



HAL
open science

Gravimètre atomique embarquable : Etude théorique et expérimentale de l'instrument

Olivier Carraz

► **To cite this version:**

Olivier Carraz. Gravimètre atomique embarquable : Etude théorique et expérimentale de l'instrument. Physique [physics]. Observatoire de Paris, 2009. Français. NNT : . tel-00448710

HAL Id: tel-00448710

<https://theses.hal.science/tel-00448710>

Submitted on 19 Jan 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

OBSERVATOIRE DE PARIS

ECOLE DOCTORALE
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D' ILE-DE-FRANCE

Doctorat

ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

Auteur : Olivier Carraz

Sujet

**Gravimètre atomique embarquable :
Etude théorique et expérimentale de l'instrument**

**Thèse dirigée par Louis Géli
& encadrée par Alexandre Bresson.**

Soutenue le 16 décembre 2009 devant la Commission d'examen :

M. Noël DIMARCQ	Président du jury
Mme. Saïda GUELLATI-KHELIFA	Rapporteur
Mme. Laurence PRUVOST	Rapporteur
M. Christian J. BORDÉ	Examineur
M. Franck PEREIRA DOS SANTOS	Examineur
M. Maximilien PORTIER	Examineur
Mme. Marie-Françoise LEQUENTREC-LALANCETTE	Invitée
M. Louis GÉLI	Directeur de thèse
M. Alexandre BRESSON	Encadrant de thèse

Remerciements

Mes travaux de thèse ont duré de Novembre 2006 à Décembre 2009 à l'ONERA Palaiseau. En comptant mon stage de fin d'étude, j'ai passé presque 4 ans au fort de Palaiseau. J'ai été introduit dans le groupe Atomes Froids du DMPH par Steven Aimé, qui non seulement m'avait trouvé un logement mais aussi un cadre idéal pour effectuer ma thèse, un grand merci pour ce jeune marié qui m'a trouvé emploi et logement !

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury qui ont bien voulu accepter de juger mes trois années de thèse. Tout d'abord Saïda Guellati et Laurence Pruvost qui ont bien voulu accepter le difficile travail d'être rapporteurs. Je remercie Noël Dimarcq d'avoir bien voulu être président du jury et je suis très honoré que Christian Bordé ait accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je remercie aussi Marie-Françoise LeQuentrec-Lalancette et Franck Pereira Dos Santos qui, en tant qu'expert en gravimétrie marine d'une part et atomique d'autre part, ont pu juger de ma thèse et avec qui j'ai pu approfondir mes connaissances dans ces deux domaines. Je remercie aussi la DGA, représentée par Maximilien Portier dans mon jury, pour avoir financé ma thèse durant ces trois années.

Je tiens à remercier le directeur du DMPH Pierre Touboul ainsi que les différents directeurs de l'unité CMT François Deyzac et Olivier Le Traon pour m'avoir fait confiance pour travailler sur Girafon. Je remercie aussi mon directeur de thèse Louis Géli qui, malgré son emploi du temps surchargé en mer pour l'IFREMER, a bien voulu diriger ma thèse et a pu me guider sur le coté applicatif des gravimètres.

J'ai travaillé dans l'équipe Atomes Froids dirigée par Alexandre Bresson. Quelle ambiance idéale pour effectuer sa thèse ! Je le remercie tout particulièrement pour la confiance et l'autonomie qu'il m'a donné. Je ne pouvais rêver d'un meilleur encadrant qui a su m'apporter énormément. Je remercie aussi mon prédécesseur Fabien Lienhart pour tout l'énorme travail amont qu'il a pu effectuer. Sans lui Girafon ne serait peut-être pas ce qu'il est actuellement et il a su m'immerger dans les différents domaines complexes menant à la réalisation d'un gravimètre à atomes froids. Un grand merci au permanents de cette équipe, Yannick Bidel et Nassim Zahzam. Ils ont su être présents tout le long de ma thèse et chacun a pu m'apporter une très grande expérience dans le domaine de l'interférométrie atomique. Un grand merci à Yannick pour la maîtrise des aspects théoriques les plus difficiles ainsi que les nombreux coups de mains de Nassim sur l'expérience, avec toutes ses remarques pertinentes afin de faire avancer l'expérience. Je remercie aussi Malo Cadoret, post-doc qui m'a bien aidé sur la fin de mes expériences et qui avec ma successeur, Renée Charrière, continuent de faire vivre Girafon. Je leur souhaite bon courage même si je ne me fait pas trop d'inquiétudes. En dehors du travail toute l'équipe m'a apporté de très grands moments de rigolades et j'espère un jour vous voir effectuer des sauts de falaises ou à ski (suivant la saison c'est au choix!).

Je vous remercie aussi pour vos longues relectures de mon manuscrit, en particulier Yannick pour sa patience et ses nombreux conseils. Je n'oublie pas non plus les différents stagiaires ayant travaillé au sein de l'équipe, notamment David, Miguel, Fabrice, Romain.

J'ai aussi pu collaborer avec différentes équipes sur le projet ICE, un grand merci à Arnaud Landragin et à Guillaume Stern du SYRTE ainsi qu'à Philippe Bouyer, Baptiste Battelier et Rémi Geiger de l'Institut d'Optique pour m'avoir permis d'effectuer de formidables expériences en 0-g (que ce soit sur ICE ou en free-floating!!).

J'ai pu côtoyer de nombreuses personnes à l'ONERA, surtout dans l'équipe SLM qui ont pu m'aider sur la réalisation du laser grâce à leurs grandes compétences sur les OPO. Merci donc à Myriam Raybaut, Antoine Godard et au directeur de l'unité Michel Lefebvre. Je remercie aussi les différents soutiens reçus tout au long de ma thèse par Brigitte Attal-Trettout et Emmanuel Rosencher. Leurs conseils m'ont vraiment aidé tout au long de mes travaux.

J'en viens à la fine équipe composée de Jérémie, Thomas et JB. Merci pour tous ces instants cafés et les moments passés en dehors de l'ONERA que ce soit dans les bars mal famés des USA, en Allemagne sans oublier les poses tournesols au ski. Infinitely thank you!!!

Je n'oublie pas non plus les autres membres de l'ONERA que j'ai pu rencontrer : Perrine, Fabien, Sara, Guy-Alexandre, Jean-Pierre, Ajmal, Raphaël, Michelle, Dominique, Jean-Michel, Antoine et notre secrétaire Florence.

Merci à tous mes amis de m'avoir soutenu lors de ces 3 ans, qu'ils soient coloc (Raph, Jean), de la Dream Team (Tomlin, Kari), squatteurs (Tom, Yvan, Lolo, Vito, Brice(s)), fantômes (Babou, C'cyl, l'Ancien) et bien sûr italo-hispanico-provençaux (Vaca, Fab, Steph, Lorenzo, Tibo). Grâce à vous j'ai pu vivre des moments inoubliables en dehors de ma thèse, un grand merci d'Elvis.

Je tiens évidemment à remercier toute ma famille, mes parents, mon frère, mon grand-père et ma grand-mère pour leur soutien permanent ainsi que pour leur relecture minutieuse de mon manuscrit. J'ai ainsi pu me ressourcer de nombreuses fois sous le soleil azuréen.

Enfin un dernier merci pour Laeti qui a toujours su être à mes côtés dans les bons moments comme les plus durs et a toujours réussi à me rendre heureux.

Merci à tous.

Table des matières

Remerciements	4
Introduction	11
i.1 Principe de la gravimétrie	13
i.1.1 Champ de pesanteur g	13
i.1.2 Applications de la mesure de g	14
ii.2 Etat de l'art des gravimètres	15
ii.2.1 Gravimètres commerciaux	15
ii.2.2 Etat de l'art des senseurs inertiels à interféromètre atomique	16
iii.3 Principe du gravimètre à atomes froids	17
iii.3.1 Transition Raman Stimulée	18
iii.3.2 Interférométrie atomique	20
iii.3.3 Mesure de g	22
1 Réalisation d'un banc laser robuste et compact	25
Introduction	25
1.1 Génération de seconde harmonique	26
1.1.1 Doublage de fréquence à l'aide d'un PPLN massif	26
1.1.1.1 Simple passage	26
1.1.1.2 Multi-passage	28
1.1.2 Doublage de fréquence à l'aide d'un PPLN guide d'onde	31
1.2 Réalisation d'un banc laser tout fibré	32
1.2.1 Réalisation du laser maître	32
1.2.2 Principe de l'EDFA	35
1.2.2.1 Principe théorique de l'EDFA	36
1.2.2.2 Réalisation d'un MOT tout fibré	39
1.2.2.3 Tentative de génération de faisceaux Raman	40
1.3 Passage du laser à 780 nm en espace libre	45
1.3.1 Utilisation d'un modulateur acousto-optique	45

1.3.2	Contrôle de la fréquence du laser esclave	47
	Conclusion	50
2	Etude de l'impact de multiples raies Raman sur l'interféromètre	51
	Introduction	51
2.1	Génération de bandes latérales spectrales	52
2.1.1	Etude d'un modulateur électro-optique couplé à un cristal doubleur	52
2.1.2	Génération de plusieurs couples Raman	56
2.2	Impact d'une raie parasite sur le déplacement lumineux	58
2.2.1	Notion de déplacement lumineux (sans raie parasite)	58
2.2.2	Calcul du déplacement lumineux avec 3 faisceaux lasers	61
2.2.3	Calcul d'ordre de grandeur de l'interférogramme parasite	64
2.3	Calcul du déphasage interférométrique dû aux couples Raman parasites	66
2.3.1	Matrice d'action d'une impulsion Raman	67
2.3.2	Simulation d'un interféromètre atomique	71
2.3.2.1	Détermination de la phase laser	71
2.3.2.2	Evolution des atomes entre les impulsions	72
2.3.2.3	Méthode de mesure du champ de pesanteur	73
2.4	Bilan théorique de l'erreur due aux raies parasites	76
2.4.1	Effet du temps de chute $2T$ sur l'interférogramme	76
2.4.2	Effet de la vitesse initiale des atomes sur l'interférogramme	77
2.4.3	Effet de la position du miroir de rétro-réflexion des faisceaux Raman	78
2.4.4	Exemple de mesures de pesanteur suivant différents paramètres	80
	Conclusion	82
3	Mesure de pesanteur par interférométrie atomique	83
	Introduction	83
3.1	Montage expérimental	84
3.1.1	Description de la chaîne Hyper-Fréquence	91
3.1.2	Piège magnéto-optique	93
3.1.3	Sélection Zeeman	99
3.1.4	Un premier interféromètre atomique : Horloge Micro-onde	101
3.2	Caractérisation des faisceaux Raman	102
3.2.1	Spectroscopie Raman	103
3.2.2	Oscillations de Rabi	106
3.2.3	Franges de Ramsey	109
3.3	Interféromètre de Bordé-Chu	111
3.3.1	Interféromètre sans compensation Doppler	112

3.3.2	Utilisation d'une rampe linéaire en fréquence	113
3.3.3	Performance ultime atteinte	115
	Conclusion	122
4	Etude des performances du senseur inertiel atomique	123
	Introduction	123
4.1	Bilan d'exactitude	124
4.1.1	Erreur sur la phase interférométrique	124
4.1.1.1	Erreur causée par une inhomogénéité de champ magnétique	124
4.1.1.2	Déplacement lumineux	128
4.1.1.3	Verticalité des faisceaux Raman	130
4.1.1.4	Accélération de Coriolis	131
4.1.1.5	Défaut de front d'onde	132
4.1.1.6	Référence de fréquence	134
4.1.1.7	Influence des faisceaux Raman parasites	136
4.1.2	Bilan d'exactitude préliminaire	139
4.2	Etude de la sensibilité de Girafon	140
4.2.1	Analyse de la variance d'Allan	140
4.2.2	Fonction de sensibilité en phase du gravimètre	141
4.2.3	Sensibilité sur le court terme	144
4.2.3.1	Vibrations	144
4.2.3.2	Bruit de phase de la chaîne Micro-onde	145
4.2.3.3	Bruits de détection	150
4.2.4	Sensibilité sur le long terme	153
4.2.4.1	Marée	153
4.2.4.2	Fluctuations lentes de l'intensité des lasers Raman	154
4.2.4.3	Fluctuations lentes de la phase des lasers Raman	154
4.2.5	Bilan global de sensibilité	155
4.2.5.1	Court terme	155
4.2.5.2	Long terme	156
4.3	Applications embarquables inspirées de Girafon	157
4.3.1	Interférométrie à Source Cohérente pour Applications dans l'Espace .	158
4.3.1.1	Première campagne de vol (Mars 2007)	160
4.3.1.2	Deuxième campagne de vol (Mars 2008)	160
4.3.1.3	Troisième campagne de vol (Octobre 2008)	160
4.3.1.4	Prochaine campagne de vol (Octobre 2009)	161
4.3.2	GIRAFE : Prototype embarquable basé sur le concept de Girafon . .	162

Conclusion	164
Conclusion	165
Annexes	169
A Quelques formules pratiques	169
A.1 Constantes et tables de conversions	169
A.2 Fonction de Bessel de première espèce	170
A.3 Calcul des populations en régime stationnaire	171
B Variance d'Allan	173
C Données spectroscopiques du Rubidium 85	177
D Articles	179
Bibliographie	211

Table des abréviations

AOM	<i>Acousto Optical Modulator</i> Modulateur acousto-optique
ASE	<i>Amplified Spontaneous Emission</i> Amplification de l'émission spontanée
BIPM	Bureau International des Poids et Mesures
BNM	Bureau National de métrologie
CO	<i>Cross-over</i> Croisement de niveaux
DBR	<i>Distributed Bragg Reflector</i> Système à miroirs de Bragg
DFB	<i>Distributed FeedBack</i> Système à contre-réaction répartie
DSP	Densité Spectrale de Puissance
DRO	<i>Dielectric Resonator Oscillator</i> Oscillateur à résonateur diélectrique
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i> Amplificateur à fibre dopée à l'Erbium
EDFL	<i>Erbium Doped Fiber Laser</i> Laser à fibre dopée à l'Erbium
FINAQS	<i>Futur INertial Atomic Quantum Sensor</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i> Largeur à mi-hauteur
GIRAFE	Gravimètre Interférométrique de Recherche à Atomes Froids Embarquable
GIRAFON	Gravimètre Interférométrique de Recherche à Atomes Froids de l'ONERA
ICE	Interférométrie à source Cohérente pour applications dans l'Espace
IOTA	Institut d'Optique Théorique et Appliquée
LN	<i>Lithium Niobate</i>

	Niobate de Lithium $LiNbO_3$
LNE-SYRTE	Laboratoire national de métrologie et d'essais Système de Références Temps-Espace
MOT	<i>Magneto-Optical Trap</i> Piège Magnéto-Optique
NCT	Navigation par Corrélation de Terrain
OCXO	<i>Oven Controlled Quartz Oscillator</i> Oscillateur à Quartz contrôlé en température
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
PID	Montage Proportionnel Intégrateur Dérivateur
PM	<i>Polarization Maintaining</i> Fibre à maintien de polarisation
PMO	Piège Magnéto-Optique
PPLN	<i>Periodically Poled Lithium Niobate</i> Niobate de Lithium périodiquement retourné
PPLN-WG	<i>Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide</i> Niobate de Lithium périodiquement retourné en guide d'onde
Rb	Rubidium
SHG	<i>Second Harmonic Generation</i> Génération de seconde harmonique
SM	<i>Single Mode</i> Fibre monomode
SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i> Rapport signal sur bruit
SYRTE	Systèmes de Référence Temps-Espace
UHV	<i>Ultra High Vacuum</i> Ultravide
VCO	<i>Voltage Controlled Oscillator</i> Oscillateur commandé en tension

Tableau 1 – Liste des abréviations.

Introduction

La manipulation d'atomes froids [1] pour l'interférométrie atomique [2] a montré depuis ces dernières décennies un énorme potentiel dans le domaine de la métrologie, illustré par le développement des horloges à atomes froids [3] dans le domaine de référence temps-espace. Le développement de senseurs inertiels toujours plus exacts et sensibles est d'un intérêt primordial car il apparaît désormais dans de nombreux secteurs un besoin croissant de nouveaux senseurs inertiels embarquables. Ainsi pour des applications hors laboratoire telles que la Navigation par Corrélacion de Terrain ou la détection sub-surface [4], il est nécessaire de disposer d'un instrument capable de mesurer le champ de pesanteur local avec une très grande sensibilité, sans être perturbé par les conditions environnementales. D'autres missions plus fondamentales nécessitent également des senseurs inertiels embarquables d'une grande exactitude. Ainsi, le test du principe d'équivalence [5] ou la redéfinition du kilogramme par la Balance du Watt [6] ont besoin d'une très bonne connaissance d'accélérométrie ou du champ de pesanteur à l'aide d'instruments se basant sur différents principes de mesure. Cependant il n'existe pas à l'heure actuelle de gravimètre absolu embarquable, capable de mesurer de façon exacte et avec une très grande sensibilité le champ local de pesanteur. De plus, afin de valider les expériences de physique fondamentale précédentes, il serait utile de comparer les mesures effectuées avec celles d'instruments basés sur d'autres principes physiques et technologiques que ceux utilisés par les gravimètres actuels [7]. Cela permettrait de valider le principe d'équivalence au niveau microscopique (atomique), ou de redéfinir le kilogramme à partir de mesures de g provenant de deux phénomènes physiques différents (par interférométrie atomique ou optique).

L'utilisation d'un interféromètre atomique sensible à la pesanteur pourrait répondre à ces besoins. En effet, il est intéressant de remarquer que dans le domaine de référence temps-espace les horloges à atomes froids sont un nouveau moyen physique de mesurer très précisément la seconde, et qu'elles sont retenues pour des missions spatiales (PHARAO [8]).

En 1991, Mark Kasevich et Steven Chu ont réalisé le premier gravimètre à atomes froids et après optimisation l'équipe de Chu a été capable de mesurer g avec des sensibilités proches des meilleurs gravimètres commerciaux [9]. Cependant l'expérience a été réalisée en laboratoire et n'était pas transportable. Récemment, le SYRTE a développé un gravimètre atomique

de très grande sensibilité et plus compact afin qu'il soit transportable pour l'expérience de la Balance du Watt [10, 11]. Il n'est cependant pas embarquable, c'est à dire qu'il ne peut fonctionner sur des plateformes mobiles (bateaux, camions,...). L'équipe de Quantum Optics and Metrology de Berlin, au sein de la collaboration FINAQS, réalise aussi actuellement un gravimètre à atomes froids transportable pour des mesures locales de pesanteur. Celui-ci a pour but d'être transportable mais ne pourra réaliser que des mesures en statique [12]. Récemment, l'utilisation d'un condensat de Bose-Einstein a été étudiée dans le but d'obtenir un senseur inertiel pour des applications de navigation sous-marine [13]. L'équipe de Stanford, dirigée par Mark Kasevich, a développé quant à elle des senseurs inertiels à atomes froids compacts pour ce type d'application ; différentes thèses [14–16] et un article regroupent ces résultats [17]. Ainsi, il a été possible de faire fonctionner un gradiomètre dans un camion en mouvement. D'autres gravimètres à atomes froids sont en cours de réalisation, notamment avec un tube de chute de 10 m afin de tester le principe d'équivalence [18], ou de détecter des ondes gravitationnelles [19]. Un interféromètre plus robuste et compact pourrait être réalisé dans le but d'effectuer les mêmes tests mais dans l'espace afin d'accéder à de plus longs temps de chute [20]. Une première étape a été franchie dans la tour de Brême avec la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein en microgravité [21].

C'est dans ce contexte que débutent mes travaux de recherche. Ils consistent à développer et valider un gravimètre atomique exact, sensible et embarquable. Pour cela, on a d'abord étudié et réalisé un banc laser compact, robuste et capable de réaliser un interféromètre atomique (Chapitre 1). Celui-ci est basé sur une technique originale : l'utilisation de la technologie fibrée à 1,5 μm a été choisie et adaptée pour la manipulation d'atomes de Rubidium. Diverses publications ont d'ailleurs validé la réalisation de ce banc laser [22, 23]. Le principe de fonctionnement de ce banc laser implique l'apparition de raies lumineuses supplémentaires pouvant perturber la mesure de pesanteur. Il a donc été nécessaire de quantifier cet effet parasite (Chapitre 2). L'objectif a alors été de mesurer le champ de pesanteur à l'aide de ce banc laser (Chapitre 3). Enfin nous avons évalué les performances du gravimètre atomique (Chapitre 4). Pour cela l'objectif a été dans un premier temps de déterminer et mesurer les sources de bruits et d'erreurs en vue de caractériser la sensibilité et l'exactitude de l'instrument. Nous avons dans un deuxième temps validé l'embarquabilité des sources lasers lors de vols en hyper (2g) et micro gravité, dans le cadre d'une collaboration entre l'IOTA, l'ONERA et le SYRTE pour le CNES sur le projet Interférométrie Cohérente dans l'Espace (ICE). Enfin un second prototype de gravimètre à atomes froids plus compact, GIRAFE, a été réalisé testé pour fonctionner en environnement embarquable.

Avant de présenter ces travaux de recherche, il est utile d'effectuer quelques rappels. Nous allons tout d'abord présenter dans cette introduction l'intérêt de mesurer le champ de pesanteur local de façon absolue et exacte (Chap. i.1), en rappelant dans un premier temps l'origine du champ de pesanteur terrestre afin, ensuite, d'en déduire les applications potentielles. Nous rappellerons aussi l'état de l'art des gravimètres (Chap. ii.2), qu'ils soient absolus ou relatifs. Enfin le principe théorique d'un gravimètre à atomes froids sera abordé (Chap. iii.3). Le lecteur pourra approfondir ces notions présentées en introduction par la lecture du mémoire de thèse de Fabien Lienhart [24].

i.1 Principe de la gravimétrie

i.1.1 Champ de pesanteur g

Le champ de pesanteur terrestre (g) a deux principales origines, d'une part la force gravitationnelle et d'autre part la force axifuge due à la rotation terrestre.

Force gravitationnelle Nous négligerons dans cette étude les effets relativistes décrits par la théorie de la Relativité Générale par Einstein et nous nous baserons sur la force gravitationnelle décrite par Newton : Il s'agit de l'attraction entre des corps massifs, sous l'effet de leur masse. Cette interaction est inversement proportionnelle à la distance séparant les objets. En considérant deux objets dans le référentiel terrestre, la Terre de masse m_T , de rayon R_T et un objet A de masse m_A , la force exercée par la Terre sur cet objet est alors :

$$\vec{F}_{T \rightarrow A} = -G \cdot \frac{m_T \cdot m_A}{R_T^2} \vec{u}_{T \rightarrow A} \quad (1)$$

Le corps A subit donc une force proportionnelle à sa masse, de coefficient de proportionnalité $g_{grav} = G \cdot \frac{m_T}{R_T^2}$ en considérant la masse terrestre concentré en un point. Sur la surface terrestre ce coefficient dépend de la répartition de masse autour de l'objet.

Force axifuge La Terre ayant un mouvement propre de révolution en 24 h, il en résulte une force d'inertie axifuge à sa surface :

$$\vec{F}_{axifuge} = m_A \Omega^2 \cdot R_T \cdot \cos \lambda \vec{u}_{\lambda=0} \quad (2)$$

Cette force, proportionnelle à m_A dépend donc de la latitude λ . Elle est nulle aux pôles et est maximale à l'équateur ($\approx 34 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$).

De ces deux composantes on en déduit dans le référentiel terrestre que tout corps est soumis à une force proportionnelle à sa masse, le coefficient de proportionnalité est nommé champ de pesanteur g. Nous pouvons déduire au premier ordre que le champ de pesanteur dépend de la latitude (cf. Fig. 1) et de l'altitude ($\approx -3 \cdot 10^{-7} \text{ g/m}$).

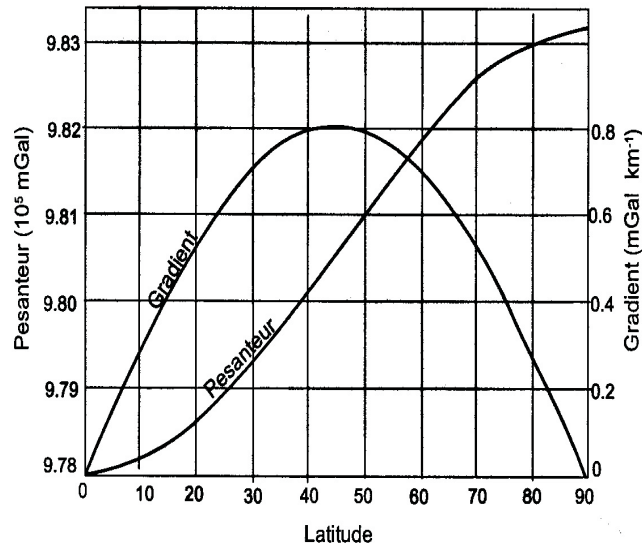


Figure 1 – Champ de pesanteur en fonction de la latitude. Dans le système géocentrique de référence 1967 (GRS67), la valeur de g en $mGal$ au point de latitude géocentrique L est : $g = 978\,031,846 (1 + 0,005\,278\,895 \sin^2 L + 0,000\,023\,462 \sin^4 L)$. Le terme en $\sin^2 L$ regroupe la force axifuge ($34 \cdot 10^{-3} m \cdot s^{-2}$) ainsi que le fait que la masse de la Terre est uniformément répartie dans un ellipsoïde et non au centre de la Terre.

De plus le champ de pesanteur varie localement, et il est ainsi possible de cartographier le champ de pesanteur local de la Terre (Satellites CHAMP et plus récemment GOCE). La variation de pesanteur est de l'ordre de quelques $mGal$ sur $10 km$ [25].

Le tableau 2 rappelle les unités généralement utilisées en gravimétrie :

Grandeur	Conversion
Accélération de pesanteur	$1 Gal = 10^{-2} m \cdot s^{-2} \approx 10^{-3} g$
Gradient de gravité	$1 Eötvös = 10^{-9} s^{-2} = 1 nGal/cm$

Tableau 2 – Tableau de conversion.

i.1.2 Applications de la mesure de g

L'exploitation de la mesure du champ de pesanteur terrestre est utile à de nombreuses applications fondamentales, industrielles et stratégiques. Ainsi dans le domaine de la géologie, il est possible d'étudier la structure interne de la Terre ainsi que d'effectuer des relevés sismologiques [27] par des analyses de variation de la pesanteur. Il est intéressant d'effectuer des prospections sub-surfaces par analyse d'anomalie de pesanteur [4], notamment pour détecter

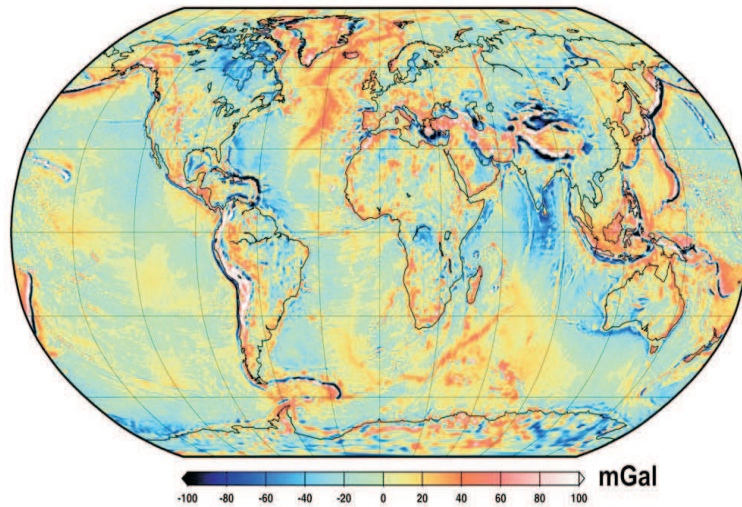


Figure 2 – Carte d’anomalie de pesanteur sur le modèle EIGEN-GL04C regroupant les données de GRACE et LAGEOS (Figure extraite de [26]).

des gisements de pétrole, de minerais, de gaz naturel et des nappes phréatiques. L’analyse de ces anomalies permet aussi de surveiller l’évolution du niveau de ces gisements par détection de mouvements verticaux souterrains. Il est aussi possible d’utiliser un gravimètre dans le domaine du guidage et de la navigation, en effectuant des mesures de pesanteur et en se repérant à l’aide de cartes de pesanteur. Cette application est très utile notamment dans les régions où l’utilisation de GPS est impossible (navigation sous-marine par exemple). La plupart de ces applications nécessitent une précision sur la mesure du champ de pesanteur allant de 1 à quelques milliers de μGal . A l’heure actuelle les gravimètres utilisés se déclinent en deux catégories : les gravimètres absolus et les gravimètres relatifs.

ii.2 Etat de l’art des gravimètres

ii.2.1 Gravimètres commerciaux

Les gravimètres absolus commerciaux (comme le FG-5 de *Micro – g Solutions*) reposent sur le principe d’un interféromètre optique de Michelson où l’un des bras de retroréflexion est en chute libre. La vitesse de défilement des franges permet la mesure absolue du champ de pesanteur avec une précision atteignant $2 \mu Gal$. Malheureusement ce type d’appareil est difficilement embarquable, la mesure doit être faite après réglage et stabilisation dans un environnement statique.

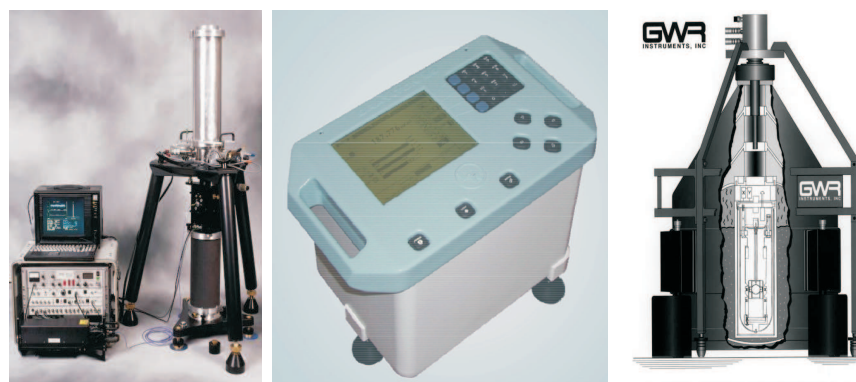


Figure 3 – Gravimètres commerciaux : FG-5 de *Micro – g Solutions* ; ressort à Quartz *Scintrex* ; Gravimètre supraconducteur *GWR*.

Les gravimètres relatifs mesurent la variation du champ de pesanteur entre deux mesures. Il existe les gravimètres à ressort qui déduisent les variations de pesanteur à partir de l'élongation d'un ressort (Ressort de longueur nulle *Lacoste and Romberg* ou ressort à Quartz *Scintrex*). Ce type d'instrument a une précision de $5 \mu\text{Gal}$ mais présente des dérives temporelles importantes ($\approx 500 \mu\text{Gal}/\text{mois}$). Un autre type de gravimètre relatif basé sur la lévitation d'une sphère supraconductrice, le gravimètre supraconducteur (*GWR*) présente une bien plus faible dérive ($< 0,1 \mu\text{Gal}/\text{mois}$) mais ne peut être destiné qu'à un fonctionnement statique pour étudier des phénomènes géophysiques à long terme. Dans la plupart des applications requises, le gravimètre idéal serait un gravimètre absolu embarquable de grande précision. L'émergence récente des gravimètres à atomes froids semble pouvoir répondre à cette attente.

ii.2.2 Etat de l'art des senseurs inertiels à interféromètre atomique

Le caractère ondulatoire de la matière permet d'imaginer des interféromètres avec des paquets d'ondes atomiques. Initié par l'avènement des horloges à fontaine atomique, un premier gravimètre à atomes froids a été réalisé en 1991 par Steven Chu et Mark Kasevich [28]. Depuis différentes équipes ont réalisé des senseurs inertiels à atomes froids atteignant une exactitude et une sensibilité comparable aux gravimètres à coin de cube, principalement pour des applications de physique fondamentale :

- M.A. Kasevich (Stanford University) : Etude de différents types de capteurs inertiels à base d'atomes froids (Sensibilité en rotation de $7.10^{-6} \text{ rad}/\text{s.Hz}^{-1/2}$ et sensibilité en gradiométrie de $60 \text{ Eö.Hz}^{-1/2}$) [17–19],
- H. Müller (University of California, Berkeley) : Test sur la gravité post-Newtonienne à l'aide d'un gravimètre à atomes froids (Sensibilité record de $8.10^{-9} \text{ g.Hz}^{-1/2}$) [29],
- F. Pereira Dos Santos (SYRTE, Paris) : Balance du Watt (Sensibilité de

- $1, 4 \cdot 10^{-8} g \cdot Hz^{-1/2}$) [10, 11],
- L. Maleki (JPL, Pasadena) : Développement de gravimètres à atomes froids pour des applications spatiales (Sensibilité recherchée : $10^{-13} g \cdot Hz^{-1/2}$) [30],
 - E.M. Rasel (IQO, Hannover) : Développement d'un double gyroscopes à atomes froids pour tester le Principe d'Equivalence (Sensibilité recherchée : $10^{-8} rad/s \cdot Hz^{-1/2}$) [31],
 - A. Peters (QOM, Berlin) : Mesure locale du champ de pesanteur (cartographie) et condensat dans l'espace [12, 21],
 - A. Landragin (SYRTE, Paris) : Réalisation d'un gyromètre à atomes froids (Sensibilité en accélération de $5, 5 \cdot 10^{-8} g \cdot Hz^{-1/2}$ et en rotation de $2, 4 \cdot 10^{-7} rad \cdot s^{-1} \cdot Hz^{-1/2}$) [32],
 - G. Tino (Florence) : Mesure de la constante fondamentale G (Incertitude sur G à $\pm 0, 5 \%$) [33].

Les quatre dernières équipes sont notamment regroupées dans le projet FINAQS dans le but d'effectuer des expériences de physique fondamentale. Cependant tous ces gravimètres à atomes froids ne sont pour l'instant utilisés qu'en laboratoire, il faut donc désormais étudier la possibilité de les rendre embarquable en vue d'applications stratégiques et industrielles. Il est tout d'abord utile de rappeler le principe du gravimètre à atomes froids.

iii.3 Principe du gravimètre à atomes froids

La mise en oeuvre d'un tel dispositif nécessite de refroidir et de piéger un nuage d'atomes (ici par exemple le Rubidium 85). Cette technique est principalement basée sur l'utilisation de la force de pression de radiation que peut exercer un laser sur un nuage d'atomes (Chap. 3.1.2). Un piège magnéto-optique (MOT) est alors obtenu [1] à condition d'avoir un contrôle rigoureux sur la fréquence des faisceaux lasers de refroidissement et repompeur (cf. Fig. 4).

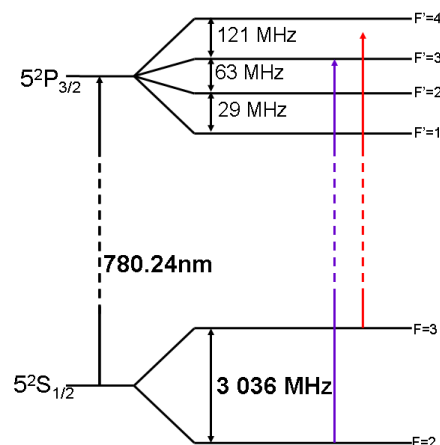


Figure 4 – Transition D_2 du Rb^{85} . Le faisceau repompeur (en violet) et le faisceau de piégeage (en rouge) ont été représentés.

iii.3.1 Transition Raman Stimulée

Une fois les atomes refroidis, le piège est coupé et les atomes ne sont alors plus soumis qu'au champ de pesanteur. On effectue alors une expérience d'interférométrie atomique afin d'en déduire g . Pour cela, il est nécessaire de placer les atomes dans une superposition d'états quantiques. Une impulsion laser (Raman) de durée et intensité fixes permet de réaliser cette fonction à deux photons [28].

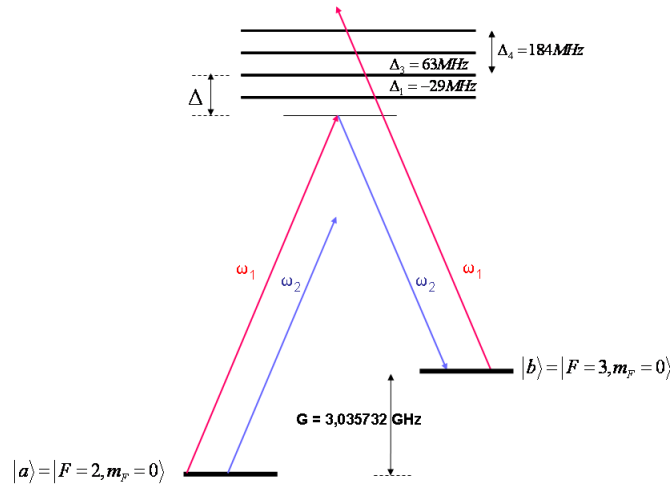


Figure 5 – Atome de Rb^{85} soumis à 2 champs électromagnétiques.

On peut caractériser l'état du nuage atomique par un vecteur U représentant la fonction d'onde atomique dans les niveaux hyperfins $\{|5S_{1/2}, F=2\rangle, |5S_{1/2}, F=3\rangle\}$ du niveau fondamental $5S_{1/2}$. En se plaçant dans cette base représentant les populations respectives des niveaux $F=2$ et $F=3$, on prend un état initial $U_0 = (1, 0)$. Les faisceaux Raman vont alors modifier cet état, leur action peut être modélisée par une matrice M . L'état du nuage atomique est alors modifié et devient après interaction avec les faisceaux Raman : $U_1 = M_\theta \cdot U_0$. Cette matrice est connue et dépend uniquement des caractéristiques des faisceaux Raman (puissance, taille, durée d'impulsion, ...). Dans le cas de transitions Raman à deux photons on peut négliger les niveaux excités, notés F' , et considérer uniquement les deux niveaux stables de l'atome [34]. L'émission spontanée due à la proximité en fréquence des faisceaux de Δ par rapport à F' implique une perte de contraste sur le signal final [11]. Il est possible de décrire l'évolution des atomes dans l'hamiltonien de l'atome habillé [35], ce qui permet d'utiliser des hamiltoniens hermitiques indépendants du temps. Il s'agit de quantifier les champs électromagnétiques.

Considérons ici un couple Raman ω_1, ω_2 , avec les notations définies sur la figure 5. On peut montrer [34] que l'on peut se ramener à un atome à deux niveaux (a et b) couplé avec un faisceau laser effectif (correspondant à l'association des deux faisceaux Raman). La base

utilisée correspond alors au couplage entre les deux niveaux de l'atome avec les faisceaux lasers :

$$\{|a, p, N + 1\rangle, |b, p + \hbar.k_{eff}, N\rangle\} \quad (3)$$

Où p est l'impulsion initiale de l'atome et $k_{eff} = k_1 + k_2$ dans le cas de faisceaux contre-propageants. Le nombre de photons N correspond à la différence $N_2 - N_1$ provenant de l'absorption du laser Raman de vecteur d'onde k_1 et de l'émission stimulée du laser Raman de vecteur d'onde k_2 . Les hamiltoniens mis en jeu sont donc :

$$\begin{aligned} \text{Hamiltonien de } N \text{ photons lasers : } \quad \hat{H}_L &= \sum_N \hbar.\omega_L (N + 1/2) |N\rangle \langle N| \\ \text{Hamiltonien d'un atome à 2 niveaux : } \quad \hat{H}_A &= 0 |a\rangle \langle a| + \hbar.\omega_0 |b\rangle \langle b| \end{aligned} \quad (4)$$

Considérons le cas où $\omega_0 = \omega_L = 2\pi G = \omega$, c'est à dire que la différence de fréquence entre les faisceaux Raman est résonnante avec la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'atome. Les états couplés par les faisceaux Raman sont donc dégénérés. L'hamiltonien d'interaction vaut [35] :

$$\hat{V}_{AL} = \frac{\hbar\Omega_{eff}}{2} e^{-i.\varphi_L} |a, p, N + 1\rangle \langle b, p + \hbar.k_{eff}, N| + \frac{\hbar\Omega_{eff}}{2} e^{i.\varphi_L} |b, p + \hbar.k_{eff}, N\rangle \langle a, p, N + 1| \quad (5)$$

Où Ω_{eff} est la pulsation de Rabi effective des faisceaux Raman [35] :

$$\Omega_{eff}(t) \approx \frac{\Omega_1(t)\Omega_2(t)}{2\Delta} \quad (6)$$

Ω_1 et Ω_2 sont les fréquences de Rabi des deux faisceaux Raman et Δ est le désaccord des faisceaux par rapport au niveau $F' = 2$ (cf. figure 5).

L'hamiltonien global décrivant l'interaction entre un atome et N photons est donné par la somme de ces trois hamiltoniens soit :

$$\begin{bmatrix} \hbar.\omega (N + 1 + 1/2) & \frac{\hbar\Omega_{eff}}{2} e^{-i.\varphi_L} \\ \frac{\hbar\Omega_{eff}}{2} e^{i.\varphi_L} & \hbar.\omega (N + 1 + 1/2) \end{bmatrix} \quad (7)$$

Les états et énergies propres valent alors :

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{\hbar\Omega_{eff}}{2} ; \quad |1(N)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|a, p, N + 1\rangle + e^{i.\varphi_L} |b, p + \hbar.k_{eff}, N\rangle) \\ E_2 &= -\frac{\hbar\Omega_{eff}}{2} ; \quad |2(N)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i.\varphi_L} |a, p, N + 1\rangle - |b, p + \hbar.k_{eff}, N\rangle) \end{aligned} \quad (8)$$

Il est alors possible de résoudre directement l'équation de Schrödinger dans la base des états propres en considérant une fonction d'onde $|\psi(t)\rangle$:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} &= \hat{H}. |\psi(t)\rangle \\ |\psi(\tau)\rangle &= \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{E_1.\tau}{i\hbar}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{E_2.\tau}{i\hbar}\right) \end{bmatrix} . |\psi(0)\rangle \end{aligned} \quad (9)$$

On en déduit alors directement la matrice d'action M pour une transition Raman stimulée dans la base 3, équivalente à la base des niveaux hyperfins $\{|5S_{1/2}, F = 2\rangle, |5S_{1/2}, F = 3\rangle\}$:

$$M_\theta = \begin{bmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -i.e^{i\varphi_L} . \sin \frac{\theta}{2} \\ -i.e^{-i\varphi_L} . \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{bmatrix} \quad (10)$$

La phase provient des deux faisceaux lasers Raman, $\varphi_L = \varphi_1 - \varphi_2 = (k_1 - k_2) . z$, k_1 et k_2 étant les vecteurs d'ondes des deux composantes du laser et z l'altitude où interagissent les atomes avec les lasers. L'angle θ , quant à lui, dépend des fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 des deux faisceaux Raman et du désaccord Δ par rapport à la transition optique. A résonance avec les niveaux hyperfins on a :

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega_{eff}(t) dt \quad (11)$$

Dans le cas d'impulsions carrées, $\theta = \Omega_{eff}\tau$ où τ est la durée de l'impulsion des faisceaux Raman.

$M_{\frac{\pi}{2}}$ décrit l'action d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$, c'est à dire la création d'une superposition cohérente des deux états fondamentaux, et M_π décrit le transfert total d'un état vers l'autre. Le transfert d'un état vers l'autre ne dépend que de la durée de l'interaction des faisceaux avec les atomes. La phase laser ne modifie le transfert d'un état vers l'autre qu'après succession de plusieurs impulsions Raman. C'est le cas lors d'un interféromètre de Chu-Bordé.

iii.3.2 Interférométrie atomique

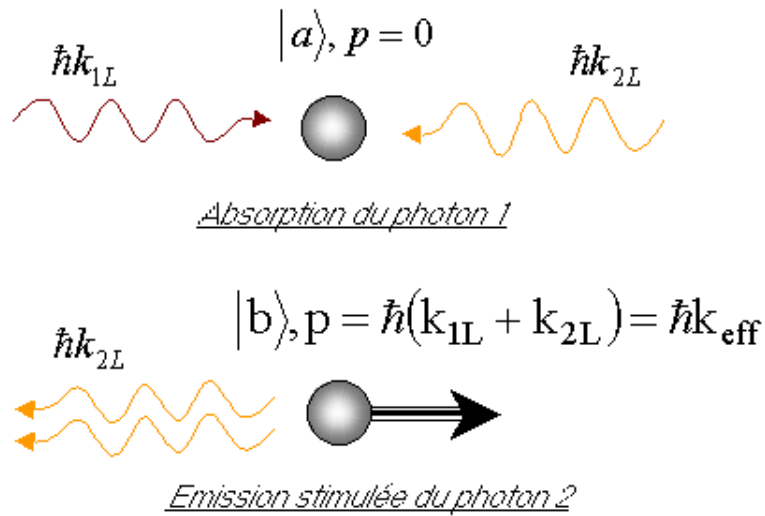


Figure 6 – Processus d'interaction Raman.

L'interférométrie atomique consiste à utiliser des faisceaux Raman contrapropageants comme lame séparatrice (impulsion $\pi/2$) ou miroir (impulsion π) sur les atomes. En effet pour $\theta = \pi/2$, l'impulsion $\pi/2$ superpose les deux états quantiques et pour $\theta = \pi$, l'impulsion π échange les populations entre les deux états quantiques. De plus, les atomes subissent un recul lors d'un changement d'état, provenant de l'absorption et de l'émission stimulée de deux photons (cf. Fig. 6). Cela se traduit par une modification de leur quantité de mouvement Δp :

$$\Delta p = m\Delta v = \hbar(k_1 + k_2) = \hbar k_{eff} \approx \frac{2\hbar}{\lambda} \text{ où } \lambda \approx 780,24 \text{ nm} \quad (12)$$

Nous pouvons alors définir la séquence interférométrique suivante, en réalisant trois impulsions lumineuses $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ séparées chacune d'une durée T . On obtient alors un interféromètre de Chu-Bordé symétrique [3] :

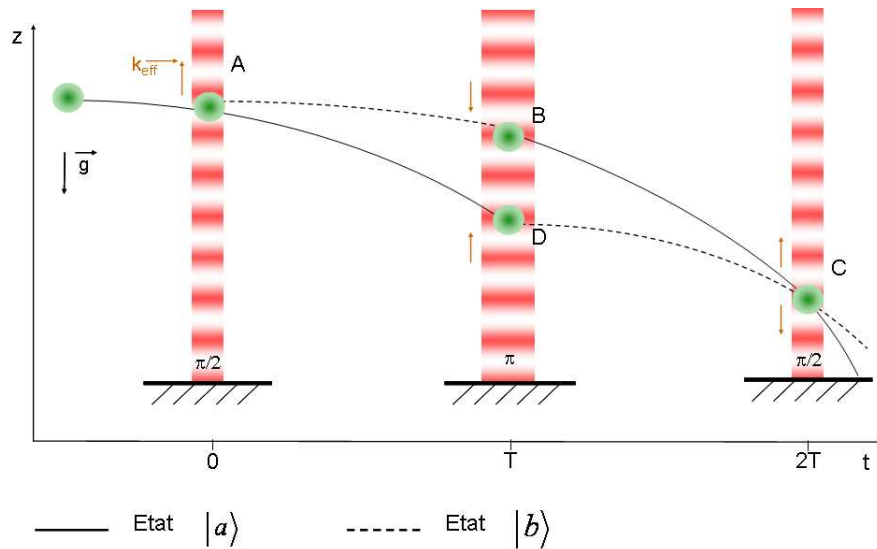


Figure 7 – Séquence interférométrique à l'aide de faisceaux Raman en configuration Chu-Bordé symétrique.

La première impulsion $\pi/2$ va séparer le nuage atomique en une superposition cohérente entre les deux niveaux hyperfins, en transférant une quantité de mouvement Δp aux atomes ayant changés d'état. Ainsi pendant la durée T les deux bras de l'interféromètre se séparent et n'évoluent qu'en fonction du champ gravitationnel. Lors de l'impulsion π , les deux bras de l'interféromètre changent d'état en subissant une variation de quantité de mouvement $\pm\Delta p$. Les deux bras vont alors se rejoindre au bout du temps T , au moment où aura lieu la dernière impulsion $\pi/2$ qui recombine alors les deux bras de l'interféromètre afin qu'ils interfèrent.

On peut montrer que dans le cas de ce type de gravimètre [36], les termes d'évolution libre des atomes s'annulent, seule la phase laser reçue lors des transitions Raman doit être

prise en compte. En considérant l'état initial $U_0 = (1, 0)$, l'état final du nuage atomique est donné par :

$$U_{final} = M_{\frac{\pi}{2}} \cdot M_{\pi} \cdot M_{\frac{\pi}{2}} \cdot U_0 = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2}e^{-i\varphi_A+i\varphi_B} - \frac{1}{2}e^{-i\varphi_D+i\varphi_C} \\ \frac{i}{2}e^{-i\varphi_A+i\varphi_B-i\varphi_C} - \frac{i}{2}e^{-i\varphi_D} \end{bmatrix}$$

dans la base $\{|5S_{1/2}, F=2\rangle, |5S_{1/2}, F=3\rangle\}$

(13)

Où φ_I est la phase laser au point I (I = A, B, C ou D voir Fig. 7). On obtient alors les probabilités d'être dans l'un des états fondamentaux :

$$N_1 = \frac{1}{2}(1 + \cos \Delta\varphi) = 1 - N_2$$

avec $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{ADC} - \Delta\varphi_{ABC} = k_{eff}(z_C - z_B - z_D + z_A) = k_{eff}gT^2$

(14)

iii.3.3 Mesure de g

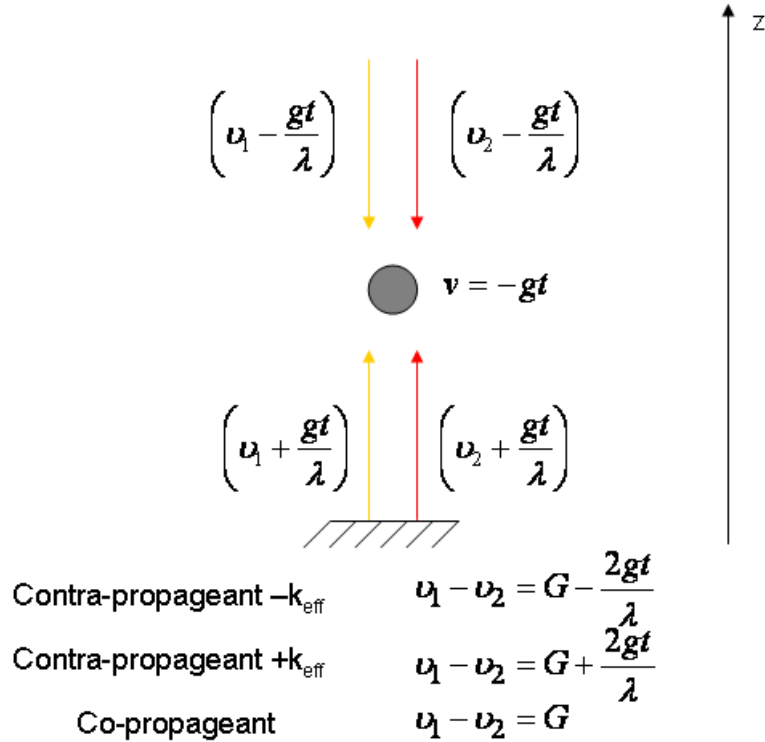


Figure 8 – Compensation de l'effet Doppler.

La mesure de g s'effectue alors en mesurant les populations N_1 et N_2 . Les atomes étant en chute libre, on compense le décalage Doppler par un décalage radiofréquence RF afin que les atomes soient toujours à résonance à la différence de fréquences des lasers contrapropageants (cf. Fig. 8). Ce décalage doit donc suivre la vitesse de chute des atomes soit :

$$2\pi\Delta f_{RF}(t) = k_{eff}v(t) = k_{eff}\cdot g\cdot t = 2\pi\alpha\cdot t \quad (15)$$

La phase laser reçue par un atome lors d'une transition Raman à l'instant t se trouve alors modifiée de $-\varphi_{RF} = -\int_0^t 2\pi\Delta f_{RF}(t')dt' = -\pi\alpha t^2$. La phase totale vaut alors $\Delta\varphi_{tot} = \Delta\varphi_g - \Delta\varphi_{RF}$ avec :

$$\begin{cases} \Delta\varphi_g = k_{eff}gT^2 \\ \Delta\varphi_{RF} = 2\pi\alpha T^2 \end{cases} \quad (16)$$

De plus la mesure de g implique qu'il faut accéder à la phase, g est donc obtenue modulo une quantité dépendante de l'interfrange :

$$g \equiv \frac{\Delta\varphi_{tot}}{k_{eff}T^2} \left[\frac{2\pi}{k_{eff}T^2} \right] \quad (17)$$

Comme dans les interféromètres optiques il est possible de s'affranchir de cette incertitude en recherchant la frange centrale (teinte plate). La fréquence RF est donc modifiée afin de compenser $\Delta\varphi_g$ et de se placer à déphasage nul. Dans ce cas précis on se retrouve à un maximum de contraste avec une insensibilité relative en T . Ainsi en repérant la frange centrale, on obtient directement $g = \frac{2\pi\alpha}{k_{eff}}$.

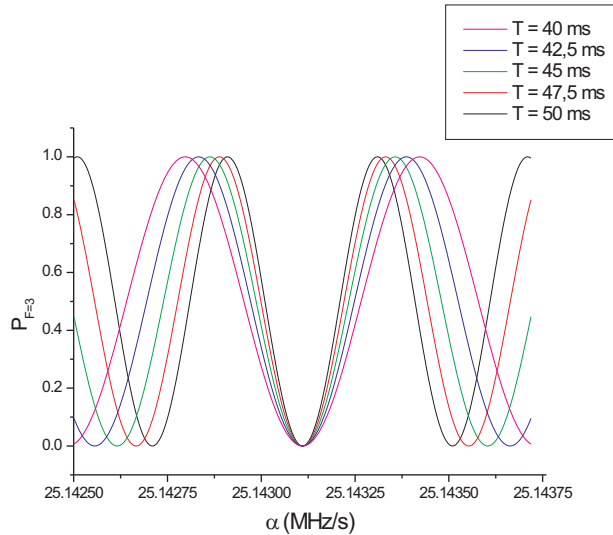


Figure 9 – Simulation d'un interférogramme pour le Rb initialement préparé dans l'état $F=2$.

La mise en oeuvre d'un tel dispositif nécessite donc de refroidir, piéger et manipuler optiquement un nuage d'atomes. Il faut pour cela avoir des lasers asservis en fréquence sur les transitions du Rb et en avoir un contrôle dynamique en puissance et en fréquence. Or

INTRODUCTION

la plupart de ces expériences sont très sensibles aux perturbations extérieures, telles que les vibrations ou les fluctuations de température. Il est possible de s'affranchir de toutes ces difficultés en utilisant des composants optiques fibrés et robustes. Nous avons donc développé une méthode originale de synthèse de ces faisceaux lasers nécessaires à ces expériences d'atomes refroidis optiquement. Cette méthode consiste principalement à utiliser la grande variété des composants fibrés développés pour les télécommunications autour de 1560 nm . Le signal est amplifié à l'aide d'un amplificateur 5 W dopé Erbium fibré (EDFA). On réalise ensuite un doublage de fréquence à l'aide d'un cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné (PPLN) afin d'obtenir les faisceaux lasers à 780 nm . Cette méthode est décrite et étudiée dans le chapitre suivant.

Chapitre 1

Réalisation d'un banc laser robuste et compact

Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier la conception d'un banc laser capable de :

1. refroidir les atomes,
2. réaliser un interféromètre atomique,
3. détecter les atomes en fin d'interféromètre.

De plus, ce laser doit être compact et robuste en vue d'applications embarquables énoncées en introduction. Pour cela, l'idée a été d'utiliser la technologie fibrée, candidate idéale pour un montage robuste et compact. Cependant il n'existe pas suffisamment de composants fibrés à 780 nm (longueur d'onde utilisée pour manipuler le Rubidium) pour appliquer cette technologie directement à notre expérience. L'idée majeure consiste à utiliser la technologie fibrée de la bande C Telecom à $1,5 \mu m$ puis à réaliser un doublage de fréquence afin d'obtenir les longueurs d'ondes souhaitées. Le principe du doublage de fréquence va tout d'abord être rappelé (1.1). Un banc laser entièrement fibré sera ensuite réalisé et étudié (1.2) et un unique laser dont le doublage sera effectué en espace libre sera testé (1.3).

1.1 Génération de seconde harmonique

L'utilisation de la technologie fibrée liée à la bande C Telecom à $1,5 \mu m$ permet d'obtenir les performances nécessaires à l'obtention d'un gravimètre atomique embarquable. Cependant la longueur d'onde utile pour le Rubidium étant $780 nm$, il est nécessaire d'utiliser un étage de génération de seconde harmonique. Pour cela, le doublage de fréquence est réalisé à l'ONERA à l'aide de cristaux de PPLN (Periodic Poled Niobate Lithium) [24]. Les différents types de configurations testées sont décrits ici, à savoir un cristal de PPLN massif, en simple ou multi passage, et un cristal de PPLN en guide d'onde.

1.1.1 Doublage de fréquence à l'aide d'un PPLN massif

1.1.1.1 Simple passage

L'utilisation de cristaux de Niobate de Lithium a été choisie pour leur fort rendement de conversion à $1,5 \mu m$. En effet, la condition de conversion repose sur l'accord de phase, c'est à dire que l'onde convertie (de vecteur d'onde k_1) et l'onde générée (de vecteur d'onde k_2) doivent être accordées en phase le long de la propagation au sein du matériau non-linéaire (d'indices n_j et n_k pour l'onde convertie et d'indice n_i pour l'onde générée) :

$$\begin{cases} 2n_i(2\omega) = n_j(\omega) + n_k(\omega) \\ \Delta k = k_2 - 2k_1 = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Dans un cristal de Niobate de Lithium, l'accord de phase est réalisée par biréfringence, avec $n_i = n_e$ (indice extraordinaire du cristal) et $n_j = n_k = n_o$ (indice ordinaire du cristal). Dans le cas de variations spatiales lentes par rapport aux oscillations temporelles de l'onde, l'équation de propagation des ondes pour un doublage de fréquence s'exprime alors par [37] :

$$\begin{cases} \frac{dE_2}{dz} = -i \cdot \frac{\omega}{n_2 \cdot c} \cdot d_{eff} \cdot E_1^2 \cdot e^{i \cdot \Delta k \cdot z} \\ \frac{dE_1}{dz} = -i \cdot \frac{\omega}{n_1 \cdot c} \cdot d_{eff} \cdot E_2 \cdot E_1^* \cdot e^{-i \cdot \Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (1.2)$$

Où E_1 est l'amplitude de l'onde à ω et E_2 est l'amplitude de l'onde à 2ω . Le coefficient non-linéaire pour le Niobate de Lithium dans le cas de l'accord de phase par biréfringence est $d_{eff} = d_{11} = -4,3 pm \cdot V^{-1}$. La puissance en sortie d'un cristal de longueur L vaut alors [37] :

$$\begin{cases} P_2 = \eta_L \cdot L^2 \cdot P_1^2 \cdot sinc^2\left(\frac{\Delta k \cdot L}{2}\right) \\ \eta_L \propto d_{11}^2 \end{cases} \quad (1.3)$$

Où η_L est le rendement linéique de conversion. Cependant, dans le cas de la conversion de fréquence par accord de phase par biréfringence, le coefficient non-linéaire effectif n'exploite pas le coefficient non-linéaire le plus important du cristal (pour le LN il s'agit du coefficient

$d_{33} = -25 \text{ pm.V}^{-1}$), et le phénomène de Walk-Off dû à la biréfringence [38] réduit le rendement de conversion suivant la longueur du cristal. Il est toutefois possible de s'affranchir de l'accord de phase et d'utiliser un meilleur rendement de conversion en utilisant la méthode du quasi-accord de phase [39]. Dans le cas où l'accord de phase n'est pas respecté, c'est à dire $\Delta k \neq 0$, il en résulte le long de la propagation du matériau un terme de désaccord de phase $e^{i.\Delta k.z}$ qui change périodiquement de signe. Ainsi en réalisant un déphasage de π le long du cristal à toutes les longueurs de cohérences $L_c = \frac{\pi}{\Delta k}$, le terme de désaccord reste toujours positif et les amplitudes à la fréquences 2ω s'ajoutent désormais constructivement (Fig 1.1). L'utilisation de PPLN permet d'obtenir ce quasi-accord de phase [40]. La puissance de l'onde générée au quasi-accord de phase en sortie d'un cristal de longueur L de période L_c vaut alors [37] :

$$\begin{cases} P_2 \approx \eta_L \cdot L^2 \cdot P_1^2 \\ \eta_L \propto \left(\frac{2.d_{33}}{\pi}\right)^2 \end{cases} \quad (1.4)$$

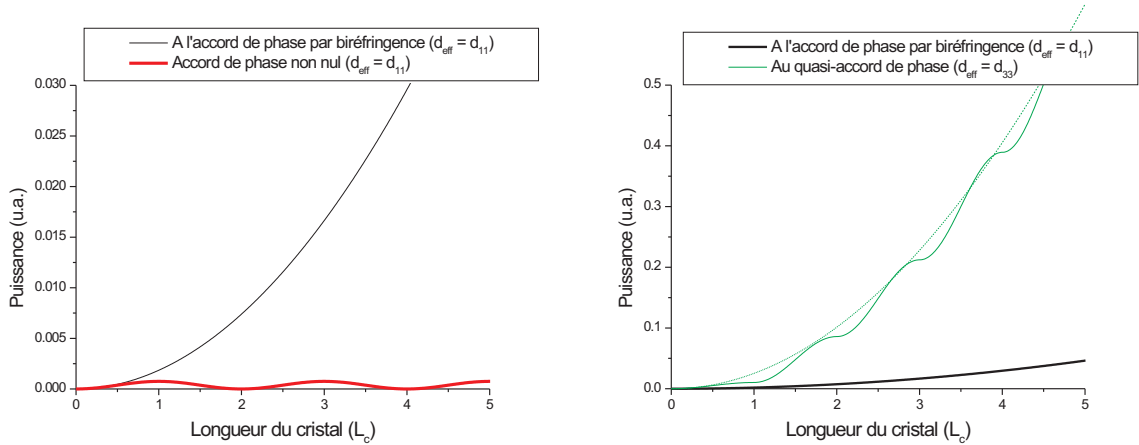


Figure 1.1 – A gauche : Puissances générées à l'accord de phase par biréfringence et hors accord. A droite : Comparaison entre la puissance convertie à l'accord de phase par biréfringence et celle convertie au quasi-accord de phase.

Cependant, ce calcul correspond au cas où le faisceau laser est une onde plane. En présence d'une onde gaussienne, l'optimum de conversion est obtenue en collimatant le faisceau dans le cristal. Afin de générer le maximum de seconde harmonique, il est nécessaire de focaliser le faisceau laser sur la plus petite surface possible et ce sur la longueur du cristal. L'optimum a été calculé par Boyd [38] et correspond à une longueur de cristal $L = 5,68.z_R$, où z_R est la longueur de Rayleigh du faisceau laser collimaté.

1.1.1.2 Multi-passage

La puissance générée en sortie du cristal est inversement proportionnelle à la surface du faisceaux laser (i.e. le waist du faisceaux au carré $w_0^2 \propto z_R$) et proportionnelle à la longueur du cristal au carré (cf. Eq. 1.4). Du fait de la relation entre la longueur de cristal et la focalisation du laser, le rendement de conversion ne va être proportionnel qu'à la longueur du cristal et non au carré de celle-ci. Ainsi si l'on veut générer de fortes puissances laser à 780 nm il faut pouvoir focaliser à nouveau dans le cristal. Cela peut être possible en utilisant plusieurs cristaux en cascade ou, afin de gagner de l'espace, en réalisant de multiples passages dans un seul cristal avec des miroirs sphériques. L'idéal serait évidemment de créer une cavité optique mais cela nécessite un asservissement assez lourd sur les miroirs afin de répondre aux contraintes d'embarquabilité et d'accordabilité des sources lasers [24].

Les cristaux utilisés ont un rendement fourni par le constructeur de $0,5 \text{ \%}/W/cm^{-1}$. Avec un cristal de longueur 4 cm , le rendement est de $2 \text{ \%}/W$. Avec un cristal de longueur 8 cm le rendement ne serait que doublé. Cependant, en effectuant un double passage à l'aide d'un miroir sphérique refocalisant les faisceaux lasers dans un cristal de 4 cm on peut s'attendre à un rendement de $8 \text{ \%}/W$. En fait, à cause du passage dans l'air lors de la propagation des faisceaux lasers entre la sortie du cristal au passage aller et l'entrée du cristal après réflexion, un déphasage va avoir lieu entre les deux ondes. Si l'onde générée en sortie de cristal est déphasée de π après le passage dans l'air par rapport à l'onde convertie, le processus de quasi-accord de phase serait alors destructif et il n'y aurait plus de puissance à 780 nm . En revanche, si les deux ondes se retrouvent en phase après passage dans l'air, le rendement serait maximum. Dans notre cas le miroir sphérique a un rayon de $R = 10 \text{ cm}$, le cristal est de longueur 4 cm , les ondes se propagent donc sur une distance de $z = 2 \times 8 \text{ cm}$ dans l'air. La dispersion de l'air [41], ainsi que la réflexion du miroir impliquent un déphasage entre les deux ondes de $\delta\varphi = (2.n_{1,5 \mu m}k_{1,5 \mu m} - n_{780 \text{ nm}}k_{780 \text{ nm}}) \times z + (2.\pi - \pi) = -0,35 \text{ rad}$. Le rendement de conversion effectif sera donc de $7 \text{ \%}/W$ (cf. Fig. 1.2). Ainsi avec une source laser à $1,5 \mu m$ de 5 W , il est possible d'obtenir $1,75 \text{ W}$ à 780 nm , ce qui sera largement suffisant pour notre expérience.

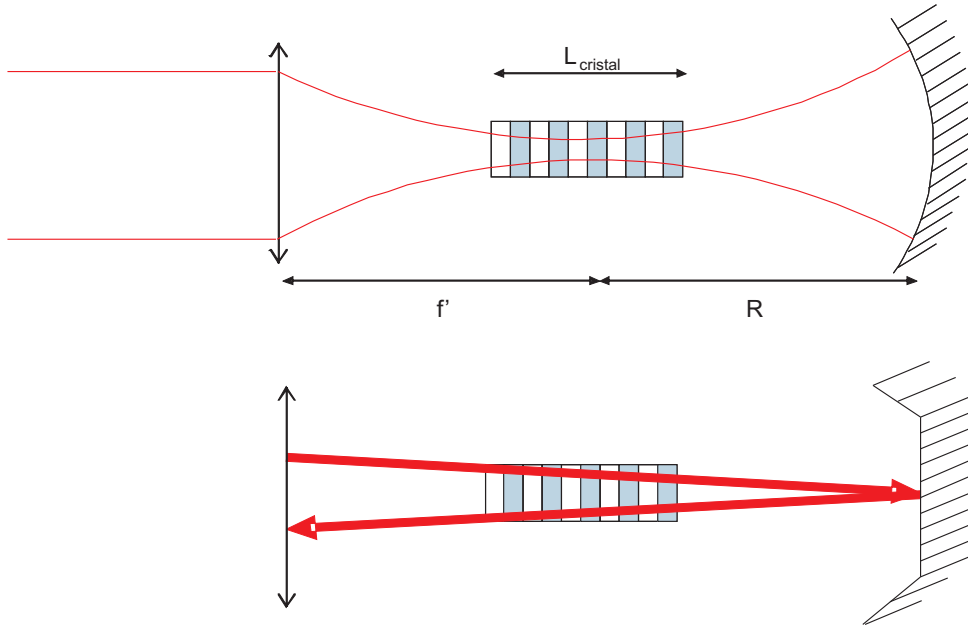


Figure 1.2 – Montage du PPLN en double passage. En haut : Principe du montage en considérant une onde gaussienne (vue de côté). En bas : Trajet des faisceaux aller et retour (vue de dessus).

