5, un atome qui absorbe un photon est dans le même temps poussé dans le sens de propagation du photon absorbé selon le principe de conservation de la

quantité de mouvement. On dit qu'il acquiert la quantité de mouvement p du photon donnée par l'équation 10. Celle-ci est faible, résultant en un changement de vitesse de quelques millimètres par seconde.

$$p = \hbar k \text{ (Eq. 10)}$$

Mais l'atome peut absorber un grand nombre de photons en un temps très court, jusqu'à des millions par seconde. Cela permet alors de transmettre à un atome une accélération considérable, de l'ordre de $10^5 g$. On peut donc aisément arrêter un atome de vitesse élevée et le soutenir contre la gravité terrestre.

Enfin les atomes possèdent des niveaux d'énergie définis auxquels ils peuvent accéder. On voit sur la partie droite de la figure 5 qu'un atome peut absorber un photon à la condition que ce photon apporte une énergie suffisamment proche de la différence d'énergie ΔE entre ses niveaux d'énergie. On appelle cet écart l'énergie de transition.

Il est maintenant possible de combiner ces différentes propriétés afin d'obtenir un mécanisme de refroidissement. On utilise un laser dont l'énergie des photons est légèrement inférieure à l'énergie de transition. On voit alors sur la figure 6 au centre que si un atome éclairé par ce laser est à l'arrêt, la probabilité qu'il absorbe un photon est alors faible et le laser n'exerce presque pas de force sur l'atome. L'énergie du laser est symbolisée par les flèches vertes et l'énergie apparente vue par l'atome est symbolisée par les flèches rouges. Si l'atome s'éloigne du laser (à gauche), l'énergie apparente des photons sera, par effet Doppler, encore plus faible et la probabilité d'absorption devient négligeable.

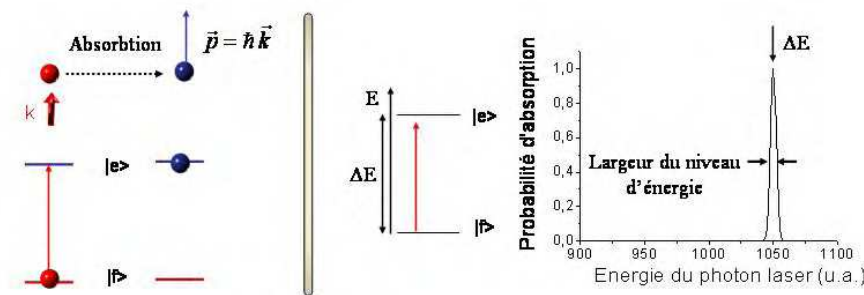


Figure 5 : Absorption d'un photon. Un atome absorbant un photon est poussé dans la direction incidente du photon. Il ne peut absorber un photon que si son énergie correspond à l'écart d'énergie entre les « niveaux énergétiques » de l'atome.

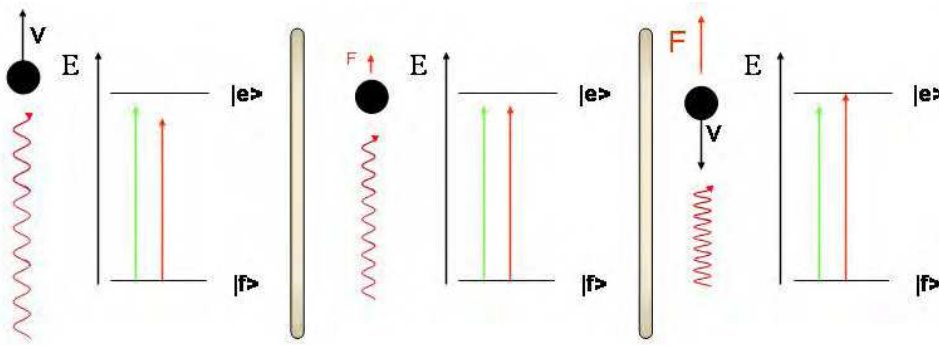


Figure 6 : Refroidissement Doppler. L'énergie du laser au repos (vert) est inférieure à l'énergie de transition. Un atome s'éloignant n'est pas affecté par le laser tandis qu'un atome s'approchant est freiné efficacement.

Par contre si l'atome a une vitesse en direction du laser (à droite), l'énergie apparente est alors plus proche de l'énergie de transition et la probabilité d'absorption devient importante. Le laser va exercer une force de freinage sur l'atome.

En éclairant un volume de tous côtés, dans les trois dimensions, tout atome entrant dans cette zone est freiné puisqu'il subit une pression de radiation qui est automatiquement opposée à son déplacement quelle que soit sa vitesse initiale. L'atome est comme freiné par un liquide visqueux et on a appelé ce système une mélasse optique. Cela va donc réduire l'agitation thermique d'une vapeur de cet atome et on obtient un nuage d'atomes refroidis.

Afin de disposer d'un très grand nombre d'atomes, il faut rajouter une force de piégeage. On peut montrer qu'il est possible de rajouter un champ magnétique variant dans l'espace et de choisir la polarisation des lasers pour créer une force de rappel. Un atome, par exemple trop à droite, absorbera plus de photons venant de la droite et sera repoussé vers le centre, où le champ magnétique est nul. On accumulera alors les atomes dans ce qu'on appelle un piège magnéto-optique. La configuration que l'on obtient alors est représentée sur la figure 7. Pour créer le champ magnétique du piège, on utilise deux bobines circulaires parcourues par des courants égaux mais dans des sens opposés. On obtient un piège avec des polarisations circulaires des faisceaux lasers (σ^+ ou σ^-). Cette technique est décrite avec plus de détails dans [9].

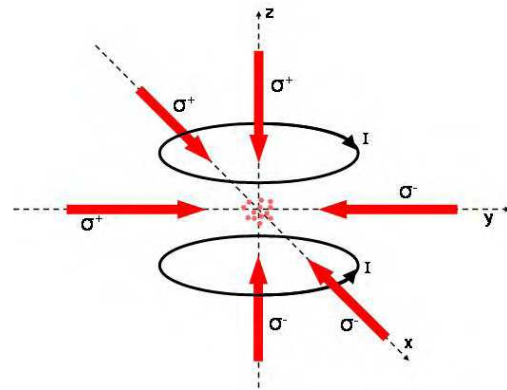


Figure 7 : Piège magnéto-optique à 3 dimensions. Une paire de bobines, associée à six faisceaux lasers convenablement polarisés, réalise le piège.

On peut ainsi capturer et refroidir à quelques μK , jusqu'à un milliard d'atomes en quelques centaines de millisecondes. Ceci correspond à une vitesse d'agitation thermique de 1 cm par seconde environ au lieu de 300 m par seconde.

Gravimètre absolu : l'interféromètre

Nous avons maintenant une source d'atomes refroidis. Leur vitesse est faible et ils peuvent être libérés tout en contrôlant leur trajectoire. Le piège est donc éteint et les atomes tombent en chute libre sous l'effet de la gravité. On va alors réaliser l'interféromètre atomique qui est schématisé sur la figure 8. Trois impulsions lasers sont appliquées aux atomes, pendant leur chute, à intervalles réguliers T .

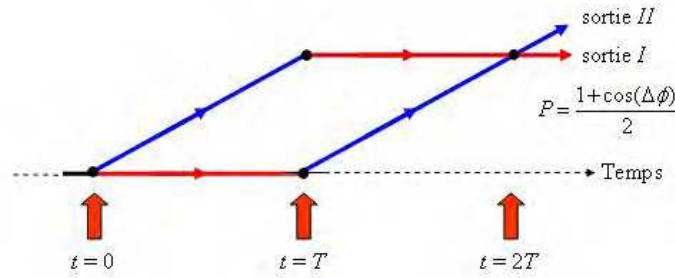


Figure 8 : Interféromètre atomique. Une suite de trois interactions avec des lasers sépare, puis recombine les fonctions d'ondes atomiques. Le nombre d'atomes dans les deux niveaux, fondamental et excité, à la sortie de l'interféromètre, dépend de l'accélération terrestre.

La première impulsion laser est telle que l'atome a une probabilité de 50 % de changer de niveau d'énergie. L'absorption d'un photon transfère alors une différence de vitesse qui induit une séparation spatiale des atomes en deux bras de l'interféromètre. Après un temps T , la deuxième impulsion est telle que tous les atomes changent d'énergie, soit en revenant au niveau d'énergie initial pour les atomes ayant déjà effectué la transition, soit en effectuant la transition pour la première fois. Cela va en même temps intervertir les vitesses dans les deux bras. Après un second temps T , les deux bras se seront donc rejoints et une troisième et dernière impulsion ferme l'interféromètre. Les atomes pourront soit émettre un photon pour revenir dans le niveau d'énergie initial (sortie I), soit absorber un photon et finir dans le niveau de haute énergie (sortie II). D'après la mécanique quantique, chaque atome sera passé partiellement par les deux bras à la fois ! Les propriétés physiques peuvent évoluer différemment sur chaque bras, entraînant une différence de phase de l'onde atomique entre chaque bras. L'état de sortie dépend de cette différence de phase au moment de la fermeture de l'interféromètre. Autrement dit, le nombre respectif d'atomes dans les deux sorties dépend de ce qu'on appelle la phase interférométrique Φ et les probabilités sont données par l'équation 11.

$$P = \frac{1 \pm \cos(\Phi)}{2} \quad (\text{Eq. 11})$$

Enfin la phase interférométrique est liée à l'accélération terrestre g : à chaque impulsion, les atomes changeant de niveau vont aussi acquérir ou perdre la phase ϕ de l'onde laser. Or cette phase dépend de l'instant de l'impulsion mais aussi de la

position z des atomes à cet instant, selon l'équation 12, où w est la fréquence du laser, t l'instant de l'impulsion et k le vecteur d'onde du laser.

$$\phi = (wt + kz) \quad (\text{Eq. 12})$$

Les atomes étant en chute libre, leur position au cours du temps est donnée par la loi de Newton (Eq. 13). On peut alors montrer que la phase interférométrique est donnée en fonction de g par l'équation 14, où on rappelle que T est le temps écoulé entre chaque impulsion laser de l'interféromètre.

$$z = \frac{gt^2}{2} \quad (\text{Eq. 13})$$

$$\Phi = kgT^2 \quad (\text{Eq. 14})$$

Ainsi mesurer la probabilité de transition à travers l'interféromètre permet de connaître la phase Φ (Eq. 11) et donc l'accélération terrestre g (Eq.14). La sensibilité du gravimètre dépendra du rapport entre le déphasage total Φ et le plus petit déphasage observable $\delta\Phi$. Dans d'autres expériences de physique atomique, il a déjà été montré qu'il est possible de mesurer des déphasages de 1 mrad. Pour atteindre une sensibilité de $10^{-9} g$, il faut alors avoir 10^6 rad de déphasage interférométrique. Cela est facilement réalisable avec un temps total dans l'interféromètre de $2T = 100$ ms et une chute libre d'à peine 10 cm.

Conclusion

Nous avons donc vu que l'unité de masse a besoin d'être redéfinie et que la Balance du Watt est une des méthodes envisagées. Dans le cadre de ce projet, une mesure absolue de l'accélération

terrestre g est nécessaire. Un gravimètre utilisant des atomes refroidis a été construit et permettra de mesurer g avec une sensibilité et une exactitude de $10^{-9} g$. Notre gravimètre présente déjà une sensibilité de $5 \cdot 10^{-9} g$ après 100 secondes de mesure.