L'optimum de conversion est défini par le pas Λ du PPLN. Ainsi en contrôlant la température du cristal, il est possible d'optimiser la puissance à convertir à la longueur d'onde λ_1 . Dans le cas du Rubidium 85, la conversion doit se faire à $2 \times 780,244 \text{ nm}$. La température du cristal *Deltronic* de 4 cm doit être réglée à $109 \text{ }^\circ\text{C}$. Si la longueur d'onde du laser est décalée de $\delta\lambda_1$ du quasi-accord de phase, il en résulte une variation du quasi-accord de phase de $\delta\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda_1 \cdot \Lambda} \cdot \delta\lambda_1$ [37]. Ainsi, la puissance générée P_2 correspond à la transformée de Fourier spatiale du coefficient non-linéaire d [42] :

$$P_2(L) \propto \left| \int_0^L d(z) e^{-i \cdot \delta \Delta k \cdot z} dz \right|^2 \quad (1.5)$$

Ainsi du fait de la longueur finie du cristal, la puissance générée sera proportionnelle à un sinus cardinal, dont les premiers zéros sont situés à $\delta k = \pm \frac{2\pi}{L_{\text{cristal}}}$, soit en terme de longueur d'onde $\delta\lambda = \pm 0,38 \text{ nm}$:

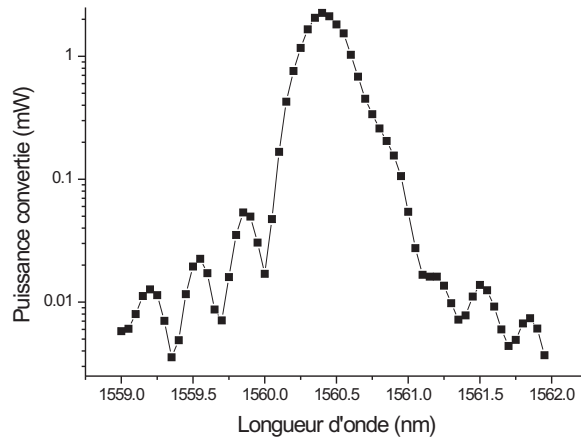


Figure 1.3 – Mesure de la puissance convertie illustrant le quasi-accord de phase dans un cristal de PPLN de longueur 4 cm en simple passage pour une puissance d'entrée de 350 mW.

Dans le cas du double passage, la largeur de la courbe d'accord de phase est diminuée par deux. Le contrôle en température devient très critique, ce qui risque de générer des fluctuations d'intensité sur le long terme. A noter que les fréquences optiques des faisceaux Raman étant distantes de 3 GHz (soit $\delta\lambda = 12 \text{ pm}$ à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$) [43], la conversion sera bien optimum pour les deux fréquences (cf. Fig. 1.4).

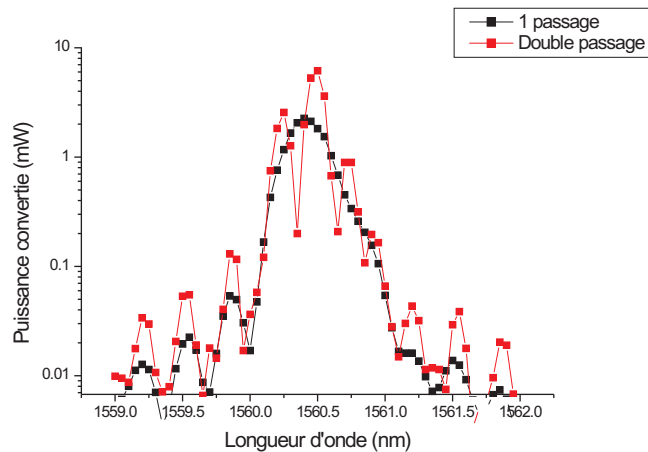


Figure 1.4 – Quasi-accord de phase en simple et double passage dans un cristal de PPLN de 4 cm pour une même puissance en entrée de 350 mW.

Avec un cristal de longueur 4 cm, il a été possible d'obtenir expérimentalement un faisceau laser à 780 nm de puissance 1,3 W à partir d'une source à 1,5 μm de 5 W. Cependant ce système en double passage nécessite l'élaboration d'un banc espace libre (cf. Chap. 1.3), ce

qui risque d'être contraignant en environnement embarquable. Il est donc utile d'étudier la possibilité d'utiliser un banc laser tout fibré à l'aide de cristaux non linéaires directement fibrés, à savoir les guides d'onde.

1.1.2 Doublage de fréquence à l'aide d'un PPLN guide d'onde

L'utilisation d'un PPLN massif implique le passage de faisceaux lasers à l'air libre, ce qui peut être gênant en terme d'embarquabilité. L'idée est d'utiliser un cristal de PPLN en guide d'onde, auquel on pourra raccorder des fibres en entrée et en sortie. Un montage ainsi tout fibré permettrait une embarquabilité dans des conditions extrêmes de vibrations. De plus avec cette technologie le rendement de conversion est immense car toute la puissance laser est confinée au coeur du guide. Il est ainsi possible de convertir toute la puissance de pompe. Cependant, du fait de la faible surface de contact cette puissance ne doit pas être trop élevée afin de ne pas dépasser le seuil de dommage donné par le constructeur pour une puissance de l'ordre de 200 mW en continu et 4 W dans le cas d'impulsions de 300 ns . De plus le confinement du laser dans le guide augmente l'effet photoréfractif [44], ce qui peut diminuer le rendement du cristal sur le court terme [24]. Afin d'éviter ce processus, le cristal est chauffé à 59°C . Cependant la forte puissance laser ainsi que le chauffage du cristal dégradent la qualité du collage des fibres au niveau du PPLN guide d'onde. Un vieillissement prématuré du cristal apparaît, ce qui implique l'utilisation de puissance laser modérée. Il est possible d'obtenir ainsi des rendements de conversion allant de $3,5\text{ }\%.W^{-1}$ à $30\text{ }\%.W^{-1}$. Il est nécessaire d'avoir des puissances de pompes supérieures à 1 W , ce qui implique l'utilisation d'amplificateurs en amont du PPLN guide d'onde, tout comme dans les PPLN massifs. Ces fortes puissances sont obtenues à partir d'EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier), dont le principe sera explicité chapitre 1.2.2. Les composants fibrés utilisés à $1,5\text{ }\mu\text{m}$ permettant principalement de contrôler la puissance, la fréquence et le nombre de raies spectrales lasers vont donc être installés en amont de l'EDFA afin d'éviter tout dommage dû à de fortes intensités lasers. Le montage global à $1,5\text{ }\mu\text{m}$ est présenté figure 1.5.

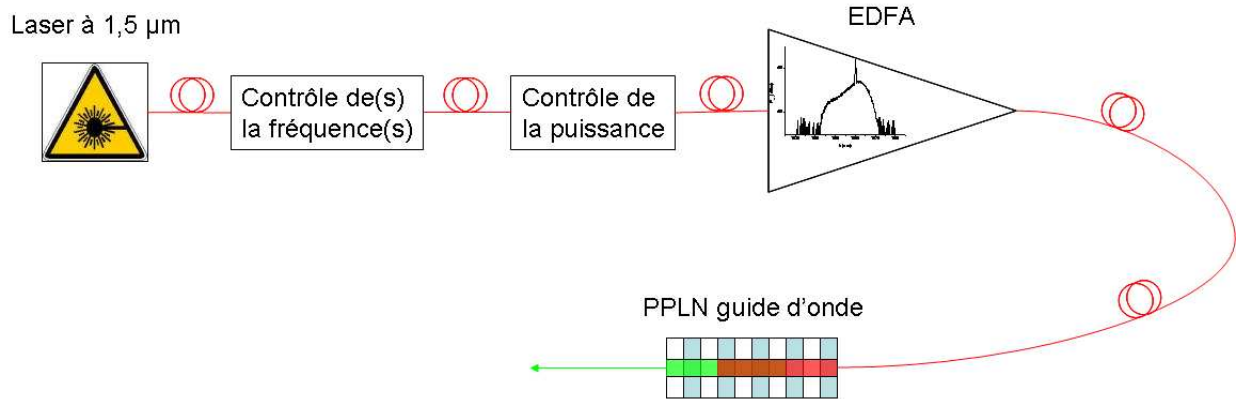


Figure 1.5 – Montage global du laser fibré à 780 nm.

Le principe de la génération de faisceaux lasers à 780 nm étant posé, il est désormais possible de le tester en vue d'expériences d'interférométrie atomique.

Type de cristal	Rendement	Puissance maximum	Robustesse	Longévité
PPLN 4 cm simple passage	2 %/W	500 mW	Robuste	Très bonne
PPLN 4 cm double passage	5,2 %/W	1,3 W	Moyennement robuste	Très bonne
PPLN 3 cm guide d'onde	30 %/W	12 mW en continu 1 W crête en pulsé	Très robuste	Mauvaise pour de fortes intensités lasers

Tableau 1.1 – Synthèse des différentes architectures de génération de seconde harmonique.

1.2 Réalisation d'un banc laser tout fibré

L'utilisation d'un cristal de PPLN en guide d'onde permet de réaliser un laser entièrement fibré. La réalisation d'un gravimètre atomique nécessite :

1. un laser de référence, dit laser maître,
2. un laser pour le refroidissement atomique et la détection en fin d'interféromètre,
3. un laser Raman.

Nous allons donc décrire et tester le fonctionnement de ces trois lasers.

1.2.1 Réalisation du laser maître

Le principe est d'obtenir un laser à fréquence fixe, sur lequel on pourra comparer et asservir la fréquence des différents lasers nécessaires à la manipulation d'atomes. Ce laser

de référence, dit laser maître, est un laser continu dont la fréquence sera asservie sur une transition atomique du Rubidium. Ce laser a été réalisé et testé par Fabien Lienhart [23, 24] dont le schéma de montage et le principe de fonctionnement sont les suivants :

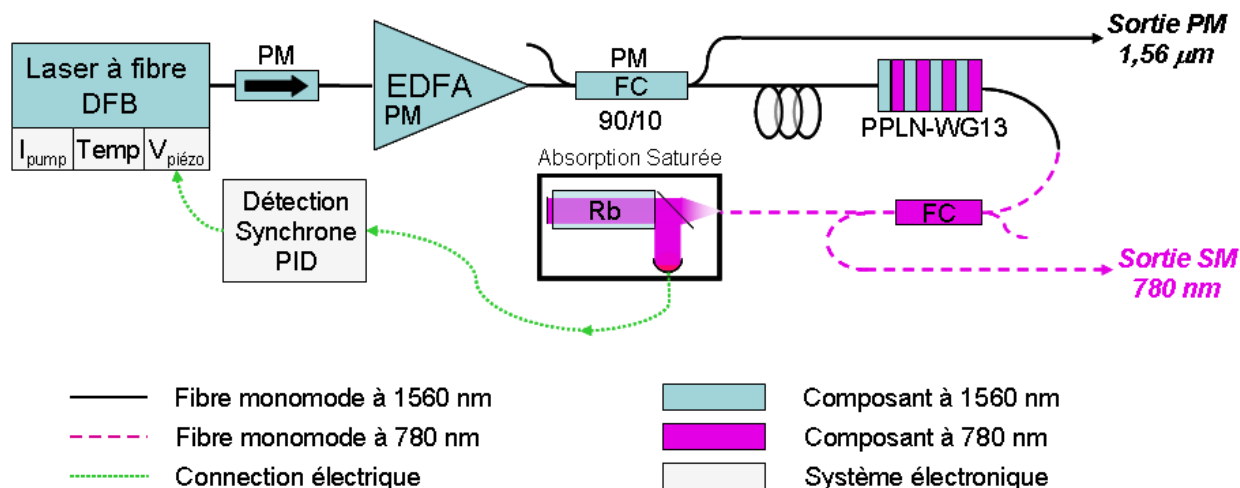


Figure 1.6 – Schéma de montage du laser maître (PM : Composants fibrés à maintien de polarisation, SM : Composants fibrés sans maintien de polarisation).

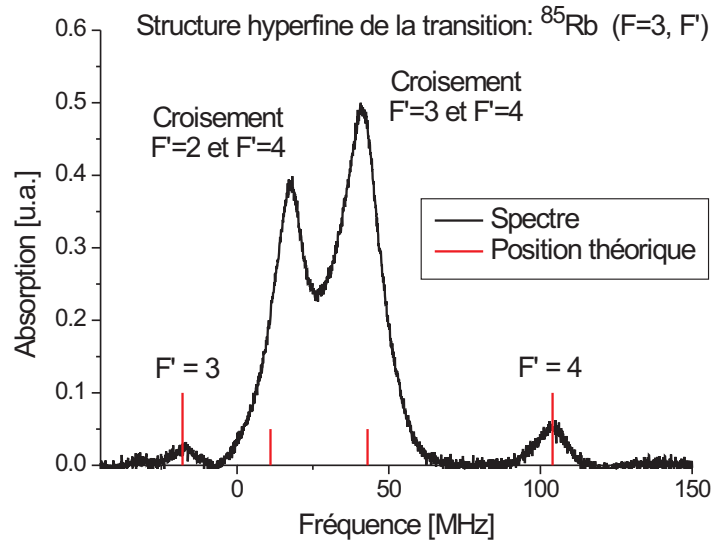
L'asservissement en fréquence repose sur l'asservissement par absorption saturée dans une cellule de Rubidium. Le faisceau laser à 780 nm est rétro-réfléchi dans une cellule de Rubidium, puis envoyé sur une photodiode. Ainsi dans le cas où les atomes ont une vitesse nulle, lorsque le faisceau est à résonance avec une transition atomique, le faisceau aller va exciter tous les atomes, le faisceau retour ne sera donc pas absorbé et il apparaît alors un pic d'absorption. Cependant cela ne concerne que les atomes de classe de vitesse nulle. En revanche si le faisceau laser a une fréquence laser ω_L à égale distance entre deux niveaux hyperfins $|a\rangle$ et $|b\rangle$, le faisceau aller sera absorbé par des atomes de classes de vitesse $\pm v$ telles que $\frac{E_a}{\hbar} = \omega_L - k.v$ et $\frac{E_b}{\hbar} = \omega_L + k.v$. Le faisceau retour étant lui aussi à résonance avec ces mêmes atomes de mêmes classes de vitesse, il ne sera pas absorbé, et un pic plus important apparaîtra. Le spectre d'absorption saturée est ainsi observé figure 1.7. La source laser utilisée à 1,5 μm pour le laser maître est un laser à fibre dopée Erbium [45, 46] IDIL-Kohéras de largeur de raie 2 kHz et de puissance 10 mW. Le contrôle en fréquence du laser est effectué soit par le contrôle de la température de la fibre, qui modifie le pas du réseau, soit par contrôle de ce réseau de Bragg monté sur une cale piézo-électrique à l'aide d'une tension de modulation (de bande passante 10 kHz), soit par contrôle du courant des diodes de pompes (Tableau 1.2).

La source laser est ensuite amplifiée à l'aide d'un EDFA Keopsys 500 mW puis doublée en fréquence à l'aide d'un PPLN guide d'onde de 30 mm. La puissance en sortie est de

	1560 nm	780 nm
Température	$-2,7 \pm 0,3 \text{ MHz.m}^\circ\text{C}^{-1}$	$-5,3 \pm 0,5 \text{ MHz.m}^\circ\text{C}^{-1}$
Piézoélectrique	$10,4 \pm 0,3 \text{ MHz.V}^{-1}$	$20,8 \pm 0,5 \text{ MHz.V}^{-1}$
Courant	$-0,66 \pm 0,08 \text{ MHz.mA}^{-1}$	$-1,33 \pm 0,15 \text{ MHz.mA}^{-1}$

Tableau 1.2 – Accordabilité du laser à fibre.

30 mW à 780 nm et le laser est injecté dans une cellule de Rubidium. Le laser maître étant réalisé à partir de la génération de seconde harmonique d'un laser IDIL de largeur de raie 2 kHz, la largeur de raie du laser maître sera théoriquement le double, soit 4 kHz, ce qui a été vérifié expérimentalement [24].


Figure 1.7 – Absorption saturée de la structure hyperfine de la transition ($F=3, F'$) du ^{85}Rb (Figure extraite de [24]). L'absorption simple a été soustraite.

L'asservissement sur la raie d'absorption saturée est effectué en deux étapes :

Détection synchrone Cette méthode consiste à moduler la tension de la cale piézoélectrique : $V(t) = V_0 \sin(\omega t)$. La fréquence du laser dépendant linéairement de la tension appliquée à la cale ($f(V) = f_0 + \alpha.V$), le signal observé $s(f)$ à la photodiode après absorption saturée vaut alors :

$$\begin{aligned}
 s(f) &= s(f_0 + \alpha.V_0 \sin(\omega t)) \\
 &\approx s(f_0) + s'(f_0) . \alpha V_0 \sin(\omega t)
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

Ainsi en multipliant ce signal par le signal de modulation on obtient :

$$U(f) = \underbrace{s'(f_0) \cdot \frac{\alpha V_0^2}{2}}_{\text{Signal continu}} + \underbrace{s(f_0) \cdot V_0 \sin(\omega t)}_{\text{Signal à } \omega} - \underbrace{s'(f_0) \cdot \frac{\alpha V_0^2 \cos(2\omega t)}{2}}_{\text{Signal à } 2\omega} \quad (1.7)$$

A l'aide d'un filtre passe-bas il est ainsi possible de démoduler le signal et ne récupérer que le signal continu qui est proportionnel à la dérivée du signal d'absorption. Ainsi il est possible de s'asservir sur un pic d'absorption, correspondant à un signal récupéré nul. Cette technique permet de s'affranchir des fluctuations d'intensité ou de polarisation car le signal ne dépend plus de l'intensité du pic d'absorption. L'asservissement est réalisé à l'aide d'un montage PID intégré dans un boîtier Toptica LIR-110. Lors de la phase de détection, qui dure quelques *ms*, il est nécessaire d'être le moins sensible aux fluctuations de fréquence laser, qui seront étudiées dans le chapitre 4.2.3.3. Afin de ne pas dégrader la stabilité de la source à basse fréquence, la fréquence de modulation sera poussée à 2 kHz . Cependant cet asservissement permet de stabiliser la fréquence du laser sur environ 150 MHz . Pour des fluctuations plus importantes, la cale piézo-électrique est en bout de course et ne permet pas de stabiliser la fréquence. Un deuxième asservissement est alors nécessaire pour des fluctuations plus lentes et sera contrôlé par un asservissement en température.

Asservissement en température La méthode consiste ici à modifier la température de la fibre afin de modifier le pas du réseau. Ainsi, il est possible de toujours rester dans la plage d'accordabilité de la cale piézo-électrique. Le principe de l'asservissement consiste à modifier la température du laser lorsque la tension appliquée à la cale piézo-électrique dépasse l'une des deux valeurs seuils fixées au préalable. L'asservissement est ainsi réalisé à l'aide d'un micro-contrôleur Microchip 16F84 [24]. La fréquence du laser maître est restée asservie tout le long de ma thèse (sauf lors de coupure de courant!), et le fonctionnement du laser a pu résister à de très fortes fluctuations thermiques, notamment le passage de la température du laboratoire de 23°C à 12°C en une heure puis de 12°C à 25°C en 30 minutes [23]. Ce système laser permet donc d'avoir une référence de fréquence idéale pour la suite de l'expérience. Nous allons désormais réaliser un second laser permettant la manipulation d'atomes de ^{85}Rb .

1.2.2 Principe de l'EDFA et conséquences sur le refroidissement laser et la génération de faisceaux Raman

L'utilisation d'un PPLN guide d'onde laisse entrevoir l'utilisation de sources lasers totalement fibrées. A l'aide du faisceau maître il va être possible de contrôler la fréquence de nos sources lasers par battement (cf. Chap. 1.3.2). Le contrôle dynamique de la puissance du faisceau laser est aussi indispensable lors de la réalisation d'un piège magnéto-optique

(cf. Chap. 3.1.2) et lors de la génération des faisceaux Raman (cf. Chap. 3.2). Le contrôle de la puissance laser lors d'expériences interférométriques est classiquement effectué à l'aide de modulateurs acousto-optique. Cependant l'utilisation d'un EDFA à $1,5 \mu m$ rend plus compliquée cette technique. En effet, si l'on utilise un modulateur acousto-optique en amont de l'EDFA, du fait de son caractère saturé, la puissance en sortie reste la même ou nulle. La puissance en sortie de l'EDFA est trop importante pour utiliser des composants fibrés à $1560 nm$. Etudions tout d'abord le comportement de l'EDFA afin de mieux comprendre les possibilités s'offrant à nous afin de contrôler la puissance du laser.

1.2.2.1 Principe théorique de l'EDFA

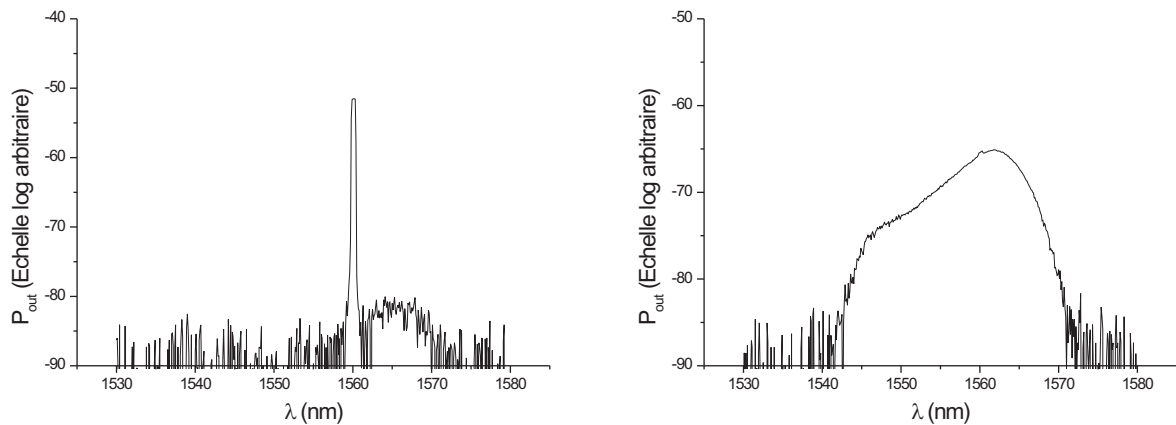


Figure 1.8 – Spectre en sortie d'un EDFA 5W PM, avec ou sans diode laser en entrée.

La puissance en sortie des diodes lasers utilisées étant de $10 mW$, il est nécessaire d'amplifier le signal avant la conversion de fréquence. La technologie utilisée est un amplificateur à fibre dopée Erbium. Les EDFA utilisés ont des puissances nominales allant de $500 mW$ à $5 W$. Ils sont de plus équipés de polariseurs afin de conserver la polarisation avant doublage de fréquence. Ils se composent d'un préamplificateur puis d'un booster, tout deux contrôlés par des diodes de pompe. Le principe théorique est le suivant :

Un faisceau de pompe à $980 nm$ est injecté dans une fibre dopée Erbium (cf. Fig. 1.9). L'Erbium se retrouve alors dans l'état excité $^4I_{11/2}$ qui se désexcite rapidement ($\Gamma = 150 kHz$) dans l'état métastable $^4I_{13/2}$. Cet état intermédiaire se désexcite dans l'état initial beaucoup plus lentement ($\Gamma = 100 Hz$).

Ainsi il est possible d'inverser la population, et en présence d'un faisceau à $1,5 \mu m$, il est possible d'amplifier le signal par émission stimulée. Cependant la désexcitation pouvant être spontanée de façon radiative, un signal parasite peut alors être à son tour amplifié : il

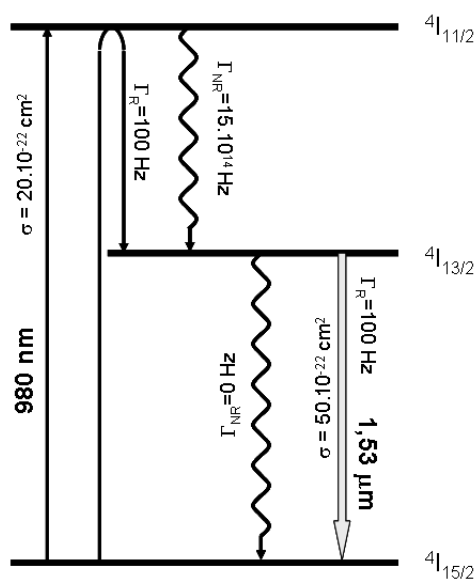


Figure 1.9 – Niveaux d'énergie de l'Erbium (Figure extraite de [45]).

s'agit de l'ASE. L'amplificateur doit donc être saturé afin de minimiser cet effet. De ce fait le signal en sortie de l'amplificateur ne dépend pas de l'intensité en entrée mais plutôt du courant des diodes de pompes (cf. Fig. 1.10).

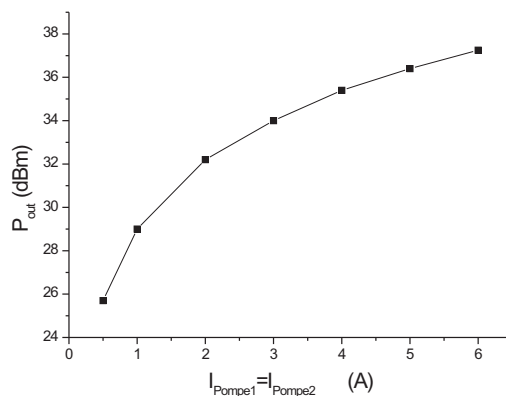


Figure 1.10 – Puissance en sortie de l'EDFA pour une puissance laser en entrée de 0 dBm en fonction de l'intensité du courant alimentant les diodes de pompe.

La puissance en sortie de l'EDFA peut fluctuer au début de chaque changement de consigne sur des temps lents (de l'ordre de quelques minutes). Il est donc préférable de ne pas modifier les paramètres de l'EDFA lors de l'expérience si l'on veut un contrôle précis de la puissance des faisceaux lasers. Le contrôle en puissance à l'aide des diodes de pompe semble donc difficile à réaliser.

Un deuxième laser a alors été utilisé, appelé diode de saturation, permettant de continuer

à saturer l'EDFA mais à une longueur d'onde différente, typiquement $\lambda = 1556 \text{ nm}$ [23]. Ainsi l'EDFA continue à être saturé en combinant une baisse de la puissance de la diode esclave avec une augmentation de la puissance de la diode de saturation. Il est alors possible de couper à l'aide d'un interrupteur optique fibré la diode esclave à 1560 nm et toujours injecter l'EDFA avec la diode de saturation. Ainsi en sortie de l'EDFA, la diode esclave étant la seule convertie dans le cristal de PPLN due à la sélectivité de l'accord de phase, la puissance à 780 nm diminue jusqu'à extinction. Cependant cette combinaison n'a pu être effectuée que sur des temps de l'ordre de la *ms*. Or comme nous verrons dans le chapitre 3, il est nécessaire d'avoir des impulsions Raman de l'ordre de quelques μs . Cette technique ne peut donc être utilisée que pour le refroidissement laser [23] mais pas pour la génération d'impulsions Raman. Une autre particularité de l'EDFA peut alors être mise à contribution afin de générer des impulsions Raman. Si l'EDFA n'est pas injecté par la diode esclave (en l'absence de diode de saturation), l'ASE est dominante et tous les atomes d'Erbium sont dans le niveau métastable en régime stationnaire. En injectant alors brusquement la diode esclave, tous les atomes d'Erbium vont alors émettre de façon stimulée. Il apparaît donc un pic d'intensité de largeur $30 \mu\text{s}$ avant un retour au régime continu (cf. Fig. 1.11). Les impulsions comporte donc trois phases :

- Régime ASE : L'EDFA n'est pas injecté, seul l'ASE est présente,
- Impulsion : Une forte puissance crête apparaît due à l'émission stimulée simultanée de tous les atomes d'Erbium, la largeur du pic est de l'ordre de la dizaine de μs suivant le switch utilisé,
- Régime quasi-continu : L'EDFA se comporte en régime saturé, de la même façon qu'en régime continu.

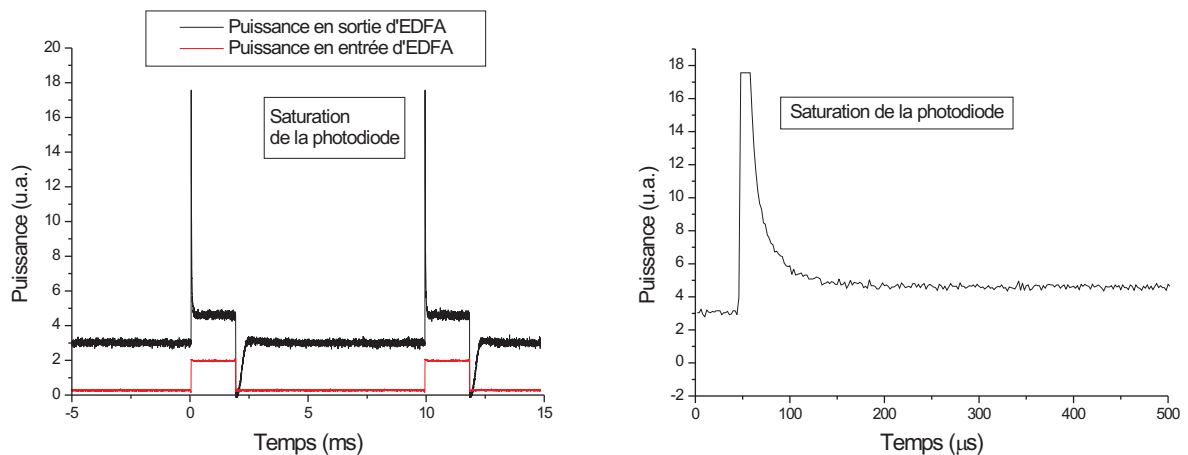


Figure 1.11 – Comportement en sortie de l'EDFA 1 W non PM en régime pulsé à $1,5 \mu\text{m}$.

Des impulsions Raman semblent alors envisageables, suivant l'intensité des diodes de pompe au préalable bien choisie pour effectuer des impulsions π ou $\frac{\pi}{2}$. La puissance crête de l'impulsion est 7 fois plus importante que le régime quasi-continu à $1,5 \mu m$. Ainsi après doublage de fréquence, la puissance crête à $780 nm$ sera 50 fois plus importante que le régime quasi-continu converti. Ainsi la durée du régime quasi-continu ne suffira pas à obtenir l'énergie nécessaire pour passer d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$ à π car petite devant celle de l'impulsion crête, ce que permet le contrôle de l'intensité des diodes de pompe ou la puissance en entrée de l'EDFA (cf. Fig. 1.12).

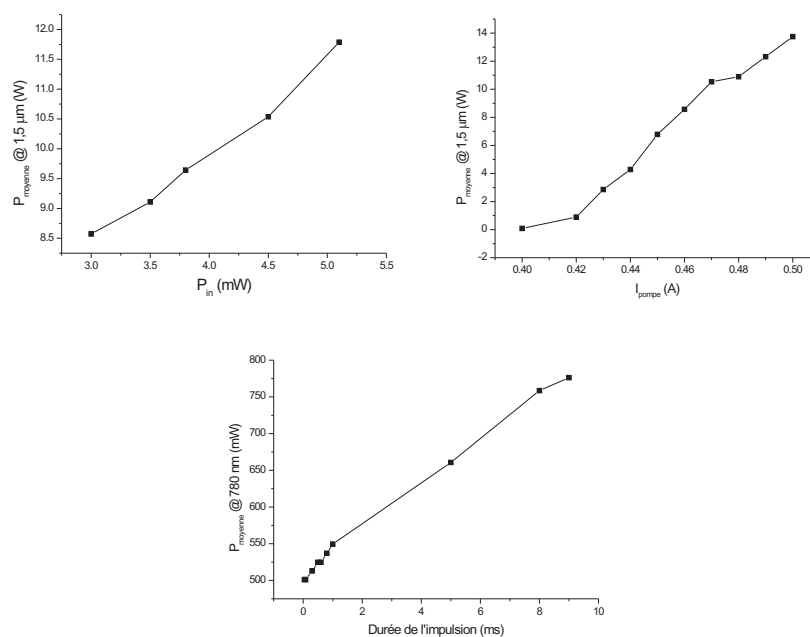


Figure 1.12 – Puissance intégrée sur l'ensemble de l'impulsion (proportionnelle à la probabilité de transfert) en fonction des trois paramètres : Puissance injectée, courant des diodes de pompes, durée des impulsions d'injection. Les mesures ont été faites ici avec un PPLN de longueur $4 cm$ et un EDFA 1 W non PM. Le switch optique utilisé est le Nanospeed.

1.2.2.2 Réalisation d'un MOT tout fibré

Le montage du laser fibré est représenté figure 1.13 et a été testé le 30 mai 2006 [24]. Cependant la faible intensité utilisée (EDFA 1W), le vieillissement du PPLN guide d'onde, ne permettent d'avoir qu'un faible nombre d'atomes ($6 \cdot 10^6$ *atomes*) et une très grande instabilité due principalement aux fluctuations de polarisation car le montage de séparation des faisceaux à $780 nm$ n'est pas à maintien de polarisation. Le passage par un montage à l'air

libre pour l'étage de conversion de fréquence semble pour l'instant nécessaire, et il faudra donc bien veiller à le rendre le plus robuste et compact en vue d'applications embarquables.

Le contrôle de la fréquence du laser de refroidissement est effectué par battement de la fréquence du laser maître avec celle du laser esclave (cf. Chap. 1.3.2) et la génération du Repompeur est effectuée à l'aide d'un modulateur d'intensité à $1,5 \mu\text{m}$ (cf. Chap. 2.1).

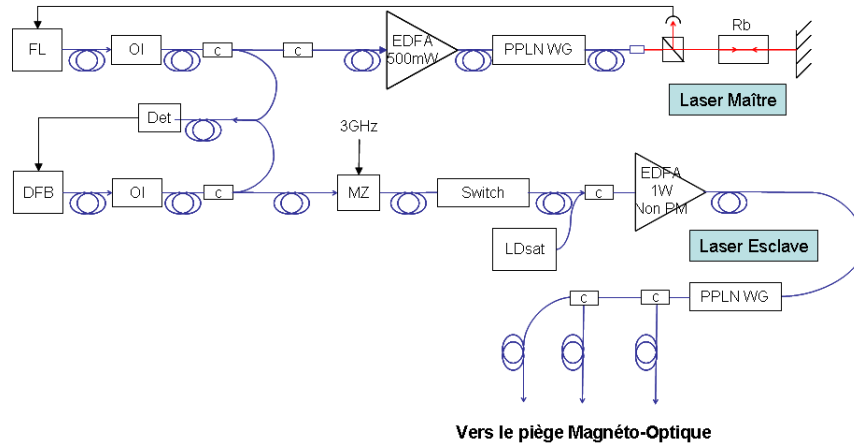


Figure 1.13 – Montage laser fibré (OI : Isolateur optique, FL : Laser à fibre dopée Erbium, c : Coupleur fibré, LDsat : Diode de saturation, MZ : Modulateur de Mach-Zehnder, PPLN WG : PPLN en guide d'onde, DFB : Laser à contre-réaction répartie, Det : Détecteur rapide, Rb : Cellule de Rubidium).

1.2.2.3 Tentative de génération de faisceaux Raman à l'aide du montage tout fibré en régime pulsé

Le montage des faisceaux Raman est similaire à la figure 1.13. Seule la diode de saturation a été enlevée et l'asservissement de la diode esclave est laissée libre, décalée en fréquence d'environ -1 GHz des niveaux excités F' . Deux switchs optiques ont été testés :

- Switch fibré à $1,5 \mu\text{m}$ CrystalLatch PM de la société Agiltron : Avec un temps de montée fourni par le constructeur de $6 \mu\text{s}$, il permet d'effectuer des impulsions de $10 \mu\text{s}$ en sortie de l'EDFA.
- Switch fibré à $1,5 \mu\text{m}$ NanoSpeed PM de la société Agiltron : Son temps de commutation est bien meilleure, $0,3 \mu\text{s}$.

De plus plusieurs cristaux de PPLN ont aussi été testés :

- PPLN massif 20 mm : Il s'agit du montage expérimental testé par F. Lienhart [24]
- PPLN massif 40 mm : Le rendement du cristal était plus mauvais que le PPLN 20 mm car le four ne fournissait pas une température homogène le long du cristal.
- PPLN en guide d'onde 30 mm : Ce cristal va permettre de tester les faisceaux Raman en vue d'un montage tout fibré.

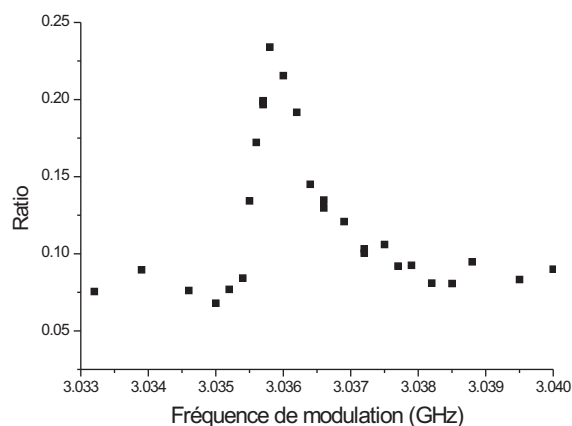


Figure 1.14 – Transition Raman observée en fonction de l'écart en fréquence des deux raies Raman avec l'EDFA en régime pulsé.

A l'aide des faisceaux Raman, il est possible d'effectuer des oscillations de Rabi (cf. Chap. Introduction). Dans cette partie, l'EDFA 1 W non PM est utilisé avec un PPLN guide d'onde de 3 cm et le switch CrystalLach. Il a été possible de détecter la transition entre les deux niveaux hyperfins du ^{85}Rb à l'aide des faisceaux Raman à résonance avec la fréquence horloge (cf. Fig. 1.14). Cependant, les oscillations de Rabi n'ont pu être détectées : les atomes sont progressivement transférés dans le deuxième niveau fondamental (cf. Fig. 1.15).

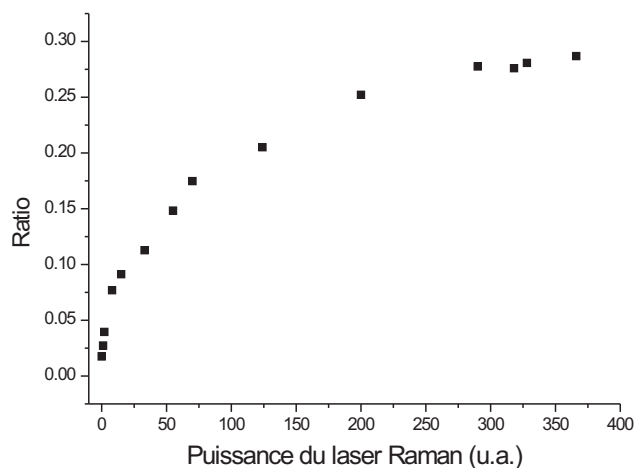


Figure 1.15 – Tentative d'observation d'oscillations de Rabi : Mesure du transfert de population en fonction de l'intensité des faisceaux Raman.

A l'aide d'un Fabry-Perot dont on fixe la longueur de cavité il est possible d'observer le comportement des différentes raies mises en jeu. La figure 1.16 montre que le rapport

d'intensité évolue pendant l'impulsion Raman. D'une part, la fréquence de Rabi instantanée change pendant l'impulsion et d'autre part le déplacement lumineux ne s'annule plus. Les oscillations de Rabi n'ont pu être observées. En étudiant la forme de la raie centrale avec ou sans modulation (cf. Fig. 1.17), on peut s'apercevoir que la forme générale n'est pas la même. Il semble donc que lors du passage dans le PPLN, les raies latérales et centrales sont converties différemment suivant la puissance injectée.

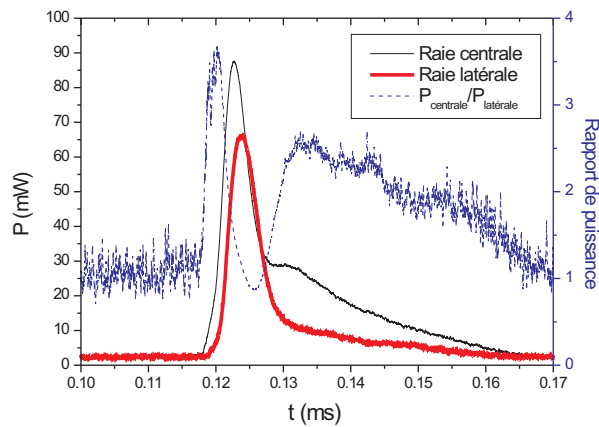


Figure 1.16 – Comportement temporel des raies Raman à 780 nm.

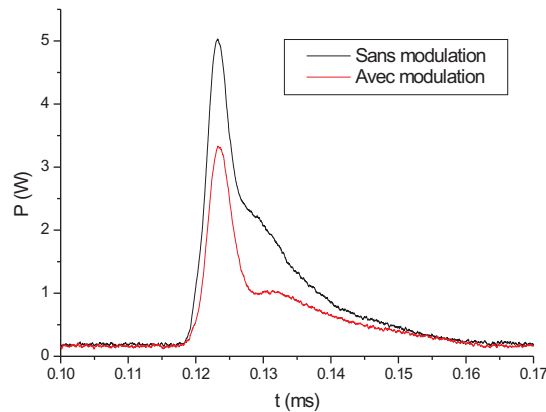


Figure 1.17 – Comportement temporel de la porteuse avec ou sans modulation à 780 nm.

Considérons en entrée de cristal un spectre composé d'une bande centrale et de deux bandes latérales situées à ± 3 GHz. La raie centrale à 780 nm provient du doublage de fréquence de la raie centrale à $1,5 \mu\text{m}$ et de la somme de fréquence des deux autres raies. La deuxième raie Raman est générée uniquement par la somme de la raie centrale et une bande

latérale à 1560 *nm*. Ainsi lors de la conversion dans le guide d'onde, la puissance en entrée est déplétée à 85 %, à 1560 *nm* la bande centrale est moins déplétée que la bande latérale. Ainsi à basse puissance en entrée le rendement est plus important pour la bande centrale que la bande latérale à 780 *nm*. Ainsi des fluctuations d'intensité peuvent apparaître lors de la disparition progressive du faisceau à 1,5 μm .

La déplétion dans le PPLN guide d'onde semble être à mettre en cause dans ces diverses expériences. Deux autres montages peuvent éviter ce problème :

1. Utiliser un PPLN massif et tester l'EDFA en régime pulsé, la déplétion semble moins importante. Ce travail a été effectué lors de la thèse de Fabien Lienhart mais il n'y avait pas de champ magnétique directeur permettant d'obtenir un axe de quantification et de séparer les sous-niveaux Zeeman. Il n'y a donc pas eu d'observation d'oscillations de Rabi.
2. Contrôler la puissance à 780 *nm* après le PPLN en utilisant un modulateur acousto-optique.

Dans les deux cas il est nécessaire de passer sur un banc espace libre. La deuxième solution semble plus simple et plus sûre à réaliser, d'autant plus qu'il va être possible d'utiliser les faisceaux en sortie du modulateur acousto-optique pour générer soit les faisceaux de refroidissement, soit les faisceaux Raman. Le tableau suivant effectue la synthèse des différentes architectures testées et les causes de leur mauvais fonctionnement.

Interrupteur optique	CrystalLach	Nanospeed		Nanospeed	CrystalLach
Durée effective de l'impulsion τ	$10 \mu s$	$0,6 \mu s$		$0,6 \mu s$	$10 \mu s$
Puissance crête à $1,5 \mu m$	$5,6 W$	$10 W$		$4,2 W$	$6,8 W$
Cristal PPLN	Massif ($20 mm$)	Massif ($40 mm$)		guide d'onde ($30 mm$)	guide d'onde ($30 mm$)
Déplétion	Non	Non		Oui (85 %)	Oui (85 %)
Rendement du cristal	$0,8 \%/W$	$0,53 \%/W$		$3,5 \%/W$	$3,5 \%/W$
Puissance crête à $780 nm$	$250 mW$	$530 mW$		$610 mW$	$1,6 W$
Champ magnétique lors des Ramans	Non	$1 G$		$1 G$	$1 G$
$\theta_{max} = \Omega_{Rabi} \cdot \tau$	$6 rad$	$0,3 rad$		$0,4 rad$	$15 rad$
Résonance Raman	Oui	Oui		Oui	Oui
Détection sous-niveaux Zeeman	Non (Pas de différenciation des niveaux Zeeman)	Non (Impulsions trop courtes pour résoudre les niveaux Zeeman)		Oui	Oui
Oscillations de Rabi	Non	Non		Non ($\theta_{max} \approx \frac{\pi}{8}$)	Non (Fluctuations de l'intensité des raies, déplacement lumineux,...)

Tableau 1.3 – Synthèse des différentes architectures du laser Raman fibré.

1.3 Passage du laser à 780 nm en espace libre : Réalisation d'un unique système laser

Le montage global du système laser est décrit figure 1.18. Ainsi, un seul laser esclave permet à la fois de générer les faisceaux pour le refroidissement atomique, la détection et les faisceaux Raman. Le contrôle de la puissance de chacune des fonctions est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique et le contrôle de la fréquence laser à l'aide d'un montage d'asservissement électronique par battement.

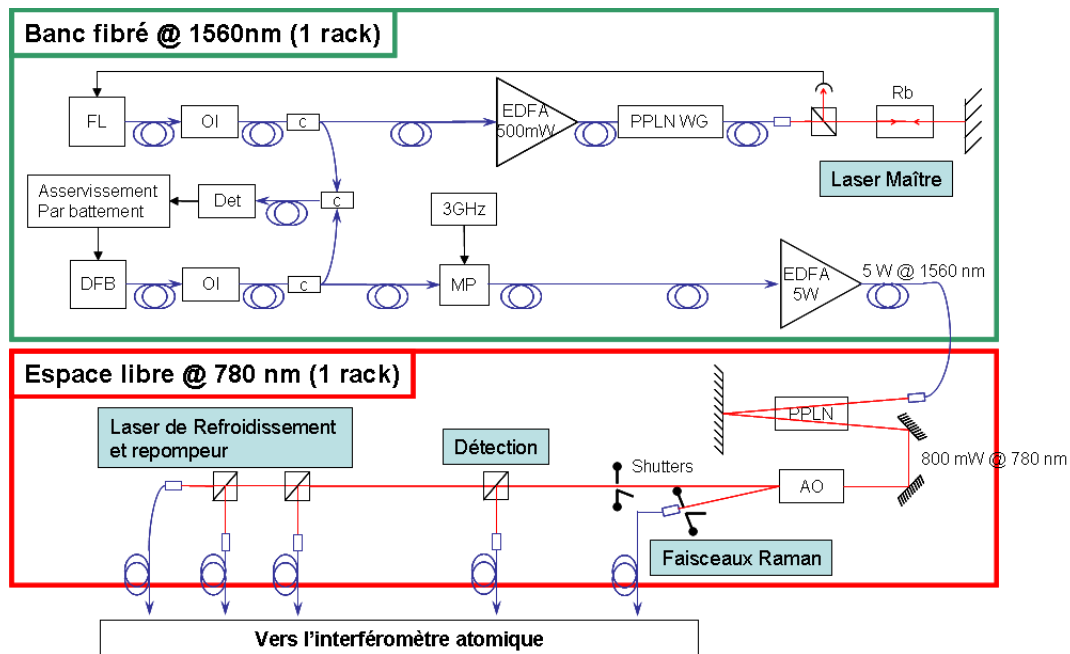


Figure 1.18 – Schéma global du système laser de Girafon.

1.3.1 Utilisation d'un modulateur acousto-optique

A l'aide d'un modulateur acousto-optique Crystal Technology AOMO 3080-122, il est possible de défléchir un faisceau incident en envoyant une onde acoustique haute fréquence (typiquement 80 MHz) dans un cristal de TeO_2 (cf. Fig. 1.19).

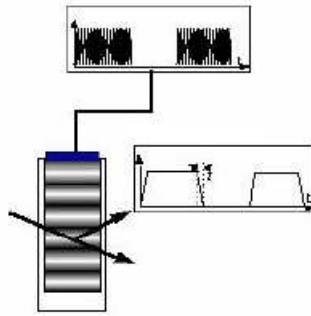


Figure 1.19 – Principe de fonctionnement d'un modulateur acousto-optique.

Il est alors possible d'avoir deux chemins distincts, le laser de refroidissement et la détection d'une part provenant de l'ordre 0 du modulateur, et le faisceau Raman provenant de l'ordre 1. Suivant la puissance de l'onde acoustique il est possible de faire varier l'intensité sortant des 2 ordres (Tableau 1.4).

	Ordre 0	Ordre 1
$P_{acousto} = 0 W$	100 %	$< 10^{-3} \%$
$P_{acousto} = 1 W$	10 %	80 %

Tableau 1.4 – Transmission dans les différents ordres du modulateur acousto-optique.

Afin d'assurer une extinction totale des faisceaux du MOT après refroidissement atomique, un shutter mécanique Uniblitz *LS2ZM2* est monté avant injection dans les fibres, avec un temps d'ouverture/fermeture de 1 *ms*. Lors des impulsions Raman, le temps de montée du modulateur est de 40 *ns* (Données du constructeur), ce qui est largement suffisant pour des impulsions de l'ordre de quelques μs (cf. Chap. 3.2). Cependant lors de la phase de refroidissement la puissance du laser de refroidissement est progressivement diminuée, ce qui augmente celle des faisceaux Raman, un deuxième shutter est alors nécessaire devant les faisceaux Raman. Il faudra donc bien veiller à ouvrir le shutter mécanique uniquement lors des impulsions Raman en parallèle avec le modulateur acousto-optique. Dans ce cas précis l'intensité des raies ne varie plus et il est envisageable d'effectuer des impulsions Raman contrôlées (cf. Fig. 1.20). L'onde acoustique ayant une fréquence de 80 *MHz* il ne faudra pas omettre de la prendre en compte dans la fréquence des faisceaux Raman lors de la mesure interférométrique de *g*.

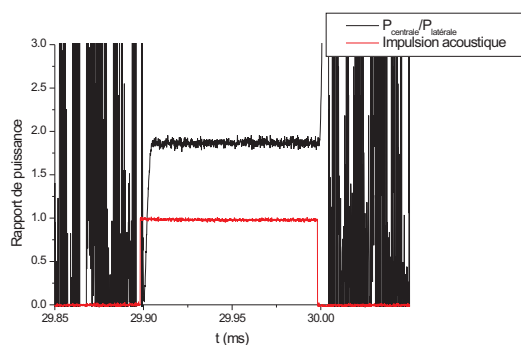


Figure 1.20 – Mesure des puissances des faisceaux Raman lors d’une impulsion (Le décalage entre la mesure aux Fabry-Perot et le modulateur acousto-optique vient du temps de vie dans la cavité Fabry-Perot qui est de $2 \mu\text{s}$). Le rapport de puissance reste constant lors de l’impulsion.

1.3.2 Contrôle de la fréquence du laser esclave

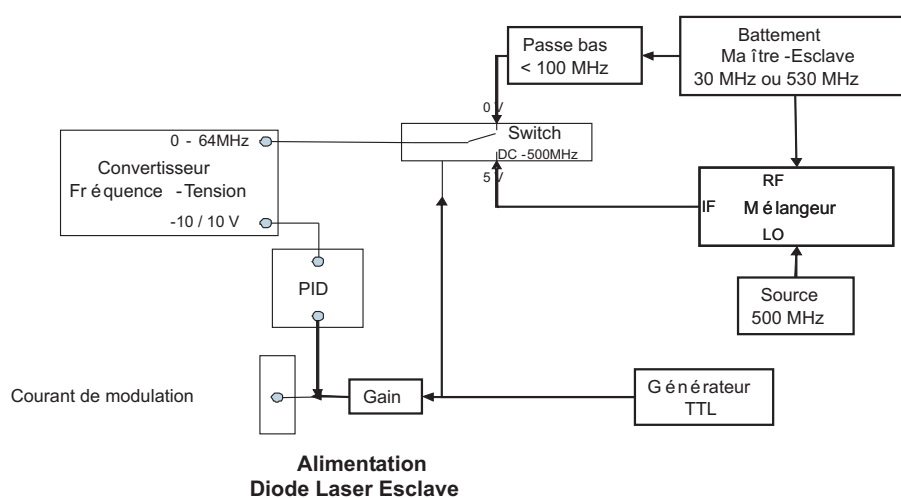


Figure 1.21 – Système d’asservissement de la fréquence laser par battement.

Le contrôle de la fréquence du laser esclave est primordiale lors du refroidissement atomique [47] et lors de la génération des impulsions Raman [28]. La fréquence est contrôlée en la comparant avec la fréquence du laser maître, qui elle, est asservie sur le croisement ($F'=2, F'=4$). Une partie des faisceaux laser maître et esclave (10 % chacun) sont mélangés à l’aide d’un coupleur fibré puis détectés à l’aide d’une photodiode rapide Thorlabs de bande passante $1 \text{ MHz} - 1,8 \text{ GHz}$. Le mélange des deux fréquences donne un signal comportant la somme et la différence des deux fréquences. Il en résulte alors un signal RF qu’il

est possible de convertir en tension proportionnelle à la fréquence à l'aide d'un convertisseur fréquence/tension 0 – 64 MHz. A l'aide d'un montage PID, il est alors possible avec une tension de consigne de fixer la fréquence du laser esclave à une fréquence allant de 0 à 64 MHz de la fréquence du laser maître (Tableau 1.5). Après conversion de fréquence, le laser esclave peut avoir une dynamique de 128 MHz. Celui-ci étant asservi sur le croisement des niveaux F'=2 et F'=4, le laser esclave peut donc évoluer de +35 MHz à -92 MHz du niveau F'=4 [43]. Lors de la phase de mélasse le laser doit être progressivement décalé dans le rouge (en quelques dizaines de ms) jusqu'à -60 MHz de F'=4 [48]. Les sauts de fréquence peuvent être réalisés en 1 ms (cf. Fig. 1.22), cette méthode semble donc adéquate pour le refroidissement laser.

Tension (V)	Battement Maître-Esclave à 1,5 μm (MHz)	Décalage en fréquence du niveau F'=4 (MHz)
1	11,9	-68,4
2	16,0	-60,2
3	21,4	-49,4
4	26,4	-39,4
5	32,5	-27,2
6	38,8	-14,6
7	45,1	-2,0
8	52,1	12,0
9	58,1	24,0

Tableau 1.5 – Conversion fréquence-tension ($C_{f/U} \approx 12 \text{ MHz/V}$).

Cependant la fréquence des faisceaux Raman est décalée d'environ 1 GHz des niveaux excités F' afin d'éviter le processus d'émission spontanée [10]. Ce décalage est bien trop important pour le convertisseur fréquence tension. En mélangeant un générateur à 500 MHz avec le signal de la photodiode et en filtrant uniquement la différence des deux signaux, il est alors possible de ramener la fréquence vue par le convertisseur dans sa gamme de fonctionnement. De plus lors du passage de la fréquence de refroidissement à la fréquence Raman, une aide en courant est ajoutée sur l'alimentation en courant de la diode laser afin de conserver l'asservissement lors du passage d'un état à l'autre. Le montage global est présenté figure 1.21. Ainsi lorsque le générateur TTL est sur "off", le signal de battement est directement envoyé dans le convertisseur fréquence-tension et permet le contrôle de la fréquence laser lors de la phase de refroidissement. Lorsque le signal TTL est sur "on", ce signal est d'une part converti pour l'aide de courant de diode ajustable à l'aide d'un potentiomètre et d'autre part assure le battement entre la source à 500 MHz et le battement

maître-esclave qui se retrouve autour de 530 MHz. En effet le convertisseur fréquence-tension ne voit que la fréquence $30 \text{ MHz} = 530 - 500 \text{ MHz}$. Ainsi après passage dans le PPLN, la fréquence du laser Raman se retrouve asservie à 1 GHz de F'. Ce passage est effectué en 10 ms, ce qui est largement suffisant pour notre expérience (cf. Fig. 1.22).

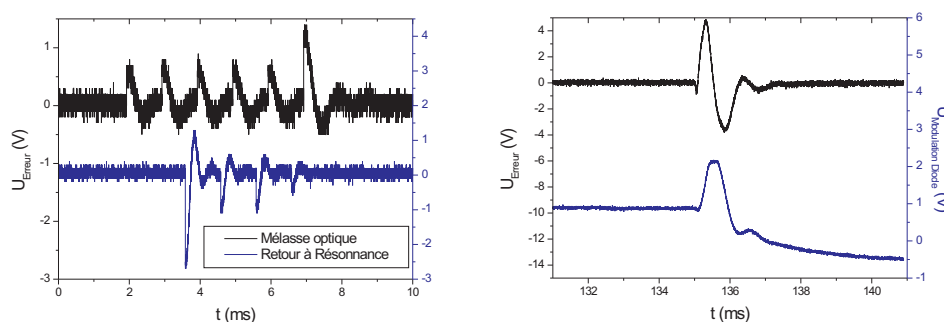


Figure 1.22 – A gauche : Réponse du signal d’erreur lors d’un décalage de fréquence de -14 MHz à -55 MHz par sauts de durée 1 ms puis de -55 MHz à -0.5 MHz par sauts de durée 2 ms. A droite : Passage de la phase MOT à Raman (Signal d’erreur et courant de modulation envoyé à la diode laser).

Le contrôle de la fréquence laser de la deuxième raie (Repompeur pour la phase de refroidissement et deuxième raie Raman lors de l’interférométrie atomique) est effectué à l’aide d’un modulateur de phase à $1,5 \mu\text{m}$. Cela va engendrer l’apparition de multiples raies spectrales à 780 nm, ce qui nécessite une étude très approfondie pour en connaître l’impact sur l’interféromètre atomique (cf. Chap. 2).

Conclusion

L'utilisation de la bande C Telecom permet de réaliser des bancs lasers fibrés, compacts et robustes à l'environnement extérieur. La longueur d'onde d'interaction du Rubidium étant de 780 nm , il est nécessaire de convertir la fréquence des lasers Telecom à l'aide de cristaux de PPLN. Après différents tests d'architecture, il a été retenu un système laser unique permettant à la fois de générer les faisceaux de refroidissement ainsi que les faisceaux Raman. Cependant cela nécessite le passage des faisceaux lasers à l'air libre, il faudra donc tester la robustesse de cette architecture. De plus la génération du repompeur et de la deuxième raie Raman est effectuée à l'aide d'un modulateur de phase à $1,5\ \mu\text{m}$. Cela implique la génération de multiples raies spectrales à 780 nm , chaque couple de raies pouvant alors participer à l'interféromètre atomique. Il faut donc clairement définir l'influence de ces raies sur la mesure de la pesanteur, objet du prochain chapitre.

Chapitre 2

Etude de l'impact de multiples raies Raman sur la mesure interférométrique

Introduction

La conception du banc laser étudiée dans le chapitre précédent implique l'apparition de multiples raies Raman. L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'impact de ces raies sur la mesure du champ de pesanteur. Pour cela, l'origine de l'apparition de ces raies parasites est étudiée afin d'en déduire les possibles effets (2.1). Puis l'étude du déplacement lumineux indiquera les impératifs à avoir sur les différentes raies Raman (2.2) et les paramètres pouvant modifier l'impact de ces raies sur la phase interférométrique seront évalués (2.3). Enfin, l'effet de ces raies Raman sera modélisé afin de prévoir théoriquement leur impact sur la mesure interférométrique (2.4).

2.1 Génération de bandes latérales spectrales par modulation et doublage de fréquence

Les faisceaux Raman sont généralement réalisés à partir de deux lasers en cavité émettant à 780 nm, amplifiés, puis asservis en phase l'un par rapport à l'autre autour de la fréquence horloge du Rubidium [49]. Il s'agit ensuite de les faire interagir ensemble avec le nuage atomique. Beaucoup de paramètres peuvent être assez instables en environnement extérieur à un laboratoire : la robustesse des différentes cavités, la superposition temporelle et spatiale des différents faisceaux,... Dans le chapitre précédent une méthode originale permettant de générer des faisceaux lasers pour des expériences d'atomes froids a été proposée. Ainsi la génération de faisceaux Raman par modulation et doublage de fréquence à partir d'une diode laser à 1560 nm semble résoudre les problèmes de stabilité (composants fibrés) et de superposition temporelle et spatiale des faisceaux (car issus d'un même laser). Il est tout d'abord nécessaire de décrire l'origine de l'apparition des raies Raman. Les raies lumineuses à 780 nm sont générées à l'aide d'un modulateur électro-optique à 1,5 μm et d'un cristal doubleur.

2.1.1 Etude d'un modulateur électro-optique couplé à un cristal doubleur

Modulateur de phase Le modulateur fibré utilisé est un modulateur de phase électro-optique à 1560 nm. Il s'agit d'un guide d'onde dans un matériau possédant un fort coefficient électro-optique, le Niobate de Lithium LiNbO_3 . Ainsi, l'indice de réfraction varie linéairement avec un champ électrique $E_s = \frac{V_s}{d}$ appliqué aux bornes du Niobate de Lithium par effet Pockels (cf. Fig. 2.1). Il est donc possible de moduler l'indice de réfraction du guide en appliquant une tension modulée à ses bornes.

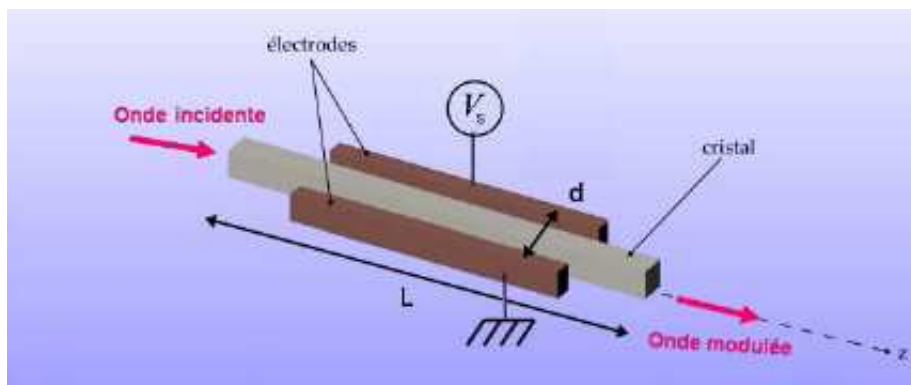


Figure 2.1 – Schéma d'un modulateur de phase électro-optique.

Le Niobate de Lithium est un matériau biréfringent uniaxe, ainsi en envoyant une onde incidente polarisée selon l'un des axes neutres du cristal, le chemin optique parcouru par l'onde suivant le cristal vaut :

$$\delta(t) = n_0 \cdot L - n_0^3 \cdot \frac{r}{2} \cdot \frac{V_s(t)}{d} \cdot L \quad (2.1)$$

Où L représente la longueur du cristal, d la distance inter-électrode, r le coefficient électro-optique effectif, n_0 l'indice du cristal au repos (i.e. en l'absence de champ électrique aux bornes du cristal). Considérons une onde incidente de la forme $\epsilon_e = Ee^{i(\omega t - kz)}$. L'onde en sortie du cristal sera alors :

$$\epsilon_\omega = Ee^{i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L \cdot \left(n_0 - n_0^3 \cdot \frac{r}{2} \cdot \frac{V_s}{d}\right)\right)} \quad (2.2)$$

En appliquant une tension $V_\pi = \frac{\lambda d}{n_0^3 r L}$, l'onde en sortie sera déphasée de π par rapport à une onde traversant le cristal en l'absence de tension aux bornes du cristal. Considérons désormais un signal modulé aux bornes du cristal $V_s = V_{mod} \cos(\omega_{mod} t)$, et posons $\varphi_0 = \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot n_0$, le signal en sortie sera alors :

$$\epsilon_\omega = Ee^{i\left(\omega t - \varphi_0 + \pi \frac{V_{mod}}{V_\pi} \cdot \cos(\omega_{mod} t)\right)} \quad (2.3)$$

L'expression de la forme $e^{i.z.\cos(\theta)}$ peut être décomposée en série de Bessel [50] d'après la formule de Jacobi-Anger :

$$e^{i.z.\cos(\theta)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n \cdot J_n(z) \cdot e^{i.n.\theta} \quad (2.4)$$

Avec J_n les fonctions de Bessel de première espèce. Le signal de sortie est de la forme :

$$\epsilon_\omega = Ee^{-i\varphi_0} \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n \cdot J_n\left(\pi \frac{V_{mod}}{V_\pi}\right) \cdot e^{i.(\omega + n\omega_{mod}).t} \quad (2.5)$$

Or d'après les propriétés des fonctions de Bessel (cf. Annexe A.2), $J_{-n} = (-1)^n \cdot J_n$. L'intensité des composantes spectrales à $\pm n$ en sortie du modulateur est la même et vaut :

$$I_{\omega \pm n\omega_{mod}} \propto J_n^2\left(\pi \frac{V_{mod}}{V_\pi}\right) \quad (2.6)$$

Il est ainsi possible de générer différentes bandes latérales spectrales et contrôler leur intensité respective. Afin d'utiliser des composants fibrés, le modulateur de phase utilisé fonctionne dans la bande C Telecom, soit à $1,5 \mu m$. Il est donc nécessaire d'étudier désormais le comportement du signal après doublage de fréquence. Dans notre montage laser, le signal modulé est doublé en fréquence à l'aide d'un cristal de PPLN. L'onde générée est alors proportionnelle au carré de l'onde incidente. Le spectre de l'onde générée à la fréquence double vaut alors :

$$\epsilon_{2\omega} \propto (\epsilon_\omega)^2 \quad (2.7)$$

$$\epsilon_{2\omega} \propto \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n \cdot J_n\left(2\pi \frac{V_{mod}}{V_\pi}\right) \cdot e^{i.(2\omega + n\omega_{mod}).t}$$

Ainsi l'intensité des différentes raies spectrales sont de la forme :

$$I_{2\omega \pm n\omega_{mod}} \propto J_n^2 \left(2\pi \frac{V_{mod}}{V_\pi} \right) \quad (2.8)$$

Il est possible d'annuler chaque composante spectrale. Cependant, à cause de la symétrie des fonctions de Bessel il y aura toujours au moins deux composantes spectrales en sortie de modulateur d'égale intensité, ce qui peut être gênant pour annuler le déplacement lumineux lors des impulsions Raman (cf. Chap. 2.2). La figure 2.2 indique l'évolution de la porteuse et de la première bande latérale en fonction de la puissance RF envoyée sur un modulateur de phase Photline MPZ-LN-10-P-P-FA-FA. Le câble RF est connecté sur une impédance de 50Ω , ce qui donne une tension V_π de $5,2 V$, conformément à la valeur donnée par le constructeur. Cette tension est cohérente avec la tension V_π définie par l'équation 2.2. De plus, il est possible d'atténuer la porteuse de $-27 dB$ et de régler le rapport d'intensité entre la porteuse et les bandes latérales. Ces différentes caractéristiques en terme de puissance permettront d'utiliser les faisceaux lasers ainsi générés pendant la phase de refroidissement et la phase interférométrique. En effet il sera impossible d'obtenir le faisceau repompeur seul (cf. Chap. 3).