Références :

- [1] G. Girard, "The third periodic verification of national prototypes of the kilogram", *Metrologia*, 31, p 317, (1994)
- [2] B.P. Kibble, I.A. Robinson, J.H. Belliss, "A realization of the SI Watt by the NPL Moving-coil balance", *Metrologia*, 27, p 173, (1990)
- [3] B.D. Josephson, *Phys. Lett.*, 1, p 251 (1962)
- [4] http://www.lne.fr/fr/r_et_d/metrologie_electrique/metrologie_electrique_quantique_EJ.shtml
- [5] K. von. Klitzing et al, *Phys. Rev. Lett.*, 45, p 494 (1980).
- [6] http://www.lne.fr/fr/r_et_d/metrologie_electrique/metrologie_electrique_quantique_EHQ.shtml
- [7] I. Marson, J. E. Faller, *J. Phys. E : Sci. Instrum.* 19, p 22 (1986).
- [8] A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, *Nature* 400, p 849 (1999).
- [9] A. Aspect, J. Dalibard, *La Recherche*, 25, n°261, p 30, (1994)

Remerciements

Je tiens à remercier l'équipe du LNE-SYRTE ainsi que M. Genevès du LNE-CME, pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée dans la rédaction de cet article.

Einstein, une petite chronologie

Jean-Noël Terry,
Observatoire de Lyon

14 mars 1879 : Naissance d'Albert Einstein à Ulm (Bade-Wurtemberg), enfant d'Hermann Einstein (1847-1902) et de Pauline Einstein, née Koch (1858-1920), tous deux de confession juive

1880 : Installation à Munich

1881 : Naissance de Maja sœur d'Einstein (morte en 1951)

1885-1888 : Etudes primaires dans une école catholique, Albert commence le violon

1888-1894 : Etudes secondaires au lycée Luitpold de Munich. Quitte le lycée avant d'avoir obtenu son diplôme de fin d'études et rejoint ses parents installés à Pavie depuis le début de 1894

1895 : À l'automne échoue à l'entrée au Polytechnicum de Zurich.

1895-1896 : Ecole cantonale d'Aarau, obtient son diplôme de fin d'études secondaires

1896 : Abandonne la nationalité allemande, entre au Polytechnicum où il rencontre Mileva Maric (1875-1948) qui deviendra sa femme

1897 : Se lie d'amitié avec Michele Besso (1873-1955) qui sera un interlocuteur privilégié

1900 : Réussit l'examen de sortie, vit pendant 2 ans de petits métiers

1901 : Acquiert la nationalité suisse qu'il gardera toute sa vie, publie son premier article scientifique (sur la capillarité)

Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer

P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier,
F. Leduc, A. Landragin

Abstract

We present here an analysis of the sensitivity of a time-domain atomic interferometer to the phase noise of the lasers used to manipulate the atomic wave-packets. The sensitivity function is calculated in the case of a three pulse Mach-Zehnder interferometer, which is the configuration of the two inertial sensors we are building at BNM-SYRTE. We successfully compare this calculation to experimental measurements. The sensitivity of the interferometer is limited by the phase noise of the lasers, as well as by residual vibrations. We evaluate the performance that could be obtained with state of the art quartz oscillators, as well as the impact of the residual phase noise of the phase-lock loop. Requirements on the level of vibrations is derived from the same formalism.

Index Terms

Atom interferometry, Cold atoms, Sensitivity function, Stimulated Raman transition

I. INTRODUCTION

ATOM optics is a mean to realize precision measurements in various fields. Atomic microwave clocks are the most precise realization of a SI unit, the second [1], and high sensitivity inertial sensors [2], [3], [4], based on atomic interferometry [5], already reveal accuracies comparable with state of the art sensors [6], [7]. Two cold atom inertial sensors are currently under construction at BNM-SYRTE, a gyroscope [8] which already reaches a sensitivity of $2.5 \times 10^{-6} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$, and an absolute gravimeter [9] which will be used in the BNM Watt Balance project [10]. Although based on different atoms and geometries, the atomic gyroscope and gravimeter rely on the same principle, which is presented in figure 1. Atoms are collected in a three dimensional magneto-optical trap (3D-MOT) in which the atoms are cooled down to a few μK . In the gyroscope, ^{133}Cs atoms are launched upwards with an angle of 8° with respect to verticality using the technic of moving molasses, whereas in the gravimeter, ^{87}Rb atoms are simply let to fall. Then the initial quantum state is prepared by a combination of microwave and optical pulses. The manipulation of the atoms is realized by stimulated Raman transition pulses [11], using two counter-propagating lasers, which drive coherent transitions between the two hyperfine levels of the alkali atom. Three laser pulses, of durations $\tau_R - 2\tau_R - \tau_R$, separated in time by T , respectively split, redirect and recombine the atomic wave-packets, creating an atomic interferometer [12]. Finally, a fluorescence detection gives a measurement of the transition probability from one hyperfine level to the other, which is given by $P = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Phi))$, Φ being the interferometric phase. The phase difference between the two Raman lasers (which we will call the Raman phase

P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc and A. Landragin are with Laboratoire BNM-SYRTE, 75014 Paris, France (e-mail: patrick.cheinet@obspm.fr)

throughout this article, and denote ϕ) is printed at each pulse on the phase of the atomic wave function [13]. As ϕ depends on the position of the atoms, the interferometer is sensitive to inertial forces, and can thus measure rotation rates and accelerations. A drawback of this technic is that the measurement of the interferometric phase is affected by the phase noise of the Raman lasers, as well as parasitic vibrations. The aim of this article is to investigate both theoretically and experimentally how these noise sources limit the sensitivity of such an atomic interferometer.

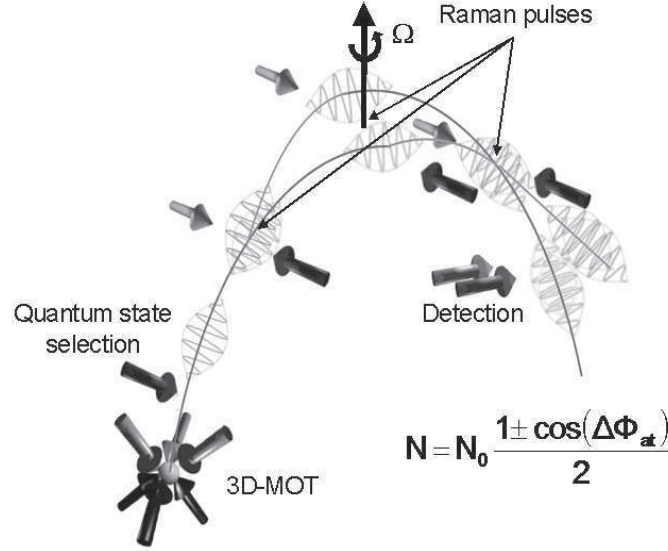


Fig. 1. Scheme of principle of our inertial sensors, illustrated for the gyroscope experiment. Cold atoms from the 3D-MOT are launched upwards and a pure quantum state is selected. At the top of their trajectory, we apply three Raman laser pulses realizing the interferometer. Finally a fluorescence detection allows to measure the transition probability. Such an interferometer is sensitive to the rotation (Ω) perpendicular to the area enclosed between the two arms and to the acceleration along the laser's axis.

II. SENSITIVITY FUNCTION

The sensitivity function is a natural tool to characterize the influence of the fluctuations in the Raman phase ϕ on the transition probability [14], and thus on the interferometric phase. Let's assume a phase jump $\delta\phi$ occurs on the Raman phase ϕ at time t during the interferometer sequence, inducing a change of $\delta P(\delta\phi, t)$ in the transition probability. The sensitivity function is then defined by :

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi}. \quad (1)$$

The sensitivity function can easily be calculated for infinitesimally short Raman pulses. In this case, the interferometric phase Φ can be deduced from the Raman phases ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 during the three laser interactions, taken at the position of the center of the atomic wavepacket:

$\Phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$ [15]. Usually, the interferometer is operated at $\Phi = \pi/2$, for which the transition probability is 1/2, to get the highest sensitivity to interferometric phase fluctuations. If the phase step $\delta\phi$ occurs for instance between the first and the second pulses, the interferometric phase changes by $\delta\Phi = -\delta\phi$, and the transition probability by $\delta P = -\cos(\pi/2 + \delta\Phi)/2 \sim -\delta\phi/2$ in the limit of an infinitesimal phase step. Thus, in between the first two pulses, the sensitivity function is -1. The same way, one finds for the sensitivity function between the last two pulses : +1.

In the general case of finite duration Raman laser pulses, the sensitivity function depends on the evolution of the atomic state during the pulses. In order to calculate $g(t)$, we make several assumptions. First, the laser waves are considered as pure plane waves. The atomic motion is then quantized in the direction parallel to the laser beams. Second, we restrict our calculation to the case of a constant Rabi frequency (square pulses). Third, we assume the resonance condition is fulfilled. The Raman interaction then couples the two states $|a\rangle = |g_1, \vec{p}\rangle$ and $|b\rangle = |g_2, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle$ where $|g_1\rangle$ and $|g_2\rangle$ are the two hyperfine levels of the ground state, \vec{p} is the atomic momentum, \vec{k}_{eff} is the difference between the wave vectors of the two lasers.

We develop the atomic wave function on the basis set $\{|a\rangle, |b\rangle\}$ so that $|\Psi(t)\rangle = C_a(t)|a\rangle + C_b(t)|b\rangle$, and choose the initial state to be $|\Psi(t_i)\rangle = |\Psi_i\rangle = |a\rangle$. At the output of the interferometer, the transition probability is given by $P = |C_b(t_f)|^2$, where $t_f = t_i + 2T + 4\tau_R$. The evolution of C_a and C_b from t_i to t_f is given by

$$\begin{pmatrix} C_a(t_f) \\ C_b(t_f) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} C_a(t_i) \\ C_b(t_i) \end{pmatrix} \quad (2)$$

where M is the evolution matrix through the whole interferometer. Solving the Schrödinger equation gives the evolution matrix during a Raman pulse [16], from time t_0 to time t :

$$M_p(t_0, t, \Omega_R, \phi) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_a(t-t_0)} \cos(\frac{\Omega_R}{2}(t-t_0)) & -ie^{-i\omega_a(t-t_0)} e^{i(\omega_L t_0 + \phi)} \sin(\frac{\Omega_R}{2}(t-t_0)) \\ -ie^{-i\omega_b(t-t_0)} e^{-i(\omega_L t_0 + \phi)} \sin(\frac{\Omega_R}{2}(t-t_0)) & e^{-i\omega_b(t-t_0)} \cos(\frac{\Omega_R}{2}(t-t_0)) \end{pmatrix} \quad (3)$$

where $\Omega_R/2\pi$ is the Rabi frequency and ω_L , the effective frequency, is the frequency difference between the two lasers, $\omega_L = \omega_2 - \omega_1$. Setting $\Omega_R = 0$ in $M_p(t_0, t, \Omega_R, \phi)$ gives the free evolution matrix, which determines the evolution between the pulses. The evolution matrix for the full evolution is obtained by taking the product of several matrices. When t occurs during the i -th laser pulse, we split the evolution matrix of this pulse at time t into two successive matrices, the first one with ϕ_i , and the second one with $\phi = \phi_i + \delta\phi$.

Finally, we choose the time origin at the middle of the second Raman pulse. We thus have $t_i = -(T + 2\tau_R)$ and $t_f = T + 2\tau_R$. We then calculate the change in the transition probability for a infinitesimally small phase jump at any time t during the interferometer, and deduce $g(t)$. It is an odd function, whose expression is given here for $t > 0$:

$$g(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_R t) & 0 < t < \tau_R \\ 1 & \tau_R < t < T + \tau_R \\ -\sin(\Omega_R(T-t)) & T + \tau_R < t < T + 2\tau_R \end{cases} \quad (4)$$

When the phase jump occurs outside the interferometer, the change in the transition probability is null, so that $g(t) = 0$ for $|t| > T + 2\tau_R$.

In order to validate this calculation, we use the gyroscope experiment to measure experimentally the sensitivity function. About 10^8 atoms from a background vapor are loaded in a 3D-MOT within 125 ms, with 6 laser beams tuned to the red of the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition at 852 nm. The atoms are then launched upwards at ~ 2.4 m/s within 1 ms, and cooled down to an effective temperature of $\sim 2.4 \mu\text{K}$. After launch, the atoms are prepared into the $|F = 3, m_F = 0\rangle$ state using a combination of microwave and laser pulses : they first enter a selection cavity tuned to the $|F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ transition. The atoms left in the $F = 4$ state are pushed away by a laser beam tuned to the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition, 11 cm above the selection cavity. The selected atoms then reach the apogee 245 ms after the launch, where they experience three interferometer pulses of duration $\tau_R - 2\tau_R - \tau_R$ with $\tau_R = 20 \mu\text{s}$ separated in time by $T = 4.97$ ms. The number of atoms $N_{F=3}$ and $N_{F=4}$ are finally measured by detecting the fluorescence induced by a pair of laser beams located 7 cm below the apogee. From these measurements, we deduce the transition probability $N_{F=4}/(N_{F=3} + N_{F=4})$. The total number of detected atoms is about 10^5 . The repetition rate of the experiment is 2 Hz.

The set-up for the generation of the two Raman laser beams is displayed in figure 2. Two slave diode lasers of 150 mW output power are injected with extended cavity diode lasers. The polarizations of the slave diodes output beams are made orthogonal so that the two beams can be combined onto a polarization beam splitter cube. The light at this cube is then split in two distinct unbalanced paths.

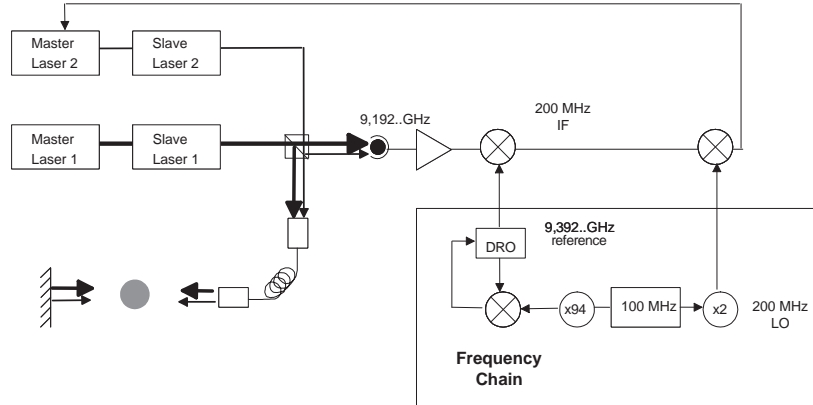


Fig. 2. Principle of the laser phase-lock: the beatnote at 9.192 GHz between the two Raman lasers is observed on a fast response photodetector. After amplification, this beatnote is mixed with the reference frequency at 9.392 GHz from the frequency chain, to obtain a signal at 200 MHz. This signal is compared with the reference frequency at 200 MHz from the same frequency chain to get an error signal. This error signal is then processed and sent to the current of the laser and to the PZT that controls the laser cavity length.

On the first path, most of the power of each beam is sent through an optical fiber to the vacuum chamber. The two beams are then collimated with an objective attached

onto the chamber (waist $w_0 = 15$ mm). They enter together through a viewport, cross the atomic cloud, and are finally retroreflected by a mirror fixed outside the vacuum chamber. In this geometry, four laser beams are actually sent onto the atoms, which interact with only two of them, because of selection rules and resonance conditions. The interferometer can also be operated with co-propagating Raman laser beams by simply blocking the light in front of the retroreflecting mirror. A remarkable feature of this experiment is that the three interferometer pulses are realized by this single pair of Raman lasers that is turned on and off three times, the middle pulse being at the top of the atoms' trajectory. For all the measurements described in this article, the Raman lasers are used in the *co-propagating* configuration. The interferometer is then no longer sensitive to inertial forces, but remains sensitive to the relative phase of the Raman lasers. Moreover, as such Raman transitions are not velocity selective, more atoms contribute to the signal. All this allows us to reach a good signal to noise ratio of 150 per shot.

The second path is used to control the Raman lasers phase difference, which needs to be locked [17] onto the phase of a very stable microwave oscillator. The phase lock loop scheme is also displayed in figure 2. The frequency difference is measured by a fast photodetector, which detects a beatnote at 9.192 GHz. This signal is then mixed with the signal of a Dielectric Resonator Oscillator (DRO) tuned at 9.392 GHz. The DRO itself is phase locked onto the 94th harmonics of a very stable 100 MHz quartz. The output of the mixer (IF) is 200 MHz. A local oscillator (LO) at 200 MHz is generated by doubling the same 100 MHz quartz. IF and LO are compared using a digital phase and frequency detector, whose output is used as the error signal of the phase-locked loop. The relative phase of the lasers is stabilized by reacting on the current of one of the two diode lasers, as well as on the voltage applied to the PZT that controls the length of the extended cavity diode laser [17].

To measure $g(t)$, a small phase step of $\delta\phi = 0.107$ rad is applied at time t on the local oscillator. The phase lock loop copies this phase step onto the Raman phase within a fraction of μs , which is much shorter than the Raman pulse duration of $\tau_R = 20 \mu s$. Finally we measured the transition probability as a function of t and deduced the sensitivity function. We display in figure 3 the measurement of the sensitivity function compared with the theoretical calculation. We also realized a precise measurement during each pulse and clearly obtained the predicted sinusoidal rise of the sensitivity function.

For a better agreement of the experimental data with the theoretical calculation, the data are normalized to take into account the interferometer's contrast, which was measured to be 78%. This reduction in the contrast with respect to 100% is due to the combined effect of inhomogeneous Rabi frequencies between the atoms, and unbalanced Rabi frequencies between the pulses. Indeed, the atomic cloud size of 8 mm is not negligible with respect to the size of the single pair of Raman gaussian beams, $w_0 = 15$ mm. Atoms at both sides of the atomic cloud will not see the same intensity, inducing variable transfer efficiency of the Raman transitions. Moreover, the cloud moves by about 3 mm between the first and the last pulse. In order for the cloud to explore only the central part of the gaussian beams, we choose a rather small interaction time of $T = 4.97$ ms with respect to the maximum interaction time possible of $T = 40$ ms. Still, the quantitative agreement is not perfect. One especially observes a significant asymmetry of the sensitivity function, which remains to be explained. A full numerical simulation could help in understanding the effect of the

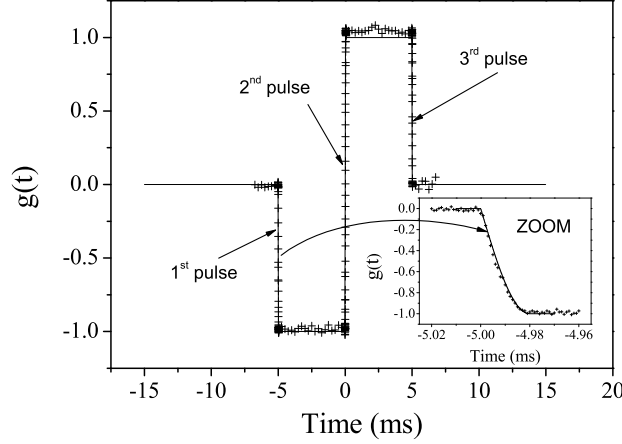


Fig. 3. The atomic sensitivity function $g(t)$ as a function of time, for a three pulses interferometer with a Rabi frequency $\Omega_R = \frac{\pi}{2\tau_R}$. The theoretical calculation is displayed in solid line and the experimental measurement with crosses. A zoom is made on the first pulse.

experimental imperfections.

III. TRANSFER FUNCTION OF THE INTERFEROMETER

From the sensitivity function, we can now evaluate the fluctuations of the interferometric phase Φ for an arbitrary Raman phase noise $\phi(t)$ on the lasers

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) d\phi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt. \quad (5)$$

The transfer function of the interferometer can be obtained by calculating the response of the interferometer phase Φ to a sinusoidal modulation of the Raman phase, given by $\phi(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \psi)$. We find $\delta\Phi = A_0 \omega_0 \text{Im}(G(\omega_0)) \cos(\psi)$, where G is the Fourier transform of the sensitivity function.

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g(t) dt \quad (6)$$

When averaging over a random distribution of the modulation phase ψ , the rms value of the interferometer phase is $\delta\Phi^{rms} = |A_0 \omega_0 G(\omega_0)|$. The transfer function is thus given by $H(\omega) = \omega G(\omega)$. If we now assume uncorrelated Raman phase noise between successive measurements, the rms standard deviation of the interferometric phase noise σ_Φ^{rms} is given by:

$$(\sigma_\Phi^{rms})^2 = \int_0^{+\infty} |H(\omega)|^2 S_\phi(\omega) d\omega \quad (7)$$

where $S_\phi(\omega)$ is the power spectral density of the Raman phase.

We calculate the Fourier transform of the sensitivity function and find:

$$G(\omega) = \frac{4i\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau_R)}{2}\right) \left(\cos\left(\frac{\omega(T + 2\tau_R)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right) \quad (8)$$

At low frequency, where $\omega \ll \Omega_R$, the sensitivity function can be approximated by

$$G(\omega) = -\frac{4i}{\omega} \sin^2(\omega T/2) \quad (9)$$

The weighting function $|H(2\pi f)|^2$ versus the frequency f is displayed in figure 4. It has two important features: the first one is an oscillating behavior at a frequency given by $1/(T + 2\tau_R)$, leading to zeros at frequencies given by $f_k = \frac{k}{T+2\tau_R}$. The second is a low pass first order filtering due to the finite duration of the Raman pulses, with an effective cutoff frequency f_0 , given by $f_0 = \frac{\sqrt{3}}{3} \frac{\Omega_R}{2\pi}$. Above 1 kHz only the mean value over one oscillation is displayed on the figure.

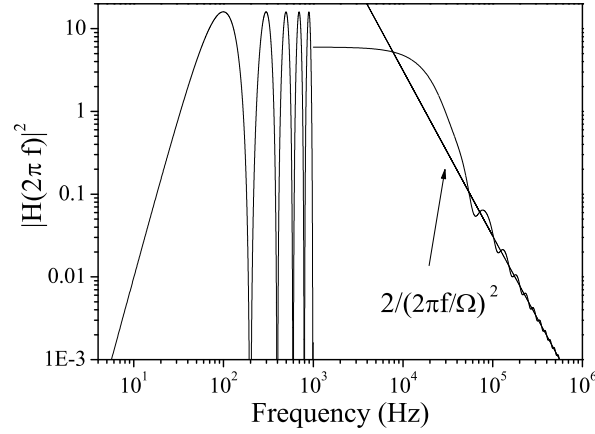


Fig. 4. Calculated weighting function for the Raman phase noise as a function of frequency. Below 1 kHz, the exact weighting function is displayed. It shows an oscillation with a period frequency of $\delta f = \frac{1}{T+2\tau}$. Above 1 kHz only the mean value of the weighting function over δf is displayed. The weighting function acts as a first order low pass filter, with an effective cutoff frequency of $f_0 = \frac{\sqrt{3}}{3} \frac{\Omega_R}{2\pi}$.

In order to measure the transfer function, a phase modulation $A_m \cos(2\pi f_m t + \psi)$ is applied on the Raman phase, triggered on the first Raman pulse. The interferometric phase variation is then recorded as a function of f_m . We then repeat the measurements for the phase modulation in quadrature $A_m \sin(2\pi f_m t + \psi)$. From the quadratic sum of these measurement, we extract $H(2\pi f_m)^2$. The weighting function was first measured at low frequency. The results, displayed in figure 5 together with the theoretical value, clearly demonstrate the oscillating behavior of the weighting function. Figure 6 displays the measurements performed

slightly above the cutoff frequency, and shows two zeros. The first one corresponds to a frequency multiple of $1/(T + 2\tau)$. The second one is a zero of the last factor of equation 8. Its position depends critically on the value of the Rabi frequency.