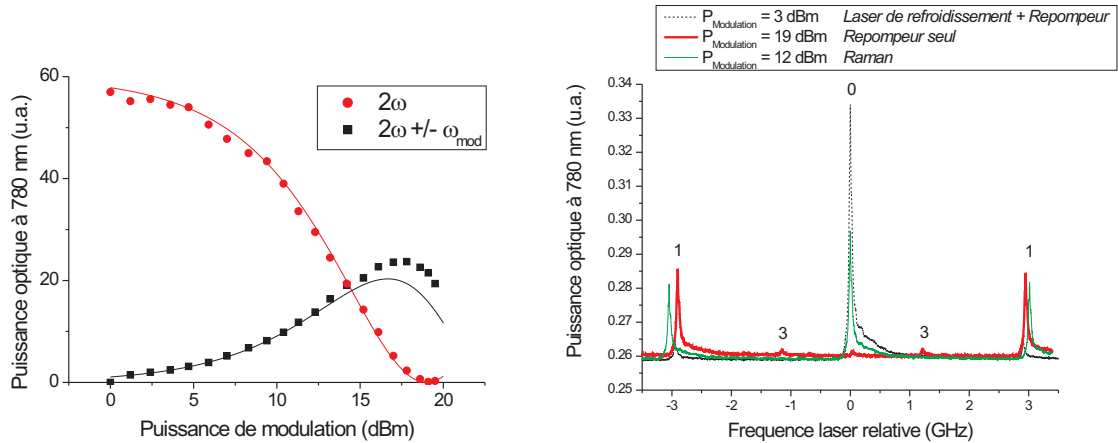


Figure 2.2 – Génération de bandes spectrales par modulation de phase à 3 GHz et doublage de fréquence, observée au Fabry-Perot. A gauche : Puissance optique à 780 nm en fonction de la puissance RF. Les traits pleins correspondent au calcul théorique. A droite : Spectre du laser pour les différentes phases de l'expérience. Le Fabry-Perot utilisé a un intervalle spectral libre de 10 GHz , les faibles pics des bandes latérales spectrales d'ordre ± 3 sont observés à $\pm 1 \text{ GHz}$. Les pics d'ordre 2 apparaissent à la fois à $\pm 4 \text{ GHz}$ et $\pm 6 \text{ GHz}$, c'est pour cela que l'on ne les observe pas ici.

Modulateur d'intensité Il est aussi possible d'utiliser un modulateur d'intensité, composé de deux modulateurs de phase configurés en Mach-Zehnder (cf. Fig. 2.3). Il a été utilisé dans les premières versions du banc laser [24].

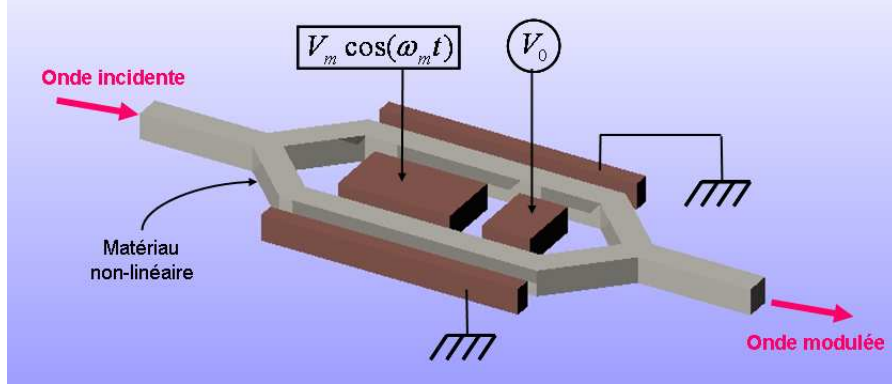


Figure 2.3 – Schéma d'un modulateur d'intensité électro-optique.

Le modulateur d'intensité, alimenté avec une tension continue V_0 , est utilisé comme obturateur de période V_π . L'amplitude en sortie du modulateur alimenté par une tension modulée $V_0 + V_m \cdot \cos(\omega_m t)$ peut être évaluée de la même façon que pour le modulateur de phase (Eq. 2.3) :

$$\epsilon_\omega \propto e^{i\omega t} \left(e^{i\pi \left(\frac{V_0 + V_m \cdot \cos(\omega_m t)}{V_\pi} \right)} + e^{-i\pi \left(\frac{V_0 + V_m \cdot \cos(\omega_m t)}{V_\pi} \right)} \right) \quad (2.9)$$

Ainsi nous pouvons évaluer l'amplitude en sortie de cristal, et donc l'intensité des bandes latérales à 780 nm :

$$\epsilon_{2\omega} \propto \left(\begin{array}{l} e^{i2\omega t} \\ + \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \cos\left(\frac{2\pi V_0}{V_\pi}\right) J_{2n}\left(\frac{2\pi V_m}{V_\pi}\right) e^{i(2\omega + 2n\omega_m)} \\ - \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \sin\left(\frac{2\pi V_0}{V_\pi}\right) J_{2n+1}\left(\frac{2\pi V_m}{V_\pi}\right) e^{i(2\omega + (2n+1)\omega_m)} \end{array} \right) \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} I_{2\omega} &\propto \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi V_0}{V_\pi}\right) J_0\left(\frac{2\pi V_m}{V_\pi}\right) \right)^2 \\ I_{2\omega \pm 2n\omega_m} &\propto \left(\cos\left(\frac{2\pi V_0}{V_\pi}\right) J_{2n}\left(\frac{2\pi V_m}{V_\pi}\right) \right)^2 ; [n \neq 0] \\ I_{2\omega \pm (2n+1)\omega_m} &\propto \left(\sin\left(\frac{2\pi V_0}{V_\pi}\right) J_{2n+1}\left(\frac{2\pi V_m}{V_\pi}\right) \right)^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Le comportement est très similaire au montage modulateur de phase + doublage (cf. Fig. 2.4). Cependant la plus grande différence réside dans le fait qu'il est impossible de supprimer la porteuse, ce qui peut être gênant pendant le phase de sélection Zeeman ou lors de la phase de détection (cf. Chap. 3).

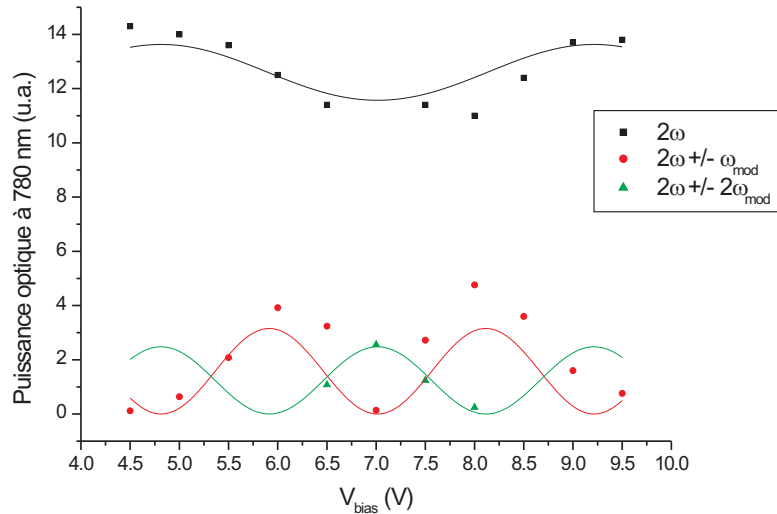


Figure 2.4 – Mesures des différentes raies spectrales au Fabry-Perot. Les signaux mesurés étant peu puissants la résolution du Fabry-Perot ne permettait pas d’avoir beaucoup de données mais la forme générale semble bien suivre les fits théoriques (qui de plus ne prennent pas en compte de possibles dissymétries entre les bras).

Le modulateur d’intensité peut être utilisé pour la génération des faisceaux Raman. Cependant il sera difficile de générer un faisceau décalé de 3 GHz seul (Repompeur) avec ce dispositif, élément essentiel lors de la préparation des atomes dans un certain niveau hyperfin, ou lors d’une détection parfaitement calibrée (cf. Chap. 3). C’est pour cela que nous avons opté pour l’utilisation d’un modulateur de phase. Cependant il y aura toujours au moins deux bandes latérales, ce qui risque de générer plusieurs couples Raman.

2.1.2 Génération de plusieurs couples Raman

La mesure du champ de pesanteur par interférométrie atomique nécessite l’utilisation de faisceaux Raman (cf. Chap. Introduction). Deux raies lasers sont asservies en phase et leur différence de fréquence correspond à la fréquence horloge du Rb^{85} , c’est à dire $G = 3,035732 \text{ GHz}$ [43]. De plus la fréquence des faisceaux lasers doit être suffisamment éloignée de l’état $5^2P_{3/2}$ afin d’éviter l’émission spontanée. Avec un décalage $\Delta = -1 \text{ GHz}$, l’émission spontanée pour une impulsion π est de l’ordre de 1% (cf. Chap. 4.2.3.3), ce qui sera acceptable pour l’expérience. L’utilisation du modulateur de phase permet la génération de tels faisceaux Raman, deux configurations sont alors possibles :

Modulation à 1,5 GHz L’idée ici est d’utiliser les ordres ± 1 des bandes spectrales du faisceau laser modulé. Les faisceaux Raman à 780 nm seront donc constitués des ordres ± 1 ,

décalés de 3 GHz . Il est donc indispensable d'éliminer la porteuse, ce qui est possible à l'aide du modulateur de phase. A 780 nm , la porteuse est décalée de $0,5 \text{ GHz}$ dans le bleu de la transition ($F=3, F'$) si bien que l'ordre -1 (resp. 1) est décalé de 1 GHz dans le rouge de la transition ($F=3, F'$) (resp. ($F=2, F'$)). Dans cette configuration le spectre du système laser est le suivant :

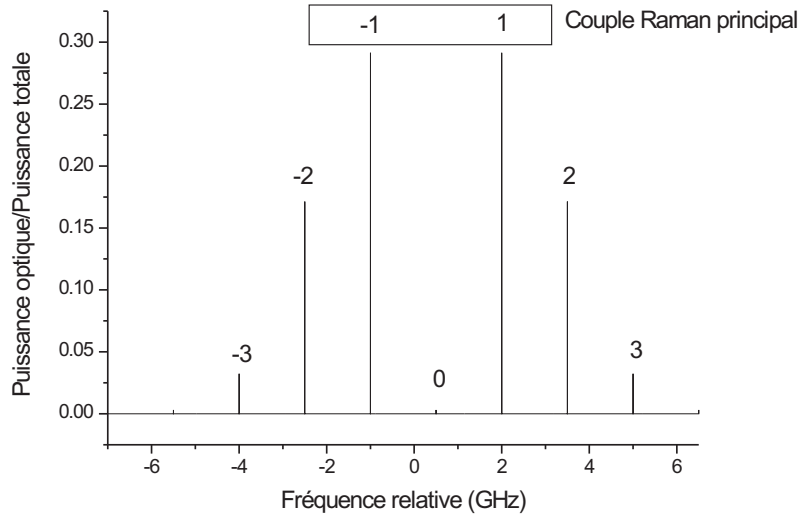


Figure 2.5 – Spectre laser obtenu en atténuant la bande centrale de -27 dB .

Plusieurs bandes latérales apparaissent, les ordres supérieurs à 3 pouvant être négligés (Puissance optique inférieure à $10^{-3} \cdot I_0$ et décalage en fréquence supérieur à 5 GHz). L'ordre 0 est lui décalé de $0,5 \text{ GHz}$ dans le bleu de la transition ($F=3, F'$), ce qui induit un taux d'émission spontanée de l'ordre de $10^{-3}\%$ car sa puissance est très faible (cf. Chap. 4.2.3.3). De plus les ordres ± 2 et ± 3 pourrait perturber la mesure par l'association d'autres couples Raman. Par exemple le couple $(-3, -1)$ est décalé de -4 GHz de F' soit une pulsation de Rabi effective de $0,1 \cdot \Omega_{eff}$ où Ω_{eff} est la pulsation de Rabi du couple principal (Eq. 14). Le couple $(0, 2)$ est décalé de $+0,5 \text{ GHz}$ de F' soit une pulsation effective de $0,01 \cdot \Omega_{eff}$. De telles pulsations de Rabi impliquent de multiples interférogrammes parasites comme nous le verrons par la suite. Un autre inconvénient de cette méthode vient du fait que les deux raies Raman ont exactement la même intensité. Or pour annuler le déplacement lumineux, le rapport d'intensité des faisceaux Raman doit être de l'ordre de $2,1$ (Eq. 2.20). Il serait possible de limiter cet effet uniquement au premier ordre en inversant k_{eff} des faisceaux Raman. Une autre méthode serait de diminuer le faisceau de retour à l'aide d'un atténuateur optique, mais le dispositif ne permettrait d'utiliser qu'une paire de faisceaux contrapropageants, alors que les deux paires de faisceaux contrapropageants sont utiles pour éliminer certains effets

systématiques sur la mesure comme le champ magnétique (cf. Chap. 4).

Modulation à 3 GHz Dans cette configuration, la porteuse est décalée de Δ par rapport à la transition ($F=3, F'$) et l'ordre 1 est décalé de Δ par rapport à la transition ($F=2, F'$). Le rapport d'intensité des raies est fixé autour de 2 afin d'éliminer le déplacement lumineux, le spectre obtenu est le suivant :

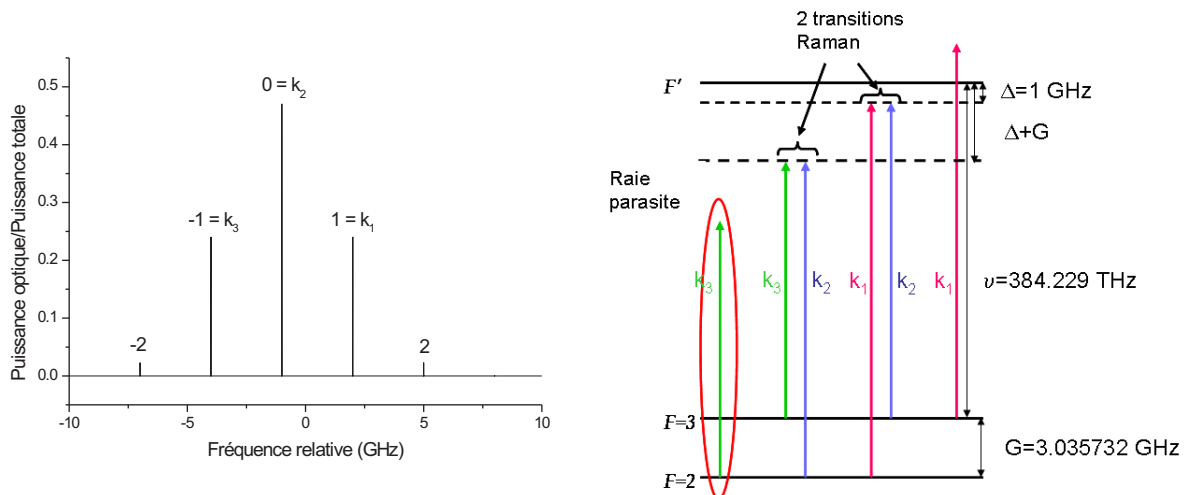


Figure 2.6 – A gauche : Spectre laser obtenu pour une modulation à 3 GHz. A droite : Transitions Raman possibles.

Dans cette configuration il existe un couple (ordre -1 et 0) d'intensité équivalente au couple (0 et 1) qui pourrait participer à l'interféromètre, même s'il est décalé de 4 GHz dans le rouge (cf. Fig. 2.6). Les autres couples, même peu intenses, peuvent aussi participer à l'interféromètre. L'influence de ces couples Raman parasites sur l'interféromètre atomique doit être étudiée afin d'en déduire l'erreur sur la mesure de pesanteur. L'effet du déplacement lumineux lors des interactions lumière-atome doit d'abord être étudié car il impose l'intensité de chaque raie Raman. Cela définira ainsi les fréquences de Rabi associées aux différents couples Raman. De ces fréquences seront déduits les interféromètres parasites.

2.2 Impact d'une raie parasite sur le déplacement lumineux

2.2.1 Notion de déplacement lumineux (sans raie parasite)

Lors de l'interaction entre l'atome et les faisceaux Raman, il apparaît un effet de déplacement lumineux δ^{AC} (effet Stark AC) qui modifie la différence d'énergie entre les niveaux

atomiques. Il en résulte alors une baisse d'énergie différente suivant les niveaux hyperfins du fondamental (cf. Fig. 2.7). Par conséquent, les faisceaux Raman ne seront plus exactement à résonance avec la fréquence horloge. Cette différence de fréquence va donc ajouter un terme de phase lors des transitions Raman pendant la durée τ de chaque impulsion $\frac{\pi}{2}$, π , $\frac{\pi}{2}$ au niveau des points A,B,C,D de l'interféromètre (cf. Chap. Introduction).

Sur l'interféromètre un déphasage supplémentaire va être induit. Au premier ordre, la phase ajoutée par le déplacement lumineux vaut [51] :

$$\delta\varphi = \frac{\delta_A^{AC} - \delta_C^{AC}}{\Omega_{eff}} \quad (2.12)$$

Où Ω_{eff} est la pulsation de Rabi des faisceaux Raman (Eq. 2.20), τ est la durée d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$ et $\delta_I^{AC} = (\Omega_b^{AC} - \Omega_a^{AC})_I$ est le déplacement lumineux dû à l'impulsion I. Ω_a^{AC} (Resp. Ω_b^{AC}) est le déplacement lumineux de l'état $|a\rangle$ (Resp. $|b\rangle$) et est défini à l'équation 2.13.

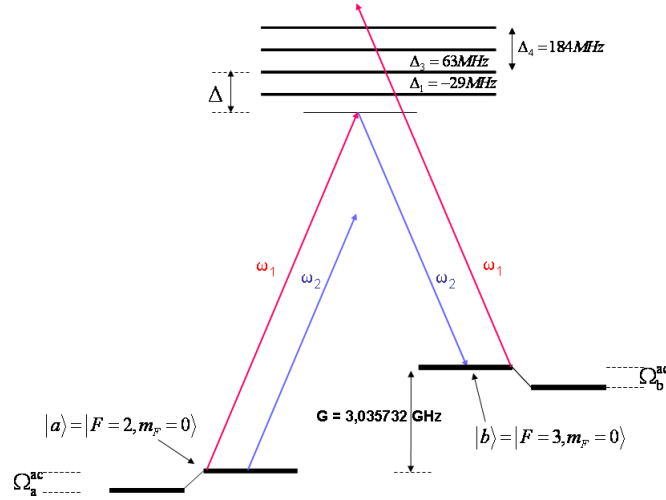


Figure 2.7 – Effet de déplacement lumineux.

Calculons alors le déplacement lumineux induit par un couple Raman décalé de $\Delta = -1 GHz$ de $F'=2$, en considérant les notations de la figure 2.7. En éclairant un atome avec un faisceau laser, il apparaît donc un couplage entre les photons et les différents niveaux hyperfins de l'atome. Il est possible de calculer les différents déplacements lumineux en tenant compte de toutes les interactions entre les photons et les niveaux de l'atome [51].

$$\begin{aligned} \Omega_a^{ac} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,2,1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)} + \frac{|\Omega_{k,2,2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k + G)} \\ \Omega_b^{ac} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,3,1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k - G)} + \frac{|\Omega_{k,3,2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$\Omega_{k,m,n} = -\frac{\langle F'=k, m_{F'}=1 | d \cdot \hat{\epsilon}_n \cdot E_n^0 | F=m, m_F=0 \rangle}{\hbar}$ est la pulsation de Rabi du faisceau laser n entre le niveau fondamental, $a = |^5S_{1/2}, F = m = 2, m_F = 0\rangle$ ou $b = |^5S_{1/2}, F = m = 3, m_F = 0\rangle$, et le niveau excité $|^5P_{3/2}, F' = k, m_{F'} = 1\rangle$. d est l'opérateur dipolaire, $\hat{\epsilon}_n$ est le vecteur polarisation du laser n, et E_n^0 son amplitude. La polarisation des faisceaux suivant l'axe de quantification est σ^+ afin d'obtenir des transitions Raman co et contra-propageantes (Chap 3). On en déduit alors les différentes pulsations de Rabi d'après le théorème de Wigner-Eckart en les décomposant suivant un coefficient de Clebsch-Gordan et un élément de matrice réduit fournis par les données spectroscopiques du Rb^{85} [43] :

$$\Omega_{k,m,n} = -\frac{E_n^0}{\hbar} \cdot \underbrace{\hat{\epsilon}_n \cdot \langle F' = k, m_{F'} = 0 | F = m, m_F = 0 \rangle}_{\text{Coefficient de Clebsch-Gordan (CG)}} \cdot \underbrace{\langle F' = k || d || F = m \rangle}_{\text{Elément de matrice réduit}} \quad (2.14)$$

$$\text{où } \langle F' = k || d || F = m \rangle = \underbrace{D}_{\text{Moment dipolaire de l'atome}} \cdot (-1)^{F'+J+I+1} \cdot \underbrace{\sqrt{S_{FF'}}}_{\text{Force de raie}} \quad (2.15)$$

En posant $\Omega_n = \frac{E_n^0}{\hbar} \cdot D$ la pulsation de Rabi simplifiée du laser n, on obtient :

$$|\Omega_{k,m,n}| = |\Omega_n| \cdot CG \cdot \sqrt{S_{FF'}} \quad (2.16)$$

A l'aide du vecteur de Poynting, les différentes pulsations de Rabi sont données en fonction de l'intensité des faisceaux lasers I_1 et I_2 (de fréquence optique respective ω_1 et ω_2) :

$$\begin{aligned} |\Omega_1| &= \frac{D}{\hbar} \cdot \sqrt{2\mu_0 c I_1} \\ |\Omega_2| &= \frac{D}{\hbar} \cdot \sqrt{2\mu_0 c I_2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Une notation plus usuelle fait intervenir l'intensité de saturation I_{sat} et la largeur de raie Γ . L'intensité de saturation est définie par $I_{sat} = \frac{\Gamma^2 \hbar^2}{4\mu_0 c D^2}$ [43]. On a alors :

$$\frac{I_i}{I_{sat}} = 2 \left(\frac{\Omega_i}{\Gamma} \right)^2 \quad (2.18)$$

Les fréquences de Rabi s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} |\Omega_1| &= \frac{\Gamma}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{I_1}{I_{sat}}} \\ |\Omega_2| &= \frac{\Gamma}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{I_2}{I_{sat}}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

La pulsation de Rabi effective des faisceaux Raman, ainsi que le déplacement lumineux engendré valent alors :

$$\begin{aligned} \Omega_{eff} &= \sum_{F'=2}^3 \frac{\Omega_{2,F',1} \Omega_{3,F',2}^*}{2(\Delta + \Delta_{F'})} \\ &= \frac{\Gamma^2}{4I_{sat}} \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \left(\frac{\sqrt{\frac{7}{36}} \cdot \sqrt{\frac{1}{63}}}{\Delta} + \frac{\sqrt{\frac{4}{45}} \cdot \sqrt{\frac{5}{36}}}{\Delta + \Delta_3} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\delta^{AC} = \frac{\Gamma^2}{8I_{sat}} \left(\begin{array}{c} I_1 \cdot \left(\begin{array}{c} \left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta-G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3-G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_4-G} \right) \\ - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_1} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3} \right) \end{array} \right) \\ + I_2 \cdot \left(\begin{array}{c} \left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_4} \right) \\ - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta+G} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_1+G} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3+G} \right) \end{array} \right) \end{array} \right) \quad (2.21)$$

Le déplacement lumineux est une combinaison linéaire des intensités lasers, il est donc possible de l'annuler pour un rapport d'intensité :

$$r = \frac{I_2}{I_1} = - \frac{\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta-G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3-G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_4-G} \right) - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_1} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3} \right)}{\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_4} \right) - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta+G} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_1+G} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta+\Delta_3+G} \right)} \quad (2.22)$$

Une fonction approche bien l'allure de ce rapport et estime bien l'annulation du déplacement lumineux (cf. Fig.2.8) pour d'autres alcalins [43, 52, 53] :

$$r \left(x = \frac{\Delta}{G} \right) = \frac{(1+x)(x+\epsilon)}{(1-x)(x-\epsilon)} \quad (2.23)$$

Dans notre expérience avec un désaccord d'environ $\Delta = 1 \text{ GHz}$ dans le rouge, le déplacement lumineux s'annule pour $r \approx 2,1$. Cependant le déplacement lumineux induit par une troisième raie laser n'est pas pris en compte ici.

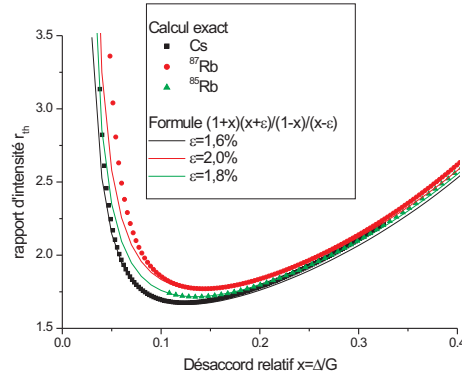


Figure 2.8 – Annulation du déplacement lumineux pour différents atomes.

2.2.2 Calcul du déplacement lumineux avec 3 faisceaux lasers et conséquences

D'après le chapitre 2.1.2, notre technique de génération de faisceaux Raman par modulation de phase à $1,5 \mu\text{m}$ et doublage de fréquence implique la génération d'une troisième

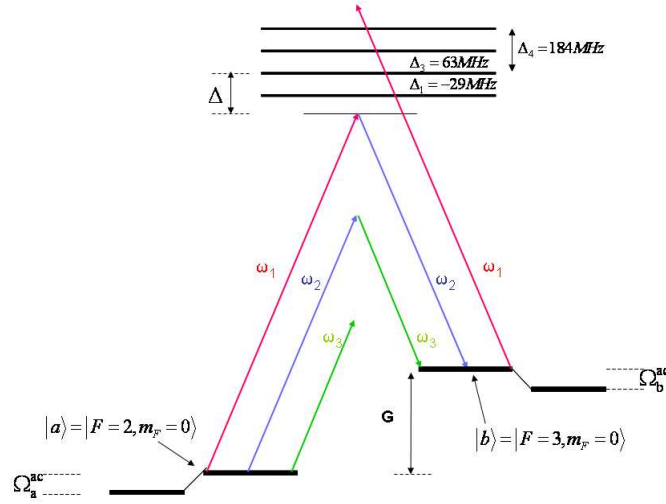


Figure 2.9 – Effet de déplacement lumineux avec 3 faisceaux lasers.

raie d'intensité $I_3 = I_1$ (cf. Fig. 2.9), ainsi que d'autres raies lumineuses que l'on négligera ici.

Un calcul similaire à celui du chapitre 2.2.1 donne pour les déplacements lumineux :

$$\begin{aligned}\Omega_a^{ac} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,a,1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)} + \frac{|\Omega_{k,a,2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k + G)} + \frac{|\Omega_{k,a,3}|^2}{4(\Delta + \Delta_k + 2G)} \\ \Omega_b^{ac} &= \sum_k \frac{|\Omega_{k,b,1}|^2}{4(\Delta + \Delta_k - G)} + \frac{|\Omega_{k,b,2}|^2}{4(\Delta + \Delta_k)} + \frac{|\Omega_{k,b,3}|^2}{4(\Delta + \Delta_k + G)}\end{aligned}\quad (2.24)$$

Puisque $|\Omega_{k,m,1}| = |\Omega_{k,m,3}|$, on en déduit alors le déplacement lumineux durant une impulsion Raman :

$$\delta^{AC} = \frac{\Gamma^2}{8I_{sat}} \left(\begin{aligned} &I_1 \cdot \left(\begin{aligned} &\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta - G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 - G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4 - G} \right) \\ &- \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3} \right) \\ &+ \left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta + G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 + G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4 + G} \right) \\ &- \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + 2G} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1 + 2G} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 + 2G} \right) \end{aligned} \right) \\ &+ I_2 \cdot \left(\begin{aligned} &\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4} \right) \\ &- \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + G} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1 + G} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 + G} \right) \end{aligned} \right) \end{aligned} \right) \quad (2.25)$$

Le rapport d'intensité des raies annulant le déplacement lumineux vaut :

$$r = \frac{I_2}{I_1} = - \left(\begin{aligned} &\frac{\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta - G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 - G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4 - G} \right) - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3} \right)}{\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4} \right) - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + G} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1 + G} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 + G} \right)} \\ &+ \frac{\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta - G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 - G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4 - G} \right) - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3} \right)}{\left(\frac{1}{63} \cdot \frac{1}{\Delta + G} + \frac{5}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 + G} + \frac{5}{28} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_4 + G} \right) - \left(\frac{7}{36} \cdot \frac{1}{\Delta + 2G} + \frac{1}{20} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_1 + 2G} + \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{\Delta + \Delta_3 + 2G} \right)} \end{aligned} \right) \quad (2.26)$$

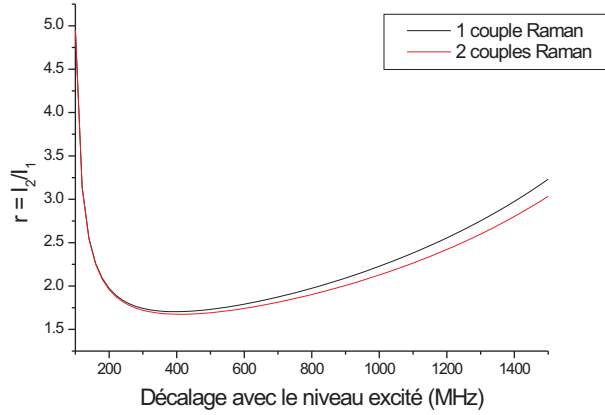


Figure 2.10 – Annulation du déplacement lumineux avec un ou deux couples Raman.

La figure 2.10 montre que le rapport des raies reste proche de 2 dans notre configuration. Il est donc raisonnable de ne pas pousser un calcul plus compliqué en présence d'autres raies parasites, qui sont plus éloignées en fréquence et moins intenses. Un déplacement lumineux nul permet d'éliminer l'erreur sur la mesure si l'intensité des raies fluctue entre la première et la dernière impulsion. Cette fluctuation peut venir de l'expansion du nuage atomique face à la taille fini des faisceaux lasers lors de la chute libre [11], ou à une fluctuation de l'intensité des lasers Raman. Ainsi il est possible d'estimer par exemple l'erreur sur la mesure de g pour une variation de 10% de l'intensité des raies entre la première et le troisième impulsion Raman, séparées de $2T = 70 \text{ ms}$. Pour cela on évalue le déplacement lumineux induit par chacune de ces deux impulsions et on en déduit le déphasage interférométrique dû uniquement au déplacement lumineux (Eq. 2.12) :

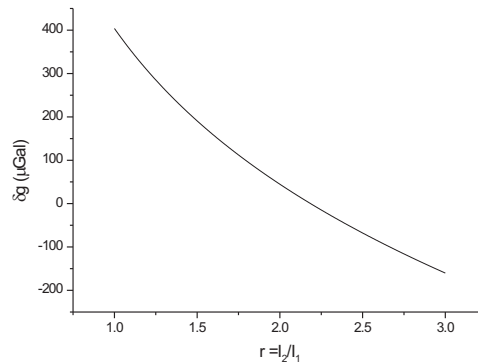


Figure 2.11 – Ecart sur la mesure de g dû à une fluctuation de l'intensité des raies 10% entre la première et la troisième impulsion en fonction du rapport d'intensité choisi.

Notons au passage que $I_{tot} \approx I_1 + I_2 + I_3$, soit $I_{tot} \approx 5.I_2 \approx 2,5.I_1$. On en déduit alors les pulsations de Rabi des deux couples Raman :

$$\begin{aligned}\Omega_{eff} &= \sum_{F'=2}^3 \frac{\Omega_{2,F',1}\Omega_{3,F',2}^*}{2(\Delta + \Delta_{F'})} \\ \Omega_{eff,parasite} &= \sum_{F'=2}^3 \frac{\Omega_{2,F',2}\Omega_{3,F',3}^*}{2(\Delta + \Delta_{F'} + G)} \approx -\frac{\Delta}{\Delta + G} \cdot \Omega_{eff} \approx -\frac{\Omega_{eff}}{4}\end{aligned}\quad (2.27)$$

Ces deux couples Raman étant à résonance avec la transition horloge, il en résulte en première approximation l'apparition de deux interférogrammes, dus à chacun des couples Raman.

2.2.3 Calcul d'ordre de grandeur de l'interférogramme parasite

Un interféromètre atomique peut être réalisé à l'aide de faisceaux Raman à condition qu'ils soient à résonance avec la fréquence Raman de l'atome considéré. Or la paire de faisceaux I_2, I_3 est aussi à résonance avec l'atome de Rubidium (cf. Fig. 2.9). Des transitions sont alors possibles avec les deux couples Raman lors de l'interféromètre. Tout d'abord les atomes interagissant avec cette deuxième paire subiront un recul de $\Delta p_{parasite} = \hbar(k_2 + k_3) = \hbar k_p = \hbar(k_{eff} - \Delta k)$ avec $\Delta k = \frac{2\pi G}{c}$. Cela implique une erreur relative sur la position des atomes de $\frac{\Delta z}{z_{chute}} = \frac{2\hbar\Delta k}{mgT} = 8.10^{-6}$ pour $T = 35 \text{ ms}$. La phase laser vue par ces atomes sera différente, ce qui perturbera la mesure de g . De plus, puisque $\Omega_{eff,parasite} = \frac{\Delta}{\Delta+G} \cdot \Omega_{eff}$, il n'y aura pas exactement des impulsions π ou $\frac{\pi}{2}$. En considérant une impulsion de durée τ telle que les atomes soient équirépartis dans les deux niveaux du fondamental, on obtient alors après l'impulsion des deux couples Raman :

$$\begin{aligned}\sin^2\left(\frac{|\Omega_{eff}| + |\Omega_{eff,parasite}|}{2}\tau\right) &= \frac{1}{2} \\ \Rightarrow \epsilon &= \sin^2\left(\frac{|\Omega_{eff,parasite}|}{2}\tau\right) \approx \sin^2\left(\frac{\pi}{4} \left|\frac{\Omega_{eff,parasite}}{\Omega_{eff}}\right|\right) \\ &\approx 4\% \text{ des atomes sont transférés dans l'état quantique parasite}\end{aligned}\quad (2.28)$$

Considérons une séquence interférométrique $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$. Il est possible de faire l'analogie avec un interféromètre de Mach-Zehnder optique pour comprendre physiquement l'effet du deuxième couple Raman parasite. Celui-ci serait l'équivalent d'une lame de verre située après chaque lame séparatrice et chaque miroir ($\Omega_{eff,parasite}\tau \neq \frac{\pi}{2}$). Cela aurait pour conséquence de réfléchir une partie du faisceau optique (car $\Delta p_{parasite} \neq \Delta p$). Au final deux interférogrammes se recombineraient avec deux phases différentes puisque les chemins optiques parcourus diffèrent légèrement.

Une première approximation, intuitive mais incomplète, consisterait donc à considérer un deuxième interférogramme dû au couple (I2,I3), de franges, de contraste et de période

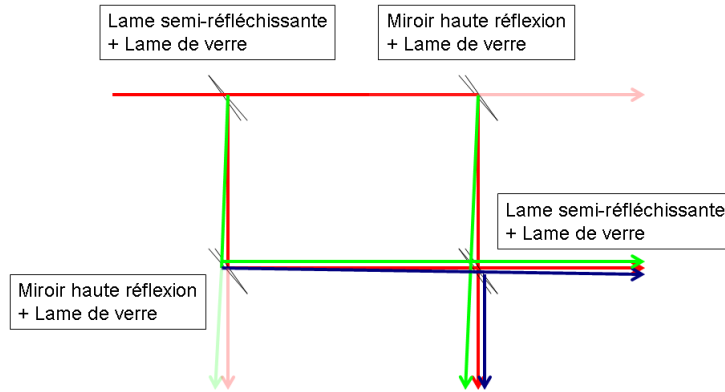


Figure 2.12 – Interféromètre parasite : Analogie avec un interféromètre optique de Mach-Zehnder.

différents, qui s'ajouteraient à l'interférogramme principal de façon indépendante. Le contraste de cet interféromètre parasite serait au maximum de ϵ . Le déphasage en sortie du deuxième interféromètre sera a priori de la forme $k_p g T^2 - \alpha T^2$, de façon analogue à l'interféromètre principal (cf. Chap. Introduction). Le vecteur d'onde étant légèrement différent de celui de l'interféromètre principal, la période de l'interféromètre parasite sera donc légèrement différente, ce qui risque de conduire à une interprétation erronée de la phase de sortie de l'interféromètre. Ainsi nous pouvons rapidement évaluer l'influence en première approximation de ce deuxième couple Raman dit parasite sur la mesure du champ de pesanteur, le signal en sortie de l'interféromètre sera de type :

$$\begin{aligned}
 S(\alpha) &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left((1 - \epsilon) \cos(k_{eff} g T^2 - 2\pi \alpha T^2) + \epsilon \cos(k_p g T^2 - 2\pi \alpha T^2) \right) \\
 &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left(\cos(k_{eff} g T^2 - 2\pi \alpha T^2) + 2\epsilon \sin\left(k_{eff} g T^2 - 2\pi \alpha T^2 - \frac{\Delta k g T^2}{2}\right) \sin\left(\frac{\Delta k g T^2}{2}\right) \right)
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Le terme d'erreur sur la mesure du champ de pesanteur au premier ordre est une fonction périodique de T^2 , et peut être annulé indépendamment de α pour $T = \sqrt{\frac{2n.c}{G.g}}$; $n \in \mathbb{N}$. Ce premier temps vaut 142 ms , or du fait de la configuration de notre gravimètre le temps entre impulsions est au maximum de $T = 35 \text{ ms}$. Il est possible que d'autres temps annulant cette erreur apparaissent en effectuant un calcul plus rigoureux (cf. Chap. 2.4). Un premier ordre de grandeur de cette erreur peut être estimé : $\delta g \approx \pm \frac{\epsilon}{k_{eff} T^2} \approx \pm 0,2 \text{ mGal}$. Cette erreur est assez importante, il faut donc calculer précisément l'erreur induite par cette raie parasite, afin d'estimer précisément l'erreur de mesure sur la pesanteur.

2.3 Calcul du déphasage interférométrique dû aux couples Raman parasites

L'apparition de différents couples Raman fait apparaître différents couplages possibles entre les niveaux hyperfins de l'état fondamental. Ainsi lors d'une impulsion Raman, il n'y a plus deux états quantiques couplés mais une infinité d'états, dus aux différentes impulsions reçues lors de l'interaction avec les différents couples Raman (cf. Fig. 2.13).

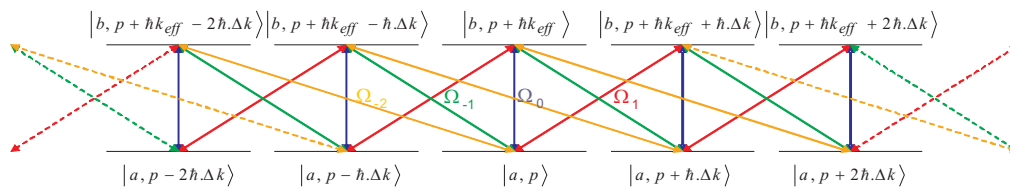
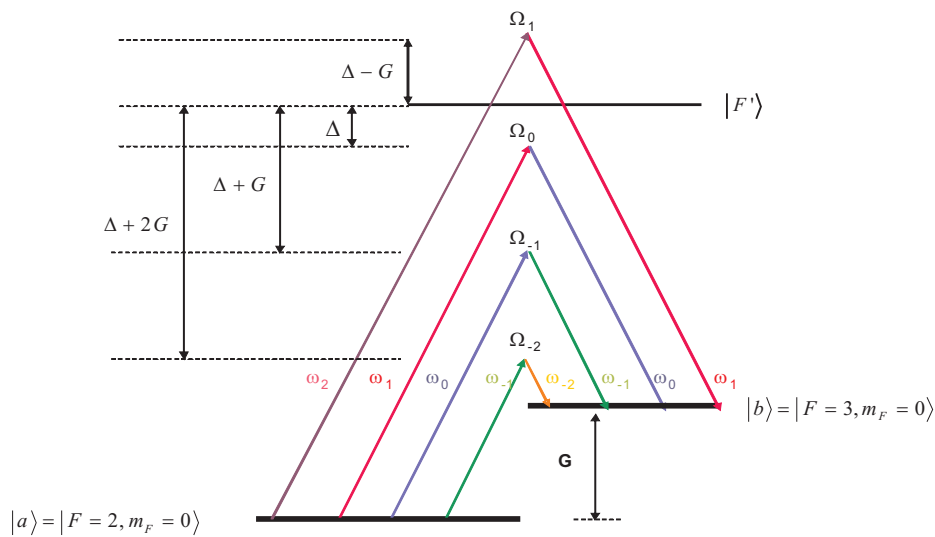


Figure 2.13 – En haut : Représentation des différents couples Raman. En bas : Couplages des faisceaux Raman avec les différents états quantiques.

On calcule les différentes pulsations de Rabi associées aux différents couples Raman, sachant que le rapport d'intensité du couple Raman principal doit être proche de 2 afin d'éliminer le déplacement lumineux :

2.3 Calcul du déphasage interférométrique dû aux couples Raman parasites

Couple Raman	Pulsation de Rabi effective	Impulsion communiquée
ω_0, ω_1	$\Omega_0 = \Omega_{eff} \propto \frac{J_0(1,142) \cdot J_1(1,142)}{\Delta}$	$\hbar k_{eff}$
ω_{-1}, ω_0	$\Omega_{-1} = \frac{\Delta}{\Delta+G} \cdot \frac{J_{-1}(1,142) \cdot J_0(1,142)}{J_0(1,142) \cdot J_1(1,142)} \cdot \Omega_{eff} \approx -\frac{\Omega_{eff}}{4}$	$\hbar(k_{eff} - \Delta k)$
ω_{-2}, ω_{-1}	$\Omega_{-2} = \frac{\Delta}{\Delta+2G} \cdot \frac{J_{-2}(1,142) \cdot J_{-1}(1,142)}{J_0(1,142) \cdot J_1(1,142)} \cdot \Omega_{eff} \approx -\frac{\Omega_{eff}}{33}$	$\hbar(k_{eff} - 2 \cdot \Delta k)$
ω_1, ω_2	$\Omega_1 = \frac{\Delta}{\Delta-G} \cdot \frac{J_1(1,142) \cdot J_2(1,142)}{J_0(1,142) \cdot J_1(1,142)} \cdot \Omega_{eff} \approx -\frac{\Omega_{eff}}{10}$	$\hbar(k_{eff} + \Delta k)$
...	...	
ω_j, ω_{j+1}	$\Omega_j = \frac{\Delta}{\Delta+j \cdot G} \cdot \frac{J_j(1,142) \cdot J_{j+1}(1,142)}{J_0(1,142) \cdot J_1(1,142)} \cdot \Omega_{eff}$	$\hbar(k_{eff} + j \cdot \Delta k)$

Tableau 2.1 – Pulsation de Rabi et impulsion communiquée suivant le couple de faisceaux Raman choisi.

Les différents faisceaux Raman couplent donc une infinité d'états quantiques qui forment la base suivante :

$$\{|a, p + j \cdot \hbar \cdot \Delta k\rangle, |b, p + \hbar \cdot k_{eff} + j \cdot \hbar \cdot \Delta k\rangle\}_{j \in \mathbb{Z}} \quad (2.30)$$

L'analogie optique de ces effets consiste à étudier le signal en sortie d'une infinité d'interféromètres, dont certains chemins sont représentés figure 2.14.

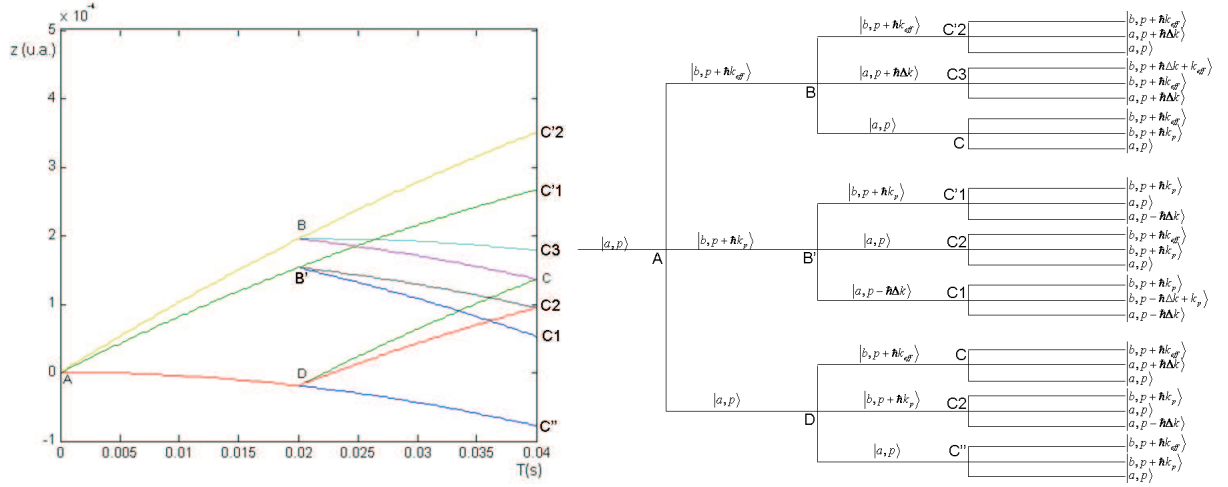


Figure 2.14 – Chemins parcourus par les atomes suivant l'état quantique considéré. Il s'agit des chemins parcourus lors de transitions à deux raies Raman uniquement, et en ne considérant qu'un seul couple Raman parasite, (Etude réalisée par Fabien Lienhart [24]).

2.3.1 Matrice d'action d'une impulsion Raman

Il est important d'évaluer l'effet total des raies parasites sur l'interféromètre. Etudions tout d'abord l'effet d'une impulsion lumineuse sur les atomes. On négligera l'émission spontanée.

L'hamiltonien d'interaction entre les atomes et les faisceaux Ramans s'écrit dans la base 2.30 :

$$\begin{aligned}
 \widehat{H}' = & \sum_n \hbar 2\pi G |b, p + \hbar.k_{eff} + n.\hbar.\Delta k\rangle \langle b, p + \hbar.k_{eff} + n.\hbar.\Delta k| \\
 & + \sum_l \hbar e^{i\Phi_l} \frac{\Omega_l}{2} |b, p + \hbar.k_{eff} + (n+l).\hbar.\Delta k\rangle \langle a, p + n.\hbar.\Delta k| \\
 & + \sum_l \hbar e^{-i\Phi_l} \frac{\Omega_l}{2} |a, p + n.\hbar.\Delta k\rangle \langle b, p + \hbar.k_{eff} + (n+l).\hbar.\Delta k|
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

L'hamiltonien ci-dessus a été calculé en ayant appliqué l'approximation des ondes tournantes, négligeant ainsi les termes oscillant aux fréquences optiques et en considérant les termes de phases laser comme complexes [10].

En présence de faisceaux parasites les états quantiques des atomes couplés à la lumière dépendent de deux paramètres :

1. l'état interne de l'atome a ou b,
2. l'impulsion lumineuse $p+n.\hbar.\Delta k$ couplée à l'état a et l'impulsion lumineuse $p+\hbar.k_{eff}+(n+l).\hbar.\Delta k$ couplée à l'état b,

Φ_l (Resp. $-\Phi_l$) est la phase laser reçue par l'atome lors d'une transition Raman de l'état $|a, p + n.\hbar.\Delta k\rangle$ (Resp. $|b, p + \hbar.k_{eff} + (n+l).\hbar.\Delta k\rangle$) vers l'état $|b, p + \hbar.k_{eff} + (n+l).\hbar.\Delta k\rangle$ (Resp. $|a, p + n.\hbar.\Delta k\rangle$). Cette phase laser provient de l'absorption d'un photon du laser k_{l+1} retroréfléchi sur un miroir à la position z_m puis l'émission stimulée d'un photon avec le laser k_l en sens direct (dans le cas d'un atome de Rubidium dans l'état initial a), où :

$$\begin{aligned}
 \phi_l &= (\omega_L + l.(2\pi G + \pi\alpha t)) \left(t + \frac{z}{c} \right) + \xi_l \text{ Faisceau direct,} \\
 \phi'_l &= (\omega_L + l.(2\pi G + \pi\alpha t)) \left(t - \frac{z}{c} \right) + \xi_l + \frac{\omega_L + l.2\pi G}{c} . 2.z_m \text{ Faisceau retroréfléchi.}
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

Où ξ_l est la phase initiale du laser l .

$$\Phi_l = \phi_{l+1} - \phi'_l = 2\pi G.t + \underbrace{\pi.\alpha.t^2 + (k_{eff} + l.\Delta k).z - 2.k_{l+1}.z_m + \xi_{l+1} - \xi_l}_{\varphi_l} \tag{2.33}$$

On considèrera φ_l constant lors d'une impulsion.

Cette phase laser dépend donc de :

- la position des atomes lors de la chute : $\varphi = k_l.z - k_{l+1}.(2.z_m - z) = (k_{eff} + l.\Delta k).z - 2.k_{l+1}.z_m$ où z_m est la position du miroir par rapport à la première impulsion $\frac{\pi}{2}$.
- l'instant où l'impulsion est effectuée $\varphi = 2\pi G.t + \pi.\alpha.t^2$ (cf. Chap. Introduction).

En considérant la fonction d'onde atomique

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n A_n |a, p + n.\hbar.\Delta k\rangle + B'_n |b, p + \hbar.k_{eff} + n.\hbar.\Delta k\rangle$$

2.3 Calcul du déphasage interférométrique dû aux couples Raman parasites

et avec l'hamiltonien défini à l'équation 2.31, on obtient dans l'équation de Schrödinger (Eq. 9) :

$$\begin{cases} i\hbar\dot{A}_n = \hbar \sum_l e^{-i2\pi Gt} e^{-i\varphi_l} \frac{\Omega_l}{2} B'_{n+l} \\ i\hbar\dot{B}'_n = \hbar 2\pi G B'_n + \hbar \sum_l e^{i2\pi Gt} e^{i\varphi_l} \frac{\Omega_l}{2} A_{n-l} \end{cases} \quad (2.34)$$

En se plaçant dans le référentiel tournant $B_n = e^{-i2\pi Gt} B'_n$ on obtient alors :

$$\begin{cases} i\hbar\dot{A}_n = \hbar \sum_l \frac{\Omega_l}{2} e^{-i\varphi_l} B'_{n+l} \\ i\hbar\dot{B}'_n = \hbar \sum_l \frac{\Omega_l}{2} e^{i\varphi_l} A_{n-l} \end{cases} \quad (2.35)$$

En présence des faisceaux parasites l'hamiltonien s'écrit alors dans la base 2.30 :

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \cdot \begin{cases} \sum_{j,k} \Omega_{k-j} \cdot e^{-i\varphi_{k-j}} |a, p + j\hbar\Delta k\rangle \langle b, p + \hbar k_{eff} + k\hbar\Delta k| \\ + \sum_{j,k} \Omega_{k-j} \cdot e^{i\varphi_{k-j}} |b, p + \hbar k_{eff} + k\hbar\Delta k\rangle \langle a, p + j\hbar\Delta k| \end{cases}$$

$$= \frac{\hbar}{2} \cdot \left[\begin{array}{cccccccc} 0 & \cdot & \Omega_{l-1} \cdot e^{-i\varphi_{l-1}} & 0 & \Omega_l \cdot e^{-i\varphi_l} & 0 & \cdot & \Omega_{2l} \cdot e^{-i\varphi_{2l}} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \Omega_{l-1} \cdot e^{i\varphi_{l-1}} & \cdot & 0 & \Omega_{-1} \cdot e^{i\varphi_{-1}} & 0 & \Omega_{-2} \cdot e^{i\varphi_{-2}} & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & \Omega_{-1} \cdot e^{-i\varphi_{-1}} & 0 & \Omega_0 \cdot e^{-i\varphi_0} & 0 & \cdot & \Omega_l \cdot e^{-i\varphi_l} \\ \Omega_l \cdot e^{i\varphi_l} & \cdot & 0 & \Omega_0 \cdot e^{i\varphi_0} & 0 & \Omega_{-1} \cdot e^{i\varphi_{-1}} & \cdot & 0 \\ 0 & \cdot & \Omega_{-2} \cdot e^{-i\varphi_{-2}} & 0 & \Omega_{-1} \cdot e^{-i\varphi_{-1}} & 0 & \cdot & \Omega_{l-1} \cdot e^{-i\varphi_{l-1}} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \Omega_{2l} \cdot e^{i\varphi_{2l}} & \cdot & 0 & \Omega_l \cdot e^{i\varphi_l} & 0 & \Omega_{l-1} \cdot e^{i\varphi_{l-1}} & \cdot & 0 \end{array} \right]_{l \in \mathbb{N}} \quad (2.36)$$

Cet hamiltonien est indépendant du temps lors d'une impulsion et la résolution de l'équation de Schrödinger donne directement :

$$|\psi(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t} |\psi(t=0)\rangle \quad (2.37)$$

Après une impulsion de durée τ , les atomes sont détectés dans un des deux états internes. En présence des faisceaux parasites, la phase laser reçue par l'atome n'est pas la même suivant l'état initial et final de l'atome. Il apparaît donc des termes d'interférence lors d'un transfert entre l'état a et b après une impulsion. Le transfert n'est donc plus indépendant de la phase laser. L'évolution de la probabilité de transfert ne dépend plus uniquement de la durée de l'impulsion mais aussi en particulier de la position des atomes par rapport au miroir de rétro réflexion, noté z_m (cf. Fig. 2.15).

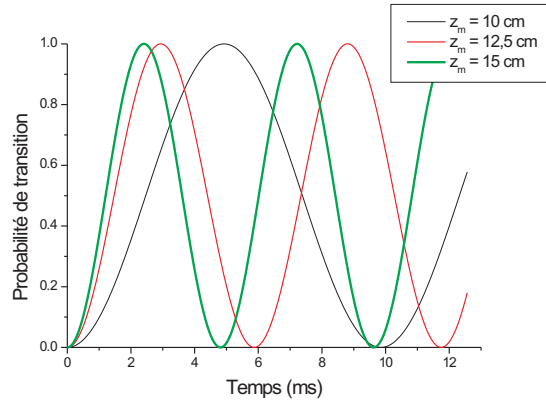


Figure 2.15 – Oscillations de Rabi avec le miroir de rétro réflexion positionné à 10 *cm*, 12,5 *cm* et 15 *cm* des atomes. 19 états quantiques ont été utilisés pour calculer cette évolution. Les atomes sont initialement placés dans l'état $|a, p\rangle$.

Ne pouvant discriminer les états quantiques d'impulsions différentes, la durée d'une impulsion π sera définie pour un temps τ où tous les atomes auront été transférés d'un état vers l'autre. En effet cette durée τ définit la matrice d'action, c'est à dire les chemins suivis par les atomes. L'interféromètre devra donc être simulé sur ces durées d'impulsion. La dépendance z_m au miroir est liée à la différence de fréquence entre les faisceaux Raman. Le faisceau Raman rétro réfléché, décalé de G par rapport au faisceau Raman direct, parcourt une distance supplémentaire $2 \cdot z_m$, soit une période sur la position du miroir de $c/(2G) \approx 5$ *cm* (cf. Fig. 2.23). On peut alors estimer la durée de l'impulsion π (Pour une impulsion $\frac{\pi}{2}$ on considérera une durée d'impulsion 2 fois plus courte) suivant la distance au miroir (cf. Fig. 2.16) :

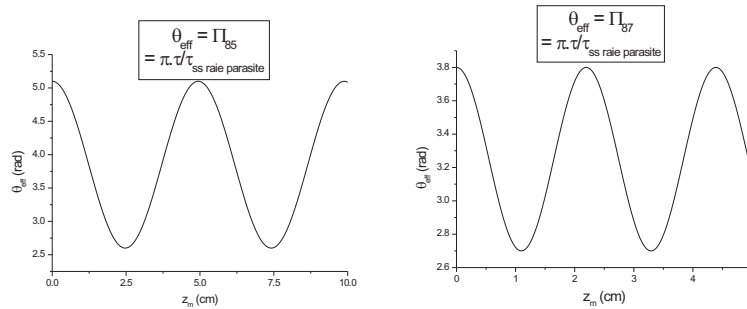


Figure 2.16 – Obtention d'une impulsion π par rapport à la position z_m du miroir de rétro réflexion (Cas étudié pour le Rubidium 85 de fréquence horloge 3,035 *GHz* à gauche et le Rubidium 87 de fréquence horloge 6,835 *GHz* à droite). θ est proportionnel à la durée de l'impulsion Raman à appliquer afin d'obtenir un transfert total de $|a\rangle$ vers $|b\rangle$. 19 états quantiques ont été utilisés pour calculer cette évolution.

L'obtention d'un transfert total d'atomes a lieu pour une durée d'impulsion τ . La fréquence de Rabi de chaque couple Raman étant proportionnelle à Ω_{eff} (cf. Tableau 2.1), la connaissance de $\theta_{eff} = \Omega_{eff}\tau = \pi \frac{\tau}{\tau_{ss \text{ raie parasite}}}$ permet d'évaluer le transfert des atomes dans chaque état. $P = \sin^2 \theta_{eff}$ est la probabilité de transfert de l'état $|a, p\rangle$ vers $|b, p + \hbar k_{eff}\rangle$. Les valeurs approchées de θ_{eff} dans le cas du Rubidium 85 et 87 sont :

$$\Pi_{85} \approx 3,85 + 1,25 \cos \left(2\pi \frac{G}{c} 2z_m \right) \quad (2.38)$$

$$\Pi_{87} \approx 3,25 + 0,55 \cos \left(2\pi \frac{G}{c} 2z_m \right) \quad (2.39)$$

2.3.2 Simulation d'un interféromètre atomique

Il est désormais possible de déduire l'expression de la fonction d'onde atomique après une impulsion $\frac{\pi}{2}$ ou π . La réalisation d'un interféromètre de Bordé-Chu nécessite une succession d'impulsions $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$, espacées chacune de T (cf. Fig. 2.17).

Afin d'étudier l'effet des interférogrammes parasites, il est nécessaire de calculer précisément les termes de déphasages interférométriques, à savoir :

- la phase laser à chaque impulsion laser,
- les termes d'évolution libre entre chaque impulsion.

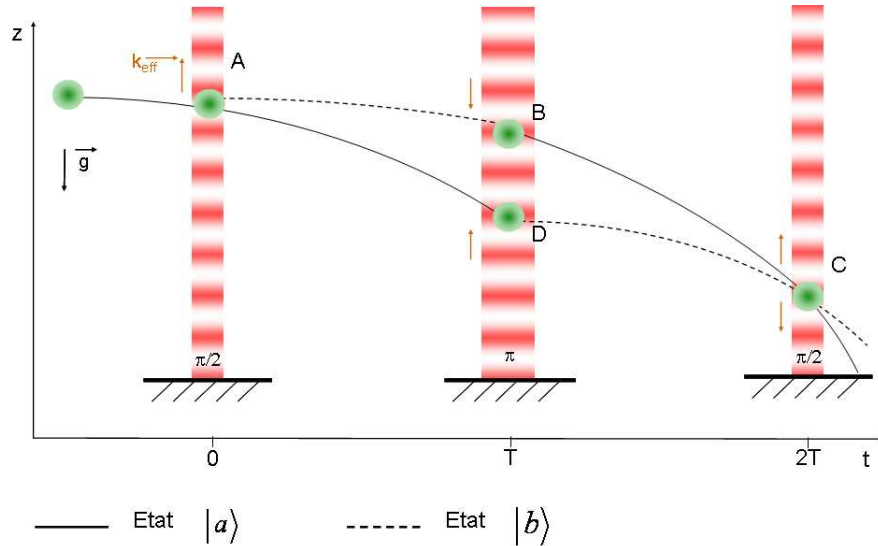


Figure 2.17 – Interféromètre de Bordé-Chu.

2.3.2.1 Détermination de la phase laser

La phase laser est reportée sur les atomes lors d'une transition Raman d'impulsion $k_{eff} + l\Delta k$ et vaut à la n-ième impulsion Raman :

$$\varphi_l = (k_{eff} + l.\Delta k).z_{atomes} - 2k_{l+1}.z_m - (n-1)^2.\pi.\alpha.T^2 + \xi_{l+1} - \xi_l \quad (2.40)$$

Lors d'une séquence d'interférométrie, les seules variables déterminant la phase sont la position des atomes lors de la chute et le moment où a lieu l'impulsion Raman. Il faut donc calculer pour chacune des trois impulsions toutes les positions possibles des atomes, soit une infinité. Nous allons donc restreindre la position des atomes en considérant que les atomes sont situés à la même position après une impulsion parasite ou non, soit six positions différentes, à savoir (cf. Fig. 2.14) :

z_A	(2.41)
$z_B = -\frac{1}{2}gT^2 + \frac{\hbar}{m}k_{eff}T + v_0T + z_A$	
$z_D = -\frac{1}{2}gT^2 + v_0T + z_A$	
$z_C = -2gT^2 + \frac{\hbar}{m}k_{eff}T + 2v_0T + z_A$	
$z_{C'} = -2gT^2 + 2\frac{\hbar}{m}k_{eff}T + 2v_0T + z_A$	
$z_{C''} = -2gT^2 + 2v_0T + z_A$	

Pour une seule impulsion à l'instant t , l'erreur sur la position sera de $\frac{\hbar}{m}.l.\Delta k.t$ soit une erreur sur la phase interférométrique pour $T = 35 \text{ ms}$:

$$\delta\varphi_l = 2\frac{\hbar}{m}.l.k_{eff}\Delta k.T \approx l \times 8 \text{ mrad} \quad (2.42)$$

La phase en fin d'interférogramme étant dans le cas idéal $\varphi_C - \varphi_B - \varphi_D + \varphi_A$ (cf. Chap. Introduction), l'erreur sur l'estimation de l'interféromètre parasite sera au pire de $\delta g = 2.\frac{\hbar\delta k}{mT}$ soit $40 \mu\text{Gal}$ pour $T = 35 \text{ ms}$ et $280 \mu\text{Gal}$ pour $T = 5 \text{ ms}$. Une erreur de 8 mrad sur la phase interférométrique reste acceptable au vu des performances à atteindre. Il est intéressant de remarquer que la phase laser dépend aussi de la vitesse initiale des atomes, qu'il faudra connaître le plus précisément possible. Nous considérerons une vitesse initiale due à la chute des atomes avant la première impulsion Raman. Expérimentalement, la première impulsion a lieu au moins 130 ms après la fin du refroidissement atomique (cf. Chap. 3), soit une vitesse initiale de $v_0 = 1,3 \text{ m.s}^{-1}$. Les atomes étant à une température de l'ordre de quelques μK , la dispersion en vitesse des atomes sera alors de quelques cm.s^{-1} . Cette vitesse ajoutée à la vitesse initiale des atomes implique un déphasage négligeable devant le déphasage dû seulement à la vitesse initiale (cf. Fig. 2.22).

La phase des atomes étant parfaitement déterminée après chaque impulsion, calculons l'évolution libre des atomes entre les impulsions.

2.3.2.2 Evolution des atomes entre les impulsions

Les atomes sont en chute libre entre chaque impulsion. La phase acquise par les atomes correspond alors à l'action le long de la trajectoire classique de l'atome [36] : Considérons

une particule passant d'un point z_a, t_a à z_b, t_b , il existe une infinité de chemins possibles pour la particule de joindre ces deux points (cf. Fig. 2.18).

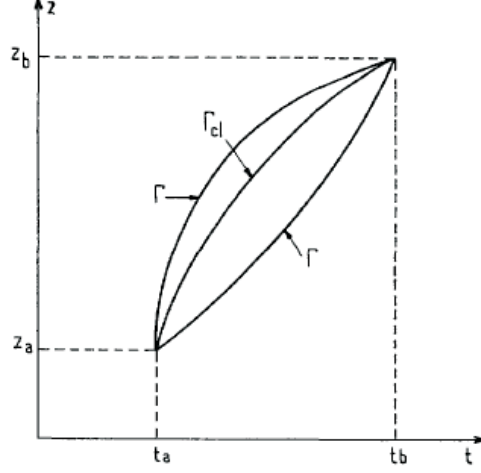


Figure 2.18 – Chemins pouvant relier z_a, t_a à z_b, t_b (Figure extraite de [36]).

Le chemin Γ_{cl} classiquement suivi par la particule correspond à l'action stationnaire le long de la trajectoire. Celle-ci est définie par l'intégrale du Lagrangien :

$$L(z, \dot{z}) = \frac{1}{2}m\dot{z}^2 - V(z) \quad (2.43)$$

$$S_{cl}(z_a t_a, z_b t_b) = \int_{t_a}^{t_b} dt.L(z(t), \dot{z}(t)) \quad (2.44)$$

En considérant le champ de pesanteur constant on a $V = mgz$. On obtient alors entre deux impulsions l'action suivante [36] :

$$S_{cl}(z_I, z_J)_{(I,J)=[A,B,D,C,C',C'']} = \frac{m}{2T}(z_J - z_I)^2 - \frac{mgT}{2}(z_J + z_I) - \frac{mg^2 T^3}{24} \quad (2.45)$$

Dans le cas sans faisceau parasite, les atomes passent autant de temps dans le chemin $[AB] + [BC]$ que dans le chemin $[AD] + [DC]$, ABCD formant un parallélogramme les actions s'annulent à la fin de l'interféromètre, ce qui ne sera pas le cas avec les faisceaux parasites, les termes de phase suivant les trajectoires suivies sont de la forme [36] :

$$\varphi(z_I, z_J)_{(I,J)=[A,B,C,C']} = \frac{1}{\hbar} S_{cl}(z_I, z_J) \quad (2.46)$$

$$\varphi(z_I, z_J)_{(I,J)=[A,D,C,C'']} = \frac{1}{\hbar} S_{cl}(z_I, z_J) \quad (2.47)$$

2.3.2.3 Méthode de mesure du champ de pesanteur

Il est désormais possible de simuler l'interférogramme en présence des faisceaux parasites. Il faut à présent pouvoir détecter la sortie de l'interférogramme afin de mesurer g . La mesure

de pesanteur est effectuée en mesurant le rapport des populations en fin d'expérience (cf. Chap. Introduction). Pour cela le nombre d'atomes présents dans l'état $|b\rangle$ va être mesuré puis normalisé par le nombre total d'atomes (cf. Chap. 3). Les atomes ayant une température non nulle, il en résulte une distribution en position des atomes. En ne considérant qu'un seul atome, on peut modéliser sa fonction d'onde en fonction de la température :

$$\psi(z) = \frac{1}{\lambda_T \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(z-z_C)^2}{2\lambda_T^2}} \text{ avec } \lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi \cdot m \cdot k_B \cdot T}}; \quad (2.48)$$

A.N. : $\lambda_T = 80 \text{ nm}$ pour $T = 4 \mu\text{K}$ [54].