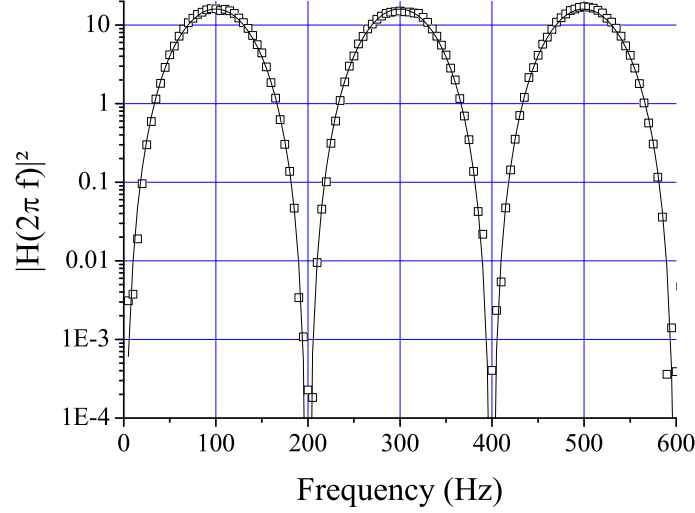


Fig. 5. The phase noise weighting function $|H(2\pi f)|^2$ for $T = 4.97$ ms and $\tau_R = 20$ μ s, at low frequency. The theoretical calculation is displayed in solid line and the experimental results in squares. We clearly see the oscillating behavior of the weighting function and the experimental measurement are in good agreement with the theoretical calculation.

When comparing the data with the calculation, the experimental imperfections already mentioned have to be accounted for. An effective Rabi frequency Ω_{eff} can be defined by the relation $\Omega_{eff}\tau_0 = \pi$, where τ_0 is the duration of the single pulse, performed at the center of the gaussian Raman beams, that optimizes the transition probability. For homogeneous Raman beams, this pulse would be a π pulse. This effective Rabi frequency is measured with an uncertainty of about 1 %. It had to be corrected by only 1.5 % in order for the theoretical and experimental positions of the second zero to match. The excellent agreement between the theoretical and experimental curves validate our model.

IV. LINK BETWEEN THE SENSITIVITY FUNCTION AND THE SENSITIVITY OF THE INTERFEROMETER

The sensitivity of the interferometer is characterized by the Allan variance of the interferometric phase fluctuations, $\sigma_{\Phi}^2(\tau)$, defined as

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\delta\bar{\Phi}_{k+1} - \delta\bar{\Phi}_k)^2 \rangle \quad (10)$$

$$= \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\delta\bar{\Phi}_{k+1} - \delta\bar{\Phi}_k)^2 \right\}. \quad (11)$$

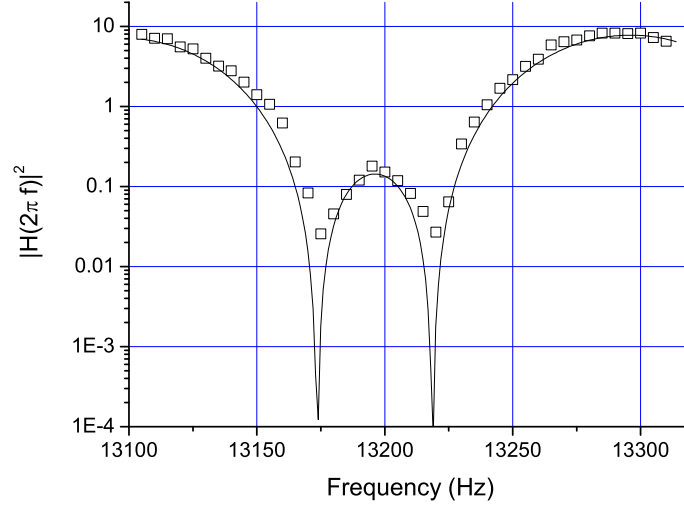


Fig. 6. The phase noise weighting function $|H(2\pi f)|^2$ for $T = 4.97$ ms and $\tau_R = 20$ μ s, displayed near the Rabi frequency. The theoretical calculation is displayed in solid line and the experimental results in squares. We identified the zero multiple of $\frac{1}{T+2\tau}$ and observed experimentally both zeros with a good agreement with theory.

where $\bar{\delta\Phi}_k$ is the average value of $\delta\Phi$ over the interval $[t_k, t_{k+1}]$ of duration τ . The Allan variance is equal, within a factor of two, to the variance of the differences in the successive average values $\bar{\delta\Phi}_k$ of the interferometric phase. Our interferometer being operated sequentially at a rate $f_c = 1/T_c$, τ is a multiple of T_c : $\tau = mT_c$. Without losing generality, we can choose $t_k = -T_c/2 + kmT_c$. The average value $\bar{\delta\Phi}_k$ can now be expressed as

$$\bar{\delta\Phi}_k = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \delta\Phi_i = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \int_{t_k+(i-1)T_c}^{t_k+iT_c} g(t - t_k - (i-1)T_c - T_c/2) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (12)$$

$$= \frac{1}{m} \int_{t_k}^{t_{k+1}} g_k(t) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (13)$$

where $g_k(t) = \sum_{i=1}^m g(t - kmT_c - (i-1)T_c)$. The difference between successive average values is then given by

$$\bar{\delta\Phi}_{k+1} - \bar{\delta\Phi}_k = \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} (g_{k+1}(t) - g_k(t)) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (14)$$

For long enough averaging times, the fluctuations of the successive averages are not correlated and the Allan variance is given by

$$\sigma_\Phi^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{m^2} \int_0^{+\infty} |G_m(\omega)|^2 \omega^2 S_\phi(\omega) d\omega \quad (15)$$

where G_m is the Fourier transform of the function $g_{k+1}(t) - g_k(t)$. After a few algebra, we

find for the squared modulus of G_m the following expression

$$|G_m(\omega)|^2 = 4 \frac{\sin^4(\omega m T_c/2)}{\sin^2(\omega T_c/2)} |G(\omega)|^2 \quad (16)$$

When $\tau \rightarrow \infty$, $|G_m(\omega)|^2 \sim \frac{2m}{T_c} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - j2\pi f_c) |G(\omega)|^2$. Thus for large averaging times τ , the Allan variance of the interferometric phase is given by

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_{\phi}(2\pi n f_c) \quad (17)$$

Equation 17 shows that the sensitivity of the interferometer is limited by an aliasing phenomenon similar to the Dick effect in atomic clocks [14] : only the phase noise at multiple of the cycling frequency appear in the Allan variance, weighted by the Fourier components of the transfer function.

Let's examine now the case of white Raman phase noise : $S_{\phi}(\omega) = S_{\phi}^0$. The interferometer sensitivity is given by:

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{S_{\phi}^0 T_c}{\tau \tau_R} \quad (18)$$

In that case, the sensitivity of the interferometer depend not only on the Raman phase noise spectral density but also on the pulse duration τ_R . For a better sensitivity, one should use the largest pulse duration as possible. But, as the Raman transitions are velocity selective, a very long pulse will reduce the number of useful atoms. This increases the detection noise contribution, so that there is an optimum value of τ_R that depends on the experimental parameters. In the case of the gyroscope, the optimum was found to be $\tau_R = 20 \mu s$.

To reach a good sensitivity, the Raman phase needs to be locked to the phase of a very stable microwave oscillator (whose frequency is 6.834 GHz for ^{87}Rb and 9.192 GHz for ^{133}Cs). This oscillator can be generated by a frequency chain, where low phase noise quartz performances are transposed in the microwave domain. At low frequencies ($f < 10 - 100$ Hz), the phase noise spectral density of such an oscillator is usually well approximated by a $1/f^3$ power law (flicker noise), whereas at high frequency ($f > 1$ kHz), it is independent of the frequency (white noise). Using equation 17 and the typical parameters of our experiments ($\tau_R = 20 \mu s$ and $T = 50$ ms), we can calculate the phase noise spectral density required to achieve an interferometric phase fluctuation of 1 mrad per shot. This is equivalent to the quantum projection noise limit for 10^6 detected atoms. The flicker noise of the microwave oscillator should be lower than $-53 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}$ at 1 Hz from the carrier frequency, and its white noise below $-111 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}$. Unfortunately, there exists no quartz oscillator combining these two levels of performance. Thus, we plan to lock a SC Premium 100 MHz oscillator (from Wenzel Company) onto a low flicker noise 5 MHz Blue Top oscillator (Wenzel). From the specifications of these quartz, we calculate a contribution of 1.2 mrad to the interferometric phase noise.

Phase fluctuations also arise from residual noise in the servo-lock loop. We have measured experimentally the residual phase noise power spectral density of a phase lock system analogous to the one described in figure 2. This system has been developed for phase locking

the Raman lasers of the gravimeter experiment. The measurement was performed by mixing IF and LO onto an independent RF mixer, whose output phase fluctuations was analyzed onto a Fast Fourier Transform analyzer. The result of the measurement is displayed on figure 7. At low frequencies, below 100 Hz, the phase noise of our phaselock system lies well below the required flicker noise. After a few kHz, it reaches a plateau of $-119 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}$. The amplitude of this residual noise is not limited by the gain of the servo loop. Above 60 kHz, it increases up to $-90 \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}$ at 3.5 MHz, which is the bandwidth of our servo lock loop. Using equation 17, we evaluated to 0.72 mrad its contribution to the interferometer's phase noise.

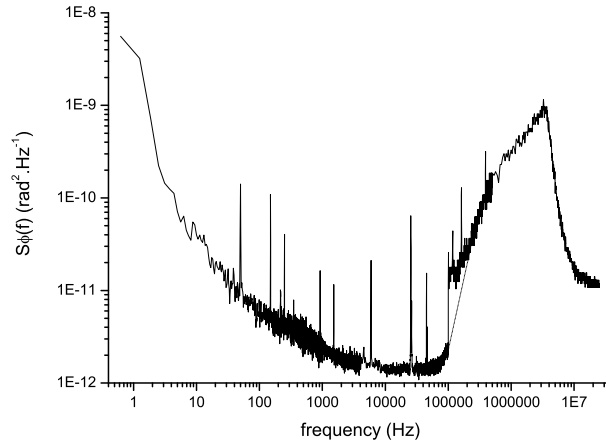


Fig. 7. Phase noise power spectral density between the two phase locked diode lasers. Up to 100 kHz, we display the residual noise of the phaselock loop, obtained by measuring the phase noise of the demodulated beatnote on a Fast Fourier Transform analyzer. There, the phase noise of the reference oscillator is rejected. Above 100 kHz, we display the phase noise measured directly on the beatnote observed onto a spectrum analyzer. In this case, the reference oscillator phase noise limits the Raman phase noise to $1.5 \times 10^{-11} \text{ rad}^2.\text{Hz}^{-1}$. In dotted line is displayed an extrapolation of the phase noise due to the phase-lock loop alone between 100 kHz and 300 kHz.

Other sources of noise are expected to contribute, which haven't been investigated here : noise of the fast photodetector, phase noise due to the propagation of the Raman beams in free space and in optical fibers [18].

V. THE CASE OF PARASITIC VIBRATIONS

The same formalism can be used to evaluate the degradation of the sensitivity caused by parasitic vibrations in the usual case of counter-propagating Raman beams. As the two laser beams are first overlapped before being sent onto the atoms, their phase difference is mostly affected by the movements of a single optical element, the mirror that finally retro-reflects them.

A displacement of this mirror by δz induces a Raman phase shift of $k_{eff}\delta z$. The sensi-

tivity of the interferometer is then given by

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{k_{eff}^2}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} |H(2\pi n f_c)|^2 S_z(2\pi n f_c) \quad (19)$$

where $S_z(\omega)$ is the power spectral density of position noise. Introducing the power spectral density of acceleration noise $S_a(\omega)$, the previous equation can be written

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{k_{eff}^2}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|H(2\pi n f_c)|^2}{(2\pi n f_c)^4} S_a(2\pi n f_c) \quad (20)$$

It is important to note here that the acceleration noise is severely filtered by the transfer function for acceleration which decreases as $1/f^4$.