Les atomes ayant reçu une impulsion $2k_{eff} + j \cdot \Delta k$ (Resp. $j \cdot \Delta k$) après les deux premières impulsions Raman se situent près de C' (Resp. C''), ceux ayant reçu une impulsion $k_{eff} + j \cdot \Delta k$ se situent autour de C (cf. Fig. 2.19).

Tout comme dans un interféromètre optique, on peut caractériser une longueur de cohérence de la fonction d'onde atomique. Avec des atomes à une température de $4 \mu\text{K}$, la longueur caractéristique de la fonction d'onde est de $\lambda_T = 80 \text{ nm}$ (Eq. 2.48). Les atomes dans le même état quantique interféreront s'ils ont un recouvrement de la fonction d'onde inférieur à 80 nm , soit une distribution en impulsion inférieure à $\frac{m\lambda_T}{T_{chute}} = 4,6 \cdot 10^{-32} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ après un temps de chute de $T_{chute} = 250 \text{ ms}$. Cela correspond à des atomes ayant subi une impulsion de recul $\delta p = \frac{\hbar \cdot 2\pi \cdot \delta f}{c}$ avec $\delta f < 21 \text{ GHz}$.

Les atomes en C n'interfèrent pas avec ceux situés en C' ou C'' . De plus pour $|j| < 7$, les atomes ayant reçus une impulsion $k_{eff} + j \cdot \Delta k$ interfèrent entre eux en C . Les chemins arrivant en C' et C'' provenant d'un seul état il en résulte une perte de contraste sur le signal final. En revanche le signal interférométrique proviendra de l'ensemble des chemins se rejoignant en C .

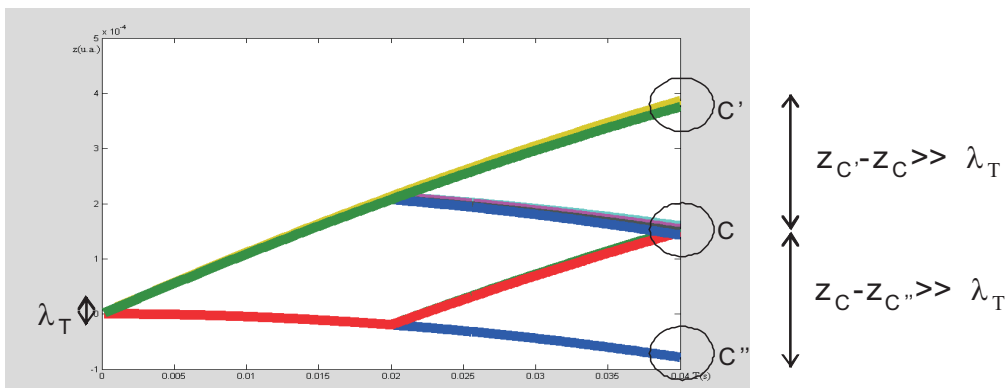


Figure 2.19 – Lieu des différentes interférences.

Il faudra donc bien veiller à sommer toutes les contributions provenant de chaque chemin avant d'évaluer la population dans l'état $|a\rangle$ et $|b\rangle$.

Expérimentalement, la mesure de g peut s'effectuer de 2 manières, il va falloir simuler ces deux possibilités. L'interférogramme est donné en faisant varier la rampe de fréquence des faisceaux Raman (cf. Chap. Introduction). L'interfrange est donnée par $\frac{1}{T^2}$, si bien que la frange centrale reste la même quelque soit le temps de chute, c'est la méthode de la teinte plate. Il est possible de simuler cette recherche en étudiant le signal de sortie pour différentes rampes de fréquences α et pour différents temps inter-pulse T . L'extremum correspondra alors à la mesure de pesanteur $g = \frac{2\pi\alpha}{k_{eff}}$ que l'on comparera à la valeur réelle de g . Cet extremum est estimé en réalisant un fit parabolique de la frange centrale de l'interférogramme dont le sommet est directement calculé. Avec cette méthode, il n'est pas nécessaire de prendre trop de points, contrairement à la recherche directe de l'extremum. Ainsi, avec 10 points sur le signal il est possible de déterminer g avec une erreur de $0,1 \mu Gal$ (Estimation faite en simulant un interféromètre sans raie parasite). La deuxième méthode dite "boucle ouverte" nécessite l'obtention du signal à mi-frange à gauche et à droite de la frange centrale. Par différence des 2 signaux il est possible d'en déduire la mesure de g (cf. Chap. 3.3.3). La simulation de la mesure repose donc sur l'acquisition du signal à mi-frange à gauche et à droite, ce qui donne une erreur sur la mesure de $1 nGal$ (Estimation faite en simulant un interféromètre sans raie parasite). Cette méthode est d'ailleurs très rapide car elle ne nécessite que le calcul de deux points pour obtenir une mesure de l'erreur. Cependant, elle nécessite la connaissance très précise du contraste de l'interférogramme, ce qui n'est pas évident à simuler puisque l'on ne fait pas exactement des impulsions π ou $\frac{\pi}{2}$ dans le cas d'un interférogramme parasite. Cette dépendance disparaît si on fait agir une rétroaction sur la mesure ("boucle fermée" vue dans le chapitre 3.3.3) mais cela nécessite le calcul de plusieurs points de mesures. On choisit une simulation utilisant l'estimation du sommet de l'interférogramme.

Le calcul de l'interférogramme nécessitant d'effectuer le calcul dans une base infinie, en simulant l'interferomètre à un nombre restreint d'états il est possible de voir à partir de quel nombre d'états le calcul converge (cf. Fig. 2.20).

En considérant une base d'au moins 25 états la variation de l'erreur calculée est inférieure à 0.1%. L'impulsion maximum subie correspond à $\pm 6\Delta k$, l'ensemble de ces états interfèrent entre eux d'après la fonction d'onde atomique (Eq. 2.48). Il est possible désormais d'évaluer l'influence des raies parasites en fonction de différents paramètres, tels que la position du miroir, le temps de chute des atomes, la vitesse initiale des atomes, ...

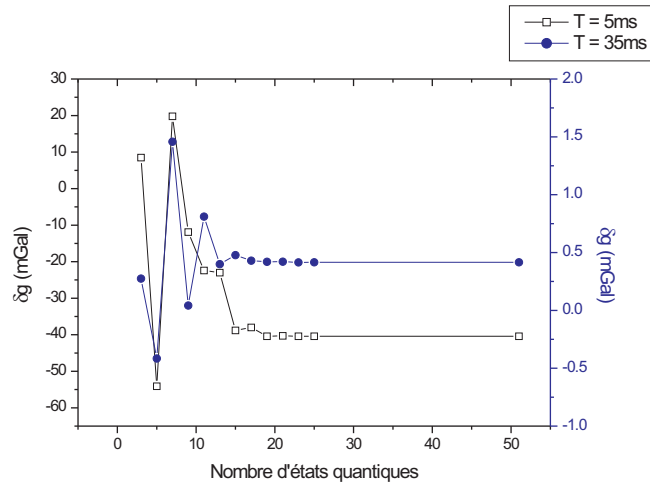


Figure 2.20 – Convergence de la méthode suivant le nombre d'états quantiques considérés.

2.4 Bilan théorique de l'erreur due aux raies parasites

La modification de l'interférogramme due à l'apparition de raies Raman parasites entraîne une mauvaise évaluation de la mesure de g . Il faut donc pouvoir déterminer cette erreur. L'origine de cette erreur est la modification des phases lasers lors de l'interférogramme (l'évolution des atomes en chute libre entre les impulsions est négligeable). Différents paramètres en sont à l'origine, à savoir :

- le temps de chute $2T$,
- la vitesse initiale des atomes avant l'interféromètre,
- la position du miroir de rétro réflexion servant de référence inertielle,
- le sens des faisceaux Raman,
- la phase initiale des lasers,
- la puissance relative des faisceaux lasers (cf. Chap. 2.2),
- et la température des atomes.

L'influence de chacun de ces différents paramètres va être évaluée, en considérant les autres fixés, puis une simulation de l'erreur commise sera effectuée dans les conditions de fonctionnement de Girafon.

2.4.1 Effet du temps de chute $2T$ sur l'interférogramme

Dans le cas d'un gravimètre atomique avec uniquement une paire de faisceaux Raman, la phase interférométrique est proportionnelle au carré du temps de demi-chute T : $\Delta\varphi =$

$(k_{eff}g - 2\pi\alpha) \cdot T^2$. La mesure de g est effectuée lorsque $\Delta\varphi = 0$, le terme T^2 est donc éliminé. Cependant en présence des faisceaux parasites, la phase interférométrique n'est plus explicite, et on voit intervenir une forte dépendance en T (cf. Fig. 2.21).

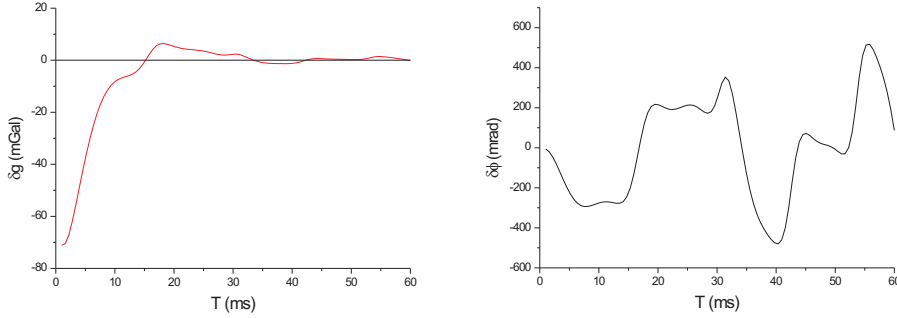


Figure 2.21 – A gauche : Erreur sur g suivant le temps de demi-chute pour une vitesse initiale fixée à $1,3 \text{ m.s}^{-1}$, c'est à dire pour un interféromètre commencé après une chute libre des atomes de 135 ms (Conditions initiales de Girafon). A droite : Courbe identique mais sur l'erreur en phase.

La phase interférométrique dépendant de la position donc de T^2 , il est normal de voir diminuer l'erreur en T^2 . Cependant la forme de cette évolution est difficilement calculable analytiquement. Il faudra connaître précisément le temps de chute de l'interféromètre pour calculer l'erreur due aux raies parasites.

2.4.2 Effet de la vitesse initiale des atomes sur l'interférogramme

La vitesse initiale des atomes intervient principalement dans la position des atomes au moment des impulsions Raman. Dans un cas sans raie parasite, cette vitesse est compensée par le fait que les atomes passent autant de temps dans les deux états, ce qui n'est plus le cas ici. Ce paramètre semble très influent sur l'erreur, comme le montre la figure 2.22 :

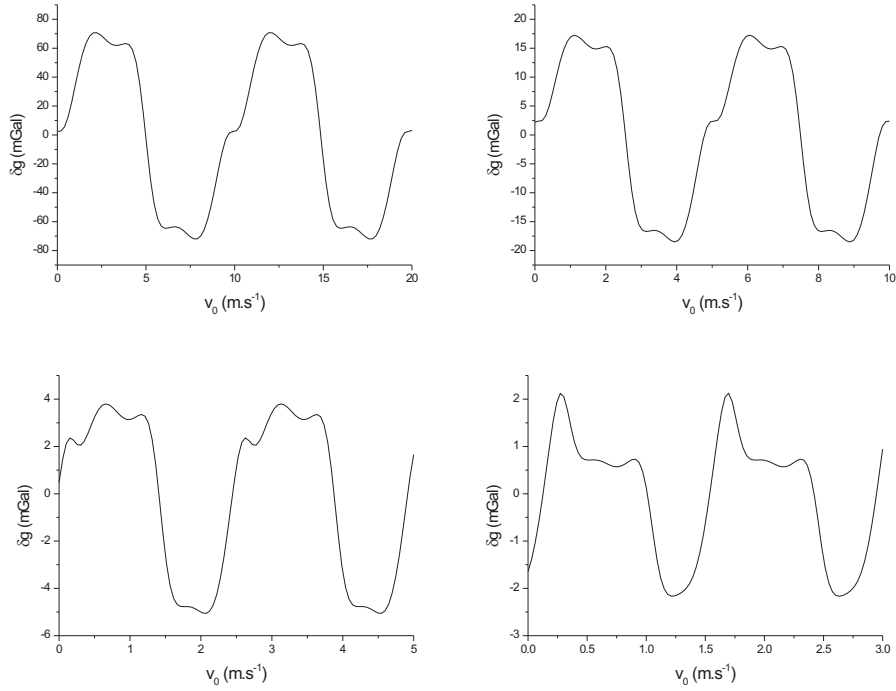


Figure 2.22 – Erreur sur g suivant la vitesse initiale pour différents temps de demi-chute : 5 ms , 10 ms , 20 ms , 35 ms .

La dépendance en v_0 est périodique, et cette période est inversement proportionnelle à T et l'amplitude est dépendante en T^2 (cf. Chap. 2.4.1). La vitesse initiale des atomes allonge la distance inter-pulse de $v_0.T$. Physiquement, il faut s'attendre à ce que la période de cette erreur correspondent à un multiple de $\delta z = \frac{2\pi}{\Delta k}$. Il apparaît alors possible d'éliminer cette composante pour un certain temps de chute mais seulement de façon empirique, cette vitesse "magique" dépendant d'autres paramètres tels que la position du miroir par exemple. L'erreur sur g en fonction de la vitesse initiale peut donc être approchée au premier ordre par :

$$\delta g \text{ (mGal)} = 71 \times \frac{5}{(T(\text{ms}))^2} \cos(2.\Delta k.v_0.T + \varphi_0(T, z_m)) \quad (2.49)$$

2.4.3 Effet de la position du miroir de rétro-réflexion des faisceaux Raman

Les faisceaux Raman contra-propageants sont obtenus en utilisant un miroir de rétro-réflexion. Ainsi lors d'une transition Raman, un photon venant du premier faisceau en haut sera utilisé conjointement avec un photon du faisceau du bas. Cependant le deuxième faisceau Raman aura effectué une trajectoire plus longue (cf. Fig. 2.23).

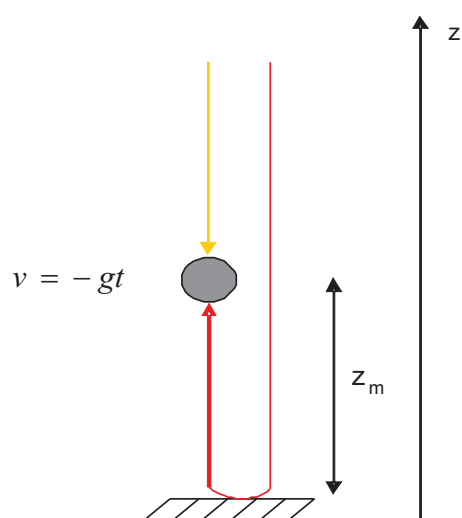


Figure 2.23 – Apparition d’une phase due à la configuration contra-propageante.

Le décalage en fréquence entre les faisceaux Raman étant d’environ 3 GHz , il faut s’attendre à obtenir un déphasage en fonction de la position du miroir par rapport aux atomes, de période $\frac{c}{2G} \approx 5 \text{ cm}$. C’est ce que montre la figure 2.24, où la période de l’erreur ne dépend d’aucun autre paramètre :

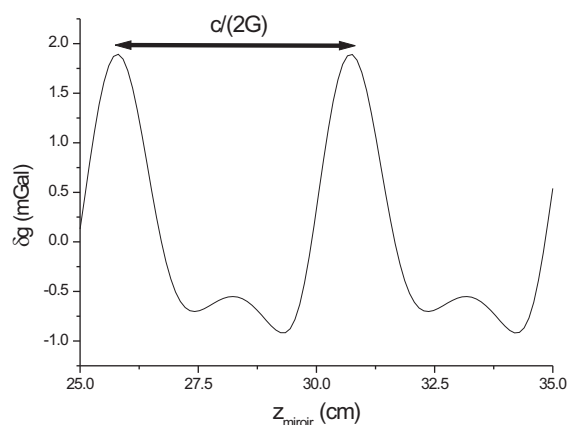


Figure 2.24 – Erreur sur g suivant la position du miroir pour une vitesse initiale fixée à $1,3 \text{ m.s}^{-1}$ et un temps de demi-chute de 35 ms (Conditions initiales de Girafon).

Cependant l’évaluation de l’amplitude de cette erreur n’est pas triviale, il faudra donc parfaitement déterminer la position des atomes au début de l’interférogramme par rapport au miroir.

2.4.4 Exemple de mesures de pesanteur suivant différents paramètres

D'autres paramètres pourraient encore intervenir dans la simulation de l'interféromètre, comme la phase initiale des lasers ou encore la température des atomes. Elles sont cependant négligeables voir nulles (dans le cas de la phase des lasers) devant les paramètres étudiés précédemment. Une dernière remarque peut être faite quant à la non symétrie de cette erreur sur la mesure de g . Suivant le sens choisi des faisceaux Raman (faisceau I dirigé vers le haut ou vers le bas et faisceau II dans la configuration inverse), l'erreur est légèrement différente. Il faudra donc bien veiller aussi au sens choisi pour les faisceaux Raman, lorsque le gravimètre utilisera à la fois ces deux configurations afin d'éliminer certains effets indépendants de k_{eff} (cf. Chap. 4). La recherche d'une solution analytique semble difficilement envisageable, il faudra donc simuler l'interférogramme parasite avec un maximum de précision sur les différents paramètres afin de bien évaluer l'erreur commise sur g . En faisant varier les

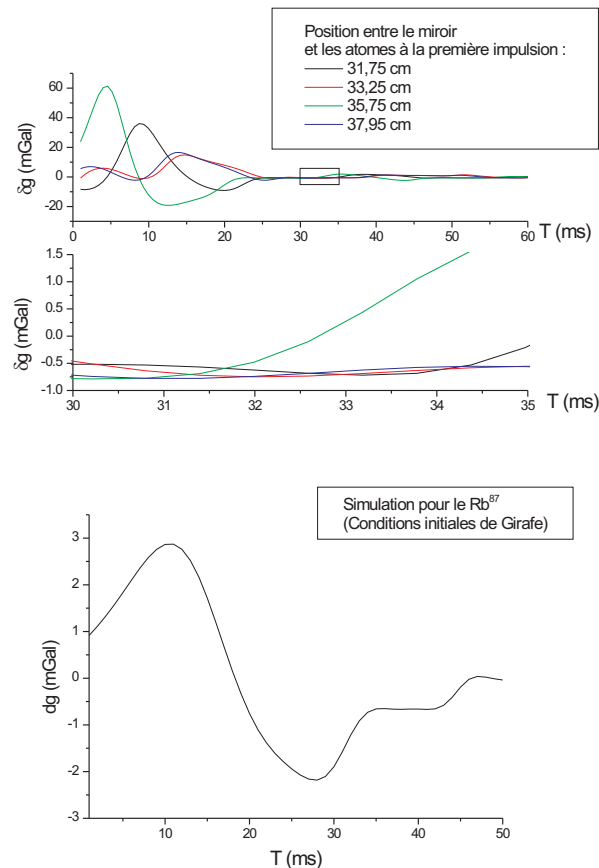


Figure 2.25 – Erreur sur g pour différentes configurations rencontrées expérimentalement (cf. Chap. 4).

différents paramètres accessibles, il est possible d'obtenir les mesures de g observées figure 2.25. Il est par exemple possible d'estimer l'erreur sur la mesure à $\pm 40 \mu Gal$ pour un temps de chute de $2T = 70 ms$, à condition de connaître, dans le pire des cas :

- $\delta T \leq 50 \mu s$,
- $\delta v_0 \leq 20 cm.s^{-1} \equiv \delta T_0 \leq 150 \mu s$ (Correspondant à la dispersion en vitesse due à la température du nuage atomique),
- $\delta z_m \leq 1 mm$.

Ces mesures sont largement envisageables, il est donc possible d'utiliser cette méthode de génération de faisceaux Raman pour effectuer un gravimètre atomique embarquable. Il faudra néanmoins vérifier la validité de ces calculs expérimentalement afin d'évaluer le bilan d'erreur de notre senseur inertiel (cf. Chap. 4.1.1.7). L'erreur sur le bilan d'exactitude sera pour ce calcul la somme quadratique de ce dernier terme et du terme provenant de l'incertitude sur la position des atomes vue dans l'équation 2.42. La pesanteur g sera connue à $\pm 57 \mu Gal$ dans ces conditions.

Conclusion

L'utilisation d'un modulateur de phase fibré à $1,5 \mu m$ permet d'utiliser un système laser fibré à $1,5 \mu m$ robuste, compact et embarquable en générant des bandes latérales spectrales pour le faisceau de repompeur lors de la phase de refroidissement atomique, et une paire de faisceaux Raman pour la mesure de g par interférométrie atomique. Cependant cette génération de bandes latérales fournit, après un doublage de fréquence, plus de deux couples Raman, ce qui perturbe l'exactitude de la mesure. Il a été possible d'évaluer l'erreur sur la mesure, qui est de l'ordre de $\pm 2 mGal$ pour un temps de chute de $2T = 70 ms$. Les différentes causes de cette erreur ont été identifiées et leur influence estimée théoriquement. La mesure de pesanteur par cette méthode reste intéressante pour des applications embarquables, ce banc laser va être utilisé afin de mesurer expérimentalement la pesanteur et vérifier l'influence des raies parasites sur cette mesure.

Chapitre 3

Mesure de pesanteur par interférométrie atomique

Introduction

L'objectif de ce chapitre est de décrire la réalisation d'un interféromètre atomique à l'aide du banc laser compact dans le but de mesurer la pesanteur g . Pour cela le montage expérimental va tout d'abord être décrit (3.1), puis la séquence temporelle d'une expérience d'interférométrie atomique sera présentée. Nous allons étudier les différents éléments nécessaires à sa réalisation. Les faisceaux Raman seront en particulier étudiés, car primordiaux dans le cas d'un interféromètre à impulsions lumineuses (3.2). Enfin un interféromètre de Bordé-Chu sera réalisé pour mesurer g (3.3).

3.1 Montage expérimental

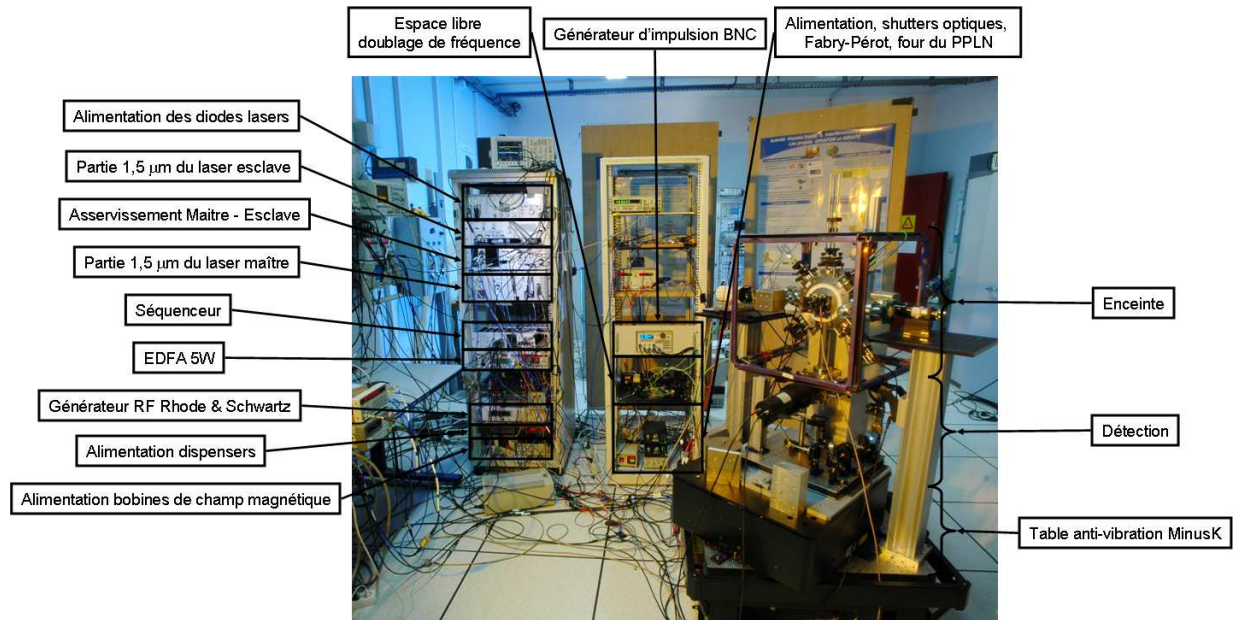


Figure 3.1 – Expérience GIRA-FON.

Le banc laser décrit dans le chapitre 1 va permettre de réaliser une expérience d'interférométrie atomique. Cependant, d'autres éléments électroniques et mécaniques sont utilisés afin d'avoir un instrument complet (cf. Fig. 3.1). En effet, pour réaliser un gravimètre atomique différentes étapes sont nécessaires [55] :

1. Phase de refroidissement et piégeage des atomes de ^{85}Rb ,
2. Sélection Zeeman dans le niveau $|F = 2, m_F = 0\rangle$, puis lâcher des atomes afin de n'être soumis qu'au champ de pesanteur,
3. Génération de 3 impulsions Raman :
 - (a) Pulse $\frac{\pi}{2} \equiv$ lame séparatrice,
 - (b) Pulse $\pi \equiv$ Miroir,
 - (c) Pulse $\frac{\pi}{2} \equiv$ lame séparatrice,
4. Détection des atomes dans les deux niveaux hyperfins du fondamental.

L'ensemble de l'expérience GIRA-FON est composé de trois parties :

Baie électronique L'expérience est pilotée par un séquenceur fourni par l'IOTA. Programmé à l'aide d'un code Excel réalisé par Charles Combes [56], il possède 8 sorties numériques, générant des signaux TTL et 4 voies analogiques permettant d'envoyer des

signaux compris entre -10 V et $+10$ V. Chaque voie possède une résolution temporelle de $1 \mu s$ et la séquence temporelle peut contenir jusqu'à 32 pas. Le séquenceur est complété par deux générateurs d'impulsions :

- **Générateur Berkeley BNC 565 Pulse delay** : Il se compose de 8 sorties TTL ou $0-10$ V avec une résolution temporelle de $0,1$ ns. Il est principalement utilisé pour la génération des impulsions Raman, la résolution du séquenceur n'étant pas suffisante.
- **Générateur Stanford DG 535** : Il se compose de 2×2 sorties inversées TTL ou $0-5$ V avec une résolution temporelle de 1 ps. Ce générateur d'impulsion permet de compenser le manque de sorties TTL du séquenceur.

Le laser maître asservi sur la cellule de rubidium est situé dans un rack "19 pouces", tout comme la partie fibrée à $1,5 \mu m$ du laser esclave avec la partie haute puissance (EDFA 5 W). Les diodes lasers et leur alimentation sont situées sur les deux racks en haut de la baie. Il y a aussi un rack pour l'asservissement en fréquence des lasers maître et esclave. Enfin sur le bas de la baie se situent différentes alimentations de courant pour :

- les bobines de champ magnétique, utiles d'une part pour compenser le champ magnétique terrestre et d'autre part ajouter un champ magnétique directeur afin d'avoir un axe de quantification pendant la séquence interférométrique.
- les bobines de gradient de champ magnétique, utilisées pendant la phase de MOT (cf. Chap. 3.1.2).

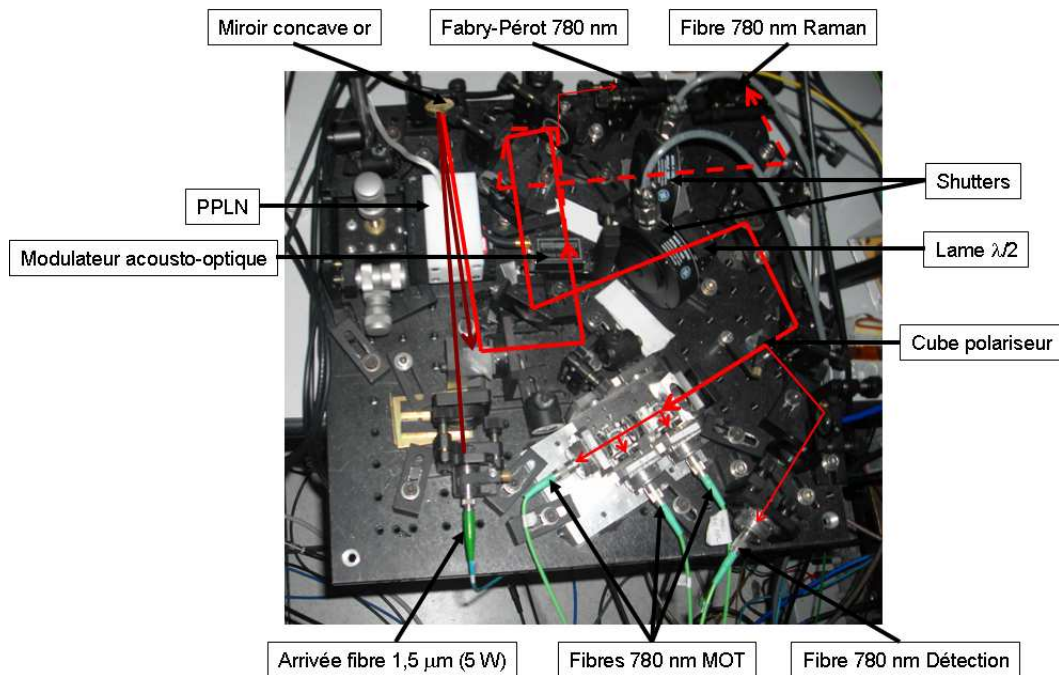


Figure 3.2 – Banc espace libre.

Table provisoire Les éléments situés sur cette table sont volumineux mais pourraient être intégrés dans une deuxième baie, comme pour l'expérience GIRAFE (cf. Chap. 4.3.2) ou ICE (cf. Chap. 4.3.1) :

- Il y a tout d'abord la partie espace libre du laser esclave (cf. Fig. 3.2). Le faisceau laser est tout d'abord doublé en fréquence après double passage dans le cristal de PPLN, puis à l'aide du modulateur acousto-optique, le laser est
 1. soit envoyé dans l'ordre 0 vers la partie MOT/Détection : le faisceau est alors séparé d'abord en deux avec une lame $\lambda/2$ puis en cube polariseur. 1 % du faisceau est envoyé dans la fibre de détection, le reste est séparé en 3 dans un montage OFR pour les faisceaux MOT.
 2. soit envoyé dans l'ordre 1 pour les faisceaux Raman.
- Un montage HF est aussi présent . Cette chaîne HF est utilisée pour générer les bandes latérales du laser esclave et sera explicitée dans la partie 3.1.1.
- Il y a enfin l'ordinateur, qui sert d'une part à piloter le séquenceur et d'autre part à traiter les données utiles pour l'expérience. Une carte d'acquisition NI permet de récupérer le signal de détection, et un programme écrit sous Labview permet de remonter aux informations utiles : Température des atomes, acquisition d'interférogramme, ...

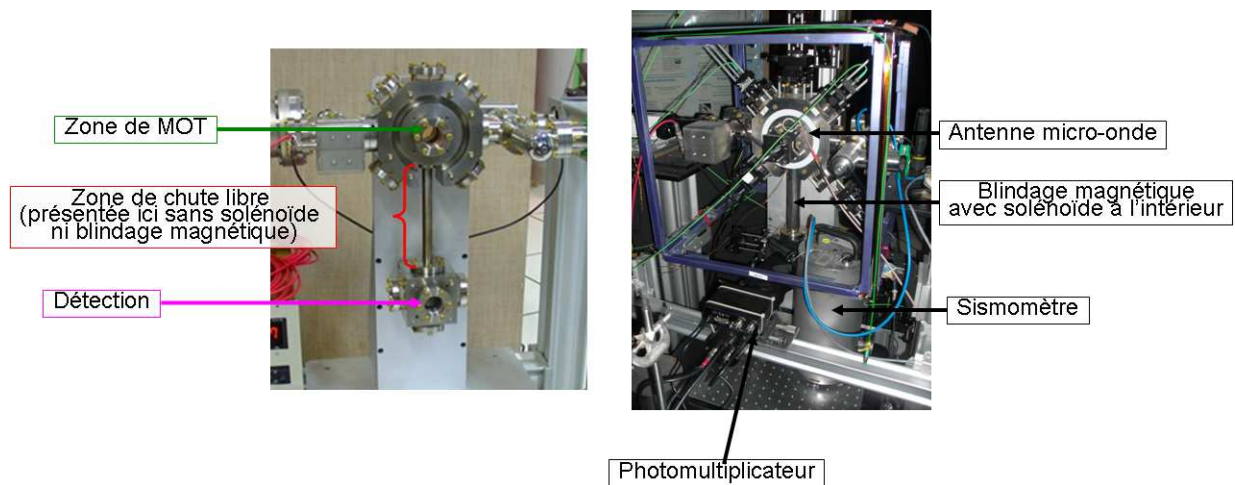


Figure 3.3 – Photos de l'enceinte GIRAFON.

Enceinte (cf. Fig. 3.3) La conception de l'enceinte est décrite dans le chapitre 2 de la thèse de Fabien Lienhart [24], les résultats énoncés seront utilisés et les différentes parties de l'enceinte sont uniquement décrites ici :

- La zone de MOT : Des bobines de gradient de champ magnétique sont installées en configuration anti-Helmoltz (i.e. avec un sens opposé de courant dans les bobines) de

part et d'autre de l'enceinte afin d'obtenir un gradient de champ magnétique au centre de l'enceinte. Avec des bobines de 69 tours et de rayon 70 mm et espacées l'une de l'autre de 70 mm, on obtient un gradient de champ magnétique $B' \approx 1,7.I$ avec I l'intensité traversant les bobines en Ampère et B' le gradient de champ magnétique au centre de l'enceinte en $G.m^{-1}$ [24]. Neuf hublots sont situés autour de cette zone : six hublots pour les faisceaux de MOT contra-propageants dans les trois directions de l'espace, deux hublots pour une caméra d'observation du MOT et une photodiode pour détecter le nombre d'atomes dans le MOT, et enfin un hublot pour l'accès aux faisceaux Raman verticaux.

- La zone de chute libre : Il s'agit d'un tube de 16 mm de diamètre long d'environ 20 cm, entouré d'un solénoïde de 1000 tours par mètre ($\Phi_{fil} = 1 \text{ mm}$) afin d'avoir un axe de quantification lors de la chute des atomes. Ce champ permet de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman et ainsi d'éviter des couplages parasites entre ces sous-niveaux. Le champ magnétique généré vaut alors théoriquement $B = \mu_0.N.I = 12,6.I$, avec I en mA et B en mG. Le champ magnétique appliqué devant être stable lors de l'interféromètre, il sera contrôlé à l'aide d'une alimentation en courant de diode laser de bruit spécifié inférieur à $3 \mu A$, soit un bruit sur le champ B inférieur à $35 \mu G$ ce qui sera négligeable lors de la mesure de g . De plus, un blindage magnétique est réalisé autour de cet ensemble à l'aide 5 feuilles de mu-métal de perméabilité $\mu \approx 10^5 \mu_0$ de 2 mm d'épaisseur enroulées autour du solénoïde. Il est possible de mesurer le champ magnétique dans la zone de chute (cf. Fig. 3.4) à l'aide des faisceaux Raman (cf. Chap. 3.2). Le champ magnétique est considéré constant au premier ordre et sera mesuré plus précisément lors de l'étude de l'exactitude de la mesure dans le chapitre 4.

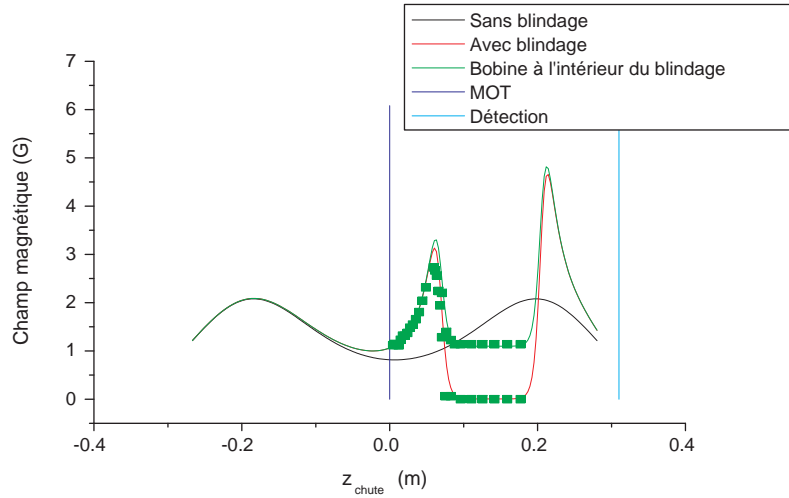


Figure 3.4 – Mesure du champ magnétique dans les différentes zones de l’enceinte et pour différentes configurations. Les traits pleins représentent une simulation dans différentes configurations et les points expérimentaux sont aussi représentés.

- La zone de détection : Les atomes sont détectés par fluorescence. Pour cela un faisceau laser rétro-réfléchi est envoyé horizontalement dans la zone de détection. Le montage optique est décrit figure 3.5. Afin de sélectionner en vitesse les atomes, une fente verticale est placée devant le faisceau de telle sorte que la fente soit imagée par les lentilles au milieu de la zone de détection. Cette fente pourra être placée horizontalement lors de la mesure de température par temps de vol (Partie 3.1.2). Un système de détection de la fluorescence des atomes est placé perpendiculairement à ce faisceau devant la zone de détection. Il se compose tout d’abord d’un Photomultiplicateur Hamamatsu XP2017B de gain $G = 110 \cdot 10^4 \text{ mA/W}$ muni d’un amplificateur bas-bruit Hamamatsu RS232C de gain $R = 10 \text{ M}\Omega$. Un filtre interférentiel centré autour de 780 nm est placé devant le PM afin de ne pas détecter la lumière parasite extérieure. Enfin une fente verticale est collée à ce détecteur et imagée avec un montage $2f$ au milieu de la zone de détection. Les atomes sont ainsi sélectionnés en vitesse transverse, afin de ne pas être sensibles à l’effet Coriolis (cf. Chap. 4). Avec des fentes images de largeur 1 mm , $\frac{1 \times 1 \times 2R_4 \mu K}{\frac{4}{3}\pi(R_4 \mu K)^3} = 2 \%$ ¹ des atomes refroidis à $4 \mu K$ seront détectés (Partie 3.1.2). La zone de détection comporte donc quatre hublots, le dernier étant utilisé pour le passage des faisceaux Raman contra-propageants verticaux.

1. Rapport du volume détecté, à savoir un parallélépipède rectangle de section carrée de 1 mm de côté et de hauteur le diamètre du nuage atomique, sur le volume du nuage atomique de rayon défini par l’équation 3.4.

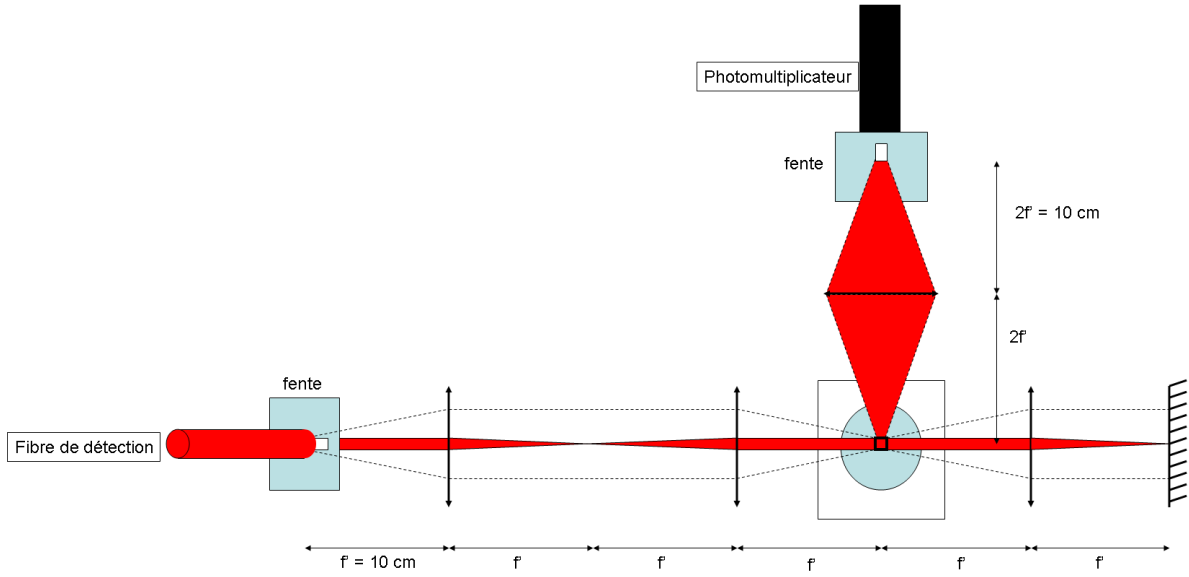


Figure 3.5 – Schéma en vue de dessus du montage de détection.

Le but est de détecter les atomes de Rubidium dans les deux niveaux hyperfins. Pour cela les atomes situés dans l'état $F=3$ sont détectés par émission spontanée lors d'une transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ avec un faisceau laser dont la fréquence correspond à cette transition. Les atomes situés dans l'état $F=2$ sont quant à eux pompés dans $F=3$ à l'aide d'un faisceau laser à résonance avec la transition $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$. Au final il est ainsi possible de détecter tous les atomes de Rubidium par fluorescence. Le nombre d'atomes peut alors être déduit [43] :

$$N_{\text{atomes}} = \frac{P_{\text{diffusé}}}{P_{\text{atome}}} \quad (3.1)$$

On a la puissance diffusée par les atomes $P_{\text{diffuse}} = \left(\frac{4\pi}{d\Omega} \cdot P_{\text{détecté}}\right)$ sous l'angle solide de détection (pour un montage $2f$: $d\Omega = \frac{\pi}{4} \left(\frac{f}{\Phi}\right)^2$). La puissance diffusée par atome vaut [43] :

$$P_{\text{atome}} = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{\frac{2I}{I_{\text{sat}}}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + (2I/I_{\text{sat}})} \cdot \hbar \cdot \omega_{\text{Laser}} \quad (3.2)$$

On en déduit alors le nombre total d'atomes :

$$N_{\text{atomes}} = \frac{8\pi [1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + (2I/I_{\text{sat}})]}{\Gamma \cdot (2I/I_{\text{sat}}) \cdot d\Omega} \cdot \frac{P_{\text{détecté}}}{\hbar \cdot \omega_{\text{Laser}}} \quad (3.3)$$

où Δ est le désaccord laser avec la transition optique, Γ est la largeur naturelle de la transition, I est l'intensité totale émise sur les atomes et I_{sat} est l'intensité de saturation pour une lumière isotrope [43].

Cependant, la mesure du déphasage interférométrique reposant sur la connaissance du nombre d'atomes dans les deux niveaux hyperfins du niveau fondamental, il faut

mesurer séparément la proportion d'atomes dans chacun des niveaux. Pour cela, les atomes sont tout d'abord éclairés uniquement avec un faisceau à résonance avec la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ pendant $200 \mu s$. Le signal détecté est alors proportionnel au nombre d'atomes étant dans le niveau 3. Immédiatement après, les atomes sont éclairés avec un faisceau à résonance avec la transition $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$ durant $200 \mu s$. Ainsi, après $200 \mu s \cdot \frac{\Gamma}{2} = 7500$ cycles d'absorption-émission spontanée, la totalité des atomes dans $F=2$ sont déplacés dans le niveau $F=3$. Lorsque les atomes sont dans le niveau $F'=3$, environ 33% d'entre eux se dés excitent vers $F=2$ et le reste vers $F=3$ [43]. Ainsi, avec un dernier faisceau résonnant avec la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ tous les atomes ayant participé à l'interféromètre sont détectés. Le signal de fluorescence est proportionnel au nombre total d'atomes, avec le même coefficient de proportionnalité que le premier signal. Il est ainsi possible de normaliser le signal interférométrique et ne pas être sensible aux variations du nombre total d'atomes. La taille d'un nuage atomique refroidi à $4 \mu K$ ayant un rayon de $5 mm$ à $T_{detection} = 250 ms$ et la longueur de la fente de lumière de détection étant de $1,5 cm$, la détection doit être effectuée en moins de $1 ms \approx \frac{2,5 mm}{g \cdot T}$ afin que les atomes n'aient pas le temps de chuter et sortir de la zone de détection. En divisant le premier signal par le deuxième, la proportion d'atomes présents dans $F=3$ à la fin de l'interféromètre est alors détectée. La lumière de détection étant rétro réfléchée et légèrement décalée dans le rouge ($0,5 \Gamma$), les atomes ne sont pas immédiatement soufflés lors de cette détection (cf. Fig. 3.6) : le signal atomique diminue de 25% à partir de $300 \mu s$. Il est donc nécessaire de moyennner ce signal autour du pic afin d'estimer au mieux la hauteur de chaque pic indépendamment du temps de relaxation (dû au dépompage des atomes dans le niveau $F=2$).

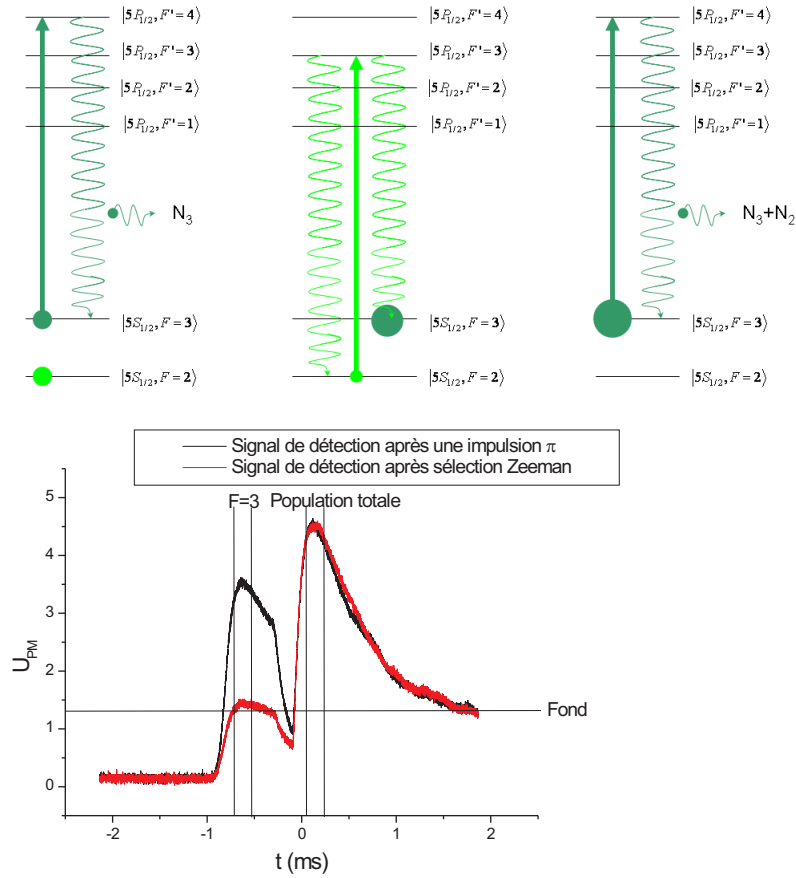


Figure 3.6 – Détection des populations au photomultiplicateur.

3.1.1 Description de la chaîne Hyper-Fréquence

Le repompeur et le deuxième laser Raman sont générés à l'aide d'un modulateur de phase fibré à $1,5 \mu m$ (cf. Chap. 1). Nous allons décrire ici la chaîne Hyper-Fréquence modulant le laser esclave. Pour l'expérience Girafon deux signaux HF sont nécessaires.

MOT/Selection/détection Pendant la phase de refroidissement, la fréquence du laser de refroidissement est décalée dans le rouge de quelques Γ . Le repompeur devant être à résonance avec le niveau $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$, le signal HF sera décalé en fréquence d'autant vers le bleu. La puissance injectée dans le modulateur est de $4 dBm$ (cf. Fig. 3.7) afin d'avoir un rapport d'intensité des raies de $\frac{I_{Repompeur}}{I_{Refroidissement}}$ d'environ 4%.

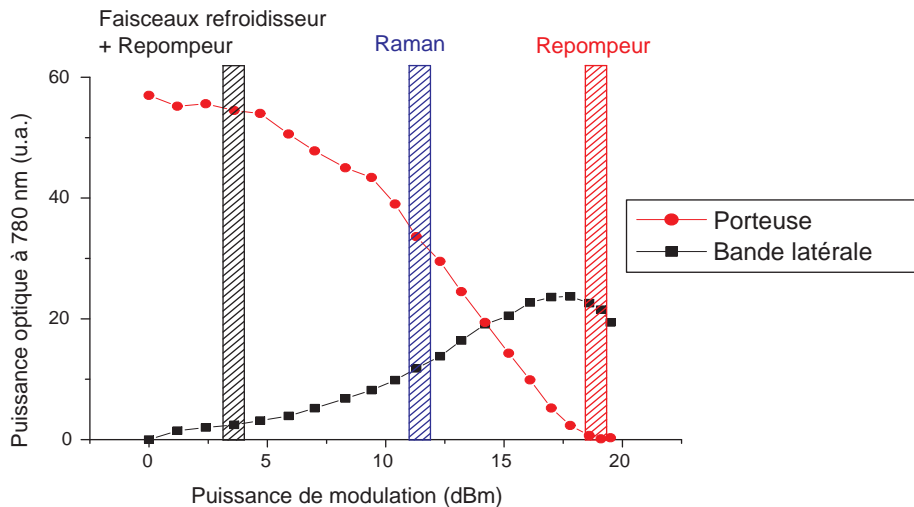


Figure 3.7 – Génération des bandes latérales pour les différentes fonctions utilisées, en fonction de la puissance injectée dans le modulateur de phase.

Lors de la phase de sélection Zeeman, le faisceau repompeur doit être présent sans la porteuse ; avec une puissance de 19 dBm pour le signal HF il est possible de diminuer la porteuse de 27 dB. Durant cette étape, la fréquence de la porteuse est à égale distance des transitions entre les niveaux $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$ et $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$. Environ 50% des atomes se déplaceront dans l'état $F'=3$, avec une probabilité de 33% de se désexciter dans $F=2$. Ainsi avec cette impulsion lumineuse de 1 ms, 0.15% des atomes seront dépompés dans $F=2$ (Annexe A.3), ce qui est négligeable comme bruit à la détection. Enfin, lors de la phase de détection les atomes doivent être successivement éclairés avec le faisceau de refroidissement à résonance $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ puis le repompeur seul à résonance $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$ et enfin à nouveau le faisceau de refroidissement à résonance $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$. Cela sera rendu possible en envoyant un signal HF de 19 dBm dans le modulateur de phase entre la première et la troisième étape.

Raman Les faisceaux Raman sont utilisés en configuration contra-propageante afin de fournir une impulsion de recul suffisante aux atomes et ainsi être suffisamment sensibles à la pesanteur [55]. Dans cette configuration il faut compenser l'effet Doppler dû à la chute des atomes. Pour cela, il est nécessaire d'ajouter une rampe de fréquence $\alpha \approx 25,1 \text{ MHz/s}$ autour de $G = 3,035732 \text{ GHz}$ (cf. Chap. Introduction). De plus la phase des lasers étant imprimée à chaque impulsion dans la phase atomique, celle-ci doit être à bas-bruit de phase. Pour cela, deux sources sont utilisées dont le montage sera décrit dans la partie 3.3.2 : un générateur HF Rohde et Schwarz SML 03, délivrant un signal à fréquence fixe bas-bruit à $2,985 \text{ GHz}$, et un synthétiseur Agilent 33250A générant une rampe de fréquence

à 25 MHz/s . Un atténuateur variable est enfin ajouté afin de régler le rapport des raies permettant d'annuler le déplacement lumineux (cf. Chap. 2.2).

Le montage global de la chaîne HF est montré figure 3.8

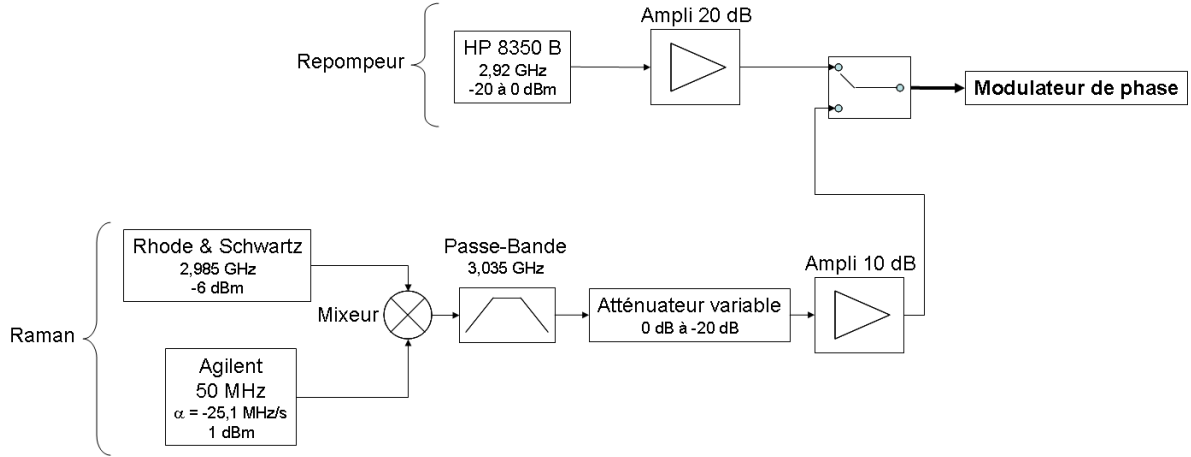


Figure 3.8 – Chaîne Hyper-Fréquence permettant de générer les bandes latérales nécessaires à la réalisation du laser repompeur et d'une des deux raies Raman.

3.1.2 Piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique (MOT : Magneto-Optical Trap) repose principalement sur le principe de pression de radiation de la lumière et a été obtenu pour la première fois en 1987 au MIT [1]. En effet, si on considère l'interaction entre un atome et un laser lors d'un processus d'absorption-émission spontanée, l'atome va subir une impulsion de recul $p = m.v_{rec}$ dans la direction du laser due à l'absorption d'un photon, et une impulsion dans une direction aléatoire due à l'émission spontanée, si bien qu'au bout d'un grand nombre N de cycles d'absorption-émission spontanée l'atome aura subi en moyenne une impulsion de recul $m.v_{rec}$ dans le sens du laser par cycle. Dans le cas du Rubidium 85, $v_{rec} = 6,02 \text{ mm.s}^{-1}$ et la durée de vie $\Gamma^{-1} = 26,63 \text{ ns}$ [43], si bien que l'on peut en déduire une accélération subie par l'atome d'environ $2.10^4.g$. La température d'un gaz étant directement liée à la dispersion en vitesse des atomes composant le gaz, l'interaction atome-laser permet de refroidir les atomes à une température ultra-basse.

Refroidissement Doppler Considérons un système à une dimension comportant un atome de Rubidium et deux faisceaux lasers contra-propageants à une fréquence décalée de δ (de l'ordre de Γ) dans le rouge de la résonance $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$.

Si l'atome a une vitesse proche de $\delta/k_{laser} \approx 5 \text{ m.s}^{-1}$, la fréquence du laser va être proche de la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ par effet Doppler et l'atome va subir des cycles

d'absorption-émission spontanée avec une force de pression dans la direction opposée à sa vitesse (cf. Fig. 3.9). Sa vitesse va donc progressivement diminuer jusqu'à avoir une vitesse très inférieure à δ/k_{laser} . Cependant le laser est aussi proche de la résonance $F' = 3$. Il y a donc une probabilité non nulle pour qu'il y ait un cycle d'absorption de $F=3$ vers $F'=3$ puis émission spontanée vers $F=2$. L'atome sera hors résonance avec le laser et sera donc perdu. Un faisceau à résonance $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$ est donc ajouté afin de repomper cet atome dans le niveau $F=3$.

Avec cette technique, en utilisant trois faisceaux lasers contra-propageants dans les trois directions de l'espace et en choisissant $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$, il est théoriquement possible de refroidir les atomes jusqu'à une température limite $T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2.k_B} = 140 \mu K$ pour le Rubidium uniquement par refroidissement Doppler [48]. Cependant une étape de mélasse optique sera ensuite effectuée afin d'obtenir des températures de l'ordre de quelques μK . Le paramètre à optimiser ici n'est donc pas la température mais le nombre d'atomes refroidis. Expérimentalement, le plus grand nombre d'atomes piégés et refroidis est obtenu avec un décalage laser $\delta = -3.\Gamma$.

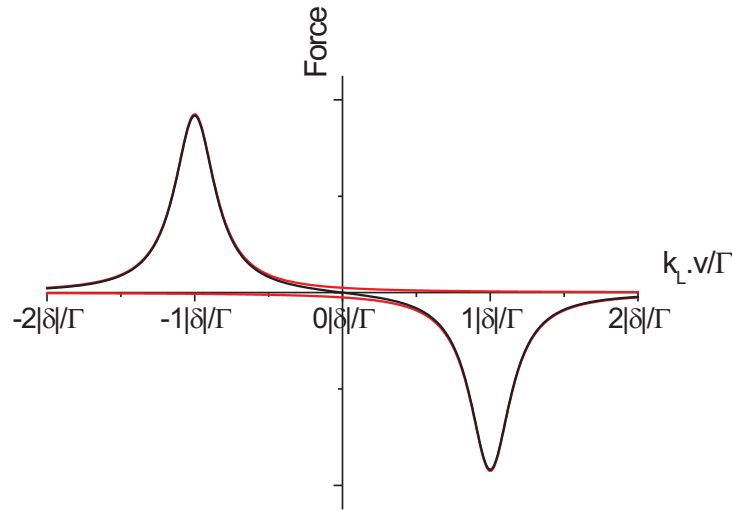


Figure 3.9 – Force subie par les atomes en fonction de leur vitesse propre [48] :

$$F = \frac{\hbar.k_L.\Gamma}{2} \left[\frac{s_0 \cdot (\delta^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2)}{(\delta - k_L.v)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} - \frac{s_0 \cdot (\delta^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2)}{(\delta + k_L.v)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \right] \approx -\alpha v \text{ pour } |v| \ll \frac{\delta}{k_L}$$

où $s_0 = \frac{\Omega_1^2/2}{\delta^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2}$ est le paramètre de saturation et Ω_1 la pulsation de Rabi. Il s'agit d'une force de friction pour $k_L.v \ll \delta$.

Force de piégeage Grâce au refroidissement Doppler, une force de friction (proportionnelle à v) est appliquée pour refroidir les atomes. Cependant les atomes ne sont pas confinés et vont à terme s'échapper des faisceaux si une force de rappel (proportionnelle à la position)

n'est pas insérée. Pour cela un gradient de champ magnétique est créé à l'aide de deux bobines en configuration anti-Helmholtz ajoutées autour de l'enceinte : $\vec{B} = B'(x.\vec{e}_x + y.\vec{e}_y - 2.z.\vec{e}_z)$, avec B' le gradient de champ magnétique.

Lorsqu'un atome est situé dans un champ magnétique, son énergie est déplacée à cause de l'interaction avec le moment magnétique atomique : $\Delta E = \mu_B.g_F.m_F.B$ [43], où m_F est la valeur propre de l'opérateur projection du moment cinétique total le long d'un axe de quantification, g_F est le facteur de Landé hyperfin et μ_B est le magnéton de Bohr. Ainsi, en ne considérant qu'une direction de l'espace la fréquence de résonance est alors déplacée de $\delta f(x) = -\frac{m_F.g_F.\mu_B.B'.x}{\hbar}$. En utilisant d'une part un laser polarisé σ^+ (autorisant uniquement les transitions $|F, m_F\rangle \leftrightarrow |F', m_F + 1\rangle$) et d'autre part un faisceau laser polarisé contra-propageant σ^- (autorisant uniquement les transitions $|F, m_F\rangle \leftrightarrow |F', m_F - 1\rangle$), tous deux décalés en fréquence de $\delta = \frac{-\Gamma}{2}$, une force de rappel est alors appliquée (cf. Fig. 3.10). Les atomes sont alors confinés dans un espace de l'ordre de $\frac{\hbar.\Gamma}{g_F.\mu_B.B'} \approx 4 \text{ mm}$ [48].

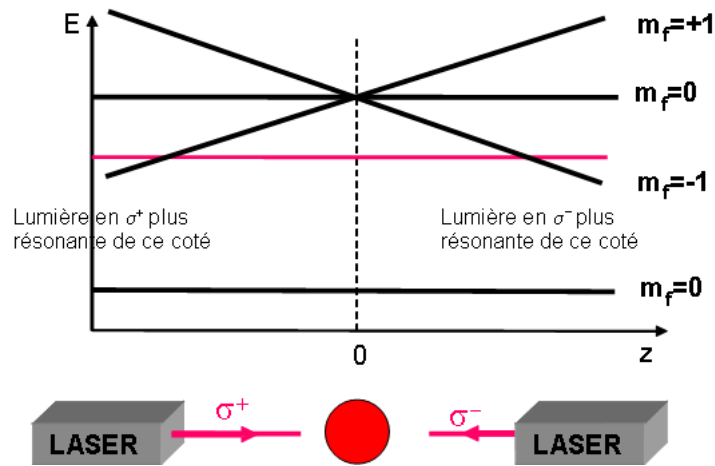


Figure 3.10 – Force subie par effet Zeeman pour un atome à deux niveaux [48] :

$$F = \frac{\hbar.k_L.\Gamma}{2} \left[\frac{s_0.\left(\delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right)}{\left(\delta - \frac{\mu.B'.x}{\hbar}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} - \frac{s_0.\left(\delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right)}{\left(\delta + \frac{\mu.B'.x}{\hbar}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \right] \approx -\kappa z \text{ pour } |z| \ll \frac{\delta.\hbar}{\mu.B'}$$

Il s'agit ici d'une force de rappel pour $\frac{\mu.B'.z}{\hbar} \ll \delta$.

Sur notre expérience, le premier MOT a été obtenu le 21 octobre 2005 [24] avec le montage réalisé lors de la thèse de Fabien Lienhart (cf. Chap. 1) : 10^8 atomes ont été piégés avec une intensité par faisceau laser de 18 mW.cm^{-2} , un courant dans les dispensers² de $\frac{11 \text{ A}}{4}$, soit une pression partielle de *Rb* de $4,5 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ mesurée par le courant de la pompe ionique. Le taux de chargement est lui de $\tau = 200 \text{ ms}$.

Avec le montage laser final décrit au chapitre 1 nous obtenons les courbes de chargement suivantes, pour différentes intensités dans les dispensers :

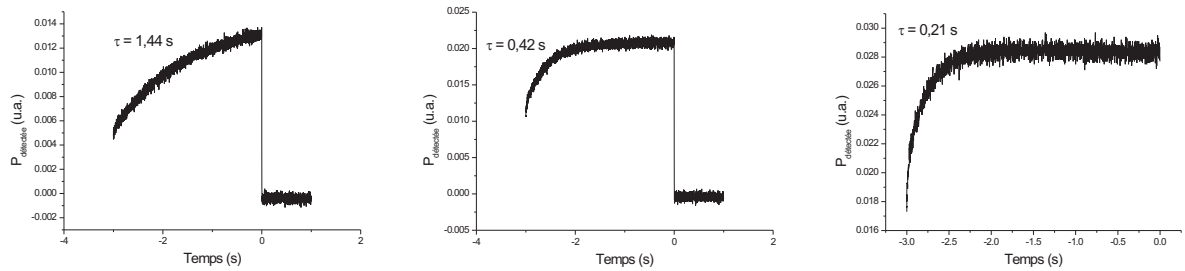


Figure 3.11 – Chargement du Piège Magnéto-Optique pour des courants de dispensers de 8,2 A ; 8,7 A ; 9,2 A.

$8 \cdot 10^8$ atomes sont refroidis au maximum avec un gradient de champ de $8,5 \text{ G.cm}^{-1}$ suivant l’axe *z* des bobines (pour une intensité de 5 A dans les bobines), une intensité par faisceau laser de $I_{tot}/3 = 25 \text{ mW.cm}^{-2}$, pour un diamètre de faisceau de 17 mm et une pression partielle de *Rb* mesurée par les pompes ioniques de $2 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$.

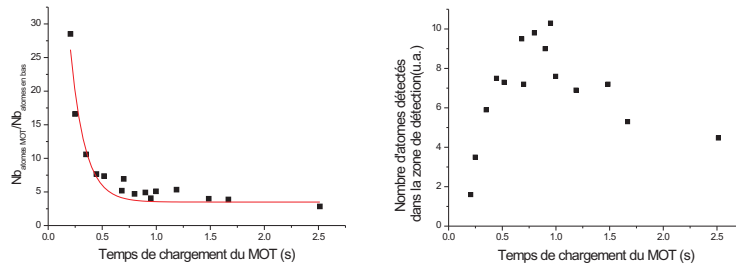


Figure 3.12 – Pertes d’atomes à la détection par rapport au temps de chargement du MOT (i.e. la pression partielle de *Rb*). Une perte d’atomes lors de la mélasse optique empêche d’avoir autant d’atomes à la détection que dans le MOT. L’optimum correspond à un temps de chargement d’environ 1 s.

2. Un dispenser est une résistance chauffante contenant quelques mg de Rubidium qui se libère lorsque la résistance est chauffée par le passage de courant de quelques ampères. Ce dispositif, au nombre de 4 montés en parallèle dans Girafon, est le même depuis la conception de l’enceinte, la durée de vie étant estimée à quelques années [57].

La pression à l'intérieur de l'enceinte va provoquer des collisions lors de la chute des atomes. Afin de limiter ces pertes d'atomes, le temps de chargement du MOT (cf. Fig. 3.12), correspondant au taux de collisions, doit être supérieur au temps de chute des atomes. Afin de ne pas avoir un temps de cycle trop long, le chargement du MOT est coupé avant d'obtenir un nombre maximal d'atomes, soit au bout d'une seconde. A la fin du cycle de piégeage il reste environ 10^8 atomes (cf. Fig. 3.13).

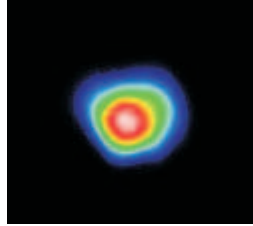


Figure 3.13 – Piège Magnéto-Optique observé à la caméra en fausse couleur.

Mélasse optique En ne considérant que le refroidissement Doppler, le nuage atomique a une température de $100 \mu K$, et aura une taille d'environ 28 cm de rayon en bas du tube (après une chute de 270 ms). Le rayon du tube de chute étant de 8 mm, il faut avoir une température de l'ordre du μK . Ces températures peuvent être obtenues à l'aide d'un refroidissement sub-Doppler (comme le refroidissement Sisyphe [58] par exemple). En coupant le gradient de champ magnétique, les atomes se retrouvent alors dans une mélasse optique où ils atteignent une température $T \propto I_{laser}/|\delta|$ et ce jusqu'à $\hbar \cdot |\delta| \approx \frac{1}{2} \cdot E_{F'=3, F'=4}$ et $I_{laser} = 0$. La séquence temporelle de l'étape de refroidissement est donnée figure 3.14.

Le décalage en fréquence s'effectue en changeant la tension de consigne dans l'asservissement par battement entre le laser maître et le laser esclave (cf. Chap. 1). A cause du temps de réponse de l'asservissement, le décalage en fréquence jusqu'à -10Γ s'effectue en 6 ms (sauts de fréquence de $2 - 3 \Gamma$ en 2 ms). Le modulateur acousto-optique pourrait être utilisé pour diminuer l'intensité laser. Malheureusement le taux d'extinction à l'ordre 0 laisse un résidu d'environ 10% dans le laser de refroidissement et le repompeur, ce qui entraîne d'une part un mauvais refroidissement sub-Doppler et d'autre part une perte d'atomes. L'idée a alors été d'utiliser le modulateur de phase pour diminuer la puissance du laser de refroidissement tout en augmentant celle du repompeur. Pour cela la puissance de l'onde hyper-fréquence dans le modulateur de phase est progressivement augmentée. Le modulateur acousto-optique est utilisé en fin de mélasse pour éteindre le laser de refroidissement et avoir une puissance de repompeur suffisante (de l'ordre de I_{sat}) pour que tous les atomes soient préparés dans l'état $F=3$.

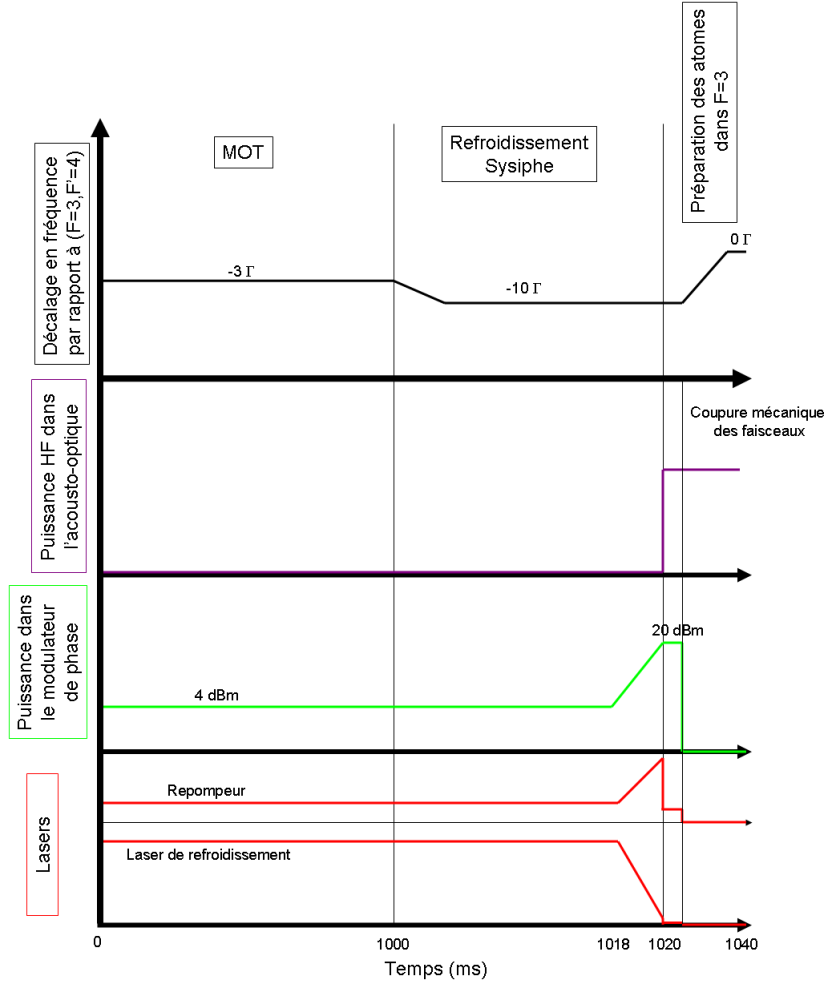


Figure 3.14 – Séquence temporelle du refroidissement.

Temps de vol La température de notre nuage atomique est mesurée en utilisant la méthode du temps de vol, développée la première fois au NIST [47]. Elle consiste à mesurer la taille du nuage atomique dans la zone de détection avec une nappe de lumière horizontale de 1 mm d'épaisseur résonnante avec les atomes. Ainsi pour une distribution gaussienne en vitesse des atomes de demi-largeur à $\frac{1}{\sqrt{e}}$, on obtient $\sigma_v^2 = \frac{k_B \cdot T}{m}$. La température du nuage est alors déduite de la largeur du signal observé après un temps de chute t :

$$T = \frac{m \cdot \sigma_v^2}{k_B} = \frac{m \cdot g^2 \sigma_t^2}{k_B} = \frac{m \cdot \sigma_z^2}{k_B \cdot t^2} \quad (3.4)$$

La largeur initiale du nuage est négligée ($\sigma_z^2 = \sigma_{z_0}^2 + \sigma_v^2 \cdot t^2 \approx \sigma_v^2 \cdot t^2$). Cette approximation conduit à une surestimation de la température de 0,7%. Après un temps de vol de 250 ms environ (cf. Fig. 3.15). Au final, on mesure un nuage atomique d'environ 10^8 atomes à une température de $4 \mu K$.

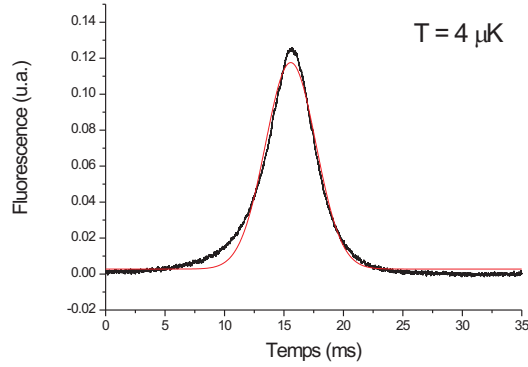


Figure 3.15 – Mesure de la température par temps de vol réalisée avec une nappe horizontale du laser de détection de 1 mm et une fente verticale devant le PM de largeur 1 mm. La courbe en rouge est un fit gaussien permettant d’estimer la largeur σ_t .

3.1.3 Sélection Zeeman

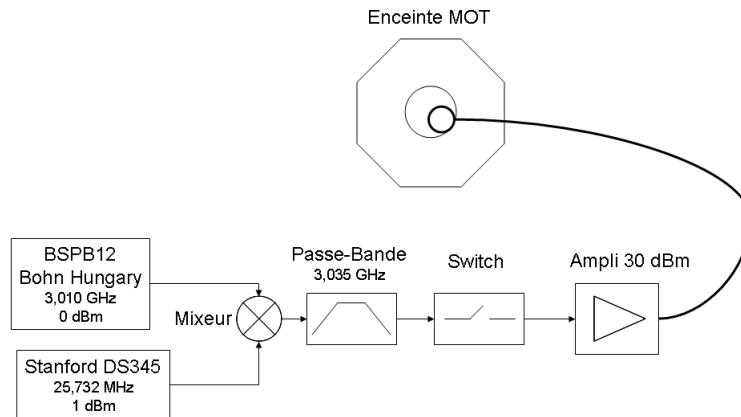


Figure 3.16 – Chaîne Micro-onde.

Afin d’éviter les couplages entre sous-niveaux Zeeman, un axe de quantification est mis en place à l’aide du solénoïde situé autour du tube de chute. Un champ magnétique homogène $\vec{B}_{quantif}$ est alors généré, ce qui va lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Un champ magnétique non homogène va ajouter un déphasage à la mesure interférométrique proportionnel à $\vec{B}_{quantif}$ pour les niveaux $m_F \neq 0$ et une dépendance quadratique pour le niveau $m_F = 0$. Ainsi la phase interférométrique sera différente suivant la répartition des atomes dans les sous-niveaux ce qui implique un brouillage des franges interférométriques. De plus, les atomes seront moins perturbés par la présence ou les imperfections de ce faible champ magnétique s’ils sont constamment dans un état $m_F = 0$. Une étape de sélection des niveaux Zeeman est donc nécessaire après l’étape de refroidissement pour ne conserver que

les atomes dans l'état $m_F = 0$.

Ainsi, à la fin de la mélasse optique les atomes sont éclairés par un faisceau repompeur seul et sont donc pompés dans l'état $F=3$. Un champ magnétique additionnel de $\|\vec{B}_{quantif}\| = 650 \text{ mG}$ est alors appliqué autour de l'enceinte à vide afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. L'écart de fréquence entre les niveaux Zeeman est alors de $\delta_{m_F} = 300 \text{ kHz}$ [43]. Une impulsion micro-onde π à résonance uniquement avec $|F = 2, m_F = 0\rangle, \leftrightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ est effectuée. Afin de ne pas être résonnant avec les autres niveaux Zeeman la durée de l'impulsion doit être très supérieure à $1/\delta_{m_F}$. De plus, les hublots de l'enceinte ont un diamètre d'environ 10 cm , ce qui est proche de la longueur d'onde de la micro-onde. Il est donc difficile d'envoyer la micro-onde à l'intérieur de l'enceinte. Avec un amplificateur MW de 30 dBm, une impulsion π est expérimentalement réalisée en 10 ms soit avec une largeur spectrale de 100 Hz (cf. Fig. 3.16).

Ainsi, tous les atomes dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$ sont transférés dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$ et les autres atomes restent dans l'état $F=3$. A l'aide du faisceau de refroidisseur seul à résonance $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$, les atomes restants dans $F=3$ sont poussés et ainsi ne participeront plus à l'interféromètre. A la fin de cette étape il ne reste plus que des atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. La séquence temporelle de cette étape de sélection est montrée figure 3.17. A la fin de cette étape, on mesure que 16 % d'atomes du MOT sont ainsi sélectionnés dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$, ce qui est cohérent avec une équirépartition des atomes dans les différents sous-niveaux Zeeman.

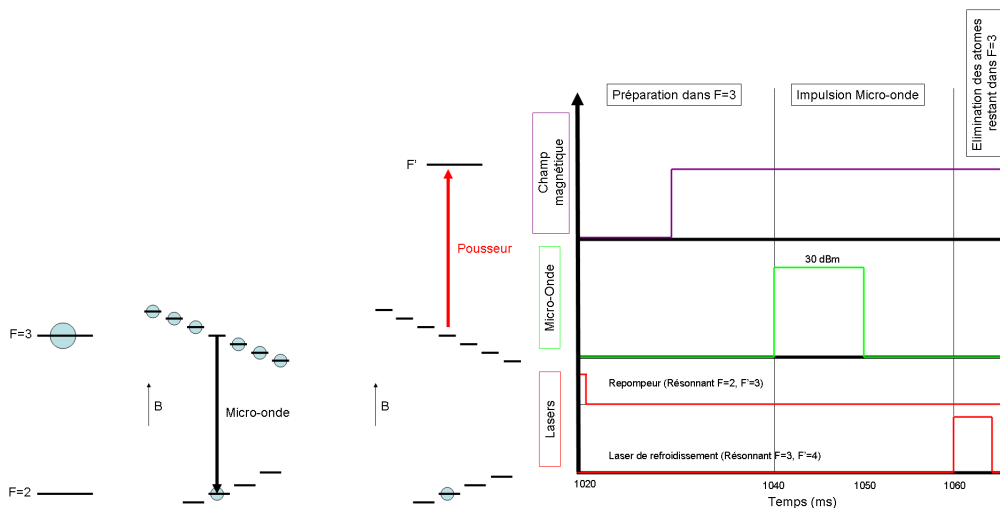


Figure 3.17 – Sélection Zeeman.

3.1.4 Un premier interféromètre atomique : Horloge Micro-onde

Nous sommes désormais capable de refroidir et piéger des atomes, les préparer dans un état bien spécifique, et détecter les atomes de Rubidium dans leurs deux niveaux hyperfins du fondamental. Un premier interféromètre ne nécessitant pas de faisceaux Raman est tout d'abord réalisé, ce qui permettra de valider le montage expérimental sans faisceaux Raman. Il s'agit de réaliser une horloge atomique Micro-onde. Elle est basée sur la génération de deux impulsions micro-onde $\pi/2$ espacées d'un temps d'interrogation T (cf. Fig. 3.18).

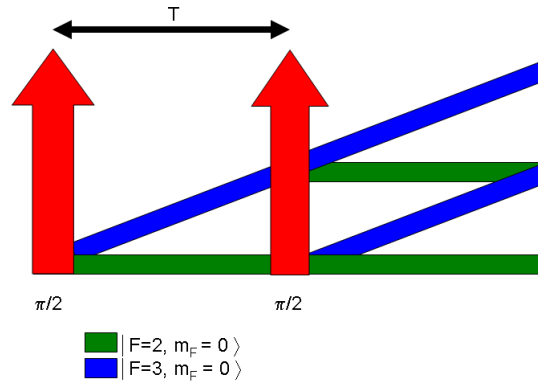


Figure 3.18 – Séquence temporelle d'une horloge atomique (Micro-onde).

A résonance avec les niveaux $F = 2 \leftrightarrow F = 3$, la probabilité de transition vaut 1 et tous les atomes sont transférés d'un état vers l'autre. Par contre la probabilité de transition oscille lorsque l'on change la fréquence micro-onde autour de la fréquence de résonance : on obtient alors des franges de Ramsey [59]. La largeur de ces franges vaut $\delta f = 1/T$, ce qui permet une très grande précision sur la mesure ($\frac{1}{T} \cdot \frac{1}{G} \approx 10^{-9}$). La largeur à mi-hauteur de l'interférogramme vaut $1/\tau$ avec $\Omega_{Rabi} \cdot \tau = \frac{\pi}{2}$. Nous avons ainsi pu obtenir dès février 2007 des franges de Ramsey (cf. Fig. 3.19) à l'aide de la chaîne micro-onde (cf. Fig. 3.16). Les impulsions micro-ondes au niveau de l'interférogramme ont des durées de $\tau = 4,5 \text{ ms}$ afin d'avoir des impulsions $\pi/2$. Le bilan d'erreur de cette horloge atomique n'est pas estimé mais ce premier test a permis de valider le montage expérimental, le système de détection ainsi que sa modularité avec d'autres types d'interféromètres atomiques. De plus, ce type d'interféromètre permettra dans le chapitre 4 de comparer le bruit d'un interféromètre à impulsions lumineuses co-propageantes et contra-propageantes.

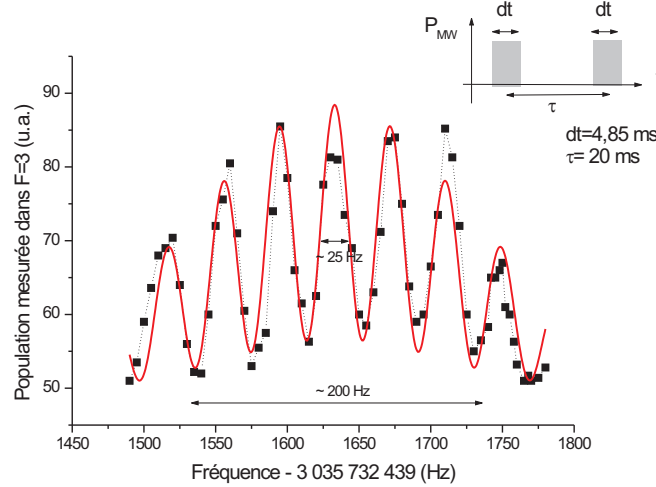


Figure 3.19 – Franges de Ramsey obtenues avec 2 impulsions Micro-ondes.

3.2 Caractérisation des faisceaux Raman

La réalisation d'un gravimètre atomique nécessite l'utilisation de faisceaux Raman colimatés. La réalisation d'une horloge atomique micro-onde prouve que notre système est capable de réaliser des expériences d'interférométrie atomique. Les faisceaux Raman vont d'abord être caractérisés afin de réaliser à terme un gravimètre atomique. La séquence temporelle est montrée figure 3.20. Seule la partie séquence interférométrique sera modifiée suivant les besoins : spectroscopie Raman (3.2.1), oscillations de Rabi (3.2.2), franges de Ramsey (3.2.3) et au final les franges de Bordé-Chu (3.3). Avec le montage présenté dans le chapitre 1, l'intensité totale des faisceaux Raman est de 120 mW.cm^{-2} . Un axe de quantification a été mis en place le long de l'axe de chute et seules les transitions Raman $|F = 2, m_F\rangle \leftrightarrow |F = 3, m_F\rangle$ sont étudiées, en particulier pour $m_F = 0$. Ainsi, en se référant aux coefficients de Clebsch-Gordan, il est possible de calculer les couples de polarisation permettant d'effectuer des transitions Raman. Seuls les couples de polarisation $\sigma^+ - \sigma^+$, $\sigma^- - \sigma^-$ et $lin \perp lin$ permettent d'obtenir des transitions Raman [24]. Les faisceaux Raman étant générés par modulation de bandes latérales spectrales, les deux faisceaux Raman sont polarisés linéaires parallèles en sortie de la fibre à maintien de polarisation. Une lame $\lambda/4$ est alors insérée en sortie de la fibre Raman. Ainsi avec le miroir de rétro-réflexion la configuration utilisée est $\sigma^+ - \sigma^+$, autorisant les transitions Raman que l'on soit en configuration co-propageante ou contra-propageante.

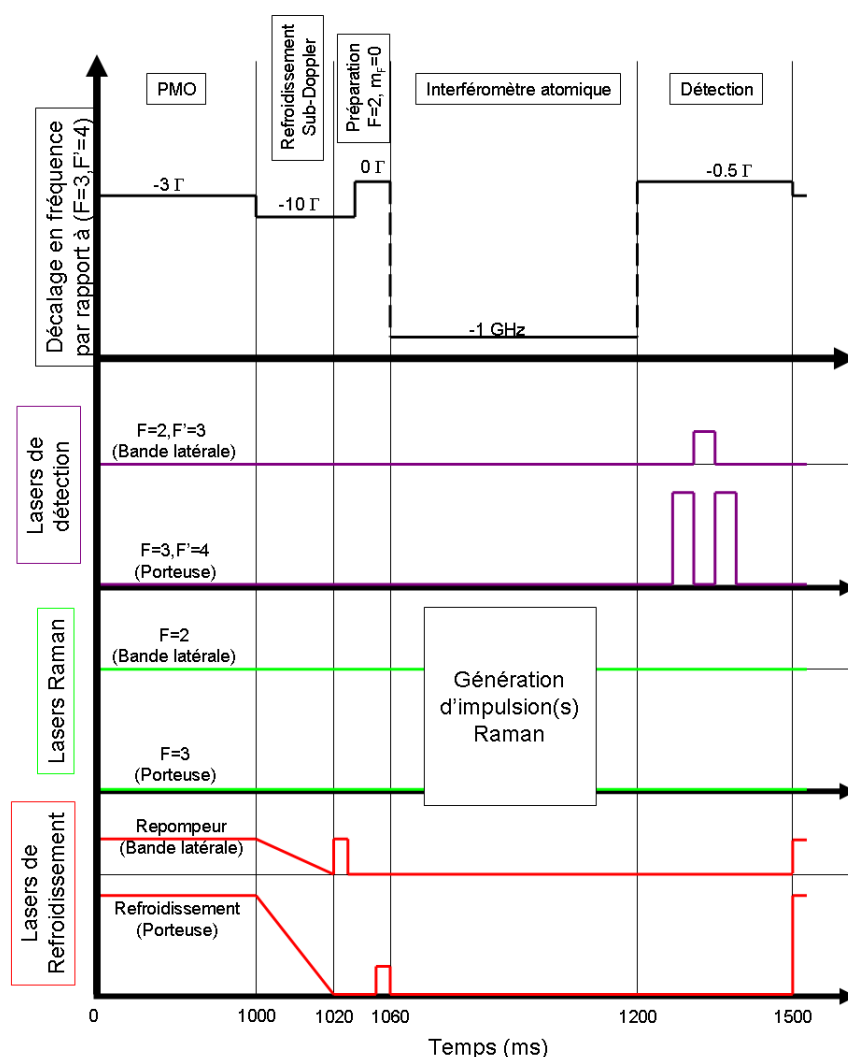


Figure 3.20 – Séquence temporelle globale de l'expérience.

3.2.1 Spectroscopie Raman

Les transitions Raman stimulées reposent sur les processus d'absorption-émission stimulée d'un atome à 3 niveaux (cf. Chap. Introduction). Afin de limiter l'émission spontanée (cf. Chap. 4), les deux faisceaux lasers doivent être suffisamment éloignés de la résonance du niveau F' (Δ) et la différence de fréquence Δf entre les 2 faisceaux correspond à la différence d'énergie entre les niveaux fondamentaux, soit $F = 2 \leftrightarrow F = 3$ pour le ^{85}Rb . Dans le cas de transitions Raman stimulées, on peut observer un transfert de population à la fréquence horloge du ^{85}Rb i.e. $G = 3,035732\text{ GHz}$. Ce transfert évolue en sinus cardinal suivant la fréquence Δf de premiers zéros $\Delta f_0 = \pm 1/\tau$ avec τ la durée de l'impulsion Raman. La probabilité de transfert Raman en fréquence est proportionnelle à la transformée de Fourier de l'impulsion temporelle [34]. C'est ce qui est observé figure 3.21 pour une impulsion

$\tau = 60 \mu s$.

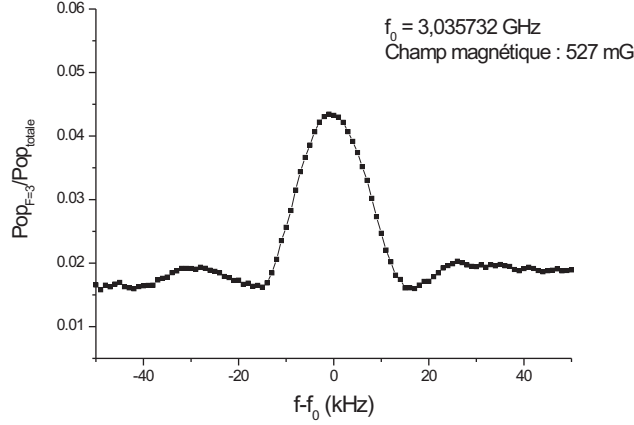


Figure 3.21 – Mesure expérimentale du transfert Raman Co-propageant.

Dans le cas de faisceaux Raman contra-propageants, ceux-ci sont sensibles à la vitesse des atomes par effet Doppler (cf. Chap. Introduction). Ainsi, la largeur des impulsions Raman ne sera plus limitée par $1/\tau$ la durée des impulsions, mais par $\frac{\sigma_v}{\lambda}$ avec σ_v définie par l'équation 3.4. Sans sélection Zeeman il est alors possible d'observer la spectroscopie Raman suivante pour une impulsion de durée $\tau = 60 \mu s$:

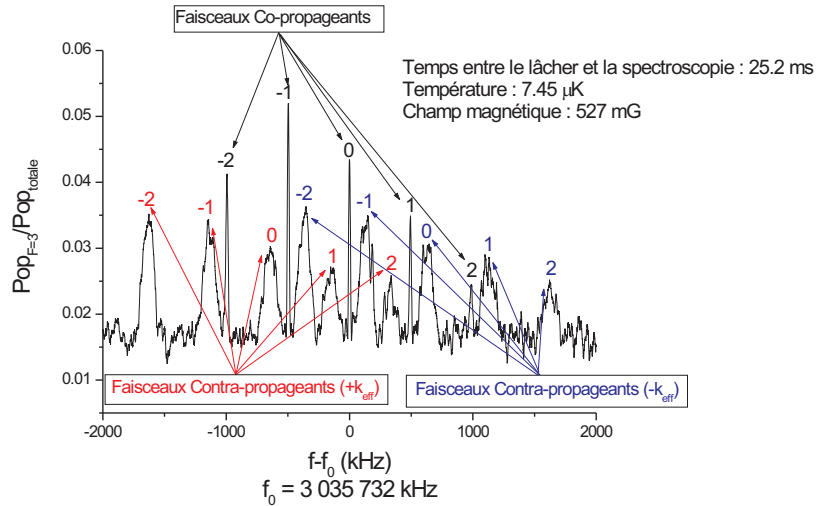


Figure 3.22 – Spectroscopie Raman. Les chiffres correspondent aux transitions Raman autorisées à savoir $m_F - m_F$ dans le cas de polarisation $\sigma^+ - \sigma^+$ [24].

Connaissant l'écart de fréquence entre 2 sous-niveaux Zeeman m_F consécutifs, qui est

de $\delta f = 0,47 \text{ MHz}/G$, il est possible d'estimer le champ magnétique dans la zone de chute : $\|\vec{B}\| = 527 \text{ mG}$. Il est aussi possible de déduire de la largeur des spectres Raman contra-propageants que la température vaut $T = 7,45 \text{ } \mu\text{K}$. Ces paramètres ont pu être validés en effectuant un temps de vol (T estimée à $6 \text{ } \mu\text{K}$) et en mesurant l'intensité dans la bobine ($I = 40 \text{ mA}$). De plus les faisceaux co-propageants peuvent être distingués des faisceaux contra-propageants $+k_{eff}$ et $-k_{eff}$ grâce à l'effet Doppler. En effet, la fréquence de résonance des faisceaux co-propageants ne dépend pas de la vitesse des atomes, alors que la fréquence des faisceaux contra-propageants $+k_{eff}$ (Resp. $-k_{eff}$) vue par les atomes est décalée de $\frac{2.v}{\lambda}$ (Resp. $-\frac{2.v}{\lambda}$) (cf. Fig. 3.23). Ainsi, pour des impulsions contra-propageantes de largeur $\frac{1}{\tau} = 150 \text{ kHz}$ la spectroscopie co-propageante ou contra-propageante est résolue pour $t = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{\lambda}{2.g} = 6 \text{ ms}$ après la chute des atomes. Tout interféromètre pourra donc être réalisé après avoir attendu au moins 6 ms après le lâcher des atomes. Les atomes arrivent dans le tube de chute 130 ms après la fin de la mélasse, les interféromètres pourront donc être réalisés avec des faisceaux co-propageants ou contra-propageants. Les fréquences de résonance pour les transitions Raman stimulées ont été mesurées et il est désormais possible de travailler avec les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ afin d'effectuer des oscillations de Rabi.

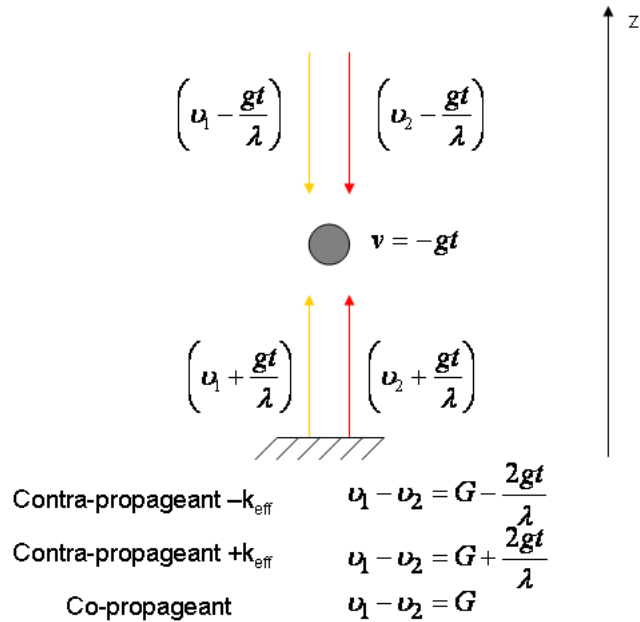


Figure 3.23 – Règle de sélection des fréquences de résonance des faisceaux Raman (l'impulsion de recul due aux transitions Raman est négligée).

3.2.2 Oscillations de Rabi

Un atome de Rubidium éclairé par les faisceaux Raman à résonance avec les deux niveaux hyperfins du niveau fondamental a une probabilité d'excitation qui oscille dans le temps, ce sont les oscillations de Rabi [35]. A cause de la taille finie des faisceaux Raman et du nuage atomique, il faut s'attendre à un amortissement de ces oscillations. En effet en considérant un nuage atomique de distribution radiale gaussienne, le nombre d'atomes par unité de surface est :

$$N_{at}(r) = \frac{N_0}{2.\pi.\sigma_z^2}.e^{-\frac{r^2}{2\sigma_z^2}} \quad (3.5)$$

Où N_0 est le nombre total d'atomes et en considérant que l'élargissement du nuage σ_z est dû à la température (Eq. 3.4). Considérons aussi un faisceau laser gaussien de puissance totale P_0 et de waist $w_0 = 2\sigma_L$:

$$I_L(r) = \frac{P_0}{2.\pi.\sigma_L^2}.e^{-\frac{r^2}{2\sigma_L^2}} \quad (3.6)$$

D'après l'équation 2.20 on en déduit alors la pulsation de Rabi effective pour un désaccord $\Delta = 1 \text{ GHz}$ et un rapport des raies Raman de $\eta = 2$, :

$$\Omega_{eff} \propto \frac{1}{\Delta}.\eta.\frac{I_0}{2.\pi.\sigma_L^2}.e^{-\frac{r^2}{2\sigma_L^2}} \quad (3.7)$$

On peut alors calculer la probabilité de transition pour un atome à la position r après une impulsion lumineuse de durée τ [35] :

$$P_{\delta f}(r, \tau) = \frac{\Omega_{eff}^2(r)}{\Omega_{eff}^2(r) + \delta f^2}.sin^2\left(\sqrt{\Omega_{eff}^2(r) + \delta f^2}.\tau\right) \quad (3.8)$$

La transition Raman étant décalée de la fréquence horloge de δf . On obtient alors l'expression de l'oscillation de Rabi en intégrant sur la distribution en position des atomes :

$$P_{\delta f}(\tau) = \int_0^\infty 2.\pi.r.P_{\delta f}(r, \tau).\frac{N_0}{2.\pi.\sigma_z^2}.e^{-\frac{r^2}{2\sigma_z^2}} dr \quad (3.9)$$

On peut alors calculer les oscillations de Rabi suivantes à différents temps de chute :

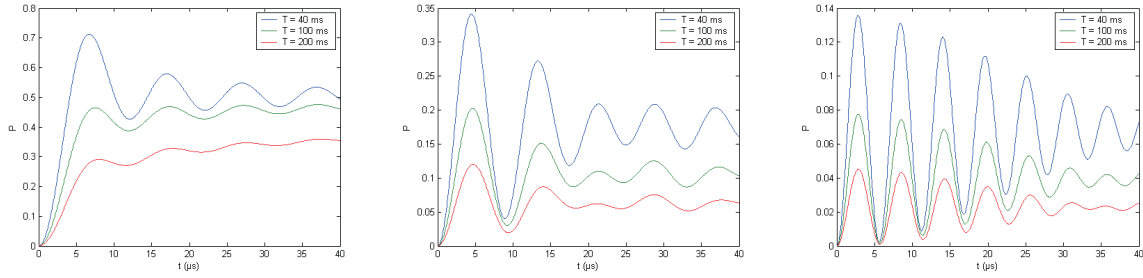


Figure 3.24 – Prévisions des oscillations de Rabi avec un décalage de la fréquence horloge de 0 kHz , 100 kHz et 200 kHz .

L'atténuation augmente avec la taille du nuage, c'est ce que montre nos observations d'oscillations de Rabi en co et contra-propageant (cf. Fig. 3.25). De plus, on remarque qu'en se décalant légèrement de la fréquence horloge les oscillations sont plus nettes, car le nuage atomique est alors moins sensible aux fluctuations d'intensité même si le transfert est moins important. L'intensité des faisceaux est de 50 mW.cm^{-2} lors des premières générations de faisceaux co-propageants, puis 100 mW.cm^{-2} pour les faisceaux contra-propageants. Le rapport des raies est de 2.1 afin d'éliminer le déplacement lumineux et le désaccord par rapport au niveau $F'=4$ est de $\Delta = -1,06\text{ GHz}$. La fréquence de Rabi est donc de 50 kHz (Eq. 2.20) pour les faisceaux co-propageants. Afin de vérifier que l'atténuation ne dépend pas de la durée de l'impulsion mais apparaît au bout d'un certain nombre de cycles de Rabi, nous avons diminué la fréquence de Rabi jusqu'à 20 kHz en diminuant l'intensité des lasers. La fréquence de Rabi la plus élevée est de 200 kHz et a été obtenue pour les Ramans contra-propageants :

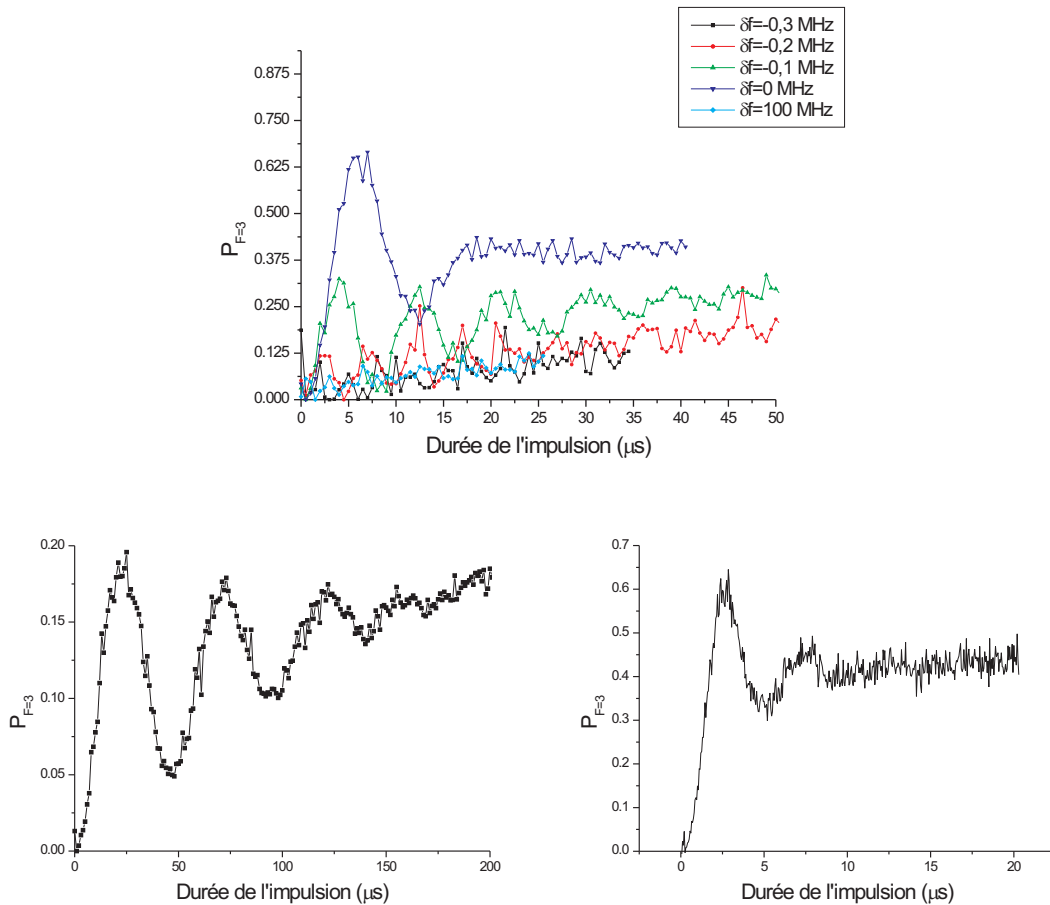


Figure 3.25 – En haut : Mesure des oscillations de Rabi pour différents désaccords δf de la transition horloge (Raman Co-propageants). On peut observer une croissance exponentielle de temps caractéristique $\tau = 0,26 \text{ ms}$ due à l'émission spontanée (cf. Fig. 4.21). En bas à gauche : Oscillations de Rabi obtenues avec des faisceaux Raman co-propageants et une fréquence de Rabi de 20 kHz (sans sélection Zeeman). En bas à droite : Oscillations de Rabi obtenues en contra-propageant à résonance de la transition horloge.

Il est utile de remarquer que si de la poussière se dépose sur les hublots, cela implique un speckle sur l'intensité des faisceaux Raman. Cela entraîne une inhomogénéité de la fréquence de Rabi suivant la position et donc un amortissement plus rapide des oscillations. Nous devons donc veiller à bien nettoyer les hublots afin d'avoir au moins une oscillation de Rabi, nécessaire pour l'obtention de franges gravimétriques avec un bon contraste, d'autant plus que dans le cas de faisceaux contra-propageants les faisceaux Raman traversent trois fois les hublots.

3.2.3 Franges de Ramsey

Après avoir effectué des oscillations de Rabi en co ou contra-propageant, il est désormais possible de réaliser des impulsions π ou $\frac{\pi}{2}$. Deux impulsions $\frac{\pi}{2}$ (superposition cohérente équiprobable des deux états $F=2$ et $F=3$) co-propageantes, seront utilisées pour réaliser des franges de Ramsey. Espacées d'un temps d'interrogation d'une centaine de μs les premières franges de Ramsey ont pu être observées avec des faisceaux Raman co-propageants en septembre 2007 :

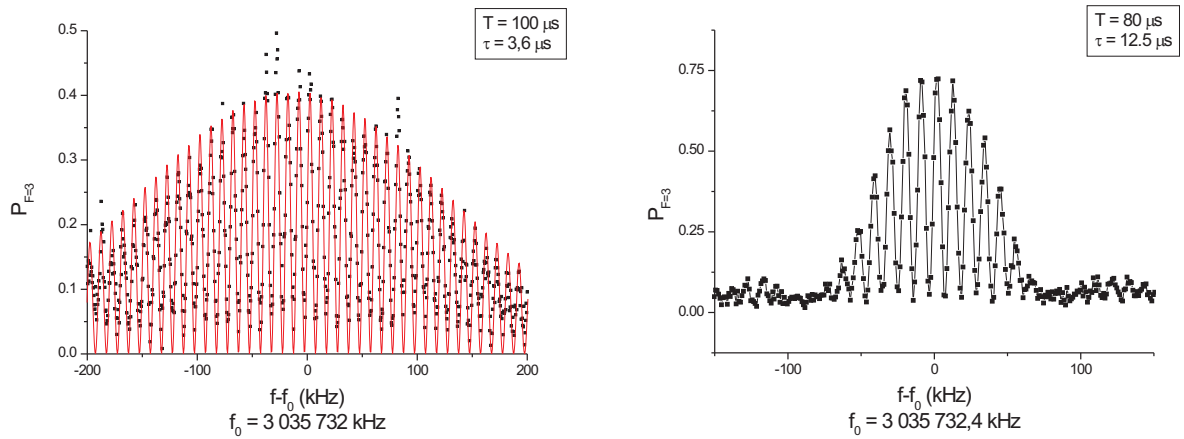


Figure 3.26 – Franges de Ramsey pour différentes pulsations de Rabi.

Les premières franges sont espacées de $1/T = 10$ kHz et la demi-largeur de l'interférogramme vaut $1/\tau = 280$ kHz. Ces franges ont aussi pu être obtenues avec une pulsation de Rabi 10 fois plus courte. Nous avons de plus essayé de réaliser d'autres combinaisons d'impulsions Raman (cf. Fig. 3.27), afin de valider le concept à d'autres interféromètres, notamment dans le but de réaliser trois impulsions pour le cas d'un gravimètre.

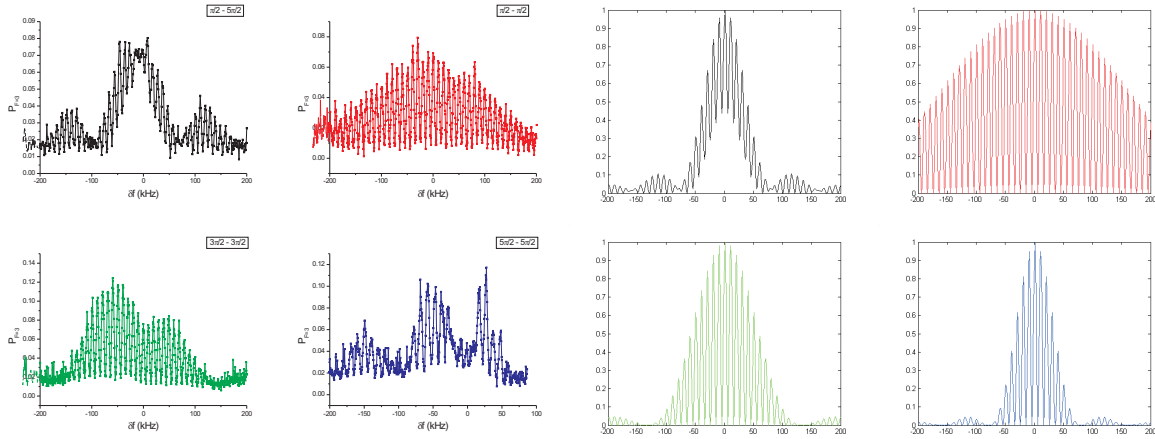


Figure 3.27 – A gauche : Franges de Ramsey mesurées pour différents types d’impulsion. A droite : Franges théoriques correspondantes.

Les franges de Ramsey sont théoriquement de la forme [34] :

$$S(f) \approx \left| \widetilde{\Omega_{Rabi1}} + \widetilde{\Omega_{Rabi2}} \times e^{i.2.\pi.f.(t2-t1)} \right|^2 \quad (3.10)$$

$$= \left| \widetilde{\Omega_{Rabi1}} \times e^{i.2.\pi.f.t1} + \widetilde{\Omega_{Rabi2}} \times e^{i.2.\pi.f.t2} \right|^2 \quad (3.11)$$

Où $t1$ (Resp. $t2$) est l’instant de la première impulsion (Resp. deuxième impulsion). Ces franges peuvent être décrites en calculant la transformée de Fourier des différents types d’impulsions que l’on envoie sur les atomes (cf. Fig. 3.27). En effet le signal temporel des impulsions est de la forme suivante :

$$s(t) = \delta(t - t1) \otimes \Omega_{Rabi1}(t) + \delta(t - t2) \otimes \Omega_{Rabi2}(t) \quad (3.12)$$

Avec $\Omega_{Rabi1}(t) = \text{rect}\left(\frac{t}{\tau1}\right)$ et $\Omega_{Rabi2}(t) = \text{rect}\left(\frac{t}{\tau2}\right)$, $\tau1$ et $\tau2$ étant les largeurs temporelles des 2 impulsions. On retrouve bien $|\tilde{s}| = S(f)$.

Les franges estimées théoriquement sont proches de celles obtenues expérimentalement, exceptées pour de longues durées d’impulsions. Ces premiers signaux n’ont pas été optimisés, nous avons juste voulu montrer ici la possibilité de réaliser différents types d’interféromètres.

En augmentant le temps d’interrogation T les franges se resserrent, la précision de notre horloge est ainsi augmentée. En effet, quelque soit le temps d’interrogation de l’interféromètre les franges de Ramsey restent centrées sur la fréquence horloge (”teinte plate”). Ainsi il est possible de discriminer les franges n’étant pas la teinte plate (cf. Fig. 3.28). C’est par cette méthode que nous repèrerons la frange centrale pour le gravimètre atomique (cf. Chap. 3.3).

Cependant, la teinte plate n’est pas exactement au même endroit suivant le temps d’interrogation T . Cette variation est due aux raies parasites Raman générées par le modulateur de phase, qui modifie la phase des atomes selon le temps d’interrogation (cf. Chap. 1).

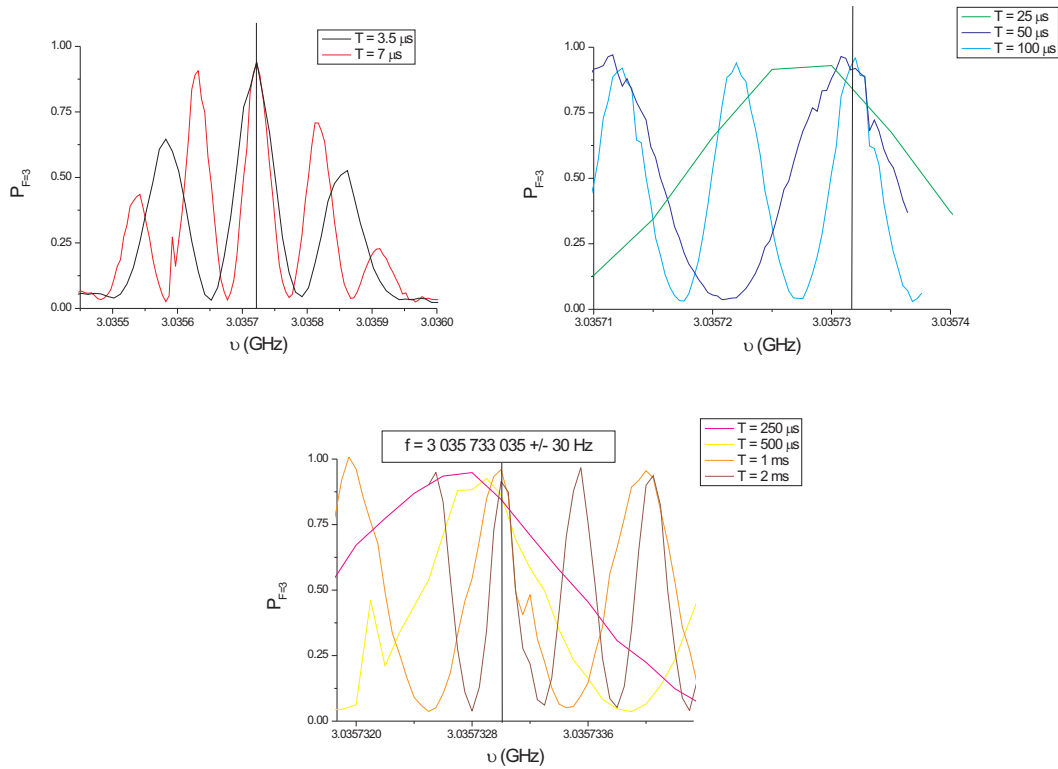


Figure 3.28 – Recherche expérimentale de la teinte plate en faisant varier T .

3.3 Interféromètre de Bordé-Chu

Les faisceaux Raman ont pu être validés à l'aide d'un interféromètre co-propageant et en observant des franges de Ramsey. En ajoutant un miroir, il est possible d'utiliser les faisceaux en configuration contra-propageante et de réaliser un gravimètre atomique basé sur le principe de l'interféromètre de Bordé-Chu (cf. Fig. 3.29).

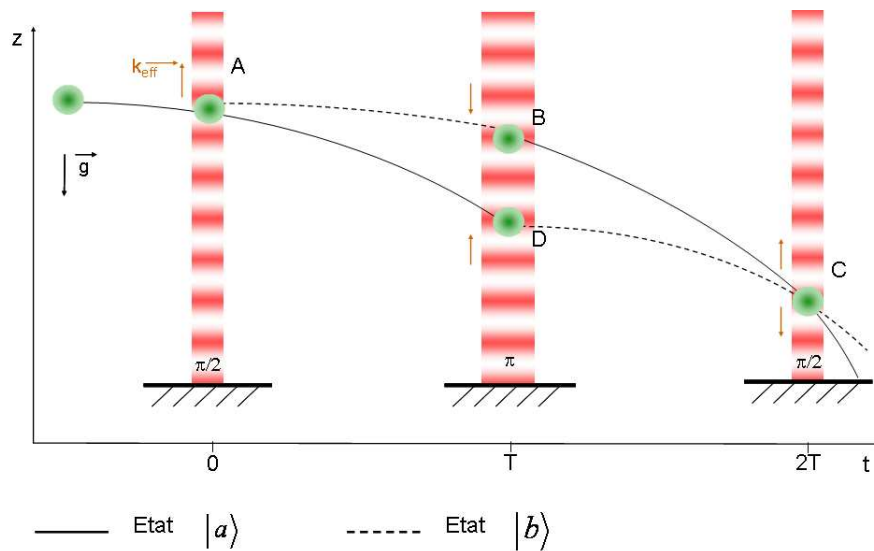


Figure 3.29 – Interféromètre de Chu-Bordé.

3.3.1 Interféromètre sans compensation Doppler

Il est possible d'effectuer une première mesure du champ de pesanteur sans compenser l'effet Doppler pendant la chute des atomes. La durée d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$ est de $\tau = 2,5 \text{ ms}$. La largeur à mi-hauteur de la probabilité de transition vaut alors $2\delta f = 400 \text{ kHz}$. En se plaçant à résonance pour la première impulsion $\pi/2$, il est possible d'être encore à résonance au moment de la dernière impulsion à condition que celle-ci se déroule à $2T < \delta f \frac{\lambda}{2g} = 8 \text{ ms}$ (cf. Chap. 3.2.1). Pour des temps de chute plus long, la condition de résonance est de moins en moins respectée et le contraste de l'interférogramme chute. Le signal interférométrique est alors de la forme :

$$P_{F=3} = \frac{A - B \cdot \cos(k_{eff} \cdot g \cdot T^2)}{2} \quad (3.13)$$

Ainsi, la fréquence du signal interférométrique varie linéairement avec le temps, c'est ce que nous avons pu observer sur les premières franges gravimétriques obtenues à l'ONERA le 18 octobre 2007 pour un temps de chute allant jusqu'à $2T = 6 \text{ ms}$:

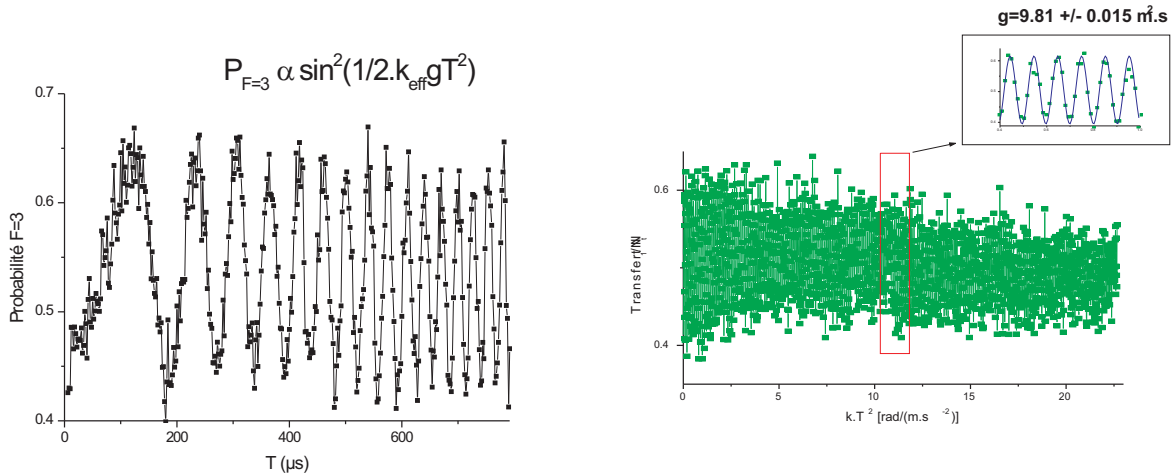


Figure 3.30 – Franges gravimétriques mesurées sans compensation Doppler.

La mesure de pesanteur est estimée à $g = 981 \pm 1,5 \text{ Gal}$. Le temps de chute limite ici la précision de mesure. Avec un rapport signal sur bruit de 100, la phase de l'interféromètre serait connue à $\frac{\pi}{100}$ près. La précision de l'interféromètre serait alors au mieux de $\frac{\pi}{100 \cdot k_{eff} \cdot T^2} = 20 \text{ mGal}$. Si nous voulons une bien meilleure sensibilité il faut augmenter le temps $2T$ de l'interféromètre. Cependant pour des temps T supérieurs à 4 ms les faisceaux contra-propageants ne sont plus résonnants avec les atomes. De plus un point de l'interféromètre correspond à un cycle, il faudrait donc attendre un grand nombre de cycles pour atteindre une bonne précision ($\frac{2T}{\delta T} = 10000$ cycles avec $\delta T = \frac{2\pi}{10} \cdot \frac{1}{2 \cdot k_{eff} \cdot g \cdot T} = 0,6 \mu\text{s}$ afin d'avoir 10 points sur la dernière arche), le temps de mesure de pesanteur serait alors trop long avec une cadence de 1 Hz, ce qui peut être gênant pour des mesures en temps réel en environnement embarquable. Pour contrecarrer cet effet, il suffit d'ajouter dans la chaîne HF une rampe de fréquence permettant de compenser l'effet Doppler dû à la chute des atomes [9].

3.3.2 Utilisation d'une rampe linéaire en fréquence

La figure 3.23 montre que la fréquence de la transition Raman des atomes en chute libre varie linéairement : $f = G + \alpha \cdot t$ avec $G = 3,035732 \text{ GHz}$ et $\alpha = \pm \frac{2 \cdot g}{\lambda} \approx \pm 25,1 \text{ MHz}$ suivant la paire de faisceaux Raman devant être utilisée. La phase de l'interféromètre vaut alors $\delta\phi = k_{eff} \cdot g \cdot T^2 - 2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot T^2$ (cf. Chap. Introduction). Cependant le bruit de phase de la source HF sera directement reportée sur la phase de l'interféromètre. Le générateur *Rohde & Schwartz* peut générer une rampe de fréquence mais avec une phase non contrôlée (la rampe est en fait un escalier en fréquence avec rupture de phase). Le Rohde et Swartz sera utilisé à fréquence fixe et mélangé avec une source basse fréquence générant une rampe de fréquence à bas bruit : l'Agilent 33250A. Nous voulons alors avoir un signal HF composé uniquement de la

somme de ces 2 sources. Pour cela 2 systèmes ont été utilisés et comparés dans le chapitre 4 :

- Asservissement de phase ([24]) : La phase d'une source HF bas-bruit (DRO) est comparée au mélange *R&S/Agilent*, puis le DRO est envoyé dans la chaîne HF de Girafon. Ce système a l'avantage d'obtenir une seule source HF, sans bandes parasites, mais est limité par la qualité de l'asservissement, et de plus la carte d'asservissement disponible ne permet de générer que des rampes α négatives.
- Mixage direct : Le *Rohde & Schwarz* et l'Agilent sont mélangés à l'aide d'un mélangeur HF. Il en résulte un signal HF composé entre autres de la somme et de la différence de fréquences entre les 2 sources. Un filtre passe-bande permet d'éliminer les mauvaises fréquences. Ce système est plus simple d'utilisation et sera utilisé pour déterminer les performances ultimes du gravimètre.

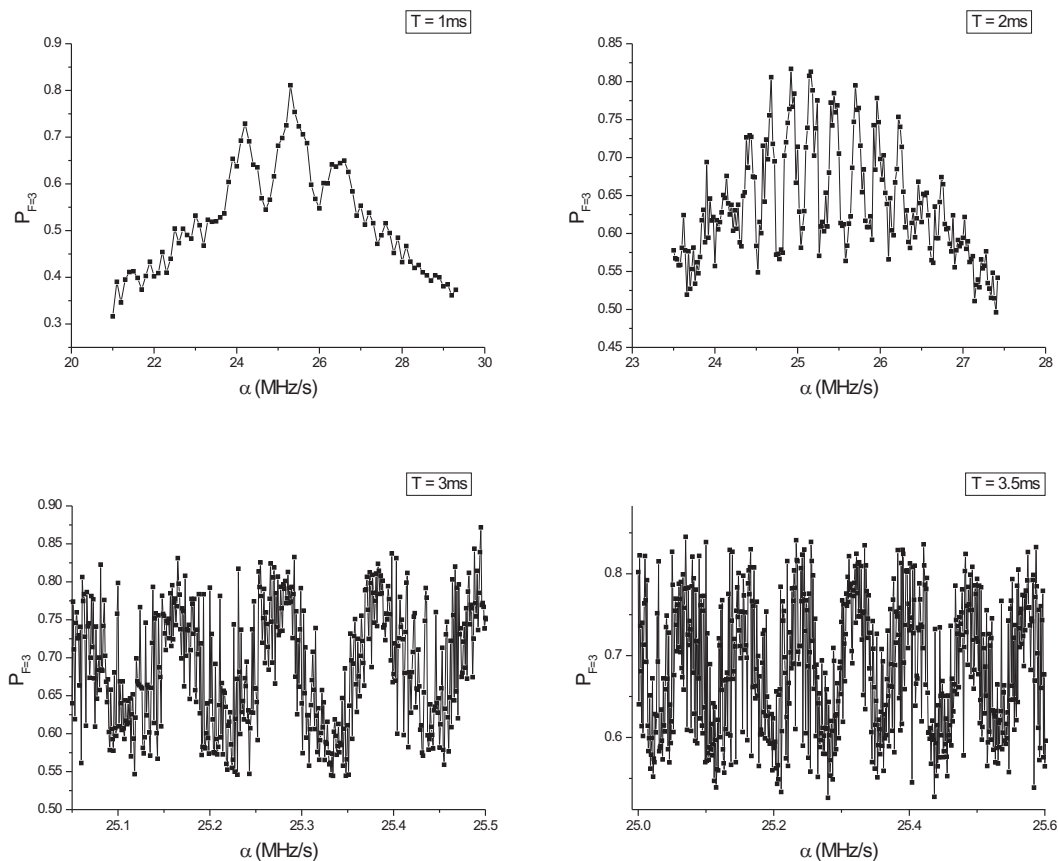


Figure 3.31 – Franges gravimétriques pour différents temps de chute $2T$.

Les premières franges gravimétriques avec ce système ont été effectuées le 16 novembre 2007 (cf. Fig. 3.31). Il est intéressant de noter que les franges sont de plus en plus bruitées en augmentant T . La mesure de l'accélération des atomes est effectuée par rapport au miroir de rétro-réflexion. Or celui-ci est lié au laboratoire pour ces franges. La DSP représentée

sur la figure 3.32 a été réalisée avec un sismomètre Guralp CMG T30-0050 et indique que l’environnement du laboratoire est très bruité en vibrations et implique un bruit sur la mesure de 90 mGal monocoup (cf. Chap. 4). L’interfrange étant de $\frac{2\pi}{k.T^2}$ le rapport signal sur bruit sera de $\frac{2\pi}{k.T^2} \cdot \frac{1}{0.3 \text{ mGal}} = 100$ en monocoup pour un temps de demi chute inférieur à 2 ms. Le miroir doit donc être isolé de toutes ces vibrations. Il est donc fixé sur une table d’isolation passive MinusK 100 BM-1. D’après les mesures de bruit de cette table, la sensibilité de l’appareil sera de 0.3 mGal monocoup pour un temps de demi-chute de $T=35 \text{ ms}$ (cf. Chap. 4). Le rapport signal sur bruit sera alors de $\frac{2\pi}{k.T^2} \cdot \frac{1}{0.3 \text{ mGal}} \approx 150$ monocoup.

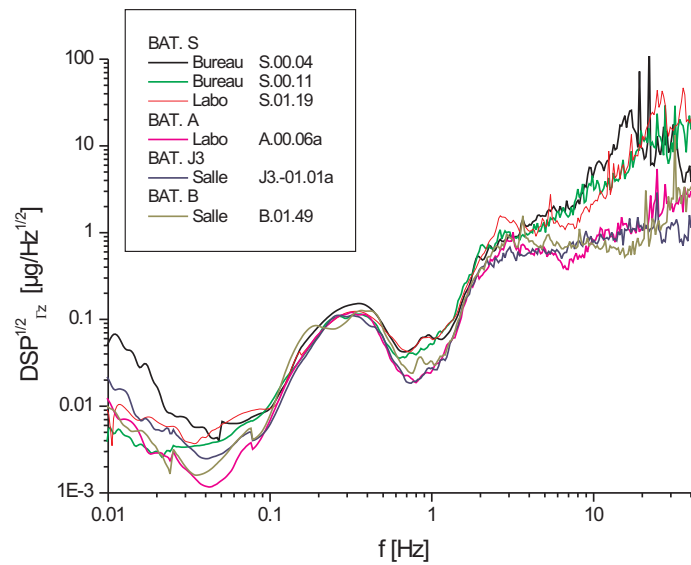


Figure 3.32 – Mesure des vibrations de différents laboratoires à l’ONERA. (Girafon est installé dans le laboratoire S.01.19)

3.3.3 Performance ultime atteinte

N’étant plus limité par les vibrations du miroir pour des temps de chute inférieurs à 70 ms , il est possible d’utiliser pleinement la taille de l’enceinte à vide. Le début de la zone du tube de chute où le champ magnétique directeur est constant au premier ordre étant à $8,5 \text{ cm}$ de la zone de capture des atomes, l’interféromètre commence à $T = 133 \text{ ms}$ après la mélasse. Le champ magnétique directeur reste constant au premier ordre sur 11 cm , la longueur temporelle maximale de l’interféromètre vaut donc $2T = 68 \text{ ms}$ (cf. Fig. 3.4). La phase de l’interféromètre vaut $\delta\Phi = k_{eff}.g.T^2 - 2\pi.\alpha.T^2$. Le champ de pesanteur est donné par $g = \frac{2\pi.\alpha}{k_{eff}} = \frac{\alpha.MHz/s}{2,563305035}$ à la teinte plate (cf. Chap. Introduction). La teinte plate est repérée à $\alpha = \alpha_0$ lorsque la phase de l’interféromètre est nulle i.e. quelque soit T la

probabilité d'être dans l'état initial reste maximale, contrairement aux autres rampes de fréquence ($\alpha \equiv \alpha_0 \left[\frac{1}{T^2} \right]$). La teinte plate a pu être discriminée jusqu'à $T = 34 \text{ ms}$ et ainsi donne une mesure de la pesanteur de $g = 980885.4 \pm 0,9 \text{ mGal}$, l'incertitude reposant sur l'erreur du fit (cf. Fig. 3.33).

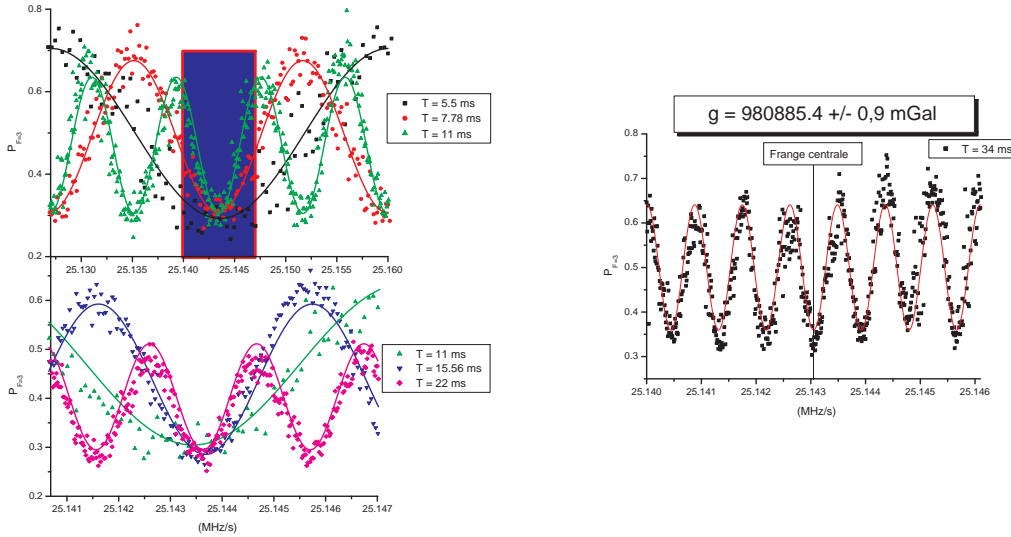


Figure 3.33 – Mesure de g par recherche de la frange centrale.

La précision sur la mesure donnée ici correspond à l'erreur sur le fit de la courbe expérimentale. Le bilan d'erreur complet sera effectué chapitre 4. Nous pouvons à présent faire plusieurs remarques. Tout d'abord la frange centrale n'est pas exactement au même endroit pour différents T , ceci est principalement dû à l'impact des raies parasites (Chapitre 1) et sera étudié dans le bilan d'erreur (Chapitre 4). De plus le contraste varie dans le temps. Ceci est dû à une fluctuation de la fréquence de Rabi, notamment à cause des fluctuations de l'intensité des lasers. Enfin, une courbe nécessite l'acquisition de plusieurs points avant de déterminer la valeur de g . Chaque point correspond à un cycle. Avec une centaine de points le temps d'acquisition serait alors de 250 s . Une méthode permettant de mesurer le champ de pesanteur à chaque cycle va être proposée, afin de mesurer g en temps réel.

Mesure de g en boucle ouverte L'idée est de fixer la rampe de fréquence au niveau de la teinte plate et d'étudier les variations de probabilité de transfert coup à coup afin d'estimer les variations du champ de pesanteur et donc d'en déduire g . En se plaçant exactement sur la frange centrale une variation δg implique une variation $\delta P \approx \left(\frac{k_{eff} \cdot \delta g \cdot T^2}{2} \right)^2$. En se plaçant

à mi-frange à droite ou à gauche de la teinte plate ($\alpha_0 \pm \frac{1}{4.T^2}$) la dépendance est alors quasi-linéaire ($\delta P \approx \pm \frac{k_{eff}.\delta g.T^2}{2}$), plus favorable en terme de précision. Il est donc plus intéressant de se placer à mi-frange pour en déduire g . Afin de ne pas avoir à estimer précisément la valeur moyenne des franges gravimétriques, il est utile de mesurer la probabilité de transfert de part et d'autre de la frange centrale. Pour une variation δg (cf. Fig. 3.34), avec $C = P_{max} - P_{min}$ le contraste de l'interféromètre, on a alors :

- à mi-frange à gauche : $P\left(\alpha_0 - \frac{1}{4.T^2}\right) = P_{moy} - \frac{C}{2} \cdot \sin(k_{eff}.\delta g.T^2)$
- à mi-frange à droite : $P\left(\alpha_0 + \frac{1}{4.T^2}\right) = P_{moy} + \frac{C}{2} \cdot \sin(k_{eff}.\delta g.T^2)$

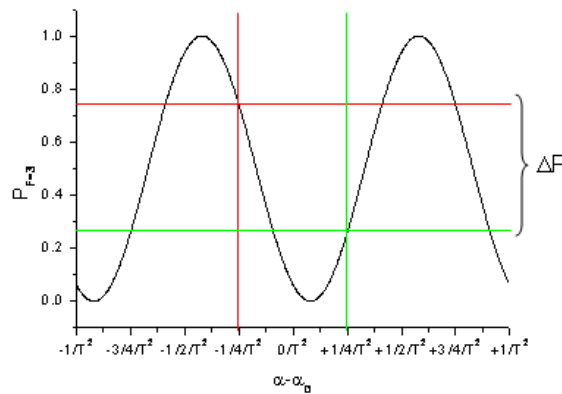


Figure 3.34 – Méthode Boucle Ouverte lorsque α_0 ne correspond pas au déphasage nul.