In the case of white acceleration noise S_a , and to first order in τ_R/T , the limit on the sensitivity of the interferometer is given by :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau) = \frac{k_{eff}^2 T^4}{2} \left(\frac{2T_c}{3T} - 1 \right) \frac{S_a}{\tau} \quad (21)$$

To put this into numbers, we now calculate the requirements on the acceleration noise of the retroreflecting mirror in order to reach a sensitivity of 1 mrad per shot. For the typical parameters of our gravimeter, the amplitude noise should lie below $10^{-8} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$. The typical amplitude of the vibration noise measured on the lab floor is $2 \times 10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ at 1 Hz and rises up to about $5 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ at 10 Hz. This vibration noise can be lowered to a few $10^{-7} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ in the 1 to 100 Hz frequency band with a passive isolation platform. To fill the gap and cancel the effect of vibrations, one could use the method proposed in [18], which consists in measuring the vibrations of the mirror with a very low noise seismometer and compensate the fluctuations of the position of the mirror by reacting on the Raman lasers phase difference.

VI. CONCLUSION

We have here calculated and experimentally measured the sensitivity function of a three pulses atomic interferometer. This enables us to determine the influence of the Raman phase noise, as well as of parasitic vibrations, on the noise on the interferometer phase. Reaching a 1 mrad shot to shot fluctuation requires a very low phase noise frequency reference, an optimized phase lock loop of the Raman lasers, together with a very low level of parasitic vibrations. With our typical experimental parameters, this would result in a sensitivity of $4 \times 10^{-8} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ for the gyroscope and of $1.5 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$ for the gravimeter.

Improvements are still possible. The frequency reference could be obtained from an ultra stable microwave oscillator, such as a cryogenic sapphire oscillator [19], whose phase noise lies well below the best quartz available. Besides, the requirements on the phase noise would be easier to achieve using atoms with a lower hyperfine transition frequency, such as Na or K. Trapping a very large initial number of atoms in the 3D-MOT would enable a very drastic velocity selection. The duration of the Raman pulses could then be significantly increased, which makes the interferometer less sensitive to high frequency Raman phase

noise. The manipulation of the atoms can also be implemented using Bragg pulses [20], [21]. The difference in the frequencies of the two beams being much smaller, the requirements on the relative phase stability is easy to achieve. In that case, a different detection method needs to be implemented as atoms in both exit ports of the interferometer are in the same internal state. Using ultracold atoms with subrecoil temperature, atomic wavepackets at the two exit ports can be spatially separated, which allows for a simple detection based on absorption imaging. Such an interferometer would benefit from the long interaction times available in space to reach a very high sensitivity.

We also want to emphasize that the sensitivity function can also be used to calculate the phase shifts arising from all possible systematic effects, such as the light shifts, the magnetic field gradients and the cold atom collisions.

VII. ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank André Clairon for fruitful discussions and careful reading of the manuscript. This work was supported in part by BNM, CNRS, DGA and CNES. BNM-SYRTE is Unité Associée au CNRS, UMR 8630.

REFERENCES

- [1] A. Clairon, Ph. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. N. Lea and M. Bahoura, "A cesium fountain frequency standard: recent result," *IEEE Trans Instrum. Meas.*, vol. 44, pp. 128-, 1995.
- [2] F. Riehle, Th. Kister, A. Witte, J. Helmcke and Ch. J. Bordé, "Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 177-180, 1991.
- [3] T. L. Gustavson, A. Landragin, M. Kasevich, "Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope," *Class. Quantum. Grav.*, vol. 17, p. 1, 2000.
- [4] A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, "High-precision gravity measurements using atom interferometry," *Metrologia*, vol. 38, p. 25, 2001.
- [5] *Atom interferometry*, P. R. Berman, Ed. Chestnut Hill: Academic Press, 1997.
- [6] T.M. Niebauer, G.S. Sasagawa, J.E. Faller, R. Hilt, F. Klopping, "A new generation of absolute gravimeters," *Metrologia*, vol. 32, p. 159, 1995.
- [7] G. E. Stedman, "Ring-laser tests of fundamental physics and geophysics," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 60, pp. 615-688, 1997.
- [8] F. Leduc, D. Holleville, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq and A. Landragin, "Cold atom gyroscope for precision measurement," in *Proc. ICOLS*, 2003, pp.68-70.
- [9] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville and A. Landragin, "Gravimètre à atomes froids," *Journal de Physique 4*, vol. 119, p. 153, 2004.
- [10] G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, S. Topçu, "The BNM Watt Balance Project," accepted in *IEEE Trans. Inst. Meas.*.
- [11] M. Kasevich and S. Chu, "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 181, 1991.

- [12] Ch. J. Bordé, "Atom interferometry and laser spectroscopy," in *Laser Spectroscopy X*, M. Ducloy, E. Giacobino, G. Camy Ed. Singapore: World Scientific, 1991, p. 239.
- [13] Ch. Antoine, Ch. J. Bordé, "Quantum theory of atomic clocks and gravito-inertial sensors: an update," *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, vol. 5, pp. 199-207, 2003.
- [14] G. J. Dick, "Local Oscillator induced instabilities," in *Proc. Nineteenth Annual Precise Time and Time Interval*, 1987, pp. 133-147.
- [15] M. Kasevich and S. Chu, "Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer," *Appl. Phys. B*, vol. 54, pp. 321-332, 1992.
- [16] K. A. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, "Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions," *Phys. Rev. A*, vol. 45, p. 342, 1992.
- [17] G. Santarelli, A. Clairon, S. N. Lea and G. M. Tino, "Heterodyne optical phase locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz," *Optics Commun.*, vol. 104, pp. 339-344, 1994.
- [18] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer, A. Landragin, "Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor," *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Optics*, vol. 5, pp. S136-S142, 2003.
- [19] A. Mann, C. Sheng and A. Luiten, "Cryogenic sapphire oscillator with exceptionally high frequency stability," *IEEE Trans. Instr. Meas.*, vol. 50, p. 519, 2001.
- [20] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, "Atom wave interferometry with diffraction gratings of light," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 2633, 1995.
- [21] D.M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, "Atom interferometer based on Bragg scattering from standing light waves," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, p. 2638, 1995.

Compact laser system for atom interferometry

P. Cheinet¹, F. Pereira Dos Santos¹, T. Petelski¹, J. Le Gouët¹, J. Kim^{1*}, K. T. Therkildsen^{1**}, A. Clairon¹, A. Landragin¹

LNE-SYRTE, CNRS UMR8630, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

Received: date / Revised version: date

Abstract We describe an optical bench in which we lock the relative frequencies or phases of a set of three lasers in order to use them in a cold atoms interferometry experiment. As a new feature, the same two lasers serve alternately to cool atoms and to realize the atomic interferometer. This requires a fast change of the optical frequencies over a few GHz. The number of required independent laser sources is then only 3, which enables the construction of the whole laser system on a single transportable optical bench. Recent results obtained with this optical setup are also presented.

close to the D2 transitions, they are used to cool and repump the atoms in a magneto-optical trap (MOT). When far detuned, and phase locked, they are used to induce stimulated Raman transitions for the interferometer [7]. Since the lasers are not used simultaneously for trapping and Raman transitions, we have implemented a technique to use the same two lasers for both functions. It allowed us to build the whole laser setup on a 60×90 cm² optical bench. This setup has been developed for a transportable atomic gravimeter [8], whose present sensitivity is comparable to state of the art instruments.

1 Introduction

Within the last decades, atom interferometers have developed into a highly competitive tool for precision measurements [1]. Atomic fountains used as atomic clocks are the best realization of the time unit [2]. Atom interferometry also promises sensors to be highly sensitive to inertial forces [3–6]. The use of stimulated Raman transitions to manipulate the atomic wave packet has proven to be an efficient way to obtain high accuracy devices [5, 6].

These techniques are now used to realize reliable instruments, with potential applications in inertial navigation, gravity field mapping, metrology, and fundamental tests in space.

In this letter, we describe a robust, compact and versatile laser system for atom interferometers using alkali atoms. Such experiments basically need two different optical frequencies, whose difference remains close to the hyperfine transition frequency. When they are tuned

2 Laser Setup

Our laser setup is shown in figure 1. A first laser L1 is locked on an atomic transition, using FM-spectroscopy [9] on a saturated absorption signal. This laser constitutes an optical frequency reference and is used in our experiment to detect or push the atoms. A second laser L2 is alternately used as repumper or as master Raman laser. Part of the outputs of L1 and L2 are superimposed on a fast photodetector (PD₁₂) (Hamamatsu G4176) and the frequency of the beat note is servo locked by using a frequency to voltage converter. A third laser L3 is used alternately as cooling or as slave Raman laser. The frequency difference between L2 and L3 is measured with a second optical beat note on PD₂₃. Finally, both L2 and L3 beams are superimposed and directed through an acousto-optical modulator either to realize the magneto-optical trap or the atomic interferometer.

Both frequency locks of L2 and L3 use the same scheme which is shown in figure 2. The optical beat note issued from the photodetector is mixed with a reference oscillator, down to an intermediate frequency (IF). For the L2 lock, this reference is a YIG oscillator, which can be tuned between 3 and 7 GHz. Whereas for L3 we use a fixed 7 GHz frequency obtained by the multiplication of a low phase noise 100 MHz quartz oscillator. The IF signal is then sent into a digital frequency divider in order

* *Present address:* Department of Physics, Myongji University, Yongin, 449-728, Korea

** *Present address:* Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Universitetsparken 5, 2100 Copenhagen, Denmark

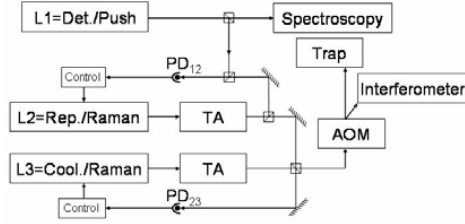


Fig. 1 Laser setup. The detection laser L1 is locked on a spectroscopy signal. The repumper laser L2 frequency is compared to the detection laser frequency with an optical beat note and frequency locked. A similar lock is used for the cooling laser L3. Two tapered amplifiers (TA) are used on the repumper and cooling lasers before they are combined on a polarizing beam splitter cube and sent alternately to the trap or to the interferometer using an acousto-optical modulator (AOM).

to fit into the working frequency range (0-1 MHz) of a frequency to voltage converter (FVC) (AD650). A computer controlled offset voltage V_{Set} is subtracted from the output voltage of the FVC. The obtained error signal is integrated once and added to the laser diode current. This correction signal is integrated again and added to the piezoelectric (PZT) voltage which controls the cavity length. To change the laser frequency, one can change V_{Set} for fine tuning or the YIG frequency for larger frequency changes. In addition, computer controlled feed-forward current I_C and voltage V_C are added to the current and PZT drivers to help the lock while changing the laser frequency.

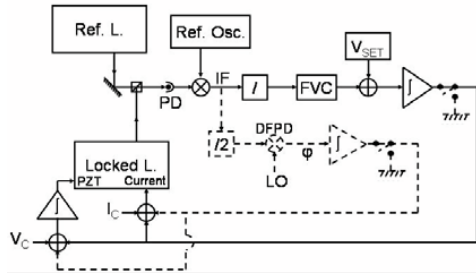


Fig. 2 Locking electronics. (Solid line) Frequency lock scheme. The optical beat note is mixed with a reference oscillator to an intermediate frequency (IF). The IF is divided and converted to a voltage signal and another voltage V_{Set} is subtracted to obtain the error signal of the lock. This error signal is integrated and then sent to the current driver. It is integrated once more and sent to the PZT driver. Feed-forward corrections I_C and V_C are added to the diode current and to the PZT voltage during the sweep. (Dotted line) Phase lock scheme added to L3. The IF is compared to a Local Oscillator (LO) in a digital phase and frequency detector (DPFD) delivering the phase error signal. Two switches select which loop is closed.