On en déduit alors :

$$g = \frac{2.\pi.\alpha_0}{k_{eff}} + \delta g = \frac{2.\pi.\alpha_0}{k_{eff}} + \frac{1}{k_{eff}.T^2} \cdot \arcsin\left(\frac{\Delta P}{C}\right) \quad (3.14)$$

Avec $\Delta P = P\left(\alpha_0 + \frac{1}{4.T^2}\right) - P\left(\alpha_0 - \frac{1}{4.T^2}\right)$, l'écart de probabilité des 2 cotés de la frange centrale. Deux mesures interférométriques sont nécessaires pour avoir une mesure de g , le temps de cycle de Girafon sera alors de $T_c = 2 \times 2,5 \text{ s} = 5 \text{ s}$, la séquence interférométrique globale durant $2,5 \text{ s}$. La durée de l'acquisition d'une mesure se compose du temps de chargement de MOT (env. 1 s), de la séquence interférométrique (env. $0,25 \text{ s}$) et d'un temps mort (env. $1,25 \text{ s}$). En effet, les bobines anti-Helmoltz chauffent l'enceinte à vide. Cette surchauffe provoque un dégazage à l'intérieur de l'enceinte polluant le vide. Ainsi, le signal interférométrique est dégradé en quelques heures. L'ajout d'un temps mort d'environ $1,25 \text{ s}$ permet à l'enceinte de ne pas trop chauffer.

Une mesure de pesanteur a été effectuée dans le laboratoire durant un week-end (Fig 3.35). La fiabilité du gravimètre a été ainsi validée sur 3 jours, il n'a pas été nécessaire de relancer l'expérience et les données ont pu être intégralement récupérées. L'écart-type sur la

mesure de pesanteur sur 3 jours est énorme (15 mGal). En réalisant une moyenne glissante sur les points de mesure, l'écart-type peut être considérablement réduit. Pour des échantillons de moyenne de 200 points par exemple l'écart-type vaut 0,9 mGal.

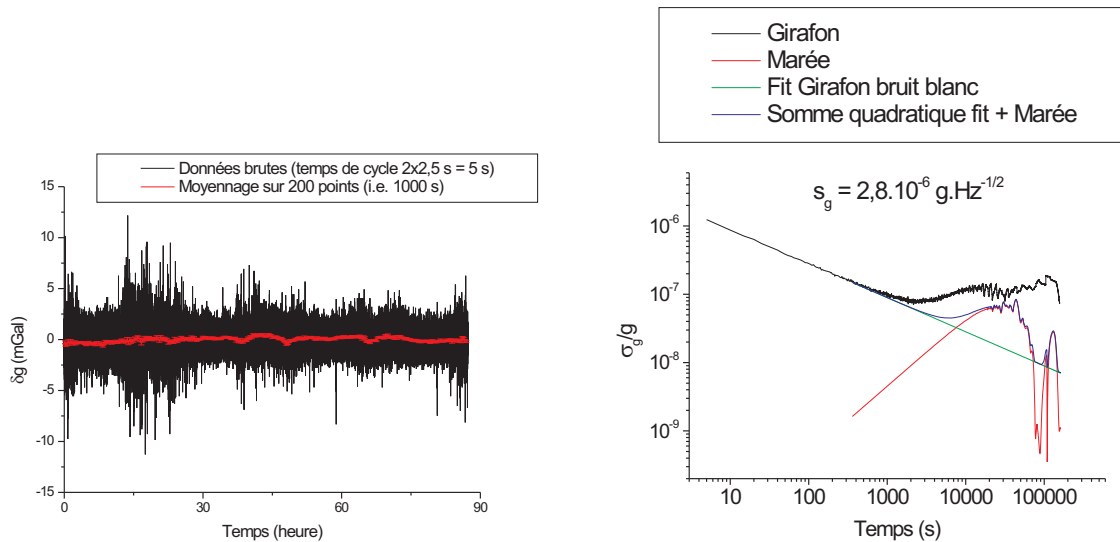


Figure 3.35 – A gauche : Mesure de g sur un week-end. A droite : Variance d'Allan.

Il est intéressant d'évaluer en fait l'écart sur la mesure point à point, afin d'en déduire les fluctuations temporelles. Pour cela calculons la variance d'Allan sur ces mesures [60]. Cette méthode est très utilisée en métrologie, notamment pour évaluer les performances des horloges atomiques. Elle consiste à moyennner les mesures consécutives sur un temps d'intégration t et d'évaluer l'écart type deux à deux sur ces moyennes. On peut ainsi montrer (Annexe B) qu'en présence d'un bruit blanc de fréquence cette écart type diminue en $t^{-1/2}$, et lors d'une dérive linéaire (comme par exemple l'effet des marées au premier ordre sur la mesure gravimétrique [61]) cette écart type augmente en t .

La sensibilité de l'appareil en boucle ouverte avec $T = 22 \text{ ms}$ est alors calculée : $s_g = 2,8.10^{-6} \text{ g.Hz}^{-\frac{1}{2}}$, soit un écart type de $1,2 \text{ mGal}$ sur la mesure point à point, et $88 \text{ } \mu\text{Gal}$ pour un moyennage de 200 points. Il faut en revanche remarquer une remontée de cette sensibilité à partir de 2000 s, ce qui pourrait provenir des marées gravimétriques terrestres [62]. Cependant l'amplitude de ces marées ne dépassent pas $300 \text{ } \mu\text{Gal}$ (Fig 3.36) et en évaluant la variance d'Allan de ces marées, la sensibilité du gravimètre reste encore trop élevée pour pouvoir les détecter (Fig 3.35).

Il reste donc des fluctuations long terme sur la mesure du champ de pesanteur. Cela peut provenir d'une fluctuation de contraste dont l'origine peut être une fluctuation de l'intensité des faisceaux Raman car alors il n'y aurait pas exactement des impulsions π ou $\frac{\pi}{2}$. Par

exemple, pour une fluctuation lente (2000 s) de $\frac{\delta I_L}{I_L} = 10\%$ sur l'intensité laser il en résulte une fluctuation sur la pulsation de Rabi donc sur la matrice d'action $M_{\pi/2} \approx M_{90\%.\pi/2}$ et $M_{\pi} \approx M_{99\%.\pi}$ soit une fluctuation de contraste de 10 % (cf. Eq. 14 en Introduction). Cela donne alors une erreur sur la mesure de $\frac{\delta g}{g} = \frac{\delta P}{C.2.\pi.\alpha_0.T^2} \cdot \frac{\delta C}{C} \approx 1.10^{-7}$, avec $\delta P = k.T^2.1,2 mGal = 0,09$. En effet à cause des fluctuations coup à coup de 1.2 mGal la valeur de la frange centrale n'est pas précisément estimée. Nous retrouvons bien l'ordre de grandeur de la fluctuation sur la variance d'Allan. Pour pallier cela, la mesure de pesanteur va être "asservie", c'est à dire que le gravimètre va être recalé à chaque cycle sur la frange centrale.

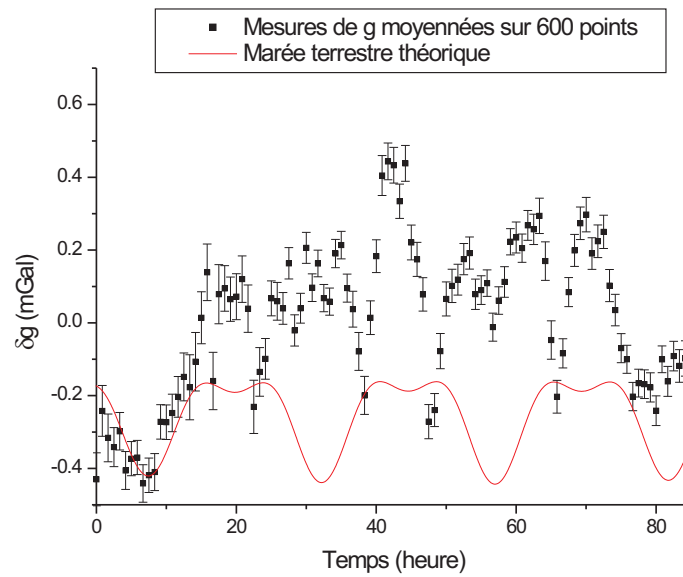


Figure 3.36 – Calcul de la marée terrestre avec le logiciel Tsoft version 2.1.2 du Royal Observatory of Belgium comparé aux mesures. La correspondance entre les deux courbes est très mauvaise.

Mesure de g en boucle fermée Le principe de mesure de g en boucle fermée est semblable à celui de la mesure en boucle ouverte. A chaque itération on mesure la variation du champ de pesanteur par mesure de variation de probabilité à mi-frange : $\delta g = \frac{1}{k_{eff}.T^2} \cdot \arcsin\left(\frac{\Delta P}{C}\right)$ (Eq. 3.14). On en déduit alors la variation $\delta\alpha$ qu'il faut appliquer à la rampe de fréquence afin de se retrouver à nouveau sur la frange centrale : $\delta\alpha = \frac{1}{2.\pi.T^2} \cdot \arcsin\left(\frac{\Delta P}{C}\right)$. Ainsi si le contraste est bien calibré le gravimètre se recalé directement sur la bonne valeur du champ de pesanteur. Cependant si le contraste n'est pas le bon, il faudra attendre plusieurs itérations avant d'atteindre la valeur de g. Ainsi pour des fluctuations lentes de contraste le gravimètre donne la bonne valeur.

Posons x la fluctuation de probabilité que nous voulons atteindre. Supposons alors l'erreur commise sur la valeur du contraste de $\frac{\delta C}{C} = 10\%$. A mi-frange la correction $\delta\alpha$ est inversement proportionnelle à C . Il faut alors attendre n_{it} itérations afin d'être sensible aux fluctuations de P de $x = \left(\frac{\delta C}{C}\right)^{n_{it}}$. Dans la partie boucle ouverte nous avons vu une remontée de la variance d'Allan à partir de 2000 s. Avec cette méthode nous ne sommes plus limités par la variation de contraste de 10 % mais par x . Ainsi la remontée de la variance d'Allan sera désormais décalée à $T_x = \frac{10\%}{x} \cdot 2000 \text{ s} = \left(\frac{\delta C}{C}\right)^{1-n_{it}} \cdot 2000 \text{ s}$. Ainsi pour une itération on retrouve bien la remontée de la variance d'Allan à 2000 s et plus on effectue d'itérations, plus la remontée de la variance d'Allan est éloignée. Cela implique que le gravimètre sera plus sensible sur des temps de moyennage plus long.

Déterminons maintenant cette précision sur la probabilité x . La sensibilité du gravimètre étant au mieux de $1,8 \text{ mGal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, le gravimètre en boucle fermée aura donc une erreur de $err_{gravi} = \frac{1,8}{\sqrt{T_x}} \text{ mGal}$ en moyennant sur T_x . La remontée due à la marée étant de l'ordre de $7 \cdot 10^{-6} \text{ mGal/s}$ la fluctuation de pesanteur due à la marée sera au niveau du temps d'intégration T_x : $err_{marée} = 7 \cdot 10^{-6} \cdot T_x \text{ mGal}$. En traçant ces courbes d'erreur en fonction des fluctuations x détectables par le gravimètre (cf. Fig. 3.37), on en déduit qu'il faut être sensible à des variations de P inférieures à $x = 5\%$ si l'on veut être sensible aux variations de g dues aux marées.

Avec cette méthode la remontée de la variance d'Allan due aux fluctuations de contraste est repoussée jusqu'à T_x . Ainsi il est possible de moyenner les valeurs de g sur de plus longs temps et accéder aux fluctuations dues à la marée.

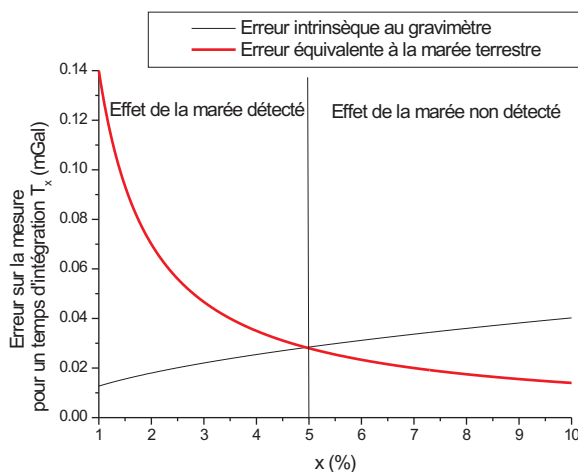


Figure 3.37 – Calcul de l'erreur due aux fluctuations de contraste.

Cependant l'erreur monocoup du gravimètre est expérimentalement de $0,8 \text{ mGal}$, ce qui permet d'avoir une estimation de δP au mieux de 6% . Les données doivent donc être

moyennées sur $n_{coup} = 10$ coups afin d'obtenir $2\% \approx \frac{6\%}{\sqrt{10}}$. Le recalage du gravimètre sur la frange centrale a lieu après ce moyennage. Pour une telle variation de δP il faut attendre $T_{conv} = n_{it} \cdot n_{coup} \cdot T_c = 100$ s avant d'être recalé sur la frange centrale. En 100 s le contraste aura alors évolué au maximum de $0,5\% = 10\% \cdot \frac{100}{2000}$ soit une erreur sur g de $4 \cdot 10^{-3} mGal$ ce qui est négligeable par rapport à la sensibilité du gravimètre de $1,8 mGal \cdot Hz^{-1/2}$. Les fluctuations de contraste devraient donc être éliminées avec cette méthode (cf. Fig. 3.38).

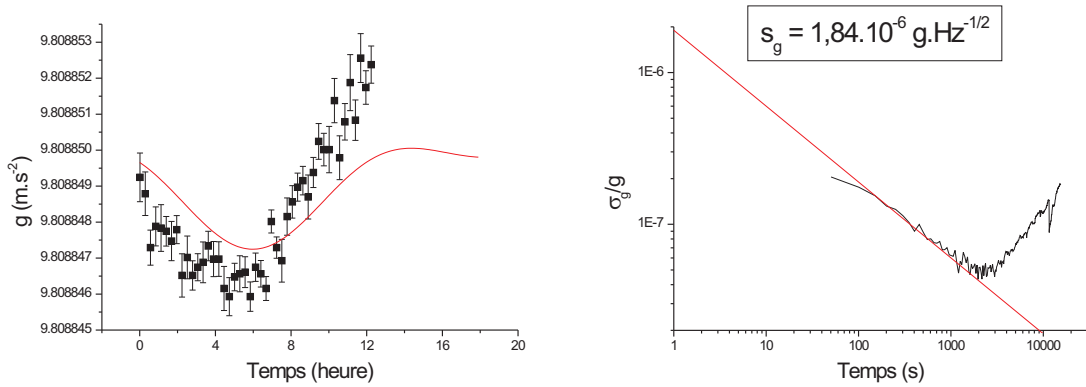


Figure 3.38 – Mesure de g en boucle fermée sur une journée avec sa variance d'Allan.

Les variations temporelles du champ de pesanteur sont désormais proches des valeurs attendues avec la marée terrestre. La remontée a désormais lieu à 3000 s et on remarque aussi une rupture de pente autour de 100 s, temps de recalage nécessaire pour le gravimètre. Cependant il reste des variations temporelles qui pourraient être dues à des fluctuations autres que le contraste, notamment le champ magnétique ou les fluctuations de phase du laser. Il est possible de s'affranchir de certaines de ces variations en inversant le signe de k_{eff} entre chaque point de mesure : cette méthode a été employée pour le projet GIRAFE afin d'éliminer les effets systématiques indépendants de k_{eff} (cf. Chap. 4).

Avec Girafon, $une\ sensibilité\ de\ 1,84 \cdot 10^{-6} g \cdot Hz^{-1/2}$ a été obtenue sur le court terme. Il faut désormais étudier le bilan d'erreur de l'instrument, et évaluer sa capacité à être embarquable.

Conclusion

Le banc laser étudié dans le chapitre 1 a permis de réaliser un gravimètre atomique. Pour cela il a fallu refroidir les atomes avec des lasers, puis réaliser un interféromètre atomique à l'aide de faisceaux Raman. La pesanteur a pu être mesurée avec une dérive long terme de $\pm 0,5 \text{ mGal}$ et une sensibilité au mieux de $1,84 \text{ mGal.Hz}^{-1/2}$. Le banc laser, ainsi que l'instrument complet ont pu être validés pour la réalisation d'un gravimètre atomique. Il faut désormais effectuer un bilan d'erreur. En effet, nous devons désormais étudier toutes les sources de bruit, ainsi que les effets systématiques qui entachent la mesure afin de vérifier si l'instrument peut être utilisé pour les applications vues en introduction. Les études théoriques faites au chapitre précédent concernant les faisceaux Raman parasites doivent être en particulier confirmées. De plus l'embarquabilité doit être assurée, à l'aide d'autres prototypes réalisés pour d'autres études mais basés sur les mêmes principes : ICE et Girafe. C'est ce que nous allons voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Etude des performances du senseur inertielle atomique

Introduction

Le senseur inertielle atomique Girafon permet la mesure de la pesanteur avec une sensibilité au mieux de $1,84 \text{ mGal.Hz}^{-1/2}$ et une dérive long-terme de $\pm 0,5 \text{ mGal}$. Il est nécessaire d'étudier les performances expérimentales de Girafon. Pour cela, une caractérisation des différentes sources de bruits doit permettre une estimation de ces sources en vue d'établir un bilan d'exactitude (4.1) et de sensibilité (4.2). Notre gravimètre ayant pour finalité d'être embarquable, deux projets basés sur les mêmes technologies vont être testés en environnement embarquable (4.3) :

ICE Le projet est une collaboration entre l'Institut d'Optique-GS, le Syrte et l'Onera dont le but est la réalisation d'un interféromètre atomique permettant de tester le principe d'équivalence dans l'espace. Le banc laser reprend une configuration similaire au chapitre 1 et le prototype va être testé à bord de l'Airbus Zéro-g du CNES. Le banc laser va être soumis à un environnement très dur en terme d'accélération (décollage, atterrissage, période d'hyper et micro-pesanteur) et de température (prototype à bord de l'avion jour et nuit durant deux semaines).

Girafe Ce prototype conçu à l'ONERA est le petit frère de Girafon et doit pouvoir être testé directement hors du laboratoire.

4.1 Bilan d'exactitude

La mesure de la pesanteur par interférométrie atomique est une mesure a priori absolue car le facteur d'échelle ($k_{eff}T^2$) contenu dans la phase est très bien connu. Ainsi, l'inexactitude de la mesure ne peut reposer que sur une interprétation erronée de la phase. Cette interprétation peut avoir plusieurs origines :

- Modification énergétique de la structure hyperfine de l'atome de Rubidium :
Déplacement Zeeman dû à un champ magnétique, déplacement lumineux,
- Axe de mesure : Verticalité des faisceaux Raman, détection des atomes hors axe,
- Interféromètre parasite (cf. Chap. 2).

4.1.1 Erreur sur la phase interférométrique

4.1.1.1 Erreur causée par une inhomogénéité de champ magnétique

Un champ magnétique directeur est appliqué lors de la séquence interférométrique afin de permettre aux atomes de rester polarisés dans l'état $m_F = 0$. Cependant ce champ n'est pas homogène (cf. Fig. 4.1). L'inhomogénéité du champ magnétique crée un déphasage supplémentaire entre les deux bras de l'interféromètre et conduit à une erreur sur la mesure de pesanteur.

Pour caractériser cette inhomogénéité, une mesure du champ magnétique a été réalisée à l'aide de transition Raman de $|F = 2, m_F = 1\rangle$ vers $|F = 3, m_F = 1\rangle$. Pour $m_F \neq 0$, en présence d'un champ magnétique au moment de l'impulsion, les niveaux d'énergie sont déplacés par l'effet Zeeman du premier ordre (cf. Annexe C) de :

$$\Delta E = \mu_B \cdot g_F \cdot m_F \cdot B \quad (4.1)$$

Où μ_B est le magnéton de Bohr, g_F est le facteur de Landé hyperfin, m_F est la valeur propre de l'opérateur projection du moment cinétique total le long de l'axe de quantification, et B est le champ magnétique le long de l'axe de quantification, en l'occurrence z . La fréquence de résonance de la transition horloge est donc déplacée de $m_F \cdot 0,94 \cdot B \text{ MHz/G}$ (cf. Annexe C). Il est ainsi possible de mesurer le champ magnétique dans tout le tube de chute en réalisant des spectroscopies Raman. Pour cela on réalise des impulsions Raman co-propageantes de durée $0,35 \text{ ms}$. Le transfert Raman évolue suivant la fréquence en sinus cardinal avec comme premiers zéros $\pm 2,9 \text{ kHz}$ (cf Chap. 3.2.1), ce qui correspond pour le champ magnétique à $\pm 2,73 \text{ mG}$. Un fit est alors réalisé sur le transfert observé afin d'en déterminer le sommet. L'erreur sur la détermination du champ magnétique est due à l'incertitude sur le fit effectué sur la mesure de la fréquence de résonance. L'incertitude sur le fit est de 200 kHz soit une incertitude sur le champ magnétique de $0,19 \text{ mG}$. D'autres effets peuvent aussi perturber la

mesure du champ magnétique comme le déplacement lumineux (cf Chap. 4.1.1.2). D'après la figure 4.3, une variation de rapport d'intensité de 5% donne une erreur sur la mesure de la fréquence de 50 Hz soit une erreur de 0,05 mG pour le champ magnétique. L'idéal aurait été d'utiliser une transition micro-onde mais la taille du tube de chute empêche la propagation de l'onde.

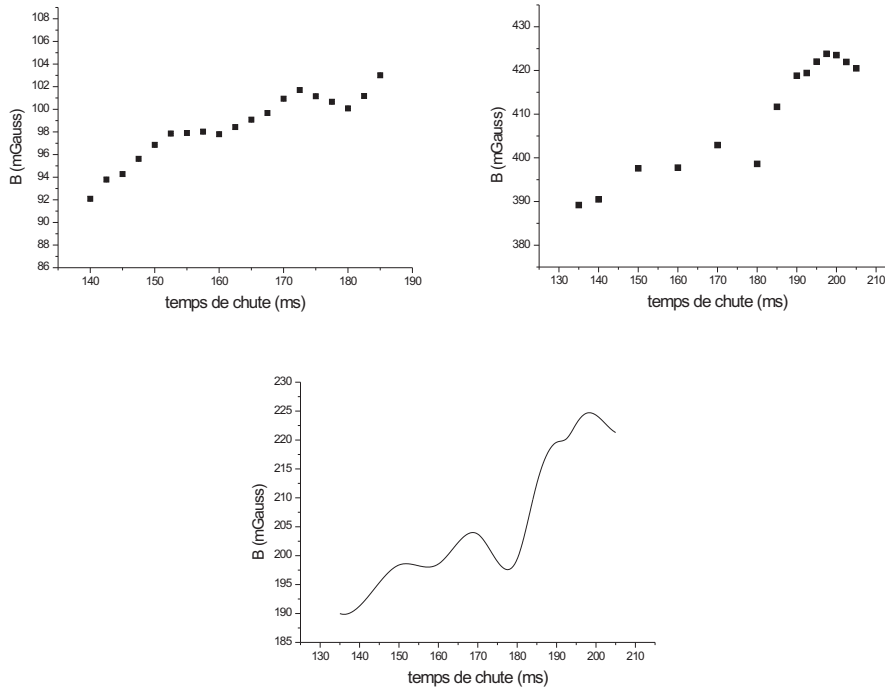


Figure 4.1 – En haut : Mesure du champ magnétique pour un courant dans les bobines de 10 mA puis 40, 11 mA en fonction du temps de chute ($z = \frac{1}{2} \cdot g \cdot t_{chute}^2$). En bas : Interpolation du champ magnétique pour un courant de bobine de 20 mA en fonction du temps de chute (Conditions de Girafon).

Le champ magnétique a été mesuré pour deux intensités dans le solénoïde. On peut dès lors l'estimer selon les hypothèses suivantes :

Le champ magnétique présent dans le tube de chute est composé d'un champ magnétique uniforme B_0 proportionnel à I, courant dans le solénoïde, d'un champ magnétique non uniforme, proportionnel aussi à I, dû aux imperfections du solénoïde et d'un champ parasite extérieur B_{env} indépendant de I.

$$B = \alpha \cdot I + f(z) \cdot I + B_{env}(z) \quad (4.2)$$

A chaque point de mesure, il est possible de déterminer $(\alpha + f(z))$ et $B_{env}(z)$ par régression linéaire. En effet à chaque altitude le champ magnétique a été mesuré pour deux intensités

différentes. En utilisant l'équation précédente, $(\alpha + f(z))$ et $B_{env}(z)$ sont tous deux évalués. En supposant $\langle f(z) \rangle_z = 0$ mG/mA , α est calculé en moyennant sur le tube de chute et vaut 10 mG/mA , ce qui est proche de la valeur théorique estimée au chapitre 3.1. On évalue alors le dernier terme $f(z)$. D'après ces estimations, $f(z).40$ $mA \approx 2,5\%.B_{env}(z)$ ce qui nous permet de le négliger par la suite. Le déphasage induit par le champ magnétique peut être calculé en utilisant l'approche d'intégrale de chemin de Feynman [36]. Le déphasage induit par le champ magnétique sur un des bras de l'interféromètre s'écrit alors :

$$\Phi_B = \frac{1}{\hbar} \cdot \int_{\Gamma_{cl}} H_B dt \quad (4.3)$$

Avec Γ_{cl} la trajectoire classique non perturbée et H_B l'hamiltonien associé à l'interaction entre les atomes et le champ magnétique. Les atomes sont sélectionnés dans l'état $m_F = 0$ afin que les inhomogénéité du champ magnétique n'aient qu'un impact quadratique sur la phase interférométrique. Le décalage de la fréquence horloge est donné par la formule de Breit-Rabi (Annexe C) :

$$\frac{\Delta E(B)}{h} = \frac{(g_J - g_I)^2 \cdot \mu_B^2}{2 \cdot \hbar^2 \cdot G} B^2 \approx \frac{2 \cdot \mu_B^2}{\hbar^2 \cdot G} B^2 = 1293 \cdot B^2 \text{ Hz/G}^2 \quad (4.4)$$

Où $G = 3,035732$ GHZ est l'écart entre les deux niveaux fondamentaux hyperfins du Rb^{85} , g_J et g_I sont les facteurs de Landé et de Landé hyperfin [43]. L'hamiltonien vaut donc dans le cas du Rb^{85} :

$$\begin{aligned} H_B(z) &= \frac{\mu_B^2}{2\pi\hbar \cdot G} \cdot B^2(z) \quad \text{dans l'état } |F = 3, m_F = 0\rangle \\ H_B(z) &= -\frac{\mu_B^2}{2\pi\hbar \cdot G} \cdot B^2(z) \quad \text{dans l'état } |F = 2, m_F = 0\rangle \end{aligned} \quad (4.5)$$

En utilisant les trajectoires classiques suivies par les atomes, le déphasage en sortie de l'interféromètre vaut alors si on néglige la durée des impulsions Raman :

$$\Delta\Phi_B = \frac{\mu_B^2}{2\pi\hbar^2 \cdot G} \left(\int_{t_0}^{t_0+T} (B^2(-\frac{1}{2}gt^2) + B^2(-\frac{1}{2}gt^2 + 2v_{rec}(t-t_0))) dt - \int_{t_0+T}^{t_0+2T} (B^2(-\frac{1}{2}gt^2 + 2v_{rec}T) + B^2(-\frac{1}{2}gt^2 + 2v_{rec}(t-t_0-T))) dt \right) \quad (4.6)$$

Où t_0 est la durée entre la fin du MOT et la première impulsion $\frac{\pi}{2}$. Or $\frac{v_{rec}}{gT} = 1,7\%$, le changement de trajectoire causé par le recul peut être négligé et le déphasage dû au champ magnétique vaut :

$$\Delta\Phi_B = \frac{2\mu_B^2}{2\pi\hbar^2 \cdot G} \left(\int_{t_0}^{t_0+T} B^2 \left(-\frac{1}{2}gt^2 \right) dt - \int_{t_0+T}^{t_0+2T} B^2 \left(-\frac{1}{2}gt^2 \right) dt \right) \quad (4.7)$$

Selon les hypothèses faites précédemment, $B = \alpha \cdot I + B_{env}(z)$, le terme quadratique et constant $(\alpha \cdot I)^2$ a une contribution nulle et il ne reste alors que :

$$\Delta\Phi_B = \frac{2\mu_B^2}{2\pi\hbar^2 \cdot G} \left(2\alpha \cdot I \left(\int_{t_0}^{t_0+T} B_{env} \left(-\frac{1}{2}gt^2 \right) dt - \int_{t_0+T}^{t_0+2T} B_{env} \left(-\frac{1}{2}gt^2 \right) dt \right) + \left(\int_{t_0}^{t_0+T} B_{env}^2 \left(-\frac{1}{2}gt^2 \right) dt - \int_{t_0+T}^{t_0+2T} B_{env}^2 \left(-\frac{1}{2}gt^2 \right) dt \right) \right) \quad (4.8)$$

Il apparait que l'erreur sur g est linéaire en I . Ainsi pour $t_0 = 135 \text{ ms}$ dans les conditions de l'expérience, il est possible d'évaluer le déphasage induit par le champ magnétique interpolé :

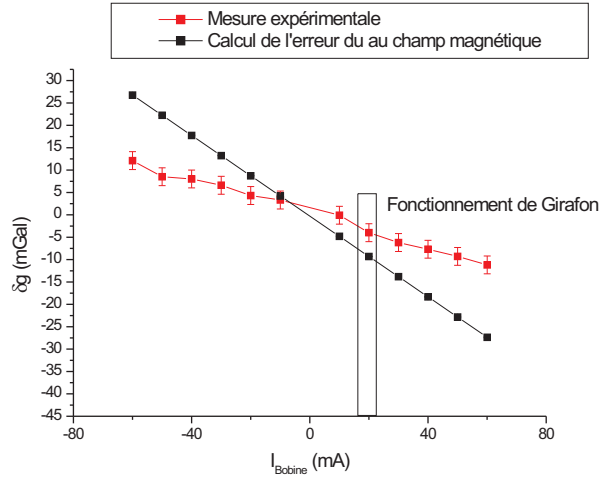


Figure 4.2 – Erreur sur la mesure de la pesanteur en fonction du champ magnétique appliqué (Valeur comparée à celle du SHOM).

Les mesures donnent une variation de g linéaire en I , ce qui concorde avec l'hypothèse d'un champ non uniforme, indépendant de I . Cependant la pente n'est pas la même. La détermination du champ magnétique ne semble pas correct. Il est possible que le champ magnétique extérieur ait évolué dans le temps. Le champ magnétique extérieur peut provenir d'une magnétisation du blindage μ métal. L'idée serait alors de "dégausser" ce blindage en y appliquant un courant alternatif dont l'amplitude serait progressivement diminuée jusqu'à zéro. Dans notre configuration il est difficile d'estimer l'influence réel du champ magnétique sur la mesure de g . Il faudrait en fait cartographier le champ magnétique après avoir mesuré g , ce qui n'a pas été fait, la cartographie du champ a été effectuée à un temps éloigné de la mesure de g . Il est toutefois intéressant d'estimer l'erreur sur la mesure de g avec les cartographies du champ magnétique obtenues.

L'erreur sur le biais vient principalement de la précision sur la mesure du champ magnétique. L'incertitude sur la mesure de B est estimé en chaque point à $\delta B = 0,19 \text{ mG}$ (cf. Fig. 4.1). L'incertitude sur la phase en chaque point de mesure est de $\frac{2\mu_B^2}{2\pi\hbar^2.G}.2\delta B.B_0.\Delta T$ d'après l'équation 4.8. ΔT est l'intervalle de temps entre deux mesures. En sommant quadratiquement ces erreurs, l'erreur relative sur l'estimation du biais de g est de $\pm 0,03 \text{ mGal}$ pour un champ magnétique directeur créé par un courant de 20 mA . En réalisant un interféromètre identique avec l'autre paire de faisceaux Raman contra-propageants, k_{eff} serait inversé. Le déphasage dû au champ magnétique étant indépendant de k_{eff} , la mesure de la moyenne des deux valeurs de g ainsi obtenues éliminerait ce biais (à condition que le champ magnétique

ne varie pas entre les deux mesures) [11].

4.1.1.2 Déplacement lumineux

Déplacement lumineux à 1 photon Le déplacement lumineux modifie la fréquence de la transition horloge. Il a été montré dans le chapitre 2.2 que ce déplacement dépend du rapport des raies Raman. En effectuant une spectroscopie Raman il est alors possible de mesurer expérimentalement ce déplacement de fréquence :

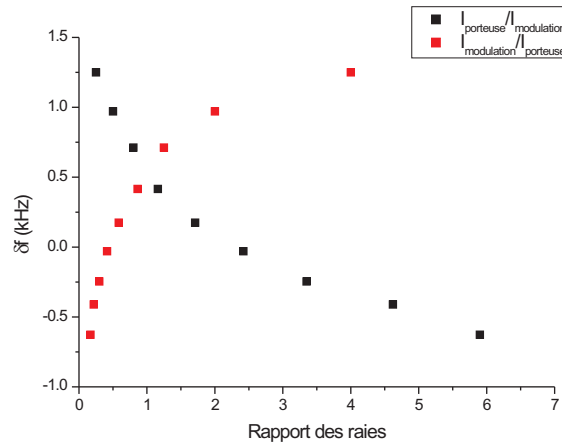


Figure 4.3 – Mesure de l'influence du rapport des raies sur le déplacement lumineux.

Ainsi, d'après l'équation 2.12 le déplacement lumineux induit un déphasage sur la mesure si l'intensité des raies varie entre la première et la dernière impulsion. Cette variation est due principalement à la stabilité du modulateur de phase et de la puissance de l'EDFA court terme qui sont estimées inférieures à 1 %. Ainsi un écart de 1 % du rapport d'intensité des raies ρ annulant le déplacement lumineux entre la première et la dernière impulsion Raman induit un déphasage de $\Delta\Phi_{LS1} = 10 \text{ mrad}$. L'erreur sur g est alors de $-50 \mu\text{Gal}$ pour un temps de chute de $2T = 68 \text{ ms}$ (cf. Fig. 4.4).

Cependant, l'expansion du nuage lors de la chute libre implique une variation de l'intensité des lasers vue par les atomes entre chaque impulsion. Ainsi, si le déplacement lumineux n'est pas parfaitement annulé lors de la séquence interférométrique, celui-ci sera différent entre la première et la dernière impulsion. Le déphasage induit vaut alors [11] :

$$\Delta\Phi = -\frac{\delta^{AC}}{\Omega_{eff}} \cdot \frac{16 \cdot k_B \cdot T_{at}}{m} \cdot \frac{T(T + t_0)}{w_0^2} \quad (4.9)$$

T_{at} est la température du nuage atomique, T est le temps inter-pulse, t_0 est le temps entre le lâcher des atomes et la première impulsion et w_0 est le waist des faisceaux Raman. L'erreur

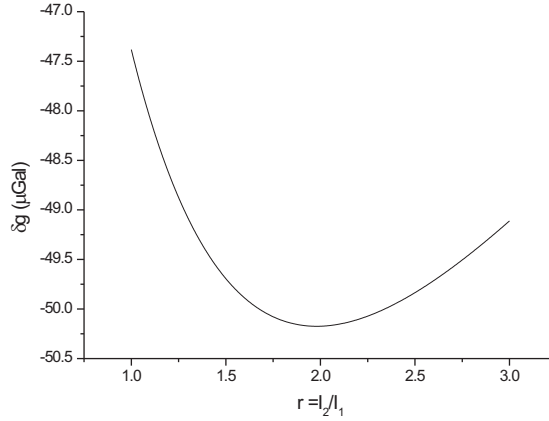


Figure 4.4 – Écart sur la mesure de g dû à une fluctuation du rapport d'intensité de 1% en fonction du rapport d'intensité choisi.

sur g vaut alors 0.75 mGal pour $2T = 68 \text{ ms}$ si le rapport d'intensité est décalé de 5% de ρ lors de la séquence interférométrique.

Déplacement lumineux à 2 photons Cependant un autre terme de déplacement lumineux peut intervenir, il s'agit du déplacement lumineux à deux photons. Il est dû à la fois au couplage entre l'atome de Rubidium et les faisceaux Raman copropageants ainsi qu'au couplage entre l'atome de Rubidium et les faisceaux Raman contrapropageants de sens opposés présents à cause du miroir de rétro réflexion. Ceux-ci sont donc décalés en fréquence par effet Doppler et le déplacement lumineux induit s'écrit [51] :

$$\begin{aligned} \delta_{contra}^{DC}(t) &= -\frac{\Omega_{eff}^2}{4k_{eff}v(t)} \\ \delta_{co}^{DC}(t) &= -\frac{\Omega_{eff}^2}{k_{eff}v(t)} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Pour les mêmes raisons que le déplacement lumineux à un photon, le déphasage sur l'interféromètre atomique vaut :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{contra} &= \frac{\delta_{contra}^{DC}(2T+t_0) - \delta_{contra}^{DC}(t_0)}{\Omega_{eff}} \approx 0,4 \text{ mrad} \\ \Delta\Phi_{co} &= \frac{\delta_{co}^{DC}(2T+t_0) - \delta_{co}^{DC}(t_0)}{\Omega_{eff}} \approx 1,6 \text{ mrad} \end{aligned} \quad (4.11)$$

En effet, la première impulsion $\frac{\pi}{2}$ a lieu 135 ms après le lâcher des atomes soit une vitesse de $1,3 \text{ m.s}^{-1}$ et la vitesse en fin d'interféromètre ($2T = 68 \text{ ms}$) est de 2 m.s^{-1} . L'erreur sur g est donc estimée à 10 μGal .

4.1.1.3 Verticalité des faisceaux Raman

La mesure de pesanteur par interférométrie atomique n'est pas exactement la mesure directe de g mais la projection de \vec{g} suivant k_{eff} . Il est donc primordial d'avoir des faisceaux Raman alignés avec l'axe vertical. En fait la mesure effectuée donne $g \cdot \cos(\theta)$ avec θ l'angle fait par les faisceaux Raman et la verticale. Ainsi une erreur sur la verticalité de $\delta\theta$ implique une erreur relative sur g de $-\frac{\delta\theta^2}{2}$. La méthode permettant d'aligner les deux faisceaux Raman est montrée figure 4.5.

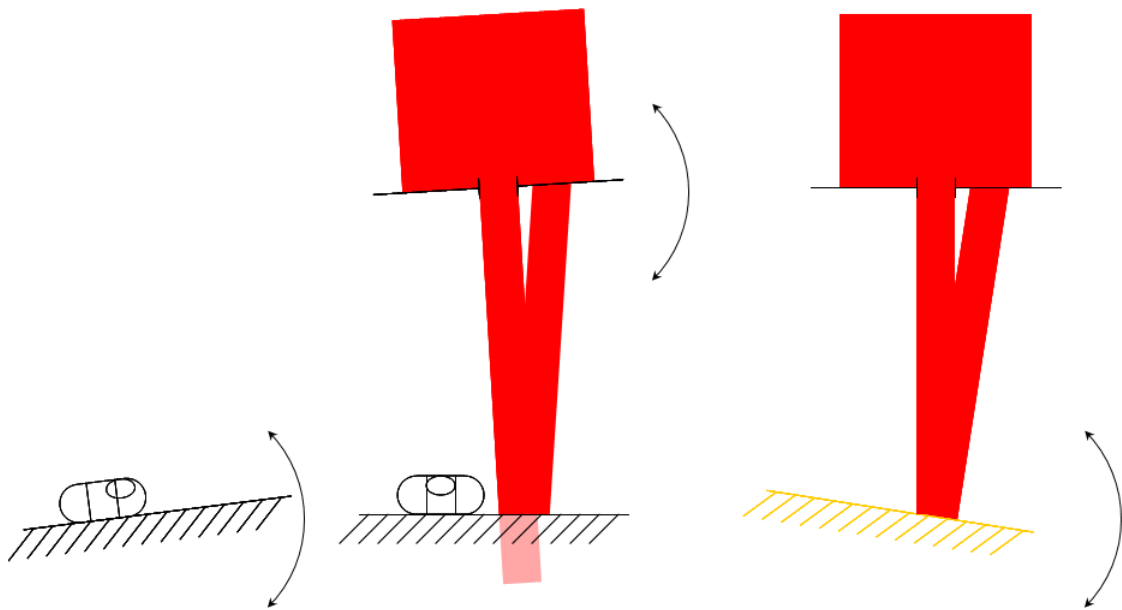


Figure 4.5 – Régulation de la verticalité des faisceaux Raman. Un miroir en aluminium est d'abord réglé horizontalement à l'aide d'un niveau à bulle. Dans un deuxième temps le faisceau Raman est réglé verticalement par autocollimation. Enfin le miroir diélectrique est inséré et réglé horizontalement par autocollimation.

Dans un premier temps un miroir bas de gamme est réglé horizontalement à l'aide d'un niveau à bulle précis au $mrad$. Ce miroir est situé sous Girafon, ce qui laisse une distance entre les faisceaux Raman et le miroir d'environ $2 \times 50 \text{ cm}$ aller retour. Un trou de diamètre 5 mm est disposé après collimation des faisceaux Raman et les faisceaux sont alignés de telle sorte que la tache retour entre dans le trou. La tache retour est insérée dans le trou au mm près, ce qui implique une précision sur l'angle aller de $\frac{1 \text{ mm}}{1 \text{ m}} = 1 \text{ mrad}$. Enfin le miroir diélectrique de rétro réflexion est installé et par la même méthode le faisceau retour est aligné sur la verticale au $mrad$ près. Globalement, la précision sur la verticalité est de l'ordre de 2 mrad , soit une erreur sur g de -2 mGal . Cependant il est possible d'améliorer la précision sur la verticalité des faisceaux. En effet, une erreur sur la verticalité implique une diminution de la valeur de g . Ainsi en augmentant sa valeur en modifiant l'angle des

faisceaux Raman combiné au miroir de rétro réflexion il est possible d'améliorer l'alignement des faisceaux Raman (cf. Fig. 4.6).

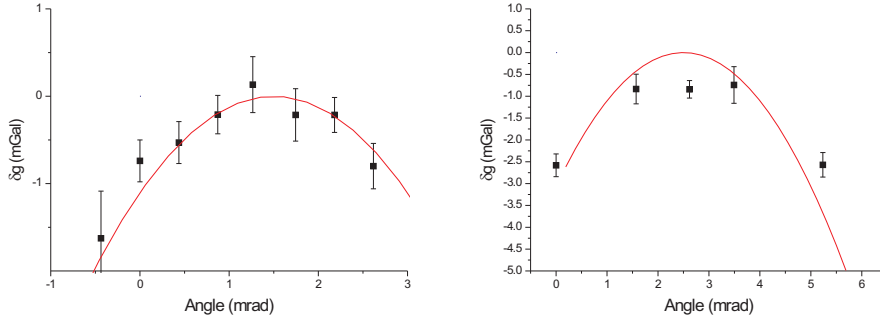


Figure 4.6 – Evolution de g suivant les deux axes des faisceaux Raman (l'origine des angles est la position avant le réglage fin).

L'erreur sur le fit implique une incertitude sur la verticalité de $\pm 0,05 \text{ mrad}$. Le réglage de la verticalité étant effectué suivant deux axes pour le faisceau aller et deux axes pour le faisceau retour, l'incertitude sur g est de $\pm 2.5 \mu\text{Gal}$.

4.1.1.4 Accélération de Coriolis

Les atomes ayant une vitesse vont subir l'accélération de Coriolis due aux rotations du gravimètre (la rotation terrestre dans un environnement laboratoire). La phase interférométrique est alors modifiée par la relation suivante [63] :

$$\Delta\Phi_{Coriolis} = k_{eff} \cdot T^2 \cdot \left(2 \vec{\Omega}_T \times v_{atomes} \right) \quad (4.12)$$

Ainsi les atomes ayant une vitesse transverse suivant la direction Est-Ouest peuvent être sensibles à la rotation terrestre. Cet effet est limité grâce au système de détection. Ce système, décrit figure 3.5, sélectionne les atomes en vitesse transverse. Suivant la direction Est-Ouest, les atomes sont sélectionnés à l'aide d'une nappe de lumière verticale de 1 mm d'épaisseur. Le système de détection étant situé 250 ms après le lâcher des atomes, les atomes éclairés ont une classe de vitesse $v \pm 2 \text{ mm.s}^{-1}$ dans la direction Est-Ouest. Si la vitesse des atomes est connue, l'erreur sur g sera de $\pm 30 \mu\text{Gal}$. Les atomes traversent un tube de 16 mm de diamètre avant d'être détectés. Ainsi au bout de 250 ms , la vitesse transverse des atomes est inférieure à $3,2 \text{ cm.s}^{-1}$, soit une erreur sur g de $\pm 0,46 \text{ mGal}$. Il a été possible de mesurer la pesanteur suivant l'axe Nord-Sud afin de vérifier une influence nulle de la vitesse transverse suivant cette direction. La fente placée devant le photomultiplicateur assure la sélection des atomes en vitesse transverse suivant l'axe Nord-Sud. Cependant cette influence nulle n'a pu

être vérifiée qu'à $\pm 0,5 \text{ mGal}$, d'autres effets perturbant la mesure, comme la déformation du front d'onde ou surtout le déplacement lumineux à 1 photon (cf. Eq. 4.9).

4.1.1.5 Défaut de front d'onde

Les faisceaux Raman ont été jusqu'à présent considérés comme des ondes planes. Il s'agit en fait d'ondes sphérido-gaussiennes, ce qui induit un déphasage par rapport à une onde plane.

Il s'agit d'une part de la phase de Gouy et d'autre part de la courbure du front d'onde. Le champ électrique s'écrit :

$$E(r, z) = \frac{e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} \cdot e^{-i\left[kz - \text{Arctg}\left(\frac{z}{z_R}\right)\right]} \cdot e^{-ik\frac{r^2}{2R(z)}} \quad (4.13)$$

Où $R(z) = z\left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right)$ est le rayon de courbure, $w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$ est la demi-largeur à $1/e$ du profil gaussien et $z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}$ est la distance de Rayleigh. Une onde sphérido-gaussienne est définie par les deux paramètres w_0 , waist du faisceau, et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, vecteur d'onde.

Phase de Gouy Sur l'axe des faisceaux le déphasage induit par la phase de Gouy vaut :

$$\delta\varphi = \text{Arctg}\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (4.14)$$

La collimation a été réalisée à l'aide d'un Shearing Interferometer Thorlabs situé à 1 m du système fibre lentille. Les formules de conjugaison pour un faisceau gaussien [64] donnent comme relation :

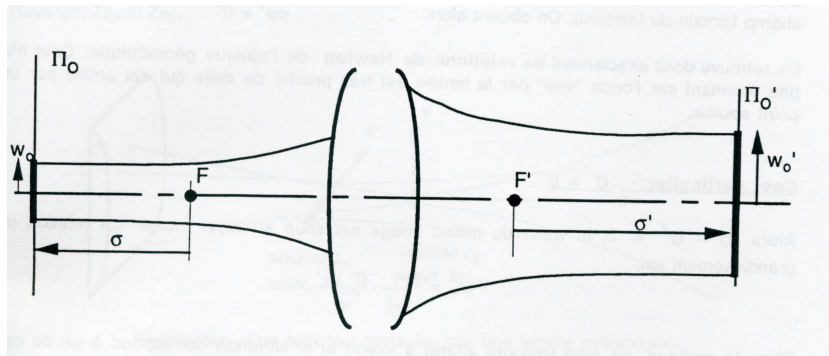


Figure 4.7 – Formules de conjugaison pour un faisceau gaussien (Figure extraite de [64]).

$$\begin{cases} \sigma\sigma' = ff' + z_R z'_R \\ -\sigma z'_R = \sigma' z_R \end{cases} \quad (4.15)$$

Dans notre cas, $f' = 40 \text{ mm}$ et le coeur de la fibre ayant un diamètre de $4 \mu\text{m}$, $w_0 \approx 2 \mu\text{m}$, la distance de Rayleigh de notre faisceau collimaté vaut environ 100 m soit un waist de 5 mm , ce qui a été vérifié expérimentalement. Le waist des faisceaux Raman étant très proche du miroir de rétro réflexion, la phase de Gouy est la même suivant les faisceaux montants et les faisceaux descendants. Cependant, si le waist des faisceaux est décalé de δz du miroir le déphasage à chaque impulsion sera alors :

$$\begin{aligned} \delta\varphi(t) &= \text{Arctg}\left(\frac{z(t)+\delta z}{z_R}\right) + \text{Arctg}\left(\frac{z(t)-\delta z}{z_R}\right) \\ &\approx 2\frac{z(t)}{z_R} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Le déphasage total sur l'interféromètre est alors donné par :

$$\Phi_{Gouy} = -\frac{2gT^2}{z_R} \quad (4.17)$$

$$\delta g = -\frac{2g}{k_{eff}z_R} \approx -1 \mu\text{Gal} \quad (4.18)$$

Ce biais reste indépendant de T et est négligeable tant que la distance de chute reste petite devant la longueur de Rayleigh.

Front d'onde Le front d'onde des faisceaux Raman peut aussi être déformé par la non planéité des hublots de l'enceinte. L'étude de la déformation des hublots permet de déduire grâce à la formule de A. Wicht [65] que le passage à travers le hublot va accroître la courbure du front d'onde. En pratique, cela correspond à une translation du front d'onde suivant z ($z' = z + \Delta z$). D'après les travaux de modélisation effectués par Fabien Lienhart sur la qualité des hublots [24], après le passage d'un hublot le front d'onde sera modélisé par celui d'un faisceau gaussien dont le waist est décalé suivant z d'une distance de $\Delta z = z_R/8,5$ et le faisceau rétro réfléché après passage de trois hublots sera modélisé comme un faisceau gaussien dont le waist est translaté de $\Delta z = z_R/2,6$. D'après l'équation 4.13, la phase des faisceaux Raman est donnée par :

$$\varphi(r, z') = kz' + \frac{kr^2}{2R(z')} - \text{Arctg}\left(\frac{z'}{z_R}\right) \quad (4.19)$$

La phase de Gouy, $\text{Arctg}\left(\frac{z(t)+\delta z+z_R/8,5}{z_R}\right) + \text{Arctg}\left(\frac{z(t)-\delta z+z_R/2,6}{z_R}\right)$, peut être approchée par $\frac{2z(t)}{z_R} + \frac{1}{8,5} + \frac{1}{2,6}$. Les derniers termes sont indépendants de t et vont donc s'annuler en fin d'interféromètre, la phase de Gouy reste donc inchangée. La phase des faisceaux Raman sans

la phase de Gouy vaut alors à l'instant t :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi(z, r) &= k_{eff}z + \frac{k_1 r^2}{2R(z + \frac{z_R}{8,5})} + \frac{k_2 r^2}{2R(z + \frac{z_R}{2,6})} \\ &\approx k_{eff}z + \frac{k_{eff} r^2}{4R(\frac{z_R}{2,6})} \\ K &= \frac{k_{eff}}{4R(\frac{z_R}{2,6})}\end{aligned}\tag{4.20}$$

Ainsi, si les atomes ont une vitesse transverse nulle les déformations du front d'onde ne modifient pas l'interféromètre. Cependant les atomes ayant une vitesse transverse non nulle à cause de la température du nuage, la phase des atomes est obtenue en intégrant sur la distribution de vitesse :

$$\Delta\Phi(t) = \frac{K}{2\pi\sigma_v} \int_{\mathbb{R}^2} (r_0 + v.t)^2 e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} d^2v\tag{4.21}$$

avec $\sigma_v^2 = \frac{k_B T_{atom}}{m}$. La phase interférométrique correspond alors à :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_{hublot} &= \Delta\Phi(t_0) - 2 \times \Delta\Phi(t_0 + T) + \Delta\Phi(t_0 + 2T) \\ &= \frac{K}{2\pi\sigma_v} \int_{\mathbb{R}^2} 2v^2 T^2 e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} d^2v \\ &= 4K\sigma_v^2 T^2 = \frac{k_{eff}}{R(\frac{z_R}{2,6})} \frac{k_B T_{atom}}{m} T^2 \\ \Delta g_{hublot} &= \frac{k_B T_{atom}}{m.R(\frac{z_R}{2,6})} = \frac{\sigma_v^2}{R(\frac{z_R}{2,6})}\end{aligned}\tag{4.22}$$

La sélection en vitesse au niveau de la détection donne une température effective de $T_{atom} = \pm 0,1 \mu K$ (cf. Chap. 3.1). Le biais induit vaut alors $\pm 3,2 \mu Gal$ quelque soit le temps d'interaction. L'influence du premier faisceau Raman a été négligée ici, ce qui induit par le même calcul une erreur de $\pm 1 \mu Gal$. De plus le miroir de rétro réflexion est considéré comme parfaitement plan pour ce calcul.

La mesure de g dépend de la position du détecteur. En effet, en considérant que la distribution en vitesse dans l'équation 4.22 n'est plus centrée sur l'axe des faisceaux Raman mais décalée de $v = x/T_{det}$ où $T_{det} = 250 ms$, il en résulte alors un biais sur la mesure de $\frac{x^2}{T_{det}^2 R(\frac{z_R}{2,6})} \approx 5,2.x^2 \mu Gal/mm^2$. La vitesse des atomes étant inférieure à $32 mm.s^{-1}$, l'erreur est de $\pm 332 \mu Gal$.

Les défauts de front d'onde ne semblent pas être gênants pour la mesure actuelle de pesanteur car faibles devant d'autres biais.

4.1.1.6 Référence de fréquence

Certains paramètres peuvent aussi modifier la fréquence réelle des faisceaux Raman. Tout d'abord la commande de rampe de fréquence envoyée par le programme Labview,

servant pour le calcul de g ($g \propto \alpha$), peut différer de la rampe de fréquence réelle utilisée par l'Agilent. Cela peut provenir du codage de la rampe de l'un des appareils vers l'autre ou lors de l'approximation des calculs numériques effectués par Labview (Tab. 4.1).

Commande (récupérée dans le fichier de sortie)	25,1433029175 MHz/s
Rampe réelle (Affichée sur l'Agilent)	51,200199 à 45,417239 MHz en $2 \times 115ms$ $\alpha = 25,1433043478 \text{ } MHz/s$
δg	$-56 \mu Gal$

Tableau 4.1 – Commande Labview.

La référence en fréquence dans la chaîne hyper-fréquence est assurée par un oscillateur à quartz 10 MHz *OCXO BVA* de Oscilloquartz, qui présente une dérive relative long terme donnée par le constructeur de 6.10^{-11} sur un mois, soit une dérive d'environ 4.10^{-9} après six années de fonctionnement. La fréquence du quartz a été mesurée avec des appareils ne permettant une comparaison relative que de 10^{-6} mais aucune dérive n'a été détectée. L'erreur commise est donc inférieure à $4 \mu Gal$ d'après les données constructeurs. Il sera utile de comparer cette référence de fréquence avec une horloge GPS afin d'affiner la précision sur ce biais.

La fréquence des faisceaux Raman doit aussi être connue précisément pour déterminer k_{eff} . L'utilisation d'un modulateur acousto-optique pour le découpage des impulsions Raman implique l'ajout d'une fréquence correspondant à la fréquence de l'onde acoustique. Celle-ci est estimée à $80 \text{ } MHz \pm 1 \text{ } MHz$. La fréquence des faisceaux lasers étant de l'ordre de $384 \text{ } THz$, cela implique une erreur sur g de $\pm 2,5 \mu Gal$. De plus, à cause de la rampe de fréquence $\alpha \approx 25 \text{ } MHz/s$ appliquée dans la chaîne micro-onde, k_{eff} est différent à chaque impulsion. Pour un temps de chute $2T = 68 \text{ } ms$, l'erreur sur g est de $\pm \frac{g \cdot \lambda \alpha \cdot T}{2c} \approx \pm 1,1 \mu Gal$.

Enfin, la méconnaissance de l'indice optique dans lequel passent les faisceaux Raman peut impliquer une erreur sur g . L'indice effectif de la vapeur thermique a été estimé en mesurant l'absorption d'un faisceau laser à résonance dans l'enceinte. Avec une photodiode placée à $55 \text{ } cm$ de l'enceinte, il a été mesuré une absorption de $8,3 \%$. La variation d'indice vaut alors 2.10^{-14} [66]. La variation d'indice sera dans le MOT de l'ordre de 10^{-9} [11], elle est donc négligeable sur la valeur de k_{eff} par rapport aux autres incertitudes.

Au final l'erreur commise sur la détermination de k_{eff} implique une erreur sur g de $\pm 2,7 \mu Gal$.

D'autres termes perturbatifs peuvent modifier la phase interférométrique, comme par exemple l'effet d'indice sur le recul des atomes, mais ils semblent négligeables au vu de nos perfor-

mances actuelles par rapport aux autres gravimètres atomiques [10, 11, 51]. Enfin, le temps de chute $2T$ n'a pas besoin d'être connu avec une grande précision lorsque le gravimètre est utilisé en mode asservi car alors la mesure de g se fait à déphasage nul, indépendamment de T .

4.1.1.7 Influence des faisceaux Raman parasites

Le chapitre 2 a permis d'évaluer l'influence théorique de plusieurs couples Raman sur la mesure de pesanteur. Il est possible désormais de vérifier expérimentalement ce calcul. Pour cela, nous avons mesuré la fluctuation de g suivant le temps inter-pulse T et la distance au miroir z_m (Figure 4.8).

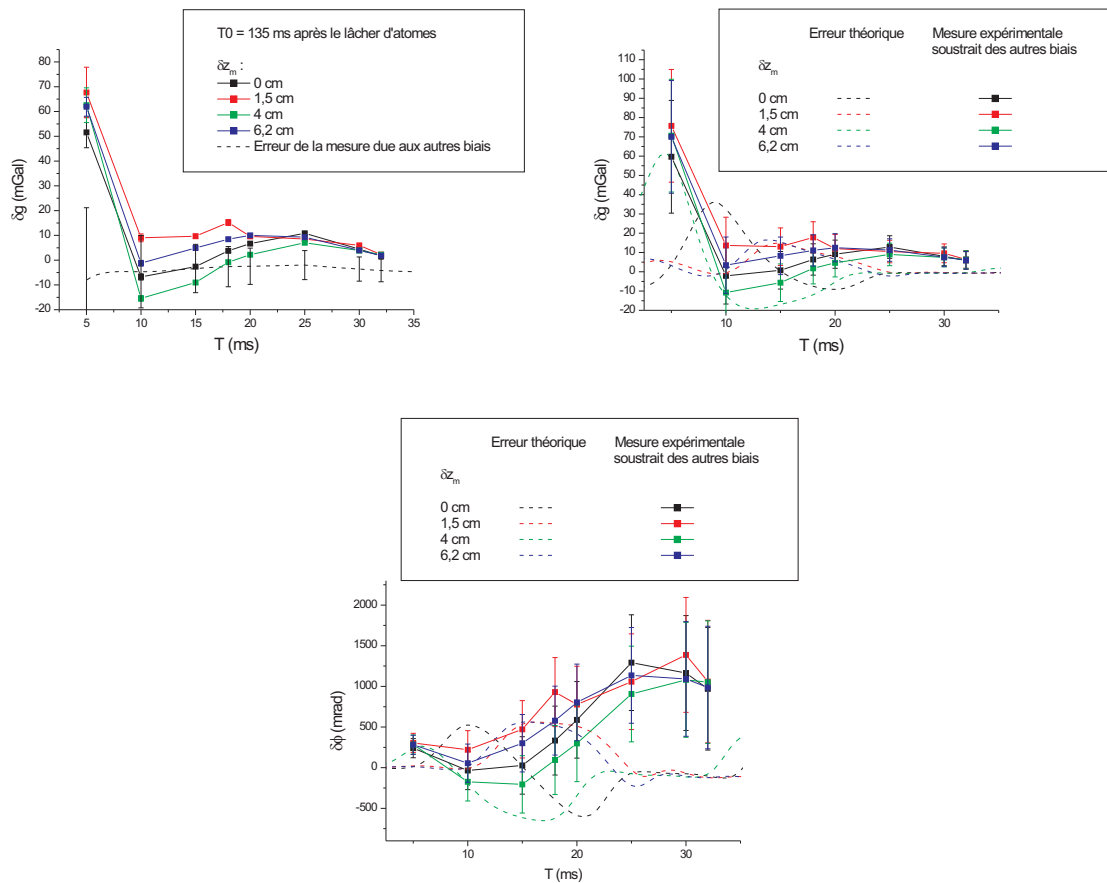


Figure 4.8 – Influence expérimentale mesurée des raies parasites sur g . L'évolution de g suivant le temps de chute $2T$ et la position du miroir est d'abord montrée sans correction des autres biais (comme le champ magnétique par exemple). Les deux autres courbes comparent la mesure expérimentale et le calcul théorique sur g et sur la phase interférométrique.

L'erreur due aux couples Raman parasites varie de 60 mGal pour $T = 5 \text{ ms}$ à 2 mGal pour $T = 34 \text{ ms}$. Or les différents autres biais dépendant de T , notamment dus au champ magnétique ou aux déplacement lumineux, sont mal connus. Il est donc difficile de vérifier l'exactitude du calcul de l'influence des couples Raman parasites sur la mesure de g dans l'expérience de Girafon. En revanche, l'expérience Girafe (Chapitre 4.3.2) contrôle mieux les biais sur la mesure ainsi que les fluctuations temporelles grâce à un blindage plus efficace et la suppression des biais indépendants de k_{eff} , rendant l'influence du champ magnétique négligeable. L'évaluation de l'erreur sur la mesure de pesanteur due aux raies parasites est présentée figure 4.9 pour différents paramètres d'évaluation.

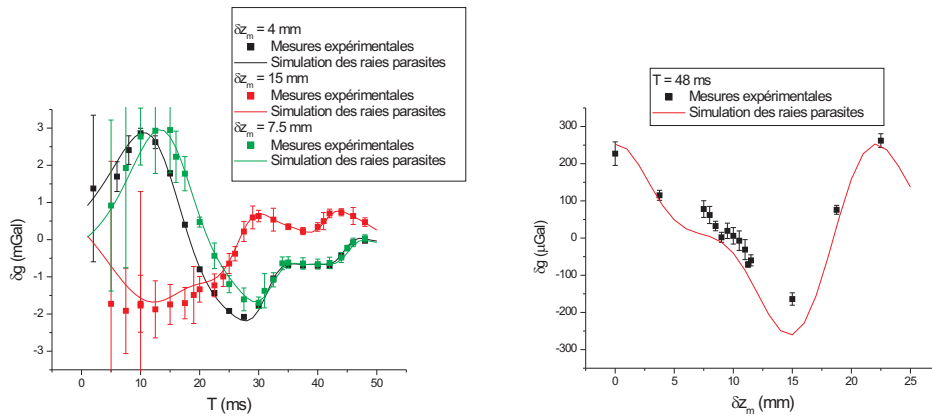


Figure 4.9 – Comparaison expérience/théorie de l'influence de la raie parasite sur g . A gauche : Erreur sur la valeur de g suivant le temps inter-pulse et pour différent position du miroir. A droite : Ecart entre l'erreur sur g pour un décalage des Raman de -333 MHz et l'erreur sur g pour un décalage des Raman de -718 MHz . Cette mesure permet d'évaluer l'influence du miroir de rétroreflexion sans avoir à régler systématiquement la verticalité.

Dans la première expérience, l'influence des raies parasites est estimée pour différents temps T à trois positions du miroir. L'inversion de k_{eff} doit être prise en compte dans la simulation car l'erreur sur g n'est pas symétrique suivant le sens de k_{eff} . Dans la deuxième expérience, l'influence de la position du miroir est évaluée. Afin de ne pas avoir à régler la verticalité précisément à chaque mesure, la mesure est composée de la différence de deux mesures (avec inversion de k_{eff}) pour deux désaccords Raman : -333 MHz et -718 MHz . Ainsi la phase dépendante de $k_{eff} \cos \theta g T^2 - 2\pi \alpha T^2$ s'élimine à chaque position du miroir. Seule la phase parasite reste car dépendante du désaccord Raman. Le modèle théorique semble bien suivre les résultats expérimentaux pour des temps T grands. Pour les faibles valeurs l'écart à la simulation peut être assez grand mais reste dans les barres d'erreurs expérimentales. Pour $T = 48 \text{ ms}$ il y a un écart entre l'expérience et la théorie de $35 \mu\text{Gal}$. En

fait la simulation calcule l'erreur sur le déphasage interférométrique (cf. Fig. 4.10). L'erreur d'estimation sur la phase est de 13 mrad , ce qui correspond à l'écart mesuré pour tout T .

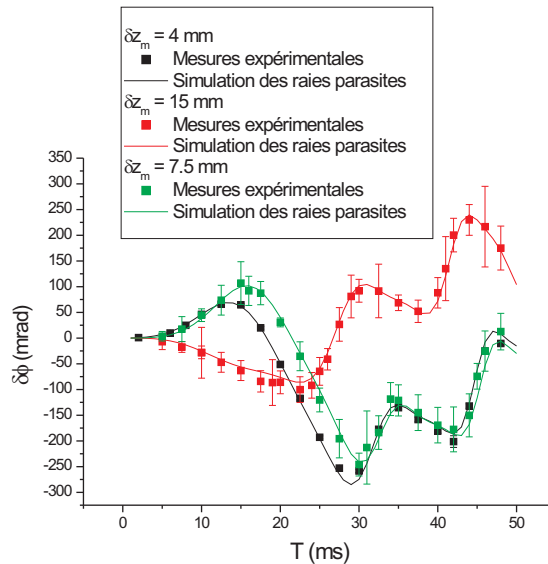


Figure 4.10 – Erreur sur la phase dans l'expérience Girafe.

Cette simulation semble bien estimer l'influence des raies parasites sur la mesure de g , même si elle n'a pas pu être rigoureusement prouvée sur Girafon. Cela indique une mauvaise connaissance des biais sur Girafon, le calcul de l'influence des raies parasites ayant été confirmé sur l'expérience Girafe. Il sera donc nécessaire de confirmer cet effet sur Girafon en travaillant activement sur la connaissance ou la suppression des autres biais.

4.1.2 Bilan d'exactitude préliminaire

Origine du biais	Biais induit	Erreur sur le biais
Champ magnétique	$-9,301 \text{ mGal}$ (?)	$\pm 0,03 \text{ mGal}$
Déplacement lumineux à 1 photon		
Variation de 1% ρ inter-pulse	$0 \text{ } \mu\text{Gal}$	$\pm 50 \text{ } \mu\text{Gal}$
Décalage de 5% de ρ	0 mGal	$\pm 0,75 \text{ mGal}$
Déplacement lumineux à 2 photons	$10 \text{ } \mu\text{Gal}$	$< 1 \text{ } \mu\text{Gal}$
Verticalité des faisceaux Raman	0 mGal	$\pm 0,13 \text{ mGal}$
Effet Coriolis	0 mGal	$\pm 0,46 \text{ mGal}$
Phase de Gouy	$-1 \text{ } \mu\text{Gal}$	$< 1 \text{ } \mu\text{Gal}$
Hublots	0 mGal	$\pm 0,33 \text{ mGal}$
Erreur numérique	$-56 \text{ } \mu\text{Gal}$	$< 1 \text{ } \mu\text{Gal}$
Référence 10 MHz	$0 \text{ } \mu\text{Gal}$	$\pm 4 \text{ } \mu\text{Gal}$
Valeur de k_{eff}	$0 \text{ } \mu\text{Gal}$	$\pm 2,7 \text{ } \mu\text{Gal}$
Raies Raman parasites		cf. Chapitre 2.4.4
Variations maximum de la phase $\pm 500 \text{ mrad}$	$ \delta g < 2,7 \text{ mGal}$	$\pm 0,057 \text{ mGal}$
Conditions estimées de Girafon	$1,73 \text{ mGal}$	$\pm 0,057 \text{ mGal}$
Erreur totale	$-7,638 \text{ mGal}$	$\pm 0,952 \text{ mGal}$

Tableau 4.2 – Bilan d'exactitude.

La mesure de pesanteur effectuée par Girafon vaut $980884,828 \text{ mGal}$, la correction donne $980892,466 \text{ mGal} \pm 0,952 \text{ mGal}$. En retirant l'effet des marées, (cf. chap. 4.2.4), la mesure est supérieure à celle donnée par le gravimètre relatif Scintrex du Shom qui donne la valeur $980883,194 \text{ mGal} \pm 0,006 \text{ mGal}$ (En prenant en compte le gradient de pesanteur horizontal et en altitude). La différence est de $9,272 \text{ mGal} \pm 0,952 \text{ mGal}$, le caractère absolu de la mesure de g est ici perturbé par la méconnaissance de certains biais, notamment celui du champ magnétique. Malgré le blindage et la mesure la plus précise possible du champ magnétique le long du tube de chute, il reste une incertitude importante due probablement à un champ magnétique différent entre la mesure de ce champ et la mesure de g . Cette influence sera supprimée dans le prototype Girafe (cf. Chapitre 4.3.2) en inversant le k_{eff} . D'autres biais peuvent intervenir, comme des dérives très lentes de la phase laser (cf. Chapitre 4.2.4). Ce bilan d'exactitude est un bilan préliminaire qu'il faudra affiner afin d'obtenir une exactitude sur Girafon proche de l'état de l'art.

4.2 Etude de la sensibilité de Girafon

4.2.1 Analyse de la variance d'Allan

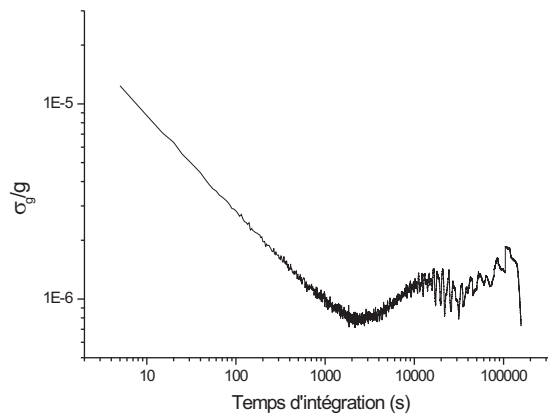


Figure 4.11 – Exemple de variance d'Allan obtenue avec Girafon en boucle ouverte.

L'analyse de la variance d'Allan permet d'évaluer la sensibilité de notre capteur (cf. Fig. 4.11). En effet, on peut observer deux principaux régimes perturbant la mesure de g dans le temps :

1. A court terme : La plupart des bruits que nous allons étudier proviennent de bruits blancs en fréquence. C'est pourquoi la pente observée à court terme est décroissante et de pente $\frac{1}{2}$: le bruit décroît en $1/\sqrt{t}$ où t est le temps de moyennage (Annexe B).
2. A long terme : Il s'agit de fluctuations lentes pouvant perturber la mesure : La limite ultime provient de l'effet des marées sur la mesure de g , que l'on peut estimer à partir de modèles de marées. Cependant nous avons pu constater dans le chapitre 3.3.3 que d'autres termes peuvent influencer la mesure sur le long terme qu'il va falloir précisément estimer. Les pics de redescente de l'écart type renseignent sur la période de ces fluctuations, soit de l'ordre de la dizaine d'heures pour Girafon. Malheureusement la durée d'acquisition a été trop courte pour estimer l'écart global sur le long terme pour Girafon à l'aide de la variance d'Allan. Nous pouvons juste estimer sur les données temporelles que l'écart de la mesure de g sur le long terme est de l'ordre de $0,2 \text{ mGal}$.

L'origine de ces dérives va maintenant être évaluée, pour cela il est utile de définir la fonction de sensibilité du gravimètre.

4.2.2 Fonction de sensibilité en phase du gravimètre

Une variation de la structure hyperfine du Rubidium, i.e. un changement de la fréquence horloge, lors de l'interféromètre atomique entraîne une modification de la phase interférométrique. Cette phase étant directement proportionnelle à la phase des faisceaux Raman, la plupart des perturbations extérieures (champ magnétique, déplacement lumineux, vibrations, bruit de phase micro-onde,...) sont équivalentes à une perturbation de la phase des faisceaux lasers. Afin d'évaluer précisément l'évolution de la phase des lasers Raman lors de la séquence interférométrique, il est possible d'introduire la fonction de sensibilité en phase, formalisme utilisé notamment pour l'évaluation des performances des horloges atomiques [67] et développé pour mesurer les performances des gravimètres à atomes froids au SYRTE [68]. La fonction de sensibilité en phase est définie comme 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. Ainsi une telle variation implique une variation de probabilité $\delta P \approx \frac{1}{2} \cdot \delta\phi$ dans le cas où l'on se place à mi-frange afin d'être le plus sensible aux variations de probabilité (cf. Chap. 3.3.3). La fonction de sensibilité est alors définie comme la réponse du déphasage interférométrique $\Delta\Phi$ à cette variation infinitésimale :

$$g_s = \lim_{\delta\Phi \rightarrow 0} \frac{\Delta\phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (4.23)$$

En dehors des impulsions Raman, une variation de phase $\delta\phi$ peut être aisément calculée de la même façon que l'équation 14 vue en Introduction. Par exemple si cette variation a lieu entre la première et la deuxième impulsion Raman, cette variation sera présente lors des deux dernières impulsions et la phase interférométrique s'écrit :

$$\Delta\Phi = \phi_1 - 2 \cdot (\phi_2 + \delta\phi) + (\phi_3 + \delta\phi) = -\delta\phi \quad (4.24)$$

g_s vaut alors -1 (Resp. $+1$) pour un saut de phase compris entre la première et la deuxième impulsion (Resp. entre la deuxième et la troisième impulsion) et 0 en dehors de la séquence interférométrique. Si le saut de phase a lieu au cours d'une impulsion il est possible de calculer le déphasage résultant en décomposant la matrice d'action en produit de deux matrices, la première décrivant l'évolution du système jusqu'à l'instant t la deuxième décrivant l'évolution sur la fin de l'impulsion avec le saut de phase [68]. En considérant l'origine des temps au milieu de la deuxième impulsion, la fonction de sensibilité g_s est impaire et vaut lorsque les faisceaux Raman sont à résonance avec la transition horloge du Rubidium :

$$g_s(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_{eff}t) & 0 < t < \tau \\ +1 & \tau < t < T + \tau \\ -\sin(\Omega_{eff}(T - t)) & T + \tau < t < T + 2\tau \\ 0 & T + 2\tau < t \end{cases} \quad (4.25)$$

avec T est la durée inter-pulse et τ la durée d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$ (Remarque : $\Omega_{eff}\tau = \frac{\pi}{2}$).

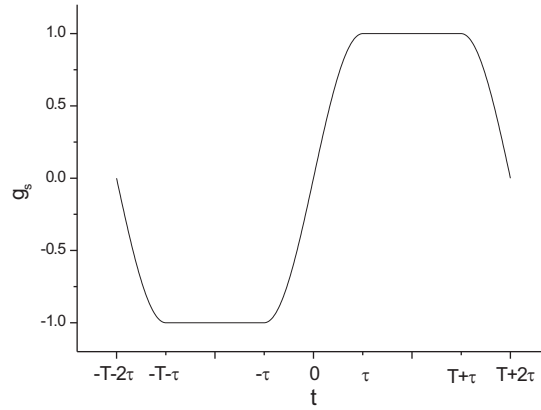


Figure 4.12 – Fonction de sensibilité en phase du gravimètre atomique.

Il est intéressant de noter que dans le cas d'impulsions de durées infinitésimales, cette fonction de sensibilité correspond au calcul effectué pour évaluer les erreurs systématiques comme par exemple le champ magnétique. Il est ainsi possible de simuler l'effet d'un bruit de phase $\phi(t)$ des lasers Raman à partir de cette fonction de sensibilité :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t) d\phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g_s(t) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (4.26)$$

En posant S_ϕ la densité spectrale de puissance du bruit sur la phase et G la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité du gravimètre on en déduit alors la variance de la phase interférométrique :

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^\infty |\omega G|^2 S_\phi \frac{d\omega}{2\pi} \quad (4.27)$$

La fonction $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$ est la fonction de transfert du gravimètre et son expression analytique vaut [68] :

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_{eff}}{\omega^2 - \Omega_{eff}^2} \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) \cdot \left(\cos\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_{eff}}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right) \quad (4.28)$$

Cette fonction de transfert présente plusieurs caractéristiques (cf. Fig. 4.13). Tout d'abord elle s'annule tous les multiples de $\frac{1}{T+2\tau}$, ce qui correspond aux temps inter pulses. En effet un

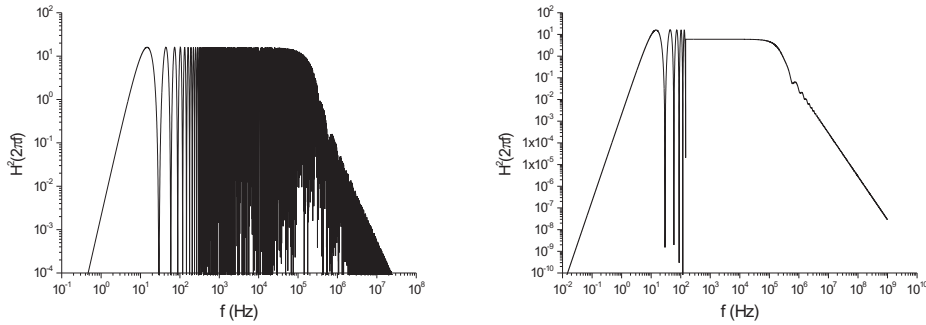


Figure 4.13 – Fonction de transfert du gravimètre atomique (Les oscillations ont été moyennées à droite pour une meilleure vision de la fonction).

bruit de phase de période T va nécessairement être annulé par la symétrie de l'interféromètre atomique. Il est donc utile de moyenner ces oscillations pour les hautes fréquences afin de calculer plus simplement les effets de bruit de phase des faisceaux Raman. De plus, le gravimètre se comporte comme un filtre passe bande de fréquences de coupure à environ $f_{cb} = \frac{1}{2T}$ et $f_{ch} = \frac{1}{2\tau}$, dû au fait que la réponse de l'instrument est limité d'une part par la durée de l'interféromètre et d'autre part par la durée des impulsions Raman. La mesure de sensibilité se fait au moyen de la variance d'Allan. Il est donc utile de relier cette grandeur avec la variance calculée précédemment. La mesure de pesanteur est réalisée par l'accumulation de mesures dans le temps. Ainsi, en considérant l'accumulation de n mesures à une cadence f_{cycle} pendant $t_n = n.T_{cycle} = n/f_{cycle}$ la variance d'Allan dans notre cas est définie par (Annexe B) :

$$\sigma_{\Phi}^2(t_n) = \frac{1}{2} \lim_{p \rightarrow +\infty} \left(\frac{1}{p} \sum_{k=1}^{+\infty} (\delta\Phi_{k+1}(t_n) - \delta\Phi_k(t_n))^2 \right) \quad (4.29)$$

où $\delta\Phi_k(t_n)$ est le déphasage atomique moyenné entre l'instant $t_k = -T_{cycle}/2 + n.k.T_{cycle}$ et $t_{k+1} = -T_{cycle}/2 + n.(k+1).T_{cycle}$. En exprimant les déphasages moyennés à l'aide de la fonction de sensibilité on peut en déduire la variance d'Allan appliquée à notre gravimètre, en considérant t_n grand devant le temps de cycle T_{cycle} :

$$\sigma_{\phi}^2(t_n) = \frac{1}{t_n} \sum_{p=1}^{+\infty} |H(2\pi f_{cycle})|^2 S_{\phi}(2\pi f_{cycle}) \quad (4.30)$$

Ainsi, la sensibilité du gravimètre est évaluée en mesurant la densité spectrale de puissance de bruit modifiant la phase des lasers Raman. Par exemple en présence d'un bruit blanc de fréquence défini par $S_{\phi}(\omega) = S_0$, la sensibilité de la phase interférométrique sera de $\sigma_{\phi}^2(t_n) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{S_0 T_{cycle}}{t_n \tau}$ [11]. Il est donc possible désormais d'évaluer l'influence de différentes sources modifiant la phase des faisceaux Raman, notamment les vibrations du miroir de

rétroreflexion ou encore le bruit de phase de la source radiofréquence générant la modulation des faisceaux Raman. Le bruit monocoup sera évalué à l'aide de la relation 4.27, et dans le cas d'un bruit blanc de fréquence doit être équivalent à la relation 4.30.

4.2.3 Sensibilité sur le court terme

4.2.3.1 Vibrations

Les faisceaux Raman sont en configuration contrapropageante pour la mesure de g . Ainsi le faisceau Raman de retour est obtenu à l'aide d'un miroir de rétroreflexion. Cependant un déplacement du miroir lors de la séquence interférométrique va modifier d'autant la phase de ce faisceau laser par la relation $\phi = (k_1 + k_2) \cdot z = k_{eff} \cdot z$. Il est donc nécessaire d'isoler le miroir de toute vibration extérieure, la mesure de pesanteur étant effectuée par rapport au référentiel lié au miroir. Ainsi si le miroir est directement posé sur la table du laboratoire, l'interféromètre ne peut avoir des "bras" plus longs que $2 \times 3,5 \text{ ms}$ (cf. Chap. 3.3.2). Le miroir a donc été fixé sur une table anti-vibration passive MinusK 100 BM-1. Un sismomètre Guralp CMG T30-0050 a aussi été installé sur la table afin de mesurer les vibrations résiduelles (cf. Fig. 4.14).

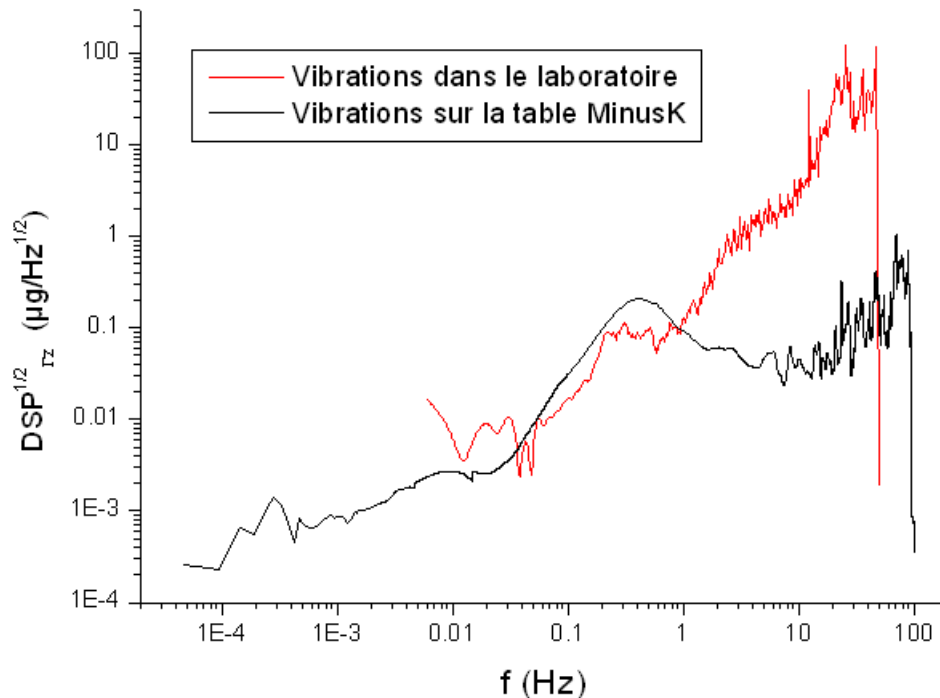


Figure 4.14 – Mesures de vibrations à l'aide du sismomètre Guralp. Une fréquence de résonance apparaît à $0,5 \text{ Hz}$ due à la fréquence propre de la table anti-vibration passive. Les vibrations sont fortement diminuées ailleurs.

Les mesures effectuées à l'aide du sismomètre ne permettent de remonter qu'à la DSP en accélération du miroir, notée S_a :

$$\begin{aligned} S_a(\omega) &= \frac{1}{T_{\text{intégration}}} |FFT(a(t))|^2 = \frac{1}{T_{\text{intégration}}} \left| FFT \left(\frac{d^2z}{dt^2} \right) \right|^2 \\ &= \frac{1}{T_{\text{intégration}}} \omega^4 \cdot |FFT(z(t))|^2 = \frac{1}{T_{\text{intégration}}} \frac{\omega^4}{k_{eff}^2} \cdot |FFT(\Phi(t))|^2 = \frac{\omega^4}{k_{eff}^2} S_\phi(\omega) \end{aligned} \quad (4.31)$$

En posant $|H_a(\omega)| = \frac{k_{eff}}{\omega^2} |H(\omega)|$ la relation 4.27 permettant de calculer la variance devient :

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^\infty \frac{k_{eff}^2}{\omega^4} |H(\omega)|^2 S_a \frac{d\omega}{2\pi} \quad (4.32)$$

La densité spectrale de vibrations ainsi mesurée permet d'évaluer un bruit sur la phase interférométrique de $37,2 \text{ mrad} \cdot Hz^{-1/2}$ soit un bruit sur la mesure de g de $0,20 \text{ mGal} \cdot Hz^{-1/2}$ pour $T = 34 \text{ ms}$.

4.2.3.2 Bruit de phase de la chaîne Micro-onde

Les faisceaux Raman sont générés par modulation du laser esclave à l'aide d'un modulateur de phase (cf. Chap. 1). Ainsi les deux faisceaux Raman traversent les mêmes chemins optiques et sont automatiquement asservis en phase car ils proviennent du même laser. Cependant le bruit de phase des faisceaux provient directement de la chaîne micro-onde générant la modulation. Celle-ci est explicitée figure 3.8. On s'aperçoit que le point critique vient de la génération de la rampe de fréquence à l'aide de l'Agilent car la source à 3 GHz est très bas bruit devant l'Agilent d'après les données constructeurs. Nous allons ici considérer que la chaîne RF est parfaite devant le bruit généré par la source basse-fréquence Agilent. C'est donc cette source qui va être étudiée en détail. Il existe plusieurs méthodes de mesure du bruit de la chaîne. Il est possible d'évaluer la densité spectrale de bruit de la chaîne RF [69]. Considérons un signal d'amplitude V dont la fréquence est modulée par un sinus de fréquence f_m :

$$S(t) = V \cos \left(\omega_0 t + \frac{\Delta f}{f_m} \sin \omega_m t \right) \quad (4.33)$$

Δf est l'amplitude du décalage en fréquence et $\theta_p = \Delta f / f_m$ est l'amplitude de la phase. En considérant $\theta_p \ll 1$, le signal peut être approché par :

$$S(t) = V \left(\cos(\omega_0 t) - \frac{\theta_p}{2} [\cos(\omega_0 + \omega_m) t - \cos(\omega_0 - \omega_m) t] \right) \quad (4.34)$$

Ainsi en mélangeant le signal avec une source référence à ω_0 supposée parfaite, le bruit de phase est obtenu à l'aide d'un filtre passe-bas et peut être analysé à l'aide d'un analyseur de spectre basse fréquence. On mesure alors à la fréquence f_m :

$$L(f_m) = \left(\frac{\theta_p}{2} \right)^2 = \frac{\theta_{rms}^2}{2}$$

$$S_\phi = 2 \left(\frac{\theta_{rms}^2}{2} \right) = 2L(f_m) \quad (4.35)$$

La DSP du bruit de phase est la somme des deux bandes latérales à $\omega_0 \pm \omega_m$ et se déduit directement de cette mesure du spectre de phase. Malheureusement cette mesure est effectuée lorsque l'Agilent fonctionne à fréquence fixe. L'Agilent générant des rampes de fréquences lors de l'expérience, nous aurons toutefois une première idée du bruit généré par cette source. Il sera alors nécessaire d'effectuer une seconde série de mesures où l'Agilent sera en fonctionnement normal (et non plus à fréquence fixe) et tenter d'évaluer le bruit généré.

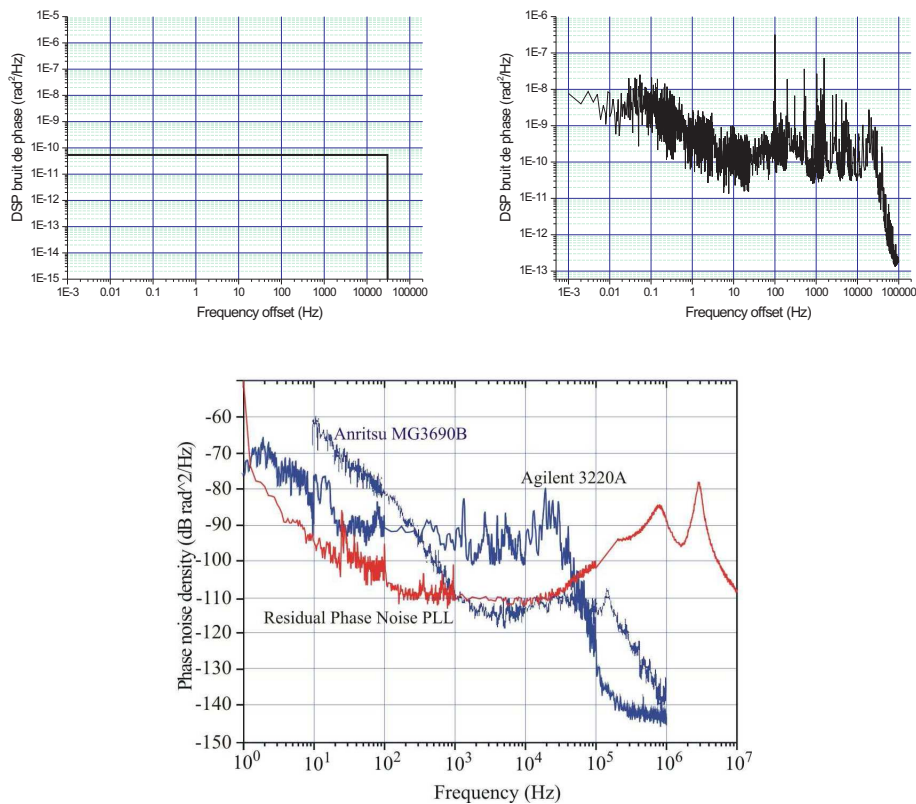


Figure 4.15 – Mesures de bruit de phase de la source RF dans le cas : A gauche : bruit blanc données constructeur ; A droite : Mesures effectuées sur notre modèle d'Agilent 33250A ; En bas : Mesures effectuées par T. Petelski (L'appareil utilisé est l'Agilent 33250A contrairement à ce qui est indiqué sur la figure, extraite de [70]).

Données constructeurs Les données constructeurs donnent uniquement deux types d'informations sur le bruit de l'Agilent. La source générerait un bruit blanc de fréquence intégré sur la bande $0 - 30 \text{ kHz}$ de -47 dBc à 10 MHz et -65 dBc à 80 MHz . Lors de la mesure de g , la source est utilisée autour de 50 MHz , le bruit interpolé linéairement sur un graphe log vaut donc $-60,9 \text{ dBc}$, soit un bruit blanc sur la phase interférométrique de

$53,8 \cdot 10^{-12} \text{ rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$ (Eq. 4.35). On en déduit ainsi d'après l'équation 4.27¹ un bruit sur g de $37,2 \mu\text{Gal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Le bruit semble assez faible d'après les données du constructeurs.

DSP de l'Agilent 33250A mesurée par Petelski Dans la thèse de T. Petelski sur la détermination de la constante G [70], une mesure du bruit généré par le même modèle (Agilent 33250A) a été effectuée (cf. Fig. 4.15). L'appareil fonctionnait à 40 MHz et on peut s'apercevoir que la DSP diffère des données constructeurs. En effet, il apparaît une remontée à basse fréquence, et le plateau est situé à $5 \cdot 10^{-10} \text{ rad}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$. On en déduit ainsi d'après l'équation 4.27 une sensibilité sur g de $0,21 \text{ mGal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ² soit une sensibilité cinq fois plus grande celle calculée avec les données constructeurs. Il est donc important de mesurer directement le bruit de phase de l'Agilent utilisé.

Mesure direct de la DSP La mesure de la DSP a été effectuée à fréquence fixe à 34 MHz . L'Agilent est mélangé avec une source référence à 34 MHz (Synthétiseur de fréquences Spectra-Dynamics Inc.) supposée très bas bruit et la phase obtenue après filtrage est analysée à l'aide d'un analyseur de spectre FFT basse fréquence (cf. Fig. 4.15). On en déduit ainsi d'après l'équation 4.30 une sensibilité sur g de $0,10 \text{ mGal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, compatible avec les mesures faites par Petelski. En effet, celui-ci mesure un bruit sur la phase de 6 mrad monocoup [70], et nous trouvons ici un bruit monocoup de $8,6 \text{ mrad}$. Cependant cette mesure est effectuée à fréquence fixe, ce qui ne rend pas forcément compte du bruit réel engendré par la source lorsqu'elle effectue une rampe de fréquence.

Nous allons voir désormais deux méthodes permettant d'obtenir une première approche du comportement de l'Agilent lorsqu'il effectue une rampe de fréquence.

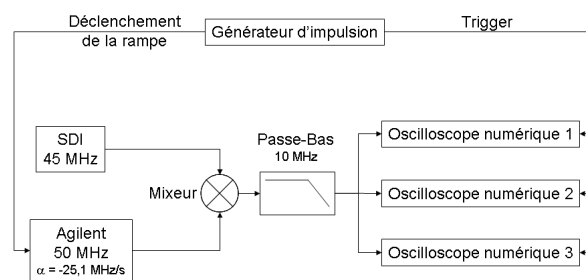


Figure 4.16 – Méthode de mesure du bruit de phase généré par l'Agilent lors de la rampe de fréquence.

1. L'équation 4.30 est aussi valable car nous considérons ici un bruit blanc.
 2. En utilisant l'hypothèse d'un bruit blanc et en calculant l'écart-type d'Allan à l'aide de l'équation 4.30 on trouverait une sensibilité de $0,88 \text{ mGal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. On ne peut désormais plus considérer un bruit blanc de fréquence.

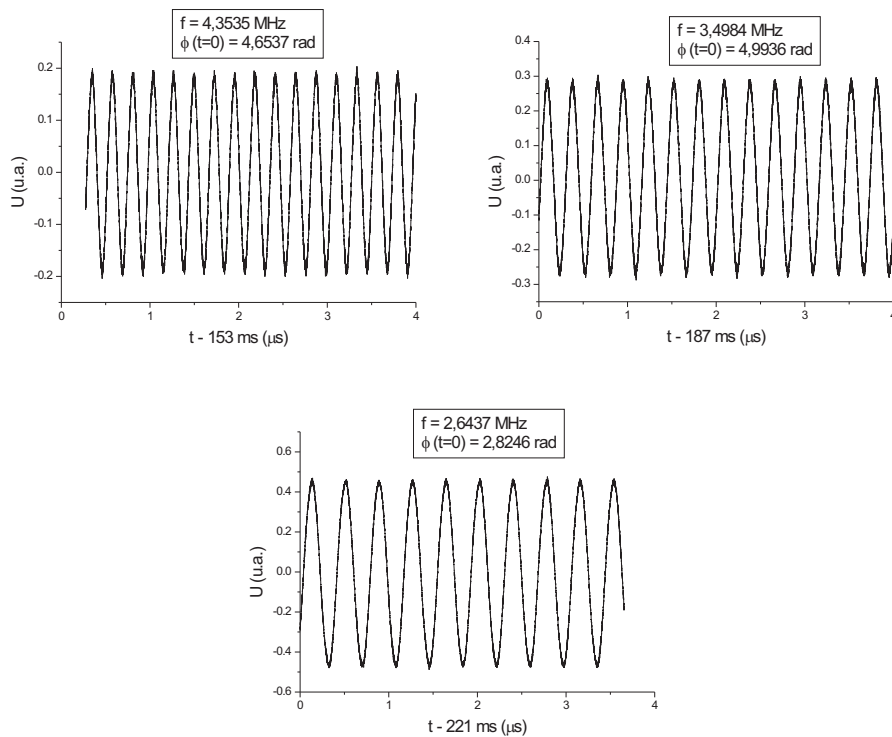


Figure 4.17 – Acquisition de la rampe de fréquence à l’oscilloscope numérique.

Mesure directe du bruit de phase La méthode consiste ici à mesurer directement la rampe de fréquence à l’oscilloscope (cf. Fig. 4.16). Pour cela, le signal est mélangé avec la source fixe SDI à 45 MHz et le battement est ainsi enregistré aux trois instants correspondant aux trois impulsions Raman (cf. Fig. 4.17). On en déduit alors d’une part la fréquence instantanée par transformée de Fourier. Cependant la mesure de cette fréquence n’est pas assez précise pour en déduire α . A l’aide d’un fit comprenant la fréquence instantanée, la phase au début de chaque impulsion est déduite. La phase en sortie d’interféromètre est donnée par $\delta\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$. Des fluctuations de $\delta\phi$, on en déduit le défaut de phase lors d’une rampe de fréquence. Cette opération a été répétée vingt fois, il est désormais possible d’évaluer les variations de phase dans le temps (cf. Fig. 4.18).

La phase de l’onde générée par la rampe de fréquence semble présenter une dérive lente de 0,12 mrad/s soit une dérive sur g de 644 nGal/s. Ce point sera étudié chapitre 4.2.4.3. En retranchant cette dérive linéaire, on mesure alors un bruit monocoup de 172 mrad (i.e. 384 mrad.Hz^{-1/2}) soit un bruit sur la mesure de g de 2,1 mGal.Hz^{-1/2}. Ce bruit semble bien rendre compte de la sensibilité obtenue, mais est bien supérieur aux mesures effectuées à fréquence fixe. Il semble donc nécessaire de pouvoir comparer les performances de notre gravimètre avec et sans la rampe de fréquence.

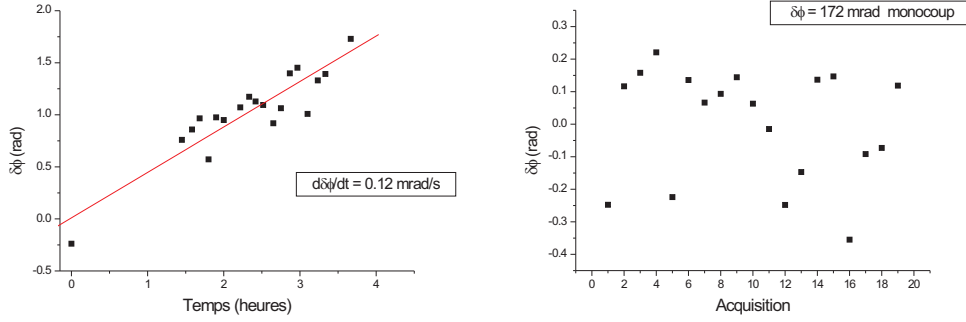


Figure 4.18 – Mesure du bruit de phase $\delta\phi = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$ de l’Agilent 33250A (La figure de droite correspond aux mesures retranchées de la dérive lente).

Mesure du bruit de phase de la source micro-onde Rhode & Schwartz Le bruit de phase dû à la rampe de fréquence est assez important. Etudions l’interféromètre atomique sans cette rampe. Afin de ne pas être sensible à l’effet Doppler il est nécessaire d’utiliser les faisceaux Raman en configuration co-propageante. L’interféromètre ne sera plus sensible aux vibrations du miroir et la chaîne micro-onde est constituée uniquement de la source à 3 GHz Rhode & Schwartz. L’interféromètre sera réalisée par une succession de quatre impulsions $\frac{\pi}{2}$ (séparées de $T_{Ramsey} - T_{Chute} - T_{Ramsey}$), ce qui donne une double interrogation de Ramsey [66]. En co-propageant la phase sera proportionnelle à $2\pi\delta f \frac{T_{Ramsey}}{2}$ (Convolution de deux interféromètres de Ramsey)³. La variance d’Allan de cet interféromètre est présentée figure 4.19.

3. En contra-propageant la phase interférométrique est proportionnelle à : $k_{eff}.g.T_{Ramsey} (T_{Ramsey} + T_{Chute})$. On peut remarquer qu’on retrouve la phase d’un interféromètre de Bordé-Chu en faisant tendre T_{Chute} vers 0.

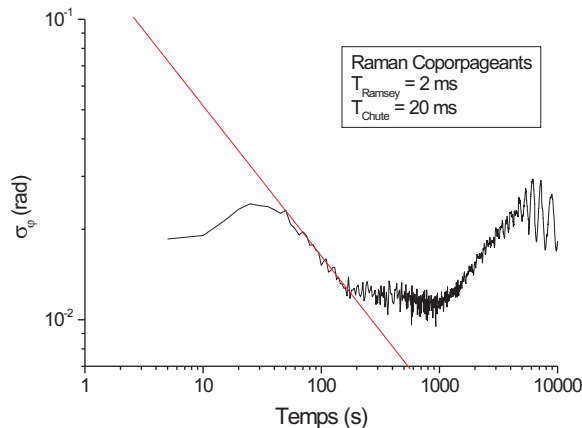


Figure 4.19 – Variance d’Allan pour des faisceaux Raman co-propageants. En co-propageant, la source micro-onde est constituée uniquement du *Rhode & Schwartz*.

Le bruit sur la phase de l’interféromètre est estimé à $165 \text{ mrad} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour les faisceaux co-propageants. Le bruit de détection est estimé dans la partie suivante à $160 \text{ mrad} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Ainsi le bruit sur la phase interférométrique dû à la source *Rhode & Schwartz* est petit devant le bruit de détection. On peut ainsi supposer que ce bruit de phase est négligeable dans la chaîne micro-onde composée de l’Agilent et du *Rhode & Schwartz*.

Les différentes mesures effectuées dans cette partie laissent à penser que la source utilisée pour effectuée la rampe de fréquence présent de très mauvaises performances, que ce soit sur le court ou le long terme. Il faut toutefois préciser qu’il s’agit ici de mesures préliminaires qu’il faudrait confirmer. Les résultats obtenus semblent cohérent avec les observations faites au chapitre 3.3.3. Cependant la plupart de ces performances ont été mesurées indirectement ou à partir d’appareils de mesures (notamment les oscilloscopes) dont les performances sont méconnues.

4.2.3.3 Bruits de détection

Le bruit dû à la détection a plusieurs origines. Il dépend d’une part du bruit de mesure intrinsèque à la mécanique quantique, il dépend des bruits dus au système de détection, qui comprend d’une part le laser de détection et d’autre part le photomultiplicateur combiné à l’amplificateur bas-bruit. La mesure de g est effectuée en évaluant la probabilité pour l’atome d’être dans le niveau $F=3$. Cette probabilité est mesurée en détectant les atomes présent dans $F=3$ et en normalisant par le nombre total d’atomes. Le bruit sur la probabilité de détection sera donc de la forme $\sigma_P \propto \frac{\delta N}{N_{\text{atomes}}}$.

A la fin de l'interféromètre, l'atome est dans une superposition d'états quantiques, en détectant les atomes dans chacun des états par processus d'absorption-émission spontanée, la projection dans l'un des deux états est associée à une fluctuation quantique : le bruit de projection quantique. Celui-ci a un écart-type monocoup sur la probabilité de détection de $\sigma_P = \frac{1}{2\sqrt{N_{\text{atomes}}}}$ dans le cas d'une probabilité moyenne de détection de $\frac{1}{2}$ [71]. Le système de détection présente quant à lui un bruit de photons inversement proportionnel à la racine carré du nombre de photons reçus par le détecteur. Le détecteur reçoit lors de la phase de détection deux impulsions lumineuses de 200 *ms* provenant de la fluorescence des atomes dans chacun des états, et le signal mesuré correspond au quotient de ces deux intensités. Or d'après l'équation 3.3, le détecteur reçoit 25 photons par atome éclairé pendant 200 *ms*. Le bruit de photons est donc négligeable devant le bruit de projection quantique.

Le système de détection a un bruit électronique intrinsèque indépendant du nombre d'atomes. Ainsi le bruit sur la probabilité mesurée est inversement proportionnelle au nombre d'atomes. De plus des fluctuations sur la fréquence ou de l'intensité du faisceau laser de détection impliquent un bruit sur le signal reçu par le détecteur proportionnel au nombre d'atomes. Le bruit sur la probabilité de détection dû à ces fluctuations sera donc indépendant du nombre d'atomes (cf. Fig. 4.20).

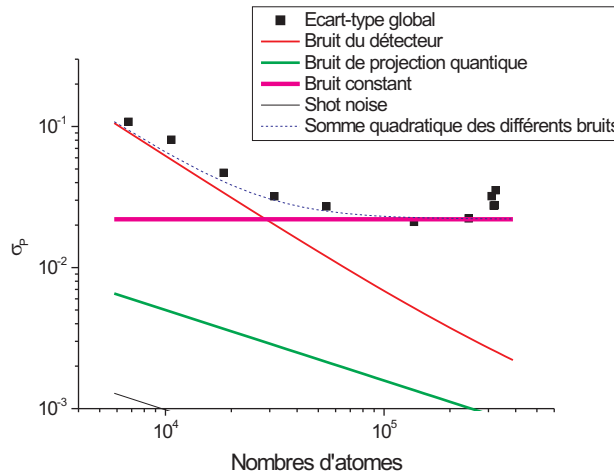


Figure 4.20 – Bruits de détection. Le nombre d'atomes a été calculé à la détection.

En utilisant l'équation 3.3, le bruit constant pourrait provenir d'une fluctuation de l'intensité du laser de détection de 2,5% ou d'une fluctuation de sa fréquence de 3,5%. Une dernière hypothèse vient de la méthode de mesure du bruit de détection. En effet, l'écart σ_P a été mesuré après une impulsion Raman $\frac{\pi}{2}$. Or une fluctuation de l'intensité Raman de 5% implique un transfert de population non plus de 50% mais $50\% \pm 2,5\%$, soit le bruit constant relevé. Cependant une telle fluctuation de l'intensité des faisceaux Raman a lieu sur

des longs temps (cf. Fig. 4.23) devant cette méthode de mesure. Il est possible de s'affranchir de ces bruits constants et de se retrouver au bruit de projection quantique par la méthode de détection effectuée dans l'équipe de Stanford [72]. Elle consiste à ralentir les atomes projetés sur un état quantique puis imager simultanément les deux nuages correspondant aux deux états quantiques sur une photodiode à deux quadrants. Ainsi les fluctuations d'intensité, de fréquence ainsi que le bruit d'amplification se retrouvent rejetés par cette mesure simultanée.

Le bruit de détection entraîne donc un bruit sur la probabilité de $\sigma_P = 0,02$ monocoup. L'erreur sur la phase en régime boucle fermée vaut donc $\delta\phi \approx \frac{\sqrt{2}\sigma_P}{C}$, donc dépend du contraste de l'interféromètre. Celui-ci est estimé à 40 % et a plusieurs origines. En effet, lors des impulsions Raman, le décalage en fréquence est d'environ 1 GHz de F' , mais il peut y avoir de l'émission spontanée, ce qui revient à perdre des atomes lors de l'interféromètre mais toujours présents à la détection, soit une baisse de contraste.

La figure 4.21 montre l'évolution de l'émission spontanée en fonction de la durée de l'impulsion, volontairement hors résonance afin de ne pas avoir d'oscillations de Rabi. Ainsi s'il n'y avait pas d'émission spontanée il n'y aurait pas de transfert d'atomes dans l'état $F=3$. Il apparaît cependant un transfert, indépendant de la différence de fréquences entre les deux raies Raman : il s'agit de l'émission spontanée.

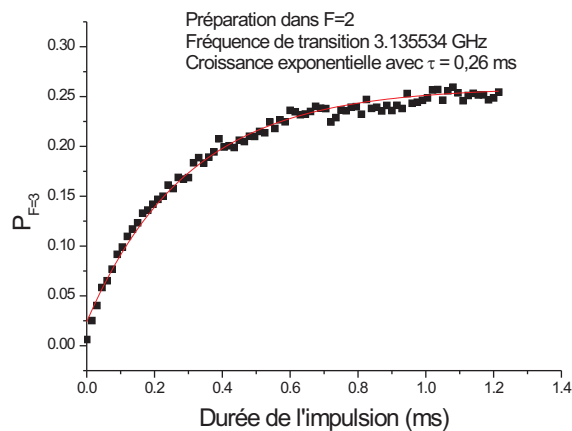


Figure 4.21 – Emission spontanée lors d'une impulsion Raman. Les atomes sont préparés dans $F=2$ et une impulsion Raman est effectuée hors résonance.

Pour une durée d'impulsion $\tau = 2,1 \mu s$ (cas d'une impulsion $\frac{\pi}{2}$) le taux d'émission spontanée est de 0,8 %. Cela implique une baisse de contraste négligeable. Le contraste est plutôt limité par l'amortissement des oscillations de Rabi. En effet suivant l'instant où l'impulsion Raman est effectuée, les oscillations de Rabi sont de plus en plus amorties avec le temps de chute (cf. Chap. 3.2.2). Cela explique les baisses de contraste des franges gravimétriques suivant le temps de chute.

Au final, le bruit dû à la détection répercute une erreur sur g de $0,85 \text{ mGal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

4.2.4 Sensibilité sur le long terme

L'observation de la variance d'Allan sur le long terme, que le gravimètre soit en boucle ouverte ou fermée, montre une dérive périodique de l'ordre de la dizaine d'heures. Il est donc utile d'estimer les différentes causes de cette remontée.

4.2.4.1 Marée

Les effets de la marée sur la mesure de g [61] ont été étudiés au chapitre 3.3.3. La remontée due aux marées est évaluée au maximum à $4,5 \cdot 10^{-12} g/s$ pour une amplitude d'environ $100 \mu\text{Gal}$ (cf. Fig. 3.35). Nous n'avons pu détecter distinctement cet effet. En observant attentivement la variance d'Allan en boucle ouverte, on se rend compte que pour un temps d'intégration de 31843 s (environ 9 h), la sensibilité du gravimètre est la meilleure. Malheureusement même sur ce temps de moyennage, les courbes expérimentales (mesures) et théoriques (marées) ne sont pas visiblement corrélées (cf. Fig. 4.22).

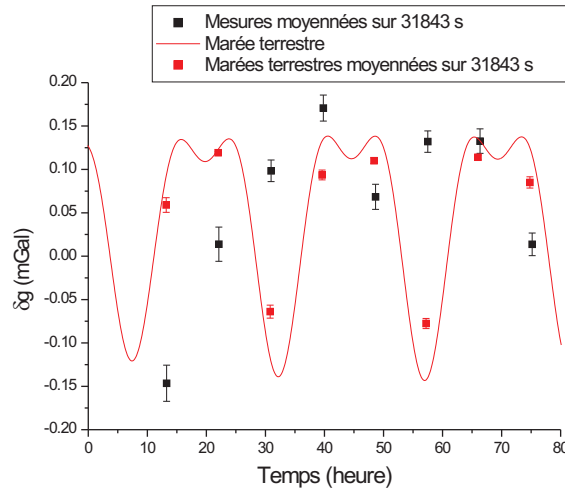


Figure 4.22 – Fluctuation de g due aux marées comparée aux mesures.

Cette étude n'a pu être effectuée avec le gravimètre en régime boucle fermée car les mesures de g n'ont été effectuées que sur 12 heures . En l'absence de ces données, d'autres effets sur la mesure de g doivent être déterminés, notamment les fluctuations de la puissance des faisceaux Raman.

4.2.4.2 Fluctuations lentes de l'intensité des lasers Raman

Nous avons pu voir dans le chapitre 3.3.3 qu'une fluctuation de $\pm 5\%$ en 2000 s sur l'intensité des faisceaux Raman entraîne une dérive sur la mesure de $5 \cdot 10^{-11} g/s$ due aux fluctuations de contraste. La figure 4.23 montre les fluctuations lentes de la puissance des faisceaux Raman de Girafe, ce qui donne une idée des fluctuations de puissance des faisceaux Raman de l'expérience Girafon.

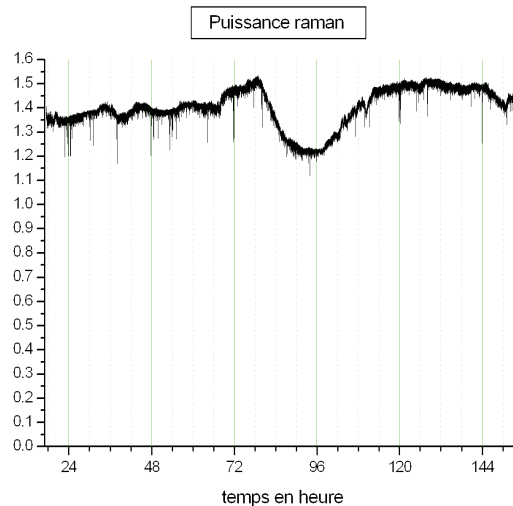


Figure 4.23 – Fluctuation de la puissance des faisceaux Raman sur plusieurs jours.

Les fluctuations sont de l'ordre de $\pm 10\%$ ce qui correspond bien aux hypothèses effectuées précédemment. Ces fluctuations peuvent être corrigées avec le gravimètre en fonctionnement boucle fermée.

4.2.4.3 Fluctuations lentes de la phase des lasers Raman

Dans le paragraphe 4.2.3.2, il a été observé une fluctuation lente de la phase des faisceaux Raman générée par l'Agilent, fluctuation de $0,12 \text{ mrad/s}$. Cela implique un biais sur g de $6,4 \cdot 10^{-10} g/s$ or la dérive long terme du gravimètre est au mieux de $1,4 \cdot 10^{-11} g/s$ en fonctionnement boucle fermée. La mesure de la fluctuation de phase de l'Agilent est supérieure au bruit mesuré, cela peut provenir d'une dérive de l'horloge interne de l'oscilloscope qui n'était pas asservi sur le quartz 10 MHz . Cette fluctuation lente de la phase de l'Agilent pourrait bien être à l'origine de ce biais. De plus, en extrapolant ce déphasage linéaire, $\Delta\phi = \pi$ en 26000 s , ce qui est proche des fréquences des fluctuations lentes observées sur la variance d'Allan du gravimètre en boucle ouverte (cf. Fig. 3.35). La mesure de la phase de l'Agilent n'a pas permis de déterminer s'il s'agit d'une fluctuation périodique ou d'une dérive linéaire. Dans le premier cas, cela expliquerait les fluctuations lentes du gravimètre observées en

boucle ouverte. Dans le deuxième cas, cela pourrait expliquer le biais sur l'exactitude de la mesure de g qui n'a pu être caractérisée précisément.

D'autres fluctuations lentes peuvent intervenir, telle une fluctuation du champ magnétique dans le tube de chute, mais les études n'ont pas encore été effectuées sur ce point, qui peut être rapidement éliminée en inversant le k_{eff} des faisceaux Raman lors des mesures.

4.2.5 Bilan global de sensibilité

4.2.5.1 Court terme

Origine du bruit	Bruit sur la phase monocoup ($mrad$)	Sensibilité ($mGal.Hz^{-1/2}$)
Vibrations du miroir de rétroreflexion	16,7	0,20
Bruit de phase Agilent	172	2,1
Bruit du détecteur	16	0,20
Bruit de projection quantique	4,3	0,053
Autre bruit de détection	65	0,79
Bruit total	185	2,26

Tableau 4.3 – Sensibilité court terme.

La sensibilité estimée est de $2,26 mGal.Hz^{-1/2}$, ce qui est proche de la sensibilité mesurée en boucle fermée ($1,84 mGal.Hz^{-1/2}$). Cette surestimation peut provenir d'une surestimation du bruit de phase dû à la rampe de fréquence générée par l'Agilent. Le bruit sur la phase interférométrique pourrait être grandement amélioré en utilisant une autre source plus stable pour la rampe de fréquence et en améliorant la détection jusqu'au bruit de projection quantique. Le bruit sur la phase serait alors de $24 mrad$ monocoup. Une ultime amélioration serait finalement d'augmenter le temps d'interaction qui est dans cette expérience assez faible ($2 \times 34 ms$), ainsi que la cadence (jusqu'au Hertz). Les bruits sur la phase interférométrique sont proches de ceux d'autres gravimètres qui sont plutôt de l'ordre de $10 mrad monocoup$ [11, 51], la taille et la position du tube de chute empêchent théoriquement d'atteindre ces ultimes performances. Le but ici est cependant d'utiliser le gravimètre en vue d'applications embarquables.

La figure 4.24 montre une forte variation de la pesanteur sur 1 minute. Cela peut provenir d'un séisme. En effet d'après l'ISC (International Seismological Centre : www.isc.ac.uk), le 30 novembre 2008 à 3 h 40 min a eu lieu un séisme de magnitude 4,2 dans le Pacifique ($18.057^{\circ}N$ $147.122^{\circ}E$).

Il a été mesuré avec une magnitude de 4,4 en Norvège ($69.5349^{\circ}N$ $25.5058^{\circ}E$) à 3 h 53 puis 20 s plus tard en Finlande ($61.4436^{\circ}N$ $26.0771^{\circ}E$). Malheureusement la faible cadence de mesure et le fort bruit coup à coup des mesures ne permettent pas de conclure clairement sur la détection de séismes même si de fortes présomptions subsistent.

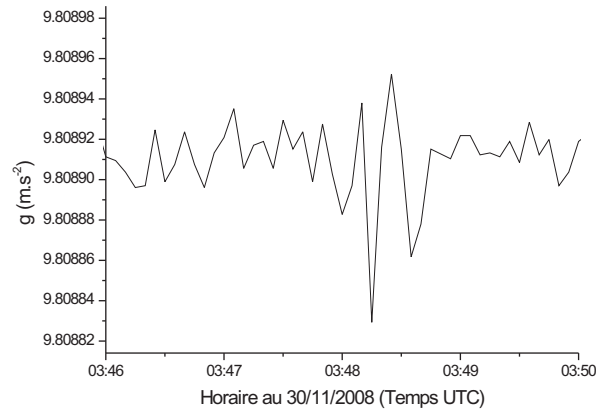


Figure 4.24 – Fortes variations de g lors de la mesure en boucle ouverte.

4.2.5.2 Long terme

Origine des fluctuations	Fluctuations temporelles sur g ($nGal/s$)	Période des fluctuations
Marée	4, 5	24 h
Rampe de fréquence	640	10 h
Fluctuation de l'intensité des Raman		
Boucle Ouverte	50	2000 s
Boucle Fermée	0	
Dérive totale	645	

Tableau 4.4 – Fluctuations long terme.

Les fluctuations long terme sont donc estimées à $645 nGal/s$ ce qui est un ordre supérieur à la dérive mesurée ($14 nGal/s$). Le bruit sur la phase dû à la chaîne RF a été surestimé mais semble être à l'origine de cette dérive. Une vérification possible serait d'inverser k_{eff} afin de vérifier si cette dérive est toujours présente, ou de remplacer l'Agilent. Au final le gravimètre présente une fluctuation long terme de l'ordre de $\pm 0,5 mGal$ d'après les mesures effectuées par le gravimètre sur un week-end (cf. Chapitre 3.3.3).

Le caractère embarquable de l'expérience va désormais être évalué à l'aide d'autres projets. D'après les différentes remarques concernant l'exactitude et la sensibilité de Girafon, on prendra soin de limiter les effets parasites indépendant de k_{eff} (notamment le champ magnétique), ainsi que les dérives long-terme (en élaborant une source micro-onde très bas bruit et sans dérive).

4.3 Applications embarquables inspirées de Girafon

Girafon a pour vocation de tester différentes architectures et technologies en vue d'obtenir un gravimètre embarquable. L'expérience en elle-même est difficilement transportable et encore moins embarquable. Cependant ce gravimètre a permis à deux projets d'utiliser les technologies présentées afin d'effectuer des mesures gravimétriques en environnement extérieur. Il s'agit des projets ICE et GIRAFE. Pour ces deux projets la conception de l'enceinte a été revue afin de pouvoir transporter facilement l'expérience. La principale différence réside dans le fait que tous deux utilisent le Rubidium 87, ce qui implique quelques changements dans la conception de la chaîne hyperfréquence. Dans le cas du Rubidium 87, la transition optique utilisée est la même autour de 780 nm mais les niveaux hyperfins du fondamental ($F=1$ et $F=2$) sont séparés de 6835 MHz [52].

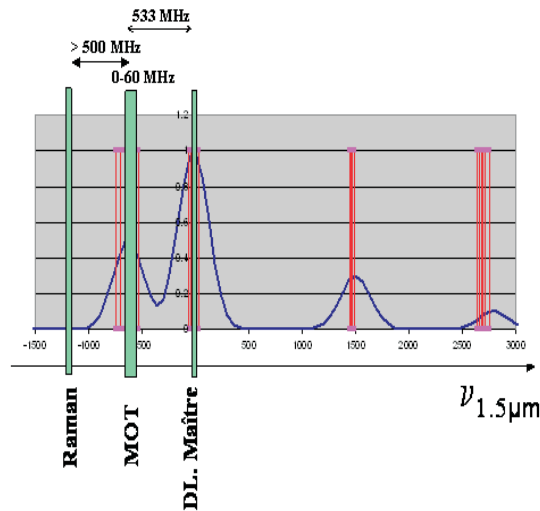


Figure 4.25 – Contrôle de la fréquence laser pour le ^{87}Rb .

L'architecture du système laser est conçue de la même façon que Girafon, i.e. tous les faisceaux sont issus de la même source. Lors de ces expériences, la fréquence de la source laser sera amenée à être changée tout en restant asservie sur le laser maître (cf. Fig. 4.25). Celui-ci est asservi sur la raie de croisement $F = 3 \leftrightarrow F' = 3$ et $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ du Rubidium 85. La source laser interagissant avec les atomes est asservie par battement à

533 MHz sous la fréquence du laser maître pour réaliser le MOT de Rubidium 87. Lors de la phase interférométrique, la source est décalée et asservie en fréquence d'environ 1 GHz dans le rouge afin d'effectuer les transitions Raman. En sortie d'interféromètre, les atomes sont détectés en rebasculant l'asservissement à -533 MHz du laser maître. Une source agile en fréquence (VCO) remplace la source fixe à 500 MHz du montage de Girafon, et permet ainsi d'effectuer tous ces décalages en fréquence :

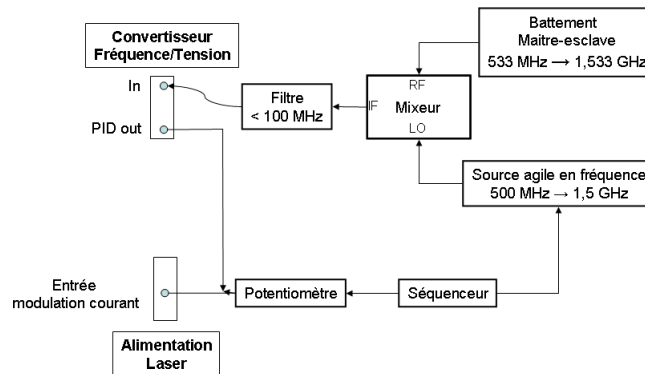


Figure 4.26 – Système hyperfréquence permettant le saut en fréquence MOT/Raman/Détection.

Lors de la phase de MOT, le battement maître-esclave à 533 MHz est mixé avec la source agile en fréquence, contrôlée en externe pour émettre à 500 MHz. La radiofréquence (33 MHz) issue du mixeur est alors envoyée au module d'asservissement par battement (cf. Chap. 3.1.1). Lors de la phase Raman, la source agile en fréquence est rapidement contrôlée pour émettre à 1 GHz. Comme pour l'expérience Girafon, une commande analogique est envoyée par le séquenceur à l'entrée de modulation de courant de la diode pour reproduire un saut de 500 MHz.

4.3.1 ICE : Interférométrie à Source Cohérente pour Applications dans l'Espace



Figure 4.27 – Expérience Ice dans l'Airbus 0 - g du CNES.

Initié par le groupe Optique Atomique de l'Institut d'Optique, l'objectif de ICE est de réaliser un accéléromètre à source atomique cohérente pour l'espace. L'intérêt d'utiliser de tels senseurs dans l'espace est d'avoir un long temps d'interrogation, limite ultime sur l'exactitude des mesures sur Terre. Il utilisera à terme un dispositif de condensats de Bose-Einstein à deux espèces d'atomes (Rb et K). L'objectif majeur lors de ma thèse a été de réaliser des campagnes en micro-pesanteur (μg) lors de vols paraboliques afin de tester la robustesse des différents composants et d'effectuer des expériences d'interférométrie atomique afin d'obtenir au final une comparaison des accélérations perçues par les 2 espèces atomiques. Il sera ainsi possible de tester le principe d'équivalence [5] au niveau atomique en mesurant des accélérations de l'ordre de $10^{-11} m.s^{-2}/Hz^{-1/2}$ [73].

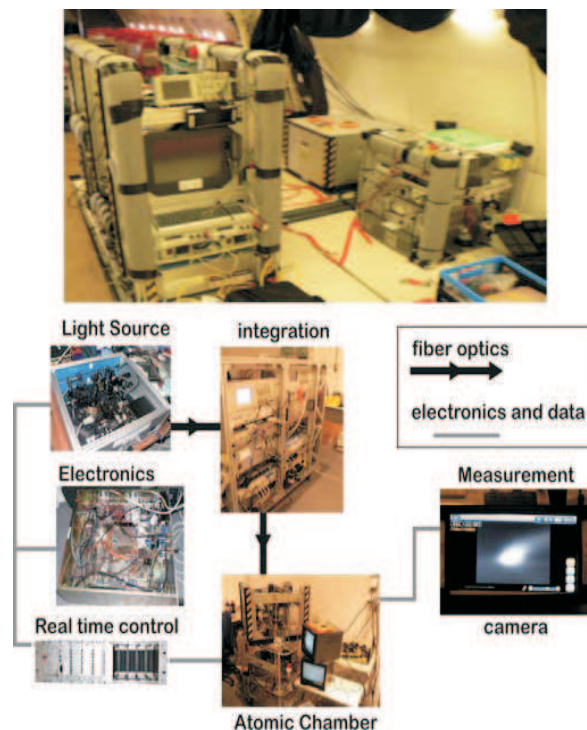


Figure 4.28 – Description de Ice (Figure extraite de [74]).

Ce projet a été mis en place avec la thèse de Gaël Varoquaux [73]. L'expérience Ice a été testée à bord de l'Airbus *A – 300 0G* de Novespace pour le CNES à Bordeaux lors de trois campagnes de vol, réalisant chacune une série de trente paraboles par jour pendant trois jours :

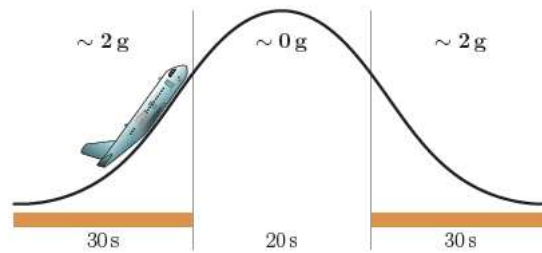


Figure 4.29 – Parabole effectuée par l’avion (Figure extraite de [73]).

4.3.1.1 Première campagne de vol (Mars 2007)

Lors de cette première campagne, le banc laser de Girafon monté par Fabien Lienhart [24] a été assemblé au montage de Ice. Le refroidissement atomique en micro-gravité a pu être observé (cf. Fig. 4.30), mais les faisceaux Raman n’ont pu être testés.

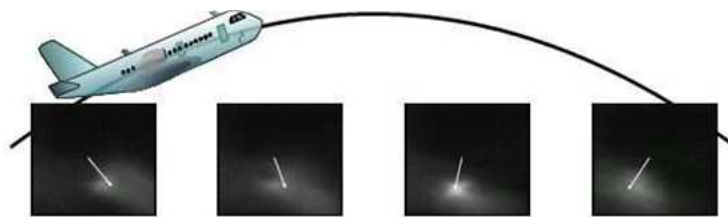


Figure 4.30 – MOT obtenue lors d’une parabole (Figure extraite de [75]).

4.3.1.2 Deuxième campagne de vol (Mars 2008)

Pour cette nouvelle campagne, un nouveau banc laser a été réalisé, basé sur le concept énoncé précédemment afin de n’avoir qu’un seul banc laser capable de réaliser le refroidissement atomique et les faisceaux Raman. Cependant le banc espace libre n’a pu supporter les contraintes d’accélération et des désalignements en entrée ou sortie des fibres optiques ont empêché la réalisation d’interféromètres atomiques. Cette campagne a montré le point critique du système laser, à savoir la partie espace libre. Il est donc nécessaire de rigidifier cette partie là, ou à terme trouver d’autres architectures permettant de n’avoir qu’un banc laser fibré.

4.3.1.3 Troisième campagne de vol (Octobre 2008)

Lors de cette campagne, les dernières expériences ont été réalisées avec le système laser présenté précédemment avec un banc laser espace-libre rigidifié et il a été possible d’effectuer une horloge atomique en micro et hyper pesanteur et ainsi observer des franges de Ramsey [74].

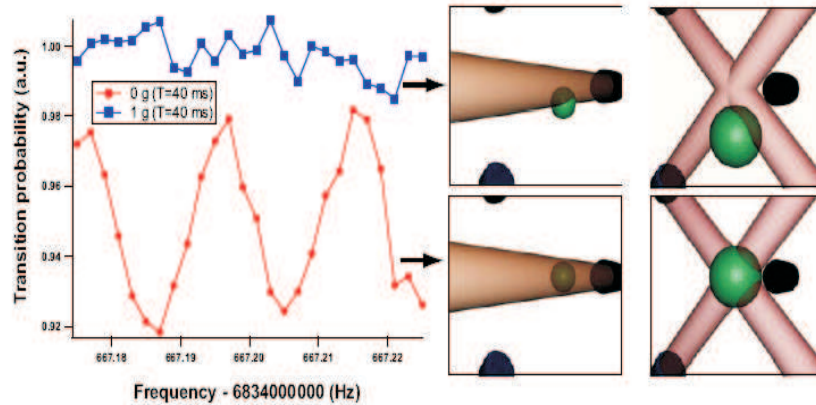


Figure 4.31 – Franges de Ramsey obtenues en micro-pesanteur (Figure extraite de [74]).

4.3.1.4 Prochaine campagne de vol (Octobre 2009)

Les prochaines campagnes de vol auront pour objectif d'effectuer une mesure d'accélération des atomes de Rubidium. Cependant ceux-ci n'étant plus soumis à la force de pesanteur, les deux couples de raies Raman contra-propageantes contribuent à l'interféromètre, ce qui donnent en sortie d'interféromètre un déphasage nul. La non-symétrie des raies parasites pourrait alors permettre une mesure de l'accélération comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2. Cependant cette variation sera très petite (cf Fig. 4.9) et difficilement exploitable devant certaines sources de bruits. Une autre idée a été émise par Arnaud Landragin [76] qui consiste à éliminer les bras indésirables de l'interféromètre à l'aide d'un faisceau pousseur. Une dernière idée est d'utiliser un miroir qui sera uniformément accéléré. Toutes ces expériences pourront être testées lors de futures campagnes et le but final sera de tester le principe d'équivalence à l'aide d'une autre espèce atomique comme le ^{85}Rb ou le Potassium.

Lors de toutes ces expériences le système laser a subi à chaque campagne de vol trois séries de trente paraboles, subissant à chaque parabole une phase de 30 s à 2.g, 20 s en micro-gravité puis encore 30 s à 2.g. Le système laser est resté asservi lors de toutes ces phases d'accélération et décélération. Même en veille, le système laser a dû résister aux phases de décollage et d'atterrissage. De plus, l'expérience a subi des variations de température au sein de l'avion durant deux semaines allant de 10° C à 25° C. Le système laser a démontré ses capacités de résistance aussi bien en régime de fonctionnement lors d'environnement hors laboratoire, et résister à de fortes variations de températures et de vibrations inhérentes aux conditions extrêmes aéronautiques. Cependant sur l'ensemble de Girafon, seule la partie laser a pu montrer sa fiabilité en environnement embarquable grâce au projet ICE. Le deuxième projet a pour but de montrer la possibilité d'utiliser un gravimètre atomique en environnement embarquable.

4.3.2 GIRAFE : Prototype embarquable basé sur le concept de Girafon

Ce projet réalisé à l'ONERA a été initié en 2007 afin de réaliser un prototype inspiré de Girafon. Ce projet a pour but de rendre un gravimètre atomique utilisable pour des applications de terrain (navigation, établissement de cartes de gravité, géophysique, détection sub-surface). Le dispositif doit pouvoir être compact et robuste. Il devra aussi fonctionner en présence de perturbations extérieures telles que des vibrations, des changements d'assiettes, des rotations, des variations de température ou encore un champ magnétique. La précision visée, tout comme pour Girafon, est moindre que pour les instruments de laboratoire mais doit en être assez proche.

Le projet Girafe est bien plus compact que Girafon et utilise le banc laser décrit précédemment afin d'utiliser le Rubidium 87 pour l'interféromètre atomique.

Il a été possible de détecter les vibrations du miroir non atténuées dues à un séisme lors des mesures, notamment celui du 28 mai 2009 au Honduras (Magnitude 7,3) :

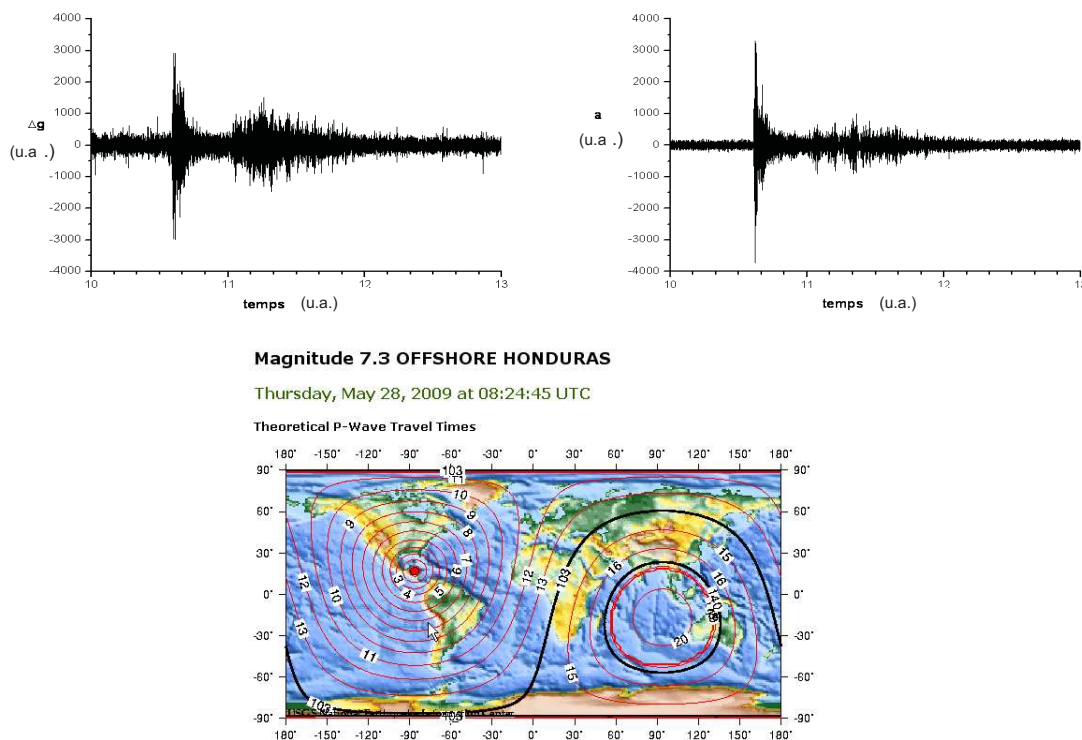


Figure 4.32 – A gauche : Détection de l’onde sismique à Palaiseau avec le gravimètre Girafe ; A droite : Détection de l’onde à Chambon la Forêt avec un sismomètre ; En bas : Propagation de l’onde sismique du 28 mai 2009 (Figure fournie par l’US Geological Survey <http://earthquake.usgs.gov/>).