For the phase lock of L3 a second path is implemented. The IF frequency is divided by 2 and compared, in a digital phase and frequency detector (DPFD) [10] (MCH12140), to the signal of a local oscillator at 82.6 MHz which is generated by a Direct Digital Synthesiser (DDS) (AD9852) clocked at 300 MHz. The DPFD delivers an error signal which is added through a high bandwidth servo system (~ 4 MHz) to the laser current. It is also added to the PZT error signal before its last integration. Moreover some switches can be activated so that either the frequency lock loop or the phase lock loop is closed.

3 Atom Interferometer

Our interferometer is an atomic gravimeter which measures the acceleration of freely falling ^{87}Rb atoms. Its sensitivity is given by: $\Delta\Phi = k_{eff}gT^2$, where $\Delta\Phi$ is the interferometric phase, k_{eff} is the effective wave vector of the Raman transition, g is the Earth's gravity acceleration and T is the time between the interferometer's Raman pulses.

This frequency locking system is versatile and enables to control dynamically the frequency of the two lasers, over the whole experimental sequence. It is first possible to frequency lock the lasers to the frequencies required to cool ^{87}Rb atoms in a MOT. Dividing the total available laser power between a 2D-MOT [11] and a 3D-MOT, loading rates of 3×10^9 atoms.s $^{-1}$ are obtained. Then we turn the magnetic field off and further cool the atoms with $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses down to a temperature of 2.5 μK .

Once the atoms have been released from the molasses, a frequency ramp is applied on the YIG oscillator. This ramp induces a detuning Δ of up to 2 GHz on both L2 and L3 to get the Raman laser frequencies. We also add a ramp on the PZT voltages V_C to induce a 2 GHz sweep so that the laser frequencies stay inside the locking range. Since the PZT mode-hop free tuning range is close to ± 0.6 GHz, it is necessary to change the current setting point of the laser during the sweep. Thus, we also apply a simultaneous feed-forward ramp to the laser injection currents I_C , so that the laser frequencies remain in the middle of the free tuning range. When the servo loop is closed, the lasers stay locked during the whole sequence.

In figure 3 is shown the response of the servo system to a frequency ramp of 2 GHz in 2 ms, in open and closed loop configurations. The black curve corresponds to the error signal of L2 in open loop operation. It reflects the difference between the lasers frequency difference and the YIG frequency. The L2 laser frequency remains within 100 MHz from the locking point during the whole 2 GHz ramp. The voltage ramp does not compensate exactly the sweep because of thermal effects due to the change in the laser current. When the

servo loop is closed, the remaining frequency deviation is compensated for. The gray curve shows the residual frequency error of L2 during the sweep, and reveals residual damped oscillations of the PZT.

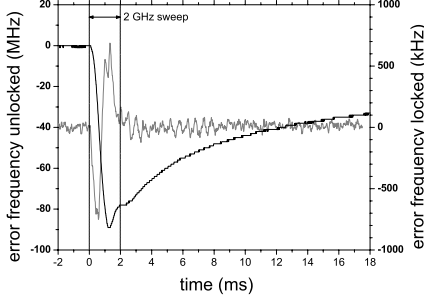


Fig. 3 L2 frequency error during a 2 GHz sweep imposed in 2 ms. The black trace displays the frequency error when the servo loop is opened, and shows a sharp transient edge during the sweep, followed by an exponential like decay. The gray trace displays the frequency error when the servo loop is closed.

We then switch L3 to the phase-locked loop (PLL) after the end of the frequency ramp. We aim at obtaining an accuracy of $10^{-9} g$ which implies that the differential phase between the two Raman lasers remains on average below 0.3 mrad over the duration of the interferometer $2T$ [8]. We display in figure 4 this phase difference as a function of the delay after enabling the PLL. At start, the DPFDF delivers an error signal proportional to the frequency difference between the divided IF and the LO. This makes the loop behave as a frequency lock loop, with a time constant of a few hundreds of μs . Once the frequency of the divided IF matches with the LO frequency, the DPFDF detects the phase difference between them, which makes the loop behave as a phase lock loop. 0.5 ms after the loop is closed, the phase reaches a steady state with a 2 ms time constant exponential decay. The 0.3 mrad criterion is then reached in about 2 ms. We have measured its spectral phase noise density in steady state [8]. When weighted by the transfer function of the atom interferometer, which acts as a low pass filter, and integrated over an infinite bandwidth, we calculated a total contribution of 0.56 mrad rms of phase noise in the atomic interferometer. This gives a limit to the sensitivity at the level of $6 \times 10^{-10} g \text{ Hz}^{-1/2}$.

We want to emphasize that the Raman detuning Δ can be changed at will and other sweeps can be added in the cycle. This enables to realize first a velocity selective Raman pulse ($\sim 35 \mu s$), with a detuning of 2 GHz.

This pulse transfers coherently 20% of the atoms from one hyperfine state to the other. The vertical temperature of the selected atoms is then about $1 \mu K$. Spon-

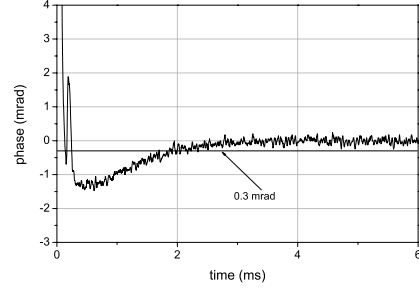


Fig. 4 Differential phase between the Raman lasers. The PLL is closed at $t = 0$ after the 2 GHz sweep. After 0.5 ms, the phase difference is exponentially decreasing with a time constant of 2 ms.

taneous emission during the selection pulse adds up an incoherent background of atoms, distributed in the original broader velocity distribution. This contribution, small with respect to the initial number of atoms (a fraction of a %), can become significant with respect to the number of selected atoms, especially when the selection is very severe. Increasing the detuning allows to reduce the amount of spontaneous emission. With a 2 GHz detuning, the atoms transferred by spontaneous emission represent about 2 % of the selected atoms. After the selection pulse, the detuning is swept back to 1 GHz for the interferometer itself. This allows to achieve a larger Rabi frequency, and thus a better transfer efficiency.

Finally, the phased-locked Raman lasers are used to realize the interferometer. Due to the Doppler effect, the Raman detuning has to be chirped to compensate for the increasing vertical velocity of the atomic cloud. This chirp α , obtained by sweeping the DDS frequency, induces an additional phase shift. The total interferometric phase is then given by: $\Delta\Phi = (k_{eff}g - \alpha)T^2$. Figure 5 displays the interferometric fringes obtained by scanning the chirp rate. The duration between the Raman pulses is $T = 50 \text{ ms}$, and the repetition rate is 4 Hz. Compensation of g corresponds to a chirp rate of 25.144 MHz/s, for which the transition probability is minimum. The central fringe thus appears in the interference pattern as a "black fringe". The contrast of the fringes is 42 %, and the signal to noise ratio about 35. This corresponds to a sensitivity of $7 \times 10^{-8} g \text{ Hz}^{-1/2}$, limited by residual vibrations of the apparatus. This sensitivity can be improved by a factor 2 by measuring the acceleration noise with a low noise seismometer (Güralp T40), and subtracting the phase shift induced by the vibrations to the output phase of the interferometer.

As the value of g is varying due to earth tides, its measurement can be performed by tracking the position of the central fringe. We apply here a method very similar to the technique used in atomic clocks to lock the interrogation frequency to the atomic transition. A mod-

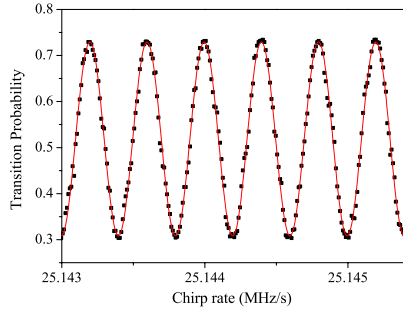


Fig. 5 Atomic interferometer fringes obtained by scanning the Raman detuning chirp rate during the interferometer. The time between the Raman pulses is $T = 50$ ms. The solid line is a sinusoidal fit of the experimental points displayed in black squares.

ulation is applied to the chirp rate in order to induce an additional phase shift of $\pm 90^\circ$, to probe the interference pattern alternatively on the left and on the right side of the central fringe. From the measurements of the transition probability on both sides, we compute an error signal to lock the (unmodulated) chirp rate to the central fringe using a digital servo loop.

Figure 6 displays the Allan standard deviation of the relative fluctuations of g , σ_g/g . After a few seconds, which correspond to the time constant of the lock loop, σ_g/g decreases as $1/\tau^{1/2}$, where τ is the measurement time. This corresponds to a sensitivity of $3.5 \times 10^{-8} \text{ g Hz}^{-1/2}$, as indicated on the figure by the dashed line. For measurement times larger than 100 s, σ_g/g increases due to the variation of g induced by earth tides.

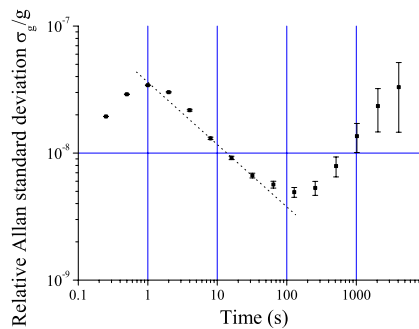


Fig. 6 Allan standard deviation of the relative fluctuations of g . The time between the Raman pulses is $T = 50$ ms. The dash line corresponds to a sensitivity of $3.5 \times 10^{-8} \text{ g Hz}^{-1/2}$

4 Conclusion

To conclude, this locking technique allowed us to build with only three lasers an optical bench providing the required frequencies to cool ^{87}Rb atoms in a 3D-MOT and to realize an atomic interferometer with far detuned Raman lasers.

The system is compact and low power, which can be necessary for transportable or space-based instruments. Moreover, our laser setup is robust and versatile since the lasers routinely stay locked for days and we can change the detuning of the Raman transitions at will.

Our goal for the gravimeter experiment is to reach an accuracy of $10^{-9} g$ and a sensitivity of a few $10^{-9} \text{ g Hz}^{-1/2}$. Thanks to its compactness, the gravimeter will be transportable to compare it with other absolute gravimeters. It will also be moved close to the LNE watt balance experiment, which aims at measuring the Planck's constant and redefining the kilogram [12].

This work was in part supported by the "Institut Francilien de Recherche sur les Atomes-Froids" (IFRAF), and the EU through the project FINAQS "Future Inertial Atomic Quantum Sensors". The authors P. C. and J. L. G. thank DGA for its financial support. The author K. T. T. thanks also the "Fondation Danoise" for its support.

References

1. Ch. J. Bordé, *Metrologia* **39**, (2002) 435
2. A. Clairon, Ph. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. N. Lea and M. Bahoura, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, (1995) 128
3. F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, Ch. J. Bordé, *Phys. Rev. Lett.* **67**, (1991) 177
4. A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **78**, (1997) 760
5. T. L. Gustavson, A. Landragin, M. Kasevich, *Class. Quantum. Grav.* **17**, (2000) 1
6. A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, *Metrologia* **38**, (2001) 25
7. M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, (1991) 181
8. P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc, A. Landragin, submitted for publication to: *IEEE Trans. on Instrum. Meas.*, <http://fr.arxiv.org/abs/physics/0510197>
9. J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, and H. G. Robinson, *Appl. Phys. Lett.* **39**, (1981) 680
10. G. Santarelli, A. Clairon, S. N. Lea, and G. M. Tino, *Opt. Commun.* **104**, (1994) 339
11. K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller and J. T. M. Walraven, *Phys. Rev. A* **58**, (1998) 3891
12. G. Genevès, P. Gournay, A. Gosset, M. Lecollinet, F. Villar, P. Pinot, P. Juncar, A. Clairon, A. Landragin, D. Holleville, F. Pereira Dos Santos, J. David, M. Besbes, F. Alves, L. Chassagne, S. Topçu, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54**, (2005) 850

Bibliographie

- [Allan, 1966] Allan, D. W. (1966). Statistics of atomic frequency standards. In *Proceedings IEEE*, volume 54, page 221.
- [Allard et al., 2004] Allard, F., Maksimovic, I., Abgrall, M., and Laurent, P. (2004). Automatic system to control the operation of an extended cavity diode laser. *Review of Scientific Instruments*, 75(1) :54–58.
- [Anderson et al., 1995] Anderson, M. H., Ensher, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., and Cornell, E. A. (1995). *Science*, 269 :198.
- [Antoine, 2004] Antoine, C. (2004). Contribution à la théorie des interféromètres atomiques, *Thèse de doctorat de l'université Paris VI*.
- [Battaglia et al., 1999] Battaglia, M., Roberts, C., and Segall, P. (1999). Magma intrusion beneath long valley caldera confirmed by temporal changes in gravity. *Science*, 285(5436) :2119–2122.
- [Beer et al., 2003] Beer, W., Eichenberger, A. L., Jeanneret, B., Jeckelmann, B., Pourzand, A. R., Richard, P., , and Schwarz, J. P. (2003). Status of the METAS watt balance experiment. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 52 :626.
- [Berman, 1997] Berman, P. R., editor (1997). *Atom interferometry*. Academic Press.
- [Bingham et al., 2000] Bingham, R., Bordé, C. J., Bouyer, P., Caldwell, M., Clairon, A., Danzmann, K., Dimarcq, N., Ertmer, W., Helmcke, J., Jentsch, C., Kent, B., Lämmerzahl, C., Landragin, A., Percival, I., Rasel, E. M., Salomon, C., Sanford, M., Schleich, W., Tournenc, P., Vitale, S., and Wolf, P. (2000). Hyper-precision cold interferometry in space. Assessment Study Report, ESA-SCI(2000)10.
- [Bjorklund, 1980] Bjorklund, G. C. (1980). Frequency-modulation spectroscopy : A new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Optics Letters*, 5 :15.
- [Boedecker, 2002] Boedecker, G. (2002). World gravity standards - present status and future challenges. *Metrologia*, 39(5) :429–433.
- [Bordé, 2001] Bordé, C. J. (2001). Theoretical tools for atom optics and interferometry. *C. R. Acad. Sci Paris, Série IV(2)* :509–530.
- [Bordé, 1989] Bordé, C. (1989). Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics Letters A*, 140 :10–12.
- [Bordé, 2002] Bordé, C. J. (2002). Atomic clocks and inertial sensors. *Metrologia*, 39(5) :435–463.
- [Carnal and Mlynek, 1991] Carnal, O. and Mlynek, J. (1991). Young's double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer. *Physical Review Letters*, 66(21) :2689–2692.
- [Cheinet et al., 2005] Cheinet, P., Canuel, B., Santos, F. P. D., Gauguier, A., Leduc, F., and Landragin, A. (2005). Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer. submitted for publication to IEEE Trans. on Instrum. Meas. March 24 2005.

- [Cladé et al., 2006] Cladé, P., de Mirandes, E., Cadoret, M., Guellati-Khelifa, S., Schwob, C., Nez, F., Julien, L., and Biraben, F. (2006). Determination of the fine structure constant based on bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice. *Physical Review Letters*, 96(3) :033001.
- [Colella et al., 1975] Colella, R., Overhauser, A. W., and Werner, S. A. (1975). Observation of gravitationally induced quantum interference. *Physical Review Letters*, 34(23) :1472–1474.
- [Davis et al., 1995] Davis, K. B., Mewes, M.-O., Andrews, M. R., van Druten, N. J., Durfee, D. S., Kurn, D. M., and Ketterle, W. (1995). Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters*, 75(22) :3969–3973.
- [Davisson and Germer, 1927] Davisson, C. J. and Germer, L. H. (1927). The scattering of electrons by a single crystal of nickel. *Nature*, 119 :558.
- [De Labachellerie and Cérez, 1985] De Labachellerie, M. and Cérez, P. (1985). An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300 Å range. *Optics Communications*, 55(3) :174–178.
- [Demtröder, 1998] Demtröder, W. (1998). *Laser Spectroscopy*. Springer Verlag, Berlin.
- [Dick, 1987] Dick, G. (1987). Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. In *Proc. of Precise Time and Time Interval*, pages 133–147, Redondo Beach.
- [Dieckmann et al., 1998] Dieckmann, K., Spreeuw, R. J. C., Weidemüller, M., and Walraven, J. T. M. (1998). Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 58(5) :3891–3895.
- [Drever et al., 1983] Drever, R. W. P., Hall, J. L., Kowalski, F. V., Hough, J., Ford, G. M., Munley, A. J., and Ward, H. (1983). Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 31(2) :97–105.
- [Estermann and Stern, 1930] Estermann, I. and Stern, O. (1930). Diffraction of molecular rays. *Z. f. Phys.*, 61 :95.
- [Faller, 1967] Faller, J. E. (1967). Precision measurement of the acceleration of gravity. *Science*, 158 :60–67.
- [Fattori et al., 2003] Fattori, M., Lamporesi, G., Petelski, T., Stuhler, J., and Tino, G. (2003). Towards an atom interferometric determination of the newtonian gravitational constant. *Physics Letters A*, 318 :184–191.
- [Fermi and Marshall, 1947] Fermi, E. and Marshall, L. (1947). Interference phenomena of slow neutrons. *Phys. Rev.*, 71(10) :666–667.
- [Fils, 2002] Fils, J. (2002). “Réalisation et caractérisation d’un gyromètre à ondes de De Broglie”, *Thèse de doctorat de l’université de Paris XI*.
- [Genevès et al., 2005] Genevès, G., Gournay, P., Gosset, A., Lecollinet, M., Villar, F., Pinot, P., Juncar, P., Clairon, A., Landragin, A., Holleville, D., Santos, F. P. D., David, J., Besbes, M., Alves, F., Chassagne, L., and Topçu, S. (2005). The bnm watt balance project. *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 54(2) :850.
- [Geri et al., 1982] Geri, G., Marson, I., Rossi, A., and Toro, B. (1982). Gravity and elevation changes in travale geothermal field. *Geothermics*, 11 :153–161.
- [Giltner et al., 1995] Giltner, D. M., McGowan, R. W., and Lee, S. A. (1995). Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves. *Physical Review Letters*, 75(14) :2638–2641.
- [Girard, 1994] Girard, G. (1994). The third periodic verification of national prototypes of the kilogram (1988-1992). *Metrologia*, 31(4) :317–336.

- [Gubser et al., 1979] Gubser, D. U., Wolf, S. A., and Cox, J. E. (1979). Shielding of longitudinal magnetic fields with thin, closely spaced, concentric cylinders of high permeability material. *Review of Scientific Instruments*, 50 :96.
- [Gustavson et al., 2000] Gustavson, T. L., Landragin, A., and Kasevich, M. A. (2000). Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope. *Classical and Quantum Gravity*, 17(12) :2385–2398.
- [Halban and Preiswerk, 1936] Halban, H. V. and Preiswerk, P. (1936). Preuve expérimentale de la diffraction des neutrons. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 203 :73.
- [Hall et al., 1981] Hall, J. L., Hollberg, L., Baer, T., and Robinson, H. G. (1981). Optical heterodyne saturation spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 39(9) :680–682.
- [Hensley et al., 1999] Hensley, J. M., Peters, A., and Chu, S. (1999). Active low frequency vertical vibration isolation. *Review of Scientific Instruments*, 70(6) :2735–2741.
- [Hinderer et al., 2002] Hinderer, J., Florsch, N., Makinen, J., Legros, H., and Faller, J. E. (2002). On the calibration of a superconducting gravimeter using absolute gravity measurements. *Geophys. J. Int.*, 106 :491–497.
- [Josephson, 1962] Josephson, B. D. (1962). Possible new effects in superconductive tunnelling. *Phys. Lett.*, 1(7) :251–253.
- [Kasevich and Chu, 1991] Kasevich, M. and Chu, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2) :181–184.
- [Kasevich and Chu, 1992] Kasevich, M. and Chu, S. (1992). Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Applied Physics B*, 54 :321–332.
- [Kater, 1818] Kater, H. (1818). An account of experiments for determining the length of the pendulum vibrating seconds in the latitude of london. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 104 :109.
- [Keith et al., 1991] Keith, D. W., Ekstrom, C. R., Turchette, Q. A., and Pritchard, D. E. (1991). An interferometer for atoms. *Physical Review Letters*, 66(21) :2693–2696.
- [Kibble, 1976] Kibble, B. P. (1976). *A measurement of the gyromagnetic ratio of the proton by the strong field method*, volume 5. Eds. New York : Plenum.
- [Kibble, 1991] Kibble, B. P. (1991). Present state of the electrical units. *IEE Proceedings : Science, Measurement and Technology*, 138(3) :187–197.
- [Kibble et al., 1990] Kibble, B. P., Robinson, I. A., and Belliss, J. H. (1990). A realization of the SI watt by the NPL moving-coil balance. *Metrologia*, 27(4) :173–192.
- [Köhler, 1893] Köhler, A. (1893). A new system of illumination for photomicrographic purposes. *Zeitschrift für wissenschaftl. Mikroskopie*, 10 :433–440. [http ://micro.magnet.fsu.edu/primer/anatomy/kohleroriginal.html](http://micro.magnet.fsu.edu/primer/anatomy/kohleroriginal.html).
- [Lämmerzahl and Bordé, 1995] Lämmerzahl, C. and Bordé, C. J. (1995). Rabi oscillations in gravitational fields : Exact solution. *Physics Letters A*, 203(2-3) :59–67.
- [Lucas-Leclin, 1998] Lucas-Leclin, G. (1998). G. Lucas-Leclin, “Importance des propriétés spectrales des lasers pour les performances des horloges à pompage optique.”, *Thèse de doctorat de l’université Paris XI*.
- [Maier-Leibnitz and Springer, 1962] Maier-Leibnitz, H. and Springer, T. (1962). *Z. Phys.*, 167 :386.
- [Mantovani et al., 2001] Mantovani, M. S. M., de Freitas, S. R. C., and Shukowsky, W. (2001). Tidal gravity anomalies as a tool to measure rheological properties of the continental lithosphere : application to the south american plate. *J. of South Am. Earth Sci.*, 14(1) :1–14.

- [Marson and Faller, 1986] Marson, I. and Faller, J. E. (1986). g -the acceleration of gravity : its measurement and its importance. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 19(1) :22–32.
- [Marton, 1952] Marton, L. (1952). Electron interferometer. *Physical Review*, 85(6) :1057–1058.
- [Marzlin and Audretsch, 1996] Marzlin, K.-P. and Audretsch, J. (1996). State independence in atom interferometry and insensitivity to acceleration and rotation. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 53(1) :312–318.
- [McGuirk et al., 2002] McGuirk, J. M., Foster, G. T., Fixler, J. B., Snadden, M. J., and Kasevich, M. A. (2002). Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 65(3) :033608.
- [Miniatura et al., 1992] Miniatura, C., Robert, J., Gorceix, O., Lorent, V., Boiteux, S. L., Reinhardt, J., and Baudon, J. (1992). Atomic interferences and the topological phase. *Physical Review Letters*, 69(2) :261–264.
- [Mitchell and Powers, 1936] Mitchell, D. P. and Powers, P. N. (1936). Bragg reflexion of slow neutrons. *Physical Review*, 50 :486.
- [Moler et al., 1992] Moler, K., Weiss, D. S., Kasevich, M., and Chu, S. (1992). Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 45(1) :342–348.
- [Müller et al., 2006] Müller, H., Wey Chiow, S., Long, Q., and Chu, S. (2006). Phase-locked, low-noise, frequency agile titanium :sapphire lasers for simultaneous atom interferometers. *Optics Letters*, 31(2) :202–204.
- [Niebauer et al., 1995] Niebauer, T. M., Sasagawa, G. S., Faller, J. E., Hilt, R., and Klopping, F. (1995). A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, 32(3) :159–180.
- [Novak et al., 2003] Novak, P., Kern, M., Schwarz, K. P., Sideris, M. G., Heck, B., Ferguson, S., Hammada, Y., and Wei, M. (2003). On geoid determination from airborne gravity. *J. Geod.*, 76 :510.
- [Olsen et al., 1989] Olsen, P. T., Elmquist, R. E., Phillips, W. D., Williams, E. R., Jr., G. R. J., and Bower, V. E. (1989). A measurement of the nbs electrical watt in si units. *IEEE Trans. on Instrum. Meas.*, 38 :238–244.
- [Papoulis, 1991] Papoulis, A. (1991). *Probability, random variables and stochastic processes, Third edition*, chapter 10, pages 319–324. Ed. McGraw-Hill international.
- [Petelski, 2005] Petelski, T. (2005). Atom interferometers for precision gravity measurements, *Thèse de doctorat de l’université Paris VI et de l’université de Florence*.
- [Petelski et al., 2003] Petelski, T., Fattori, M., Lamporesi, G., Stuhler, J., and Tino, G. (2003). Doppler-free spectroscopy using magnetically induced dichroism of atomic vapor : a new scheme for laser frequency locking. *European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics*, 22(2) :279–283.
- [Peters, 1998] Peters, A. (1998). “High precision gravity measurements using atom interferometry”, *Thèse de doctorat de l’université de Stanford*.
- [Peters et al., 2001] Peters, A., Chung, K. Y., and Chu, S. (2001). High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1) :25–61.
- [Peters, 1997] Peters, R. D. (1997). Automated kater pendulum. *European Journal of Physics*, 18(3) :217–221.
- [Prothero Jr. and Goodkind, 1968] Prothero Jr., W. A. and Goodkind, J. M. (1968). A superconducting gravimeter. *Review of Scientific Instruments*, 39(9) :1257–1262.

- [Raab et al., 1987] Raab, E. L., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S., and Pritchard, D. E. (1987). Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59(23) :2631–2634.
- [Rabbel and Zschau, 1985] Rabbel, W. and Zschau, J. (1985). Static deformations and gravity changes at the Earth's surface due to atmospheric loading. *Journal of Geophysics*, 56 :81–99.
- [Ramsey, 1950] Ramsey, N. F. (1950). A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, 78(6) :695–699.
- [Rasel et al., 1995] Rasel, E. M., Oberthaler, M. K., Batelaan, H., Schmiedmayer, J., and Zeilinger, A. (1995). Atom wave interferometry with diffraction gratings of light. *Physical Review Letters*, 75(14) :2633–2637.
- [Rauch et al., 1974] Rauch, H., Treimer, W., and Bonse, U. (1974). Test of a single crystal neutron interferometer. *Phys. Lett. A*, 47 :369–371.
- [Riccardi et al., 2002] Riccardi, U., Berrino, G., and Corrado, G. (2002). Changes in instrumental sensitivity of some feedback systems used in LaCoste-Romberg gravimeters. *Metrologia*, 39(5) :509–515.
- [Ricci et al., 1995] Ricci, L., Weidenmüller, M., Esslinger, T., Hemmerich, A., Zimmermann, C., Vuletic, V., König, W., and Hänsch, T. W. (1995). A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications*, 117(5) :541–549.
- [Riehle et al., 1991] Riehle, F., Kisters, T., Witte, A., Helmcke, J., and Borde, C. J. (1991). Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Physical Review Letters*, 67(2) :177–180.
- [Santarelli, 2006] Santarelli, G. (2006). Communication Privée, 2006.
- [Santarelli et al., 1994] Santarelli, G., Clairon, A., Lea, S. N., and Tino, G. M. (1994). Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 ghz. *Optics Communications*, 104 :339.
- [Schawlow and Townes, 1958] Schawlow, A. L. and Townes, C. H. (1958). Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6) :1940–1949.
- [Schoser et al., 2002] Schoser, J., Batar, A., Low, R., Schweikhard, V., Grabowski, A., Ovchinnikov, Y. B., and Pfau, T. (2002). Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 66(2) :023410.
- [Smith and Hänsch, 1971] Smith, P. W. and Hänsch, R. (1971). Cross-relaxation effects in the saturation of the 6328-[a-ring] neon-laser line. *Physical Review Letters*, 26(13) :740–743.
- [Sortais, 2001] Sortais, Y. (2001). “Construction d’une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et de ^{133}Cs , Étude des effets dépendant du nombre d’atomes dans une fontaine.”, *Thèse de doctorat de l’université Paris VI*.
- [Steck, 2003] Steck, D. A. (2003). Rubidium 87 d line data. version 1.6 du 14 octobre 2003.
- [Stedman, 1997] Stedman, G. E. (1997). Ring-laser tests of fundamental physics and geophysics. *Reports on Progress in Physics*, 60(6) :615–688.
- [Storey and Cohen-Tannoudji, 1994] Storey, P. and Cohen-Tannoudji, C. (1994). The feynman path integral approach to atomic interferometry : A tutorial. *J. Phys. II France*, 4 :1999–2027.
- [Sumner et al., 1987] Sumner, T. J., Pendlebury, J. M., and Smith, K. F. (1987). Conventional magnetic shielding. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 20 :1095.
- [Tkach and Chraplyvy, 1986] Tkach, R. W. and Chraplyvy, A. R. (1986). Regimes of feedback effects in 1.5 μm distributed feedback lasers. *Journal of LightWave Technology*, 4 :1655.

- [Touboul and Rodrigues, 2001] Touboul, P. and Rodrigues, M. (2001). The microscope space mission. *Classical and Quantum Gravity*, 18 :2487–2498.
- [Treutlein et al., 2001] Treutlein, P., Chung, K. Y., and Chu, S. (2001). High-brightness atom source for atomic fountains. *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)*, 63(5) :051401.
- [Vitushkin et al., 2002] Vitushkin, L., Becker, M., Jiang, Z., Francis, O., van Dam, T. M., Faller, J., Chartier, J.-M., Amalvict, M., Bonvalot, S., Debeglia, N., Desogus, S., Diamant, M., Dupont, F., Falk, R., Gabalda, G., Gagnon, C. G. L., Gattacceca, T., Germak, A., Hinderer, J., Jamet, O., Jeffries, G., Käker, R., Kopae, A., Liard, J., Lindau, A., Longuevergne, L., Luck, B., Maderal, E. N., Mäkinen, J., Meurers, B., Mizushima, S., Mrlina, J., Newell, D., Origlia, C., Pujol, E. R., Reinhold, A., Richard, P., Robinson, I. A., Ruess, D., Thies, S., Camp, M. V., Ruymbeke, M. V., de Villalta Compagni, M. F., and Williams, S. (2002). Results of the sixth international comparison of absolute gravimeters, icag-2001. *Metrologia*, 39(5) :407–424.
- [von Klitzing, 1986] von Klitzing, K. (1986). The quantized hall effect. *Reviews of Modern Physics*, 58(3) :519–531.
- [Wallard, 1972] Wallard, A. J. (1972). Frequency stabilization of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapour. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 5(9) :926–930.
- [Wicht et al., 2002] Wicht, A., Hensley, J. M., Sarajlic, E., and Chu, S. (2002). A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry. *Physica Scripta*, 102 :82–88.
- [Wieman and Hänsch, 1976] Wieman, C. and Hänsch, T. W. (1976). Doppler-free laser polarization spectroscopy. *Physical Review Letters*, 36(20) :1170–1173.
- [Wolf and Tournenc, 1999] Wolf, P. and Tournenc, P. (1999). Gravimetry using atom interferometers : Some systematic effects. *Physics Letters A*, 251 :241–246.
- [Ye et al., 1996] Ye, J., Swartz, S., Jungner, P., and Hall, J. L. (1996). Hyperfine structure and absolute frequency of the 87rb 5p_{3/2} state. *Optics Letters*, 21 :1280.
- [Yver-Leduc, 2004] Yver-Leduc, F. (2004). “Caractérisation d’un capteur inertiel à atomes froids.”, *Thèse de doctorat de l’université Paris XI*.
- [Yver-Leduc et al., 2003] Yver-Leduc, F., Cheinet, P., Fils, J., Clairon, A., Dimarcq, N., Holleville, D., Bouyer, P., and Landragin, A. (2003). Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 5(2) :S136–S142.

Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids

Patrick Cheinet

Résumé : Nous présentons la réalisation d'un interféromètre à ondes de matière mesurant l'accélération de la pesanteur. Les paquets d'ondes d'atomes de ^{87}Rb sont manipulés à l'aide de deux lasers induisant des transitions Raman stimulées. Ces transitions servent à créer un interféromètre atomique dont le déphasage dépend de l'accélération des atomes dans le référentiel du laboratoire. Lorsque les lasers Raman sont appliqués verticalement, l'interféromètre est sensible à l'accélération de la pesanteur g . Dans le contexte de l'expérience de balance du watt, réalisée au LNE, la connaissance de la valeur de l'attraction terrestre est requise avec une incertitude de $\delta g/g = 10^{-9}$. L'objectif de notre gravimètre est d'obtenir une sensibilité de $10^{-9}g$ en moins d'une minute d'intégration et une exactitude meilleure que $10^{-9}g$. Un effort particulier a été apporté pour concevoir un dispositif expérimental compact, afin de faciliter son transport. Il pourra ainsi être déplacé à proximité de la balance ou sur divers sites de mesure pour effectuer des comparaisons avec d'autres gravimètres. Nous avons obtenu une sensibilité de $7 \times 10^{-8}g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ qui permet d'atteindre une incertitude statistique de $3 \times 10^{-9}g$ après 1000 secondes d'intégration. Une première analyse des sources de bruits expérimentaux nous a permis d'identifier les améliorations à apporter au dispositif et en particulier celles concernant les vibrations qui limitent actuellement la sensibilité court terme.

Mots clés : Interférométrie atomique, gravimètre, refroidissement d'atomes, transition Raman stimulée, capteur inertiel.

Conception and realisation of a cold atom gravimeter

Abstract : We present the realisation of a matter wave interferometer which measures the acceleration of gravity. The wave-packets of ^{87}Rb atoms are manipulated with two counter-propagating laser inducing stimulated Raman transitions. These transitions are used to create an interferometer and the interferometric phase difference depends on the acceleration of the atoms in the laboratory's referential. When the Raman lasers are applied vertically, the interferometer is sensitive to the Earth acceleration g . In the context of the watt balance experiment, realised at LNE, the knowledge of the Earth acceleration is required with an uncertainty of $\delta g/g = 10^{-9}$. The goal of our gravimeter is to obtain a sensitivity of $10^{-9}g$ in less than one minute of integration, and an accuracy better than $10^{-9}g$. A particular care was brought to conceive a compact experimental set-up so that it could be moved. It will then be placed close to the balance or in different measure sites to compare it with other absolute gravimeters. We have reached a sensitivity of $7 \times 10^{-8}g \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, enabling to get a statistical uncertainty of $3 \times 10^{-9}g$ after 1000 seconds of integration. A first analysis of the noise sources enabled us to identify the improvements required on the set-up and in particular those concerning the vibrations which currently limit the short term sensitivity.

Key words : Atom interferometry, gravimeter, cold atoms, stimulated Raman transitions, inertial sensor.