Toutes les mesures ont été effectuées en statique. Il a pu fonctionner sans interruption

pendant plusieurs jours à une cadence élevée, ce qui montre sa robustesse sur le long terme. Il sera testé en dynamique, notamment au centre ONERA de Chatillon dans un ascenseur pouvant s'élever à 30 *m* et permettre ainsi une mesure de la pesanteur pendant l'ascension du gravimètre. Avec une précision sur la position de 1 *cm*, il sera possible d'en déduire le gradient de pesanteur avec une précision de 1 $E\ddot{o} = 1 \text{ nGal/cm}$.

Cette expérience valide ainsi les briques composant Girafon notamment en statique et bientôt en dynamique. Ce prototype semble donner un avenir très prometteur sur la réalisation d'interféromètres atomiques en environnement embarquable.

Conclusion

L'objectif de ce chapitre a été d'évaluer les performances théoriques de Girafon et de les comparer avec les mesures effectuées dans le chapitre précédent. Ainsi le biais sur la mesure est estimée à $-7,638 \text{ mGal} \pm 0,952 \text{ mGal}$, mais pourrait être considérablement réduit en supprimant les effets systématiques indépendants de k_{eff} , notamment le champ magnétique. Sa sensibilité vaut $2,26 \text{ mGal.Hz}^{-1/2}$ et ce à cause de la génération de la rampe de fréquence. Cette rampe génère aussi une fluctuation long terme empêchant de distinguer clairement l'effet des marées sur la mesure de pesanteur. Le prototype Girafe, basé sur l'expérience Girafon montre qu'il est possible d'atteindre de très bonnes performances, et de n'être limité que par les vibrations du miroir pour la sensibilité court-terme. Ce prototype doit maintenant être capable de fonctionner dans un environnement dynamique. Le projet ICE a quant à lui montré les performances de résistance du système laser dans un environnement très dur lié aux conditions expérimentales d'un avion effectuant des trajectoires paraboliques. Un point tout particulier doit être apporté au banc espace libre, qui reste l'élément le plus critique dans un environnement hors laboratoire.

Conclusion

Cette étude a permis de mettre en évidence trois points principaux. Tout d'abord il a été possible de mesurer la pesanteur à l'aide d'un gravimètre à atomes froids basé sur la technologie laser fibrée Telecom. Ainsi il a été possible d'évaluer la sensibilité du gravimètre à $1,84 \text{ mGal} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ainsi que l'incertitude sur la valeur de g à $\pm 0,952 \text{ mGal}$ et sa dérive long terme : $\pm 0,5 \text{ mGal}$. Un bilan préliminaire d'exactitude et de sensibilité a pu valider ces éléments. Il a notamment été possible de comprendre, modéliser précisément et confirmer l'effet de raies Raman parasites sur la phase interférométrique. Il semble donc envisageable d'utiliser un tel gravimètre à atomes froids pour des applications embarquables.

De plus un banc laser robuste et compact pour interférométrie atomique a pu être réalisé basé sur une technique originale. Il se compose principalement de composants fibrés à $1,5 \mu\text{m}$, ce qui lui confère sa robustesse et compacité. Un seul laser est désormais capable de refroidir et piéger les atomes, de les manipuler pour réaliser un interféromètre atomique et enfin de les détecter. Sa modularité permet de l'utiliser facilement pour de nouvelles expériences de refroidissement atomique et peut être appliqué pour d'autres types d'interféromètres afin de réaliser des horloges CPT [77], des gyromètres ...

Enfin ce système laser a pu être validé en environnement hors laboratoire lors de deux projets. ICE a permis de valider le système laser à bord d'un avion. Les changements de température ainsi que les fortes vibrations au sein de l'appareil n'ont pas affecté le système laser qui a permis de manipuler les atomes lors des phases de micro-pesanteur. Ce système laser compact et robuste semble très prometteur pour l'utilisation de ce type de gravimètre lors de futures missions spatiales. Un second prototype a permis de valider l'ensemble du concept et a obtenu de très bonnes performances en améliorant la sensibilité et l'exactitude de plusieurs ordres de grandeurs.

Girafon pourrait être amélioré en affinant d'une part le bilan d'exactitude et de sensibilité. Son exactitude peut être améliorée en alternant notamment le signe de k_{eff} afin d'éliminer les effets parasites indépendants du vecteur d'onde. Ses performances peuvent être améliorées en augmentant le facteur d'échelle $k_{eff} \cdot T^2$, par exemple en augmentant l'impulsion de recul ($N \cdot k_{eff}$). Girafon reste néanmoins un prototype permettant de valider différents concepts de senseurs inertiels embarquables. La faisabilité d'un gravimètre embarquable a ainsi été

CONCLUSION

démontrée. L'étape suivante est de rendre plus compact l'instrument. Pour cela, une nouvelle thèse en collaboration avec l'ENS et le LKB a été initiée dont le but est de mettre en oeuvre une nouvelle technique de mesure accélérométrique qui permet de réduire notablement la taille de l'instrument et potentiellement d'en augmenter la sensibilité et l'exactitude. Cette nouvelle approche consistera à mettre en lévitation des atomes froids dans un réseau optique vertical. Les atomes alors soumis au champ de pesanteur entrent alors dans un régime d'oscillations de Bloch, durant lequel la séquence interférométrique (Raman) est réalisée [66].

Annexes

Annexe A

Quelques formules pratiques

A.1 Constantes et tables de conversions

Grandeur	Unité 1	Conversion	Unité 2
Champ magnétique	Gauss	$1 G = 10^{-4} T$ $1 G = 1 Oe$	Tesla Oersted
Pesanteur	Gal	$1 \mu Gal = 10^{-8} m.s^{-2}$ $1 \mu Gal \approx 10^{-9} .g$	SI
Gradient de gravité	Eötvös	$1 E\ddot{o} = 1 nGal.cm^{-1}$ $1 E\ddot{o} = 0,1 \mu Gal.m^{-1}$ $1 E\ddot{o} = 10^{-9} s^{-2}$	Gal SI
Pression	Torr	$1 Torr = 1 mm Hg$ $1 Torr = 1/760 bar$ $1 Torr = 1000/760 hPa$ $1 Torr = 10^5/760 Pa$	mm de Mercure Bar SI
Vitesse	Noeud	$1 Nd = 1,852 km.h^{-1}$ $1 Nd = 0,514 m.s^{-1}$ $1 Nd = 1 Kn$	SI Kn

Tableau A.1 – Tableau de conversions d’unités.

Masse	$5,9736.10^{24} \text{ kg}$
Rayon équatorial	$6\,378,14 \text{ km}$
Rayon polaire	$6\,356,78 \text{ km}$
Aplatissement	$3,3529.10^{-3}$

Tableau A.2 – Données sur la Terre.

Vitesse de la lumière	c	$2,997\,924\,58 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ (Exact)
Perméabilité magnétique du vide	μ_0	$4\pi \times 10^{-7} \text{ N.A}^{-2}$ (Exact)
Permittivité du vide	ϵ_0	$(\mu_0.c^2)^{-1}$ (Exact) $= 8,854\,187\,817 \dots \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$
Constante de Planck	h \hbar	$6,626\,068\,96(33) \times 10^{-34} \text{ J.s}$ $\frac{h}{2\pi}$
Charge élémentaire	e	$1,602\,176\,487(40) \times 10^{-19} \text{ C}$
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,274\,009\,15(23) \times 10^{-24} \text{ J.T}^{-1}$ $h.1,399\,624\,604(35) \text{ MHz.G}^{-1}$
Unité de masse atomique	u	$1,660\,538\,782(83) \times 10^{-27} \text{ kg}$
Electron Mass	m_e	$5,485\,799\,0943(23) \times 10^{-4} \text{ u}$ $9,109\,382\,15(45) \times 10^{-31} \text{ kg}$
Rayon de Bohr	a_0	$0,529\,177\,208\,59(36) \times 10^{-10} \text{ m}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1,380\,6504(24) \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

Tableau A.3 – Constantes physiques fondamentales (Valeurs recommandées par le CODATA 2006 [78]).

A.2 Fonction de Bessel de première espèce

Les fonctions de Bessel de première espèce $J_n(z)$ sont solutions de l'équation différentielle suivante, dite équation de Bessel [50] :

$$x^2 \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} + x \cdot \frac{dy}{dx} + (x^2 - n^2) \cdot y = 0 \quad (\text{A.1})$$

Pour des nombres n entiers, la solution peut s'écrire :

$$J_n(x) = \sum_{l=0}^{+\infty} \frac{(-1)^l}{2^{2l+n} \cdot l! \cdot (m+l)!} x^{2l+m} \quad (\text{A.2})$$

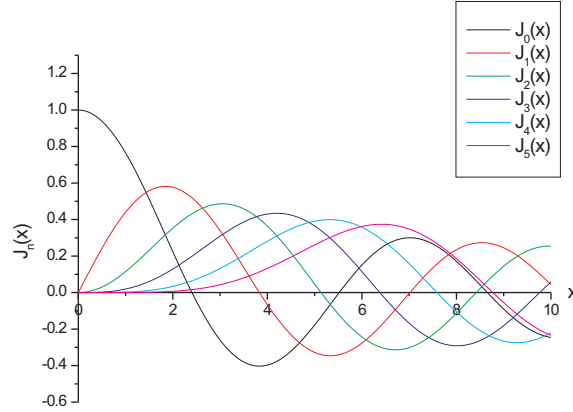


Figure A.1 – Fonctions de Bessel d'ordre 1.

La figure A.1 présente les premiers ordres de la fonction de Bessel. Ces fonctions sont particulièrement utilisées pour décrire des phénomènes de modulation de phase à l'aide de l'expansion de Jacobi-Anger :

$$e^{i.z.\cos\theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \cdot J_n(z) \cdot e^{i.n.\theta} \quad (\text{A.3})$$

Deux propriétés de symétrie sont fréquemment utilisées dans les calculs :

$$\begin{cases} J_n(-z) = (-1)^n \cdot J_n(z) \\ J_{-n}(z) = (-1)^n \cdot J_n(z) \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

A.3 Calcul des populations en régime stationnaire

Lors de processus d'absorption émission spontanée entre un atome de ^{85}Rb et un faisceau laser, il est possible d'estimer les proportions des atomes dans chacun des états fondamentaux en régime stationnaire (i.e. pour de longs temps d'interaction). On en déduit l'équation différentielle suivante, régissant le transfert de population dans chacun des états, de façon analogue au calcul de population dans la modélisation d'un laser (Inversion de population) :

$$\begin{aligned} \frac{dP_3}{dt} &= \frac{\Gamma}{2} (P_{2F'3} \cdot P_2 + P_{3F'3} \cdot P_3 - P_{3F'2} \cdot P_3) \\ \frac{dP_2}{dt} &= \frac{\Gamma}{2} (P_{3F'2} \cdot P_3 + P_{2F'2} \cdot P_2 - P_{2F'3} \cdot P_2) \\ P_2 + P_3 &\approx 1 \\ \frac{dP_3}{dt} &= -\frac{dP_2}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

P_k est la population normalisée dans l'état fondamental k , $P_{kF'k'}$ est la probabilité d'un atome dans l'état k de passer par absorption-émission spontanée dans l'état k' (Le transfert par émission stimulée est négligé ici). Il est donc nécessaire d'évaluer cette probabilité.

En présence d'un laser L_m dont la fréquence est décalée de Δ_m ($\Delta_m \ll \Gamma$) par rapport à un niveau excité i , la population P_i de ce niveau vaut [10] :

$$P_i = \frac{\Omega_m^2}{4\Delta_m^2} \quad (\text{A.6})$$

Avec $\Omega_m^2 = \frac{\Gamma^2}{2} \cdot \frac{I_m}{I_{sat}}$ [43]. L'émission spontanée est calculée en considérant les différents termes d'émission spontanée d'atomes initialement dans le niveau $|F = 2 \text{ ou } 3\rangle$ et émettant un photon spontané en retombant dans le niveau $|F = k\rangle$, en sommant sur tous les niveaux Zeeman d'arrivée. Il faut aussi prendre en compte le fait qu'il y a deux faisceaux lasers L_1 et L_2 rétro réfléchis, L_1 étant proche de résonance de $F=2, F'$ et L_2 étant proche de résonance de $F=3, F'$ (cf. Fig. 2.7) :

$$P_{2F'k} = \sum_{i=1}^3 \sum_{m_F=-2}^2 \sum_{m'_F=m_F}^{m_F+2} \cdot FR_{2,i}^2 \cdot CG_{2,m_F,i,m_F+1}^2 \cdot FR_{i,k}^2 \cdot CG_{i,m_F+1,k,m'_F}^2 \cdot \left(\frac{2\Omega_1^2}{4(\Delta + \Delta_k)} + \frac{2\Omega_2^2}{4(\Delta + \Delta_k + G)} \right)$$

$$P_{3F'k} = \sum_{i=2}^4 \sum_{m_F=-3}^3 \sum_{m'_F=m_F}^{m_F+2} \cdot FR_{3,i}^2 \cdot CG_{3,m_F,i,m_F+1}^2 \cdot FR_{i,k}^2 \cdot CG_{i,m_F+1,k,m'_F}^2 \cdot \left(\frac{2\Omega_1^2}{4(\Delta + \Delta_k - G)} + \frac{2\Omega_2^2}{4(\Delta + \Delta_k)} \right) \quad (\text{A.7})$$

Avec CG les coefficients de Clebsh-Gordan et FR les forces de raies utilisés au chapitre 2.2. On pose $P_{2F'k} = (\alpha_{2k} \cdot I_1 + \beta_{2k} \cdot I_2) \cdot P_2$ et $P_{3F'k} = (\alpha_{3k} \cdot I_1 + \beta_{3k} \cdot I_2) \cdot P_3$, on a alors l'équation suivante régissant la population P_3 :

$$\frac{dP_3}{dt} + \frac{\Gamma}{2} [(-\alpha_{33} + \alpha_{32} + \alpha_{23}) \cdot I_1 + (-\beta_{33} + \beta_{32} + \beta_{23}) \cdot I_2] \cdot P_3 = \frac{\Gamma}{2} (\alpha_{23} \cdot I_1 + \beta_{23} \cdot I_2) \quad (\text{A.8})$$

Le temps de décroissance de l'émission spontanée vaut donc :

$$\tau_{ES} = \left\{ \frac{\Gamma}{2} [(-\alpha_{33} + \alpha_{32} + \alpha_{23}) \cdot I_1 + (-\beta_{33} + \beta_{32} + \beta_{23}) \cdot I_2] \right\}^{-1}$$

En régime stationnaire, la population dans le niveau $F=3$ vaut :

$$P_{3ES} = \frac{\alpha_{23} \cdot I_1 + \beta_{23} \cdot I_2}{(-\alpha_{33} + \alpha_{32} + \alpha_{23}) \cdot I_1 + (-\beta_{33} + \beta_{32} + \beta_{23}) \cdot I_2}$$

Annexe B

Variance d'Allan

La variance d'Allan [60] est un estimateur sans biais de la variance vraie dans le cas d'un bruit blanc de fréquence, recommandé par l'IEEE depuis 1986 pour la caractérisation des performances d'un oscillateur. La mesure de g par interférométrie atomique mesurant la phase d'un interférogramme, cette variance peut se révéler utile pour mesurer les performances d'un tel instrument. Les informations données ici peuvent être approfondies avec le cours de M1 de Pierre Urich sur la caractérisation de la stabilité en temps/fréquence [79], cours s'inspirant des références [80–83].

Considérons un ensemble de mesures y_i , regroupées par paquets de m points correspondant à un temps de moyennage τ . Les valeurs moyennes successives de ces paquets sont notées $\bar{y}_k(\tau)$:

$$\bar{y}_k(\tau) = \frac{1}{m} \sum_{i=m(k-1)+1}^{mk} y_i \quad (\text{B.1})$$

La variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ est définie comme la variance des écarts entre deux échantillons $\bar{y}_k(\tau)$ et $\bar{y}_{k+1}(\tau)$ successifs :

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2} \left\langle (\bar{y}_{k+1}(\tau) - \bar{y}_k(\tau))^2 \right\rangle \\ \sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\bar{y}_{k+1}(\tau) - \bar{y}_k(\tau))^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Expérimentalement, cette grandeur est calculée pour un nombre fini d'échantillons. Allan a démontré que cette variance converge pour un nombre quelconque de mesures, pour tout moyennage m et pour tout type de bruit. Ce n'est pas le cas avec la variance classique qui diverge en présence d'une dérive du signal lorsque le nombre de mesures augmente. Il faut toutefois noter que les valeurs de la variance d'Allan pour des temps longs peuvent être faussées s'il n'y a pas assez de valeurs moyennées sur ces temps d'intégration ($Err \approx \frac{1}{2\sqrt{N_{\text{échantillons}}}}$ [10]).

L'instabilité de la partie aléatoire est généralement caractérisée par la densité spectrale de puissance $S_y(f)$. Celle-ci peut être modélisée par :

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-2}^2 h_\alpha f^\alpha \quad (\text{B.3})$$

A chaque terme correspond une modulation de bruit précise :

Puissance α	Type de bruit
-2	Bruit de marche aléatoire de fréquence
-1	Bruit de scintillation de fréquence
0	Bruit blanc de fréquence
+1	Bruit de scintillation de phase
+2	Bruit blanc de phase

Tableau B.1 – Type de bruits.

En considérant la fonction de transfert de la variance d'Allan $|H_\tau(f)|^2 = 2 \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2}$, la variance d'Allan peut être définie à partir de cette densité de bruit :

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &= \int_0^\infty S_y(f) |H_\tau(f)|^2 df \\ &= 2 \sum_{\alpha=-2}^2 h_\alpha \int_0^\infty f^{\alpha-2} \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau)^2} df \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Ainsi pour toutes les puissances α cette intégrale converge. On en déduit ainsi sur un tracé bi-logarithmique de l'écart-type d'Allan en fonction du temps d'intégration (cf. Fig. B.1) le type de bruit associé à la pente du diagramme :

Pente α	Type de bruit
-1	Bruit blanc de phase
-1	Bruit de scintillation de phase
-1/2	Bruit blanc de fréquence
0	Bruit de scintillation de fréquence
+1/2	Bruit de marche aléatoire de fréquence

Tableau B.2 – Type de bruits sur l'écart-type d'Allan.

Ainsi dans le cas d'un bruit blanc de fréquence sur la mesure de g , sur des temps courts, la sensibilité est donnée en $mGal.Hz^{-1/2}$. Dans le cas d'une fluctuation périodique de période T_0 il apparaît une succession d'annulation à la période T_0 et on peut considérer la dérive est linéaire en τ pour $\tau \ll T_0$.

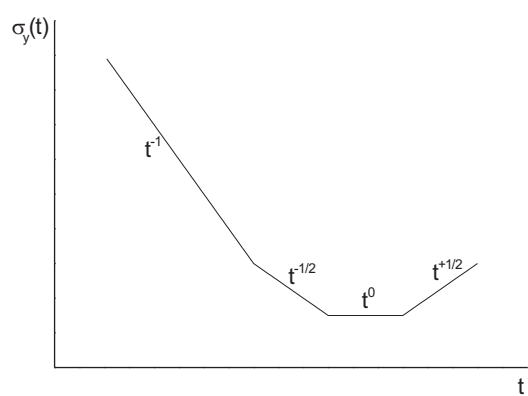


Figure B.1 – Tracé bi-logarithmique de l'écart-type d'Allan.

Annexe C

Données spectroscopiques du Rubidium 85

Grandeur	Valeur
Numéro atomique	37
Masse atomique	$1,409\,993\,199(70) \times 10^{-25} \text{ kg}$
Abondance naturelle	72,17(2) %
Spin nucléaire	5/2
Raie D_2	
Longueur d'onde dans le vide	780,241 368 271(27) nm
Fréquence de la raie	$2\pi\,384,230\,406\,373(14) \text{ THz}$
Largeur de raie	$2\pi\,6,0666(18) \text{ MHz}$
Durée de vie	26,2348(77) ns
Ecart hyperfin dans $5^2S_{1/2}$	3,035 732 439 0(60) GHz
Vitesse de recul	6,0230 mm.s ⁻¹
Température Doppler	145,57 μK
Intensité de saturation	
- Polarisation σ^\pm ($ F = 3, m_F = \pm 3\rangle \rightarrow F' = 4, m'_F = \pm 4\rangle$)	1,669 32(35) mW.cm ⁻²
- Polarisation isotrope ($F = 3 \rightarrow F' = 4$)	3,895 09(81) mW.cm ⁻²
Effet Zeeman linéaire	
- $ 5^2S_{1/2}; F = 3\rangle$	+0,47 MHz/G
- $ 5^2S_{1/2}; F = 2\rangle$	-0,47 MHz/G
Effet Zeeman hyperfin	$2\pi\,1293,98 \text{ Hz/G}^2$
Moment dipolaire électrique ($\langle J = 1/2 er J' = 3/2 \rangle$)	$3,584\,25(74) \times 10^{-29} \text{ C.m}$

Tableau C.1 – Données spectroscopiques de l'atome de ⁸⁵Rb.

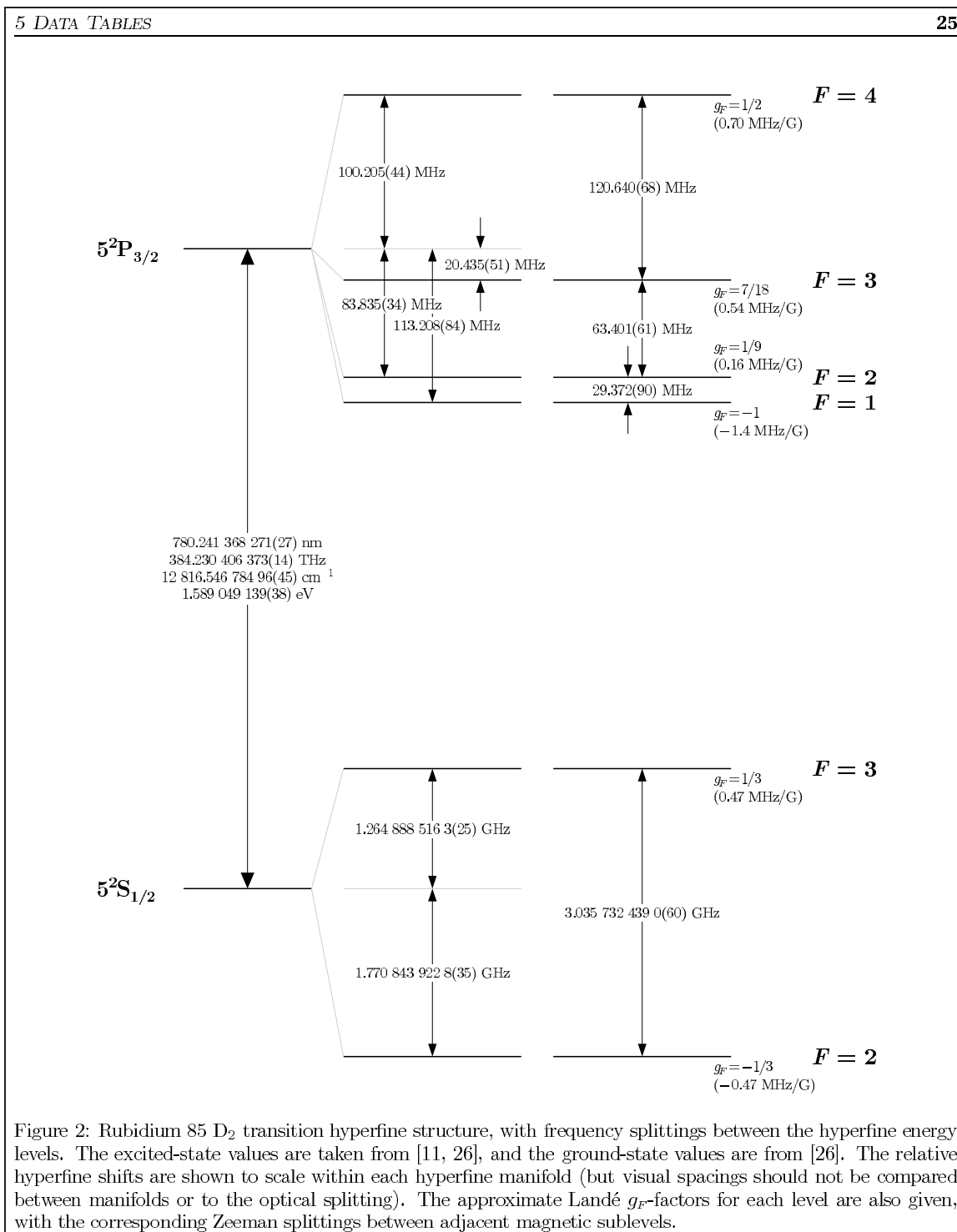


Figure C.1 – Transition D_2 du ^{85}Rb (Figure extraite de [43]).

Annexe D

Articles

1. F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel et A. Bresson, *Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm*, Applied Physics B, 89 (2-3) (2007), pp. 177-180.
2. O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel et A. Bresson, *Compact and robust laser system for onboard atom interferometry*, Applied Physics B, 97 (2) (2009), pp. 405-411.
3. G. Varoquaux, N. Zahzam, W. Chaibi, J.F. Clément, O. Carraz, J.P. Brantut, R. A. Nyman, F. Pereira Dos Santos, L. Mondin, M. Rouzé, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin et P. Bouyer, *I.c.e. : An Ultra-Cold Atom Source for Long-Baseline Interferometric Inertial Sensors in Reduced Gravity*, Dans *Proceedings of the XLIIInd Rencontres de Moriond, Gravitational Waves and Experimental Gravity*, sous la direction de J. Dumarchez et J. Ván, p. 335, Moriond (2007)
4. G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, O. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin et P. Bouyer, *Light-pulse atom interferometry in microgravity*, European Physical Journal D, 53 (9) (2009), p. 353.

F. LIENHART¹
S. BOUSSEN²
O. CARRAZ¹
N. ZAHZAM¹
Y. BIDEL^{1,✉}
A. BRESSON¹

Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm

¹ ONERA, DMPH, Chemin de la Huniere, 91761 Palaiseau, France

² Faculté de Médecine de Lyon Nord, Fédération de Médecine Nucléaire et Radiopharmacie, Hôpital Edouard Herriot, Lyon, France

Received: 8 March 2007/Revised version: 22 May 2007

Published online: 13 September 2007 • © Springer-Verlag 2007

ABSTRACT We propose a new compact and reliable laser system for rubidium laser cooling in onboard experiments like atomic clocks or atomic inertial sensors. The system is based on the frequency doubling of a telecom fiber bench at 1560 nm. Fiber components at 1560 nm allow us to generate the repumping laser and to control dynamically the power and the frequency of the 780 nm laser. With this laser system, we obtain a magneto-optical trap of ⁸⁵Rb even in the presence of mechanical vibrations and strong thermal variations (12 °C in 30 min).

PACS 32.80.Pj; 42.60.-v; 42.81.Wg; 42.65.Ky; 39.20.+q

1 Introduction

In many applications such as atomic clocks [1] or atomic inertial sensors [2, 3], one needs to have a laser cooling apparatus that is transportable, reliable and robust to environmental perturbations. However, today, the laser system generally used in ultra-cold atom experiments does not meet these requirements. It is a free-space optical bench generally mounted on an optical table. It needs regular alignments, especially if the temperature of the room is not controlled. Some elements, such as laser cavities, can be extremely sensitive to vibrations. Attempts [1, 4] have been made to make these laser systems transportable by compacting the optical set-up and using active controls to keep the system aligned. However, these solutions are complicated and the reliability in the long term (months, years) has not yet been demonstrated.

A fiber optical bench is a promising solution to obtain a transportable laser system. This kind of device can be made compact and does not suffer from misalignment. They are very robust to external perturbations like temperature variations or vibrations and have demonstrated their reliability in the telecom industry. However, the fiber components have been mainly developed for telecom wavelengths, which do not correspond to the wavelengths needed for laser cooling experiments. With the fiber components available on the market,

it is therefore impossible to build an optical fiber bench for laser cooling experiments.

In this paper, we use the coincidence that the wavelength to laser cool rubidium atoms (780 nm) can be obtained by frequency doubling a telecom laser at 1560 nm. This technique has already been used to frequency lock a laser at 1560 nm on rubidium transitions [5]. It has also been used to produce ns pulses for rubidium manipulation [6] and to provide the optical power for a 2D magneto-optical trap [7]. In this paper, we employ the fiber components available at 1560 nm not only to provide the laser power at 780 nm but also to generate the repumping light and to control dynamically the power and the frequency of the laser. With this technology, we eliminate the need for another laser to produce the repumping light and the need for a free-space optical bench composed of acousto-optic modulators to control the frequency and the power of the laser. In the first part of this communication, the frequency-doubled fiber laser system at 1560 nm is described. In the second part, the laser system is employed to achieve a magneto-optical trap of rubidium and an optical molasses.

2 Description of the laser system

2.1 Frequency doubling

Two techniques are employed to frequency double the laser at 1560 nm. The first uses a crystal of periodically poled lithium niobate (PPLN) in a waveguide from HCP. The input of the crystal is pigtailed with a 1560 nm optical fiber and the output is pigtailed with a 780 nm fiber. The phase-matching condition is obtained for a temperature of 60 °C. The temperature of the crystal has to be controlled at a precision of 0.3 °C to obtain a power stability of 1%. The PPLN waveguide allows us to obtain an all-fiber set-up and gives high conversion efficiency. In the non-depleted regime, we measure a global conversion efficiency of 10%/W for a 13 mm crystal and 120%/W for a 30 mm crystal. With the 360 mW at 1560 nm that we use, the 30 mm crystal is in the depleted regime, and one obtains 100 mW at 780 nm. However, due to the photorefractive effect [8], the conversion efficiency decreases in time: in 30 min, the 780 nm power drops from 50 mW to 15 mW. This photorefractive effect cannot be eliminated by raising the temperature [9] because the temperature of our epoxy-pigtailed PPLN waveguides cannot exceed 80 °C. The photorefractive effect thus limits the power

✉ Fax: +33-1-6993-6182, E-mail: yannick.bidel@onera.fr

at 780 nm to several mW if the laser is continuously used for more than one hour. A deterioration of the performance of the crystal with time is observed as well: after six months, the 780 nm power has decreased by a factor of two. After examining the crystal, we believe that the drop of power comes from a deterioration of the glue that assures the pigtailling of the crystal, causing a misalignment of the crystal waveguide compared to the fibers. Although the PPLN waveguide offers an all-fiber solution, we do not use this technique to produce the power at 780 nm for the laser cooling experiment because of the photorefractive effect and of the deterioration of the pigtailling. We will see in the next part that the PPLN waveguide is only used to frequency lock the laser on a rubidium transition.

The second technique used to frequency double the 1560 nm laser is similar to the one used by Maleki and co-workers [7]. Our set-up consists here of two 2 cm bulk PPLN crystals in cascade. This configuration increases the conversion efficiency by a factor of 2.7 compared to a single crystal. The PPLN crystals are maintained at a temperature of 120 °C to prevent the photorefractive effect. A conversion efficiency of 2.7%/W is obtained, leading to 0.6 W at 780 nm when a 5 W erbium-doped fiber amplifier (EDFA) is used.

This second technique with a free-space optical bench will be used to produce the 780 nm laser power. However, if a reliable pigtailling working at a temperature of 120 °C becomes available, the PPLN waveguide that offers an all-fiber optical bench will be a better solution.

2.2 Frequency control

To control the frequency of the lasers, a reference laser is locked on a rubidium transition and a slave laser is locked on the reference laser at an arbitrary frequency difference. This set-up is shown in Fig. 1.

The reference laser is a 1560 nm fiber laser from IDIL including a distributed feedback (DFB) fiber from Koheras. This laser is very stable and one needs only to correct fre-

quency fluctuations slower than 0.1 Hz. The frequency of the laser can be controlled by a piezoelectric transducer or by the temperature. The fiber laser beam is amplified in a 500 mW EDFA and then frequency doubled in a 13 mm PPLN waveguide. The 780 nm laser beam is then sent into a rubidium saturated-absorption set-up that allows us to frequency lock the reference laser on a rubidium transition. The error signal is obtained by modulating the frequency of the reference laser. The feedback loop goes to the piezoelectric control. We also react to the temperature of the fiber when the piezoelectric control reaches its maximum range.

The slave laser is an 80 mW DFB laser diode from JDS-Uniphase. The slave laser beam and the reference laser beam are mixed with a fiber coupler. The beat note is detected by a fast photodiode. The frequency of the beat note is then converted into a dc voltage. The difference between this voltage and a reference voltage gives an error signal that goes after a proportional-integral-derivative circuit into the current-modulation input of the slave laser. This scheme allows us to lock the frequency of the slave laser at an arbitrary frequency difference compared to the reference laser. By changing the reference voltage, the frequency of the slave laser can be dynamically tuned. The time response of the lock for a frequency step of 20 MHz is about 1 ms.

We also estimate the spectral line width of our lasers. By measuring the beating between two fiber lasers, we observe a peak with a line width of 10 kHz, limited by the resolution of the spectrum analyzer. This measurement agrees with the fiber laser constructor specification of 2 kHz. We measure the beating of the DFB laser diode with the fiber laser. One obtains a FWHM line width of 1.1 MHz. At 780 nm, therefore, one obtains a FWHM line width of 2.2 MHz. This line width is smaller than the natural line width of rubidium transitions (6 MHz) and should not perturb the trapping and laser cooling of rubidium. For applications that need a smaller line width, the DFB laser diode could be replaced by a DFB fiber laser.

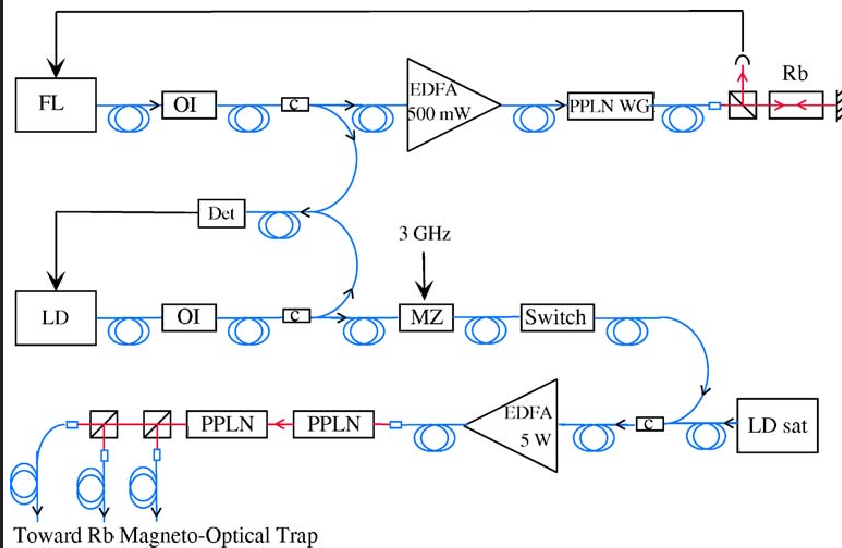


FIGURE 1 Diagram of our laser system. OI: optical isolator, FL: erbium-DFB-fiber laser, EDFA: erbium-doped fiber amplifier, c: fiber coupler, LDsat: saturation laser diode, MZ: Mach-Zehnder modulator, PPLN: periodically poled lithium niobate, PPLN WG: PPLN waveguide, LD: distributed feedback laser diode, Det: high-speed detector

2.3 Power control

The power of the cooling laser can be adjusted by saturating the amplifier with a laser source which does not fulfill the phase-matching condition in the doubling crystal. For that purpose, the beam from a 1556 nm laser diode (called a saturation diode) is mixed with the cooling laser beam before the amplifier input with an orthogonal polarization. Adjusting the power of the saturation laser diode allows us to control the output power at 1560 nm, and thus the power at 780 nm (see Fig. 2).

An optical switch (Cristalatch from Agiltron) is used to completely switch off the laser. The switching time is equal to 50 μ s. In combination with the saturation diode, a very good extinction is obtained, limited by the ASE (amplified spontaneous emission) of the fiber amplifier that is frequency doubled. After the 780 nm fiber, one obtains a power spectral density at 780 nm equal to 7 pW/MHz for an initial 780 nm power of 50 mW. For a magneto-optical trap consisting of six 50 mW beams with a 12 mm waist, this non-perfect extinction gives a maximum scattering rate of 2 photons/s. This scattering rate is low enough for most of the applications.

2.4 Generation of the repumper

In order to laser cool ^{85}Rb , an additional laser (called the repumping laser) located 3 GHz away from the cooling laser is required (see Fig. 3). Instead of using another laser, we use a 1560 nm fiber intensity modulator (Mach-Zehnder) from EOspace that generates two sidebands 3 GHz apart. After frequency doubling, one obtains two sidebands at 6 GHz corresponding to the frequency doubling of the sidebands at 1560 nm, and two sidebands at 3 GHz corresponding to the frequency sum of the central peak and the sidebands at 1560 nm. For a small relative intensity of the sidebands at 1560 nm, the intensity at 780 nm of the 6 GHz sidebands is negligible compared to the 3 GHz sidebands. The relative intensities of the 6 GHz and 3 GHz sidebands are respectively equal to ε^2 and 4ε , where ε is the relative intensity of the sidebands at 1560 nm. The spectrum of the 780 nm laser is thus composed of one central peak and two sidebands as shown

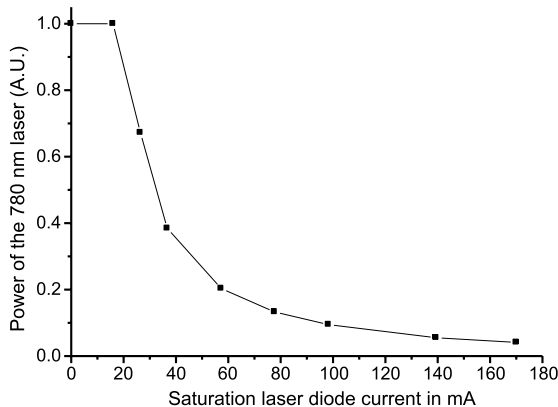


FIGURE 2 Control of the cooling laser with the 1556 nm saturation laser diode. The 1560 nm input power of the 5 W amplifier is equal to -8 dBm

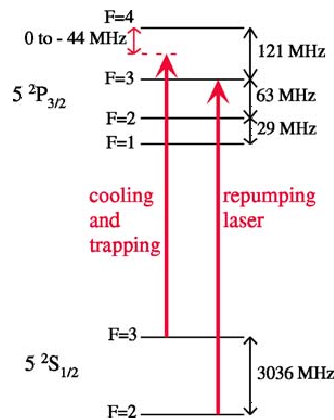


FIGURE 3 D_2 transition of the ^{85}Rb and laser frequencies required in a magneto-optical trap

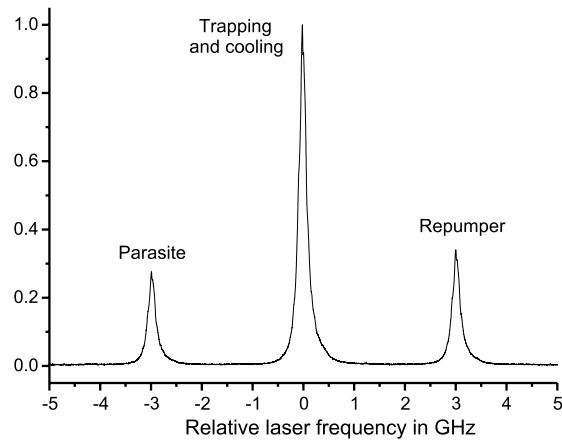


FIGURE 4 Spectrum of the 780 nm laser obtained with a scanning Fabry-Pérot interferometer

in Fig. 4. The main peak is the cooling laser and one of the sidebands is the repumping laser. The other sideband should not affect the laser cooling and the trapping because it is at least 3 GHz out of resonance with any rubidium transitions. We should also point out that the intensity of the repumping laser can be controlled easily with the amplitude of the microwave modulation or with the bias voltage applied to the Mach-Zehnder modulator.

3 Test of the laser system and laser cooling of rubidium

Except for the second-harmonic generation and the saturated absorption of the reference laser, the optical bench is all-fiber. This provides a very reliable and compact laser system. All the laser system with the electronics can fit in an electronic rack. The lasers stay frequency locked for months. They are also quite insensitive to environmental perturbations. They stay locked during variations of the room temperature by 12 $^{\circ}\text{C}$ in 30 min. We were not able to unlock the laser when we shacked manually the rack.

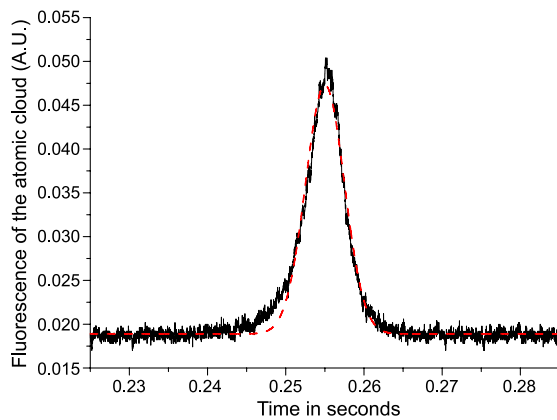


FIGURE 5 Fluorescence of the atomic cloud passing through a 1 mm light sheet situated 32 cm below the magneto-optical trap. The red dashed curve is a Gaussian fit of the data

The laser set-up is used to achieve an ^{85}Rb magneto-optical trap. Up to 2×10^8 atoms are trapped in a vapor cell using a rubidium dispenser and laser beams of 25 mm in diameter. The number of atoms is deduced from the fluorescence of the atoms in the magneto-optical trap [10]. The atoms are then further cooled thanks to an optical molasses phase [11]. During the molasses phase, the cooling laser is progressively detuned from -18 MHz to -44 MHz. At the end, the laser power is also decreased by a factor of 10 in 5 ms. The temperature of the atoms is measured by a time of flight technique [12]. After turning off the magneto-optical trap, the fluorescence of the atomic cloud passing through a 1 mm light sheet situated 32 cm below the trap is detected (see Fig. 5). We deduce from the width of the fluorescence peak a temperature of $6 \mu\text{K}$.

We check then that the presence of the additional sideband on the cooling laser caused by the repumper generation technique using a modulator does not perturb the laser cooling and trapping. For that purpose, we generate the repumper with another laser and therefore without a parasite sideband. We compare then the performance of the laser cooling and trapping with both techniques. We measure that the numbers of trapped atoms and the temperatures after the optical molasses are equal within the 5% measurement uncertainty.

4 Conclusion

In conclusion, we have created a new laser system to laser cool rubidium atoms based on the frequency doubling of a 1560 nm fiber bench. The use of fiber components gives a reliable and compact system, insensitive to environmental perturbations. The laser system was validated by achieving a rubidium magneto-optical trap and an optical molasses. Such a laser system should find applications for onboard cold atom experiments like inertial sensors or atomic clocks. For example, our laser could be used in matter-wave interferometers in space, like the project ICE [13] supported by CNES and including different partners (SYRTE, IOTA and ONERA). We should also point out that this laser system can address potassium atoms, which have a laser cooling wavelength of 767 nm. This technique of using a frequency-doubled telecom fiber bench should also be able to generate the Raman laser [14] necessary to an atomic interferometer.

ACKNOWLEDGEMENTS The authors gratefully acknowledge support from CNES.

REFERENCES

- 1 Ph. Laurent, M. Abgrall, Ch. Jentsch, P. Lemonde, G. Santarelli, A. Clairon, I. Makalmovic, S. Bize, Ch. Salomon, D. Blonde, J.F. Vega, O. Grosjean, F. Picard, M. Saccoccio, M. Chaubet, N. Ladietto, L. Guillet, I. Zenone, Ch. Delaroche, Ch. Simmain, *Appl. Phys. B* **84**, 683 (2006)
- 2 A. Peters, K.Y. Chung, S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001)
- 3 T.L. Gustavson, P. Bouyer, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997)
- 4 N. Yu, J.M. Kohel, J.R. Kellogg, L. Maleki, *Appl. Phys. B* **84**, 647 (2006)
- 5 A. Bruner, V. Mahal, I. Kiryuschev, A. Arie, M.A. Arbore, M.M. Fejer, *Appl. Opt.* **37**, 6410 (1998)
- 6 J. Dingjan, B. Darquie, J. Beugnon, M.P.A. Jones, S. Bergamini, G. Messin, A. Browaeys, P. Grangier, *Appl. Phys. B* **82**, 47 (2006)
- 7 R.J. Thompson, M. Tu, D.C. Aveline, N. Lundblad, L. Maleki, *Opt. Express* **11**, 1709 (2003)
- 8 A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein, K. Nassau, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966)
- 9 S. Peil, S. Crane, C.R. Ekstrom, in *Proc. 2003 IEEE Int. Frequency Control Symp. and PDA Exhib. (2003)*, pp. 159–161
- 10 D.A. Steck, Rubidium 87 D Line Data, <http://steck.us/alkalidata>
- 11 C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990)
- 12 P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- 13 R.A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussem, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, P. Bouyer, *Appl. Phys. B* **84**, 673 (2006)
- 14 M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)

Compact and robust laser system for onboard atom interferometry

O. Carraz · F. Lienhart · R. Charrière · M. Cadoret ·
N. Zahzam · Y. Bidel · A. Bresson

Received: 27 February 2009
© Springer-Verlag 2009

Abstract We propose a compact and robust laser system at 780 nm for onboard atomic inertial sensors based on rubidium atom interferometry. The principle of this system consists in doubling the frequency of a telecom fiber bench at 1560 nm. The same laser source is used to achieve a magneto-optical trap, matter-wave interferences, and the atomic detection. An atomic gravimeter has been realized and the laser system has been validated under hyper- and microgravity.

PACS 03.75.Dg · 37.25.-k · 37.10.De · 42.60.-v ·
42.65.Ky · 42.81.Wg

1 Introduction

Atom interferometers [1] have a promising interest for onboard applications, such as inertial sensors [2, 3] or fundamental physics experiments in space [4, 5]. During these different onboard missions, atom experiments need to be transportable, reliable, and insensitive to environmental perturbations.

Atom interferometry experiments are generally done in laboratories with a free space laser system mounted on an optical table. This laser system suffers from misalignment

especially if the temperature of the room is not controlled and many elements are extremely sensitive to vibrations, such as laser cavities. An important work on the laser system has therefore to be done in order to have an onboard atom interferometer. A first step has been done by compacting the free space laser system [6–8]. The laser system for atomic clocks has already been approved for space missions [4]: the laser system has been made compact and the alignment of the bench has been actively controlled. However, this solution is complicated and has not been validated for other atom interferometers, such as gravimeters or gyrometers.

A promising solution to obtain a transportable laser system consists in using a fiber optical bench. A first step has been done recently with a fiber laser system for rubidium laser cooling [9]. This technique is based on the coincidence that the wavelength of the laser needed to optically manipulate cold ^{85}Rb atoms (780 nm) can be obtained with the second-harmonic generation (SHG) of a fiber telecom laser at 1560 nm. In this paper, we present a modification of this cooling laser system, which is still very robust to mechanical and thermal perturbations. It is now possible with a single laser source to produce the cooling lasers, the Raman lasers [10], and the detection lasers needed for an atom interferometer. In this introduction, we will remind the different wavelengths needed for our atom interferometry experiment, then we will describe our fiber laser system. Finally, the validation of our frequency-doubled laser system will be shown by realizing a Chu–Bordé atom interferometer [2] measuring the gravity field.

Our atom interferometry experiment is very similar to other atomic gravimeters [2, 8]. The description of the experimental sequence can be applied for other alkaline atoms or other light pulse interferometers: First, ^{85}Rb atoms are cooled with lasers, then there is a sequence of an atom interferometry, and finally atoms are detected. The frequency

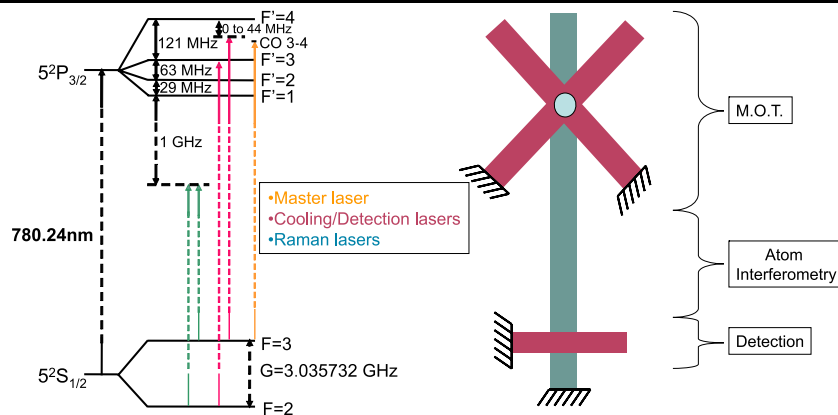
O. Carraz (✉) · R. Charrière · M. Cadoret · N. Zahzam ·
Y. Bidel · A. Bresson
DMPH, ONERA, Chemin de la Huniere, 91761 Palaiseau, France
e-mail: olivier.carraz@onera.fr
Fax: +33-1-69936182

F. Lienhart
Service Couches Minces, Saint-Gobain Recherche, 39 Quai
Lucien Léfranc, BP 135, 93303 Aubervilliers Cedex, France

Published online: 06 August 2009

 Springer

Fig. 1 *Left:* D_2 transition diagram of the ^{85}Rb [11] and laser frequencies needed for a magneto-optical trap and for atom interferometry with Raman lasers. *Right:* Geometrical setup of the different lasers needed for our atom gravimeter



of the different beams needed and the configuration of our experiment is shown on Fig. 1.

Two laser lines are needed to cool and trap rubidium atoms [12]. The first laser (called cooling light) has to be detuned by few Γ (natural linewidth of rubidium transitions $\approx 2\pi \times 6$ MHz [11]) under the transition $F = 3, F' = 4$. The second one (called repumper) is always kept at resonance with the transition $F = 2, F' = 3$. During the optical molasses [12], the cooling light is detuned by -48 MHz from the $F = 3, F' = 4$ transition during 20 ms, and the power of this laser is slowly decreased until extinction. With this technique, Rb atoms have been cooled down to 6 μK [9]. At the end of the molasses, in order to have all atoms in the state $F = 3$, there is a short pulse of repumping light alone. In order to minimize the effects of the magnetic field on the atoms, a Zeeman selection is done between the optical molasses and the interferometric phase. A microwave π -pulse transfers the atoms from state $|F = 3, m_F = 0\rangle$ to $|F = 2, m_F = 0\rangle$, then the cooling light alone at resonance blows other atoms remaining in $F = 3$. Because of the repartition of the atoms into the seven Zeeman sublevels, 16% of the initial number of atoms in the MOT are remaining in the state $|F = 2, m_F = 0\rangle$ at the end of this selection.

The atom interferometer is achieved by the use of Raman lasers [10]. They are composed of two lines far detuned (1 GHz) in the red from $5^2P_{3/2}$, their frequency difference is exactly the difference of energy between the two ground states, i.e., $G = 3.035732$ GHz [11]. The phase of the two lasers must be controlled because it will be printed in the phase of the atom interferometer. By controlling the pulse duration, it is possible to use $\frac{\pi}{2}$ -pulses, i.e., a coherent superposition of the two ground states and π -pulses (total transfer) for atom interferometry [13]. In order to vanish AC Stark shift during the Raman pulses, the ratio between the power of these lasers has to be set to 2.1 [14].

The atoms are detected by measuring their fluorescence with a photomultiplier. By using a first laser at resonance

with the transition $F = 3, F' = 4$, the atoms in state $F = 3$ are detected by fluorescence. Then there is a second short pulse of light at resonance with the transition $F = 2, F' = 3$ which transfers all atoms in state $F = 3$, and finally all atoms are detected with a last pulse of the first laser. All the timing sequence is given on Fig. 2.

2 Description of the laser system

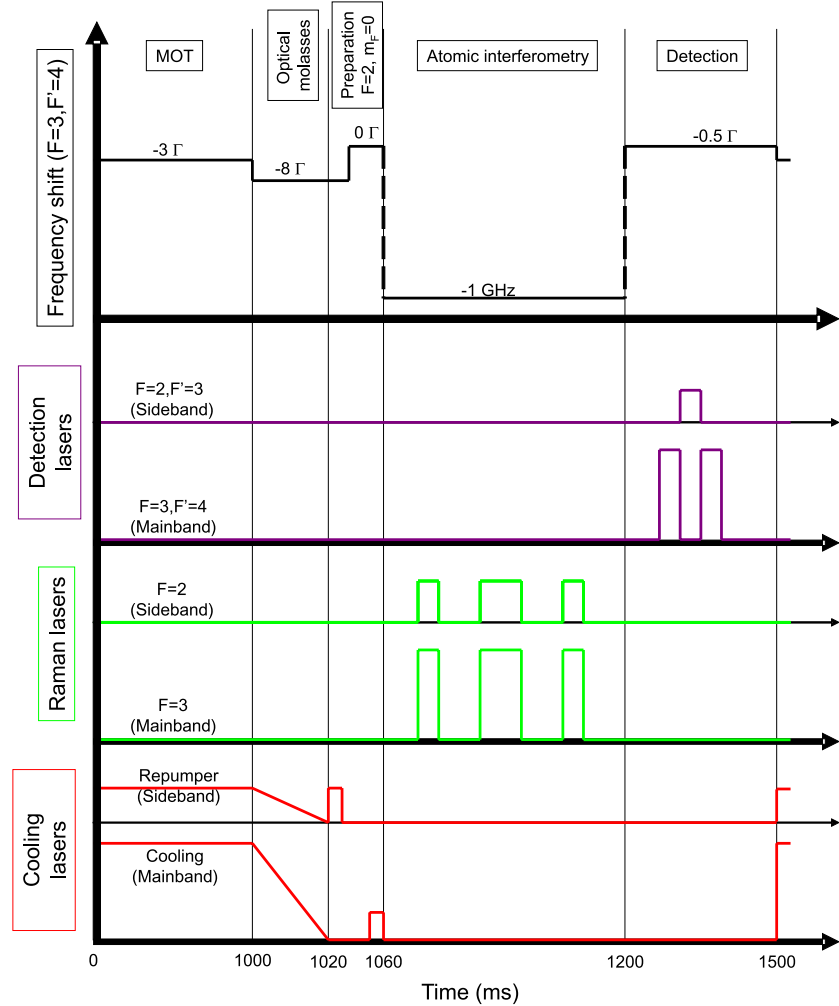
We previously proposed a compact and robust cooling laser system [9]. Our laser system, described on Fig. 3, is a modified version of this laser in order to achieve an atom gravimeter with a single laser. We will first describe the control of frequency and power of the laser system. Then we will explain the frequency step needed to switch from the cooling lasers to the Raman lasers and finally we will describe the generation of the two laser lines needed for the different phases of the experiment.

The frequency control of our laser is performed with a master laser locked on rubidium transition and a slave laser which frequency is locked on the master one at an arbitrary frequency difference. The master laser is composed of a fiber laser at 1.5 μm which is amplified with a 500-mW erbium-doped fiber amplifier (EDFA) then frequency doubled in a 13-mm periodically poled lithium niobate (PPLN) waveguide. This fibered laser is sent into a rubidium cell and the frequency of the laser is locked on a rubidium transition by saturated absorption. The slave laser is a DFB laser diode at 1.5 μm and will be the laser source for all our experiment. A part of this laser is mixed with the master laser. By controlling the frequency beat-note at 1.5 μm , it is possible to dynamically control the frequency of the slave laser. The FWHM line width of the laser is 2.2 MHz at 780 nm which is smaller than Γ [9].

The slave laser is amplified with a 5-W EDFA then frequency doubled using double pass in a 4 cm long crystal

Compact and robust laser system for onboard atom interferometry

Fig. 2 Laser sequence for our atom interferometry experiment



of PPLN. With this system, we measure a conversion efficiency of 5.1%/W at low power, obtaining 0.8 W at 780 nm with 5 W at 1560 nm. The power of the laser is controlled with an acousto-optical modulator (AOM) at 780 nm. The zero order of the AOM is used for the cooling and detection functions and the first order for the Raman lasers. In order to obtain a total extinction, mechanical shutters have been added.

2.1 Frequency beat-note lock

The beat-note between the slave laser and the master laser at 1.5 μm is converted into voltage with a 0–64 MHz frequency–voltage convertor. The difference between this voltage and a reference voltage gives an error signal which is sent after a proportional-integral-derivative circuit to the

current modulation input of the slave laser. Because of the SHG stage, the frequency beat-note between the slave and the master laser at 1.5 μm is the double at 780 nm. This beat-note lock allows to control the frequency of the slave laser over a range of $2 \times 64 \text{ MHz} = 128 \text{ MHz}$ at 780 nm. To extend the frequency range to reach the detuning of the Raman laser (1 GHz), the beat-note is mixed with a radio-frequency (RF) source at $\frac{1 \text{ GHz}}{2} = 500 \text{ MHz}$. A RF switch controlled with a TTL generator allows us to mix or not to mix the 500-MHz source with the beat-note (Fig. 4). During the cooling/detection phase the TTL signal is equal to 0 V, the beat-note Master–Slave (around 30 MHz) is directly sent to the convertor. During the Raman phase the TTL signal is equal to 5 V, the beat-note Master–Slave (around 530 MHz) is mixed with the 500-MHz source, so the convertor only

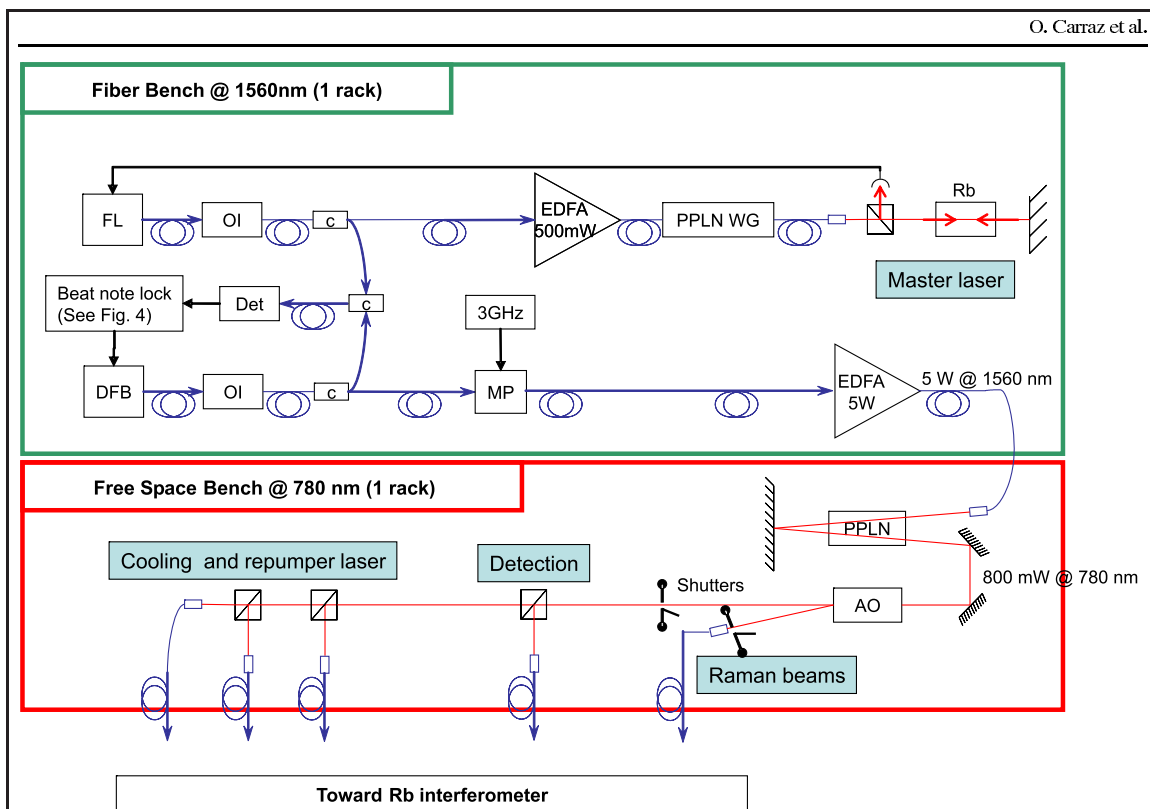


Fig. 3 Laser system setup. Blue lines are optical fibers, red lines are free space lasers, and black lines are electrical signals. (OI: optical isolator, FL: fiber laser, EDFA: erbium-doped fiber amplifier, c: fiber coupler, MP: phase modulator, PPLN: periodically poled lithium niobate, PPLN WG: PPLN waveguide, DFB: distributed feedback laser diode, Rb: rubidium vapor cell, AO: acousto-optical modulator, Det: high-speed detector)

sees $530 - 500 = 30$ MHz. In order to help the lock during the switch between these two phases, the TTL signal is sent to the modulation current of the slave laser. After a frequency step of 1 GHz, a delay of 10 ms is necessary to stabilize the frequency of the slave laser below 2 MHz. This delay is acceptable for our experimental sequence.

2.2 Sideband generation

The repumper laser and the second Raman laser are generated by adding sidebands on the slave laser with a fiber phase modulator fed with a 3-GHz hyperfrequency (HF) source. It is possible to control the power of these sidebands and even decrease the carrier band until -27 dB by changing the power of the modulation (Fig. 5). Thus it is possible to have:

1. Both the repumping light and the cooling laser during the MOT phase.
2. (Or) The repumper alone at the end of the optical molasses to prepare atoms in state $F = 3$.

3. (Or) The two Raman lines with ratio which can be controlled in order to avoid AC stark shift during the atom interferometry.

During the cooling/detection phase, the frequency of the 3-GHz source is changed in order to keep the repumper laser at resonance with $F = 2$, $F' = 3$ when the frequency of the cooling laser is changed [12]. During the atom interferometry, the difference of frequency between the two Raman lasers is controlled with the HF source.

Compared to usual method using two lasers phase locked [8], our method is only using a single laser. The frequency noise of the laser is not reported into the phase noise of the Raman laser. The Raman lasers are following the same optical path and have the same polarization, so we avoid the problem of phase noise due to variations of optical paths [8]. The phase noise is only given by the noise of the HF source sent into the phase modulator. But with this method, the spectrum of the laser has mainly three sidebands around 3 GHz and therefore two couples of Raman laser. The first couple of Raman laser is detuned at -1 GHz

Compact and robust laser system for onboard atom interferometry

Fig. 4 Scheme of the beat-note lock of the slave laser

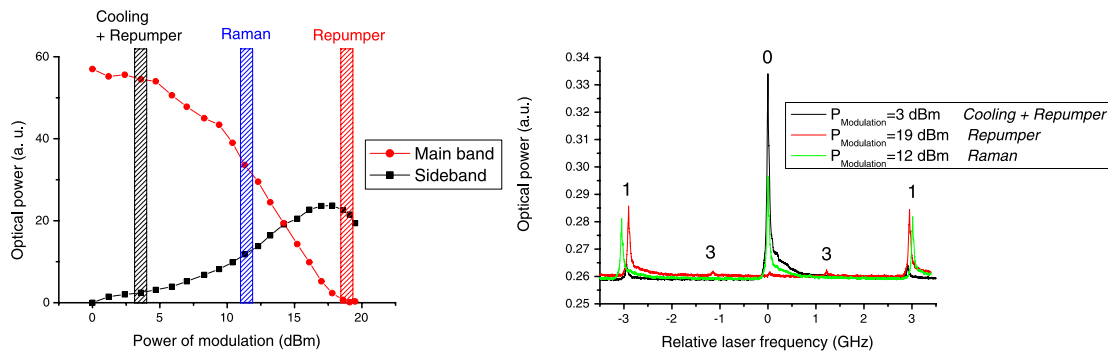
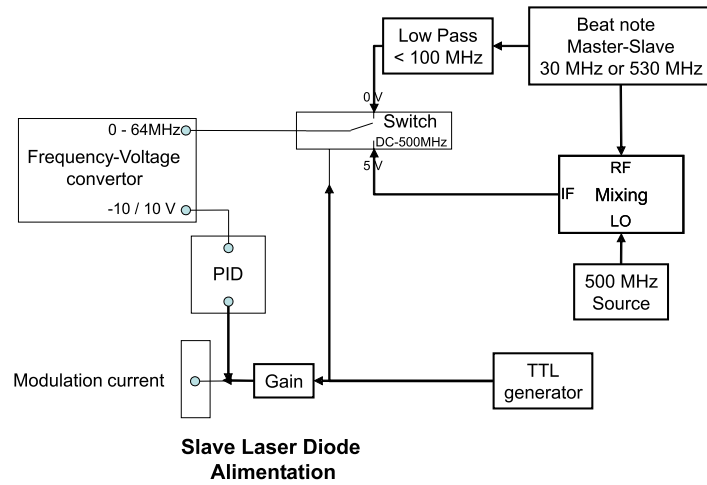


Fig. 5 *Left*: Optical power of the different bands at 780 nm vs. HF power. *Right*: Spectrum of the laser system in the different phases of the experiment. The Fabry–Perot used for these scans has a free spec-

tral range of 10 GHz so the third orders of sidebands are observed around ± 1 GHz

and the second is detuned at around -4 GHz from $5^2P_{3/2}$. This additional couple of Raman is slightly affecting the atom interferometer as it is described in Sect. 3.2.

Moreover the previous laser has already been approved under microgravity inside the CNES *0g-Airbus* plane in the frame of the ICE project [5]. This demonstrates the reliability of the laser system against vibrations, under hyper- ($2g$) and microgravity.

3 Experimental results

3.1 A compact and robust laser

This new reliable and compact laser system has the same characteristics against thermal perturbations and mechanical vibrations than the previous one [9]. The whole laser system fits in 4 standard electronic racks ($10U - 19''$ racks): the fibered bench, the free space bench, an electronic rack for the frequency beat-note lock, and a last one for the 5-W EDFA. The frequency of the lasers stays locked for months.

3.2 Atom interferometry

The laser system is used to realize a Chu–Bordé atom interferometer [13]. The Raman lasers are frequency shifted at -1.06 GHz from state $F' = 4$ and the intensity used is 100 mW cm^{-2} which gives a Rabi frequency of 117 kHz. With the combination of $\frac{\pi}{2}-\pi-\frac{\pi}{2}$ pulses, it is possible to obtain Chu–Bordé fringes (Fig. 6) by using the Raman lasers in contrapropagating configuration. The reference mirror is fixed on a passive vibration isolation table MinusK. The vibrations of the mirror under 100 Hz have been measured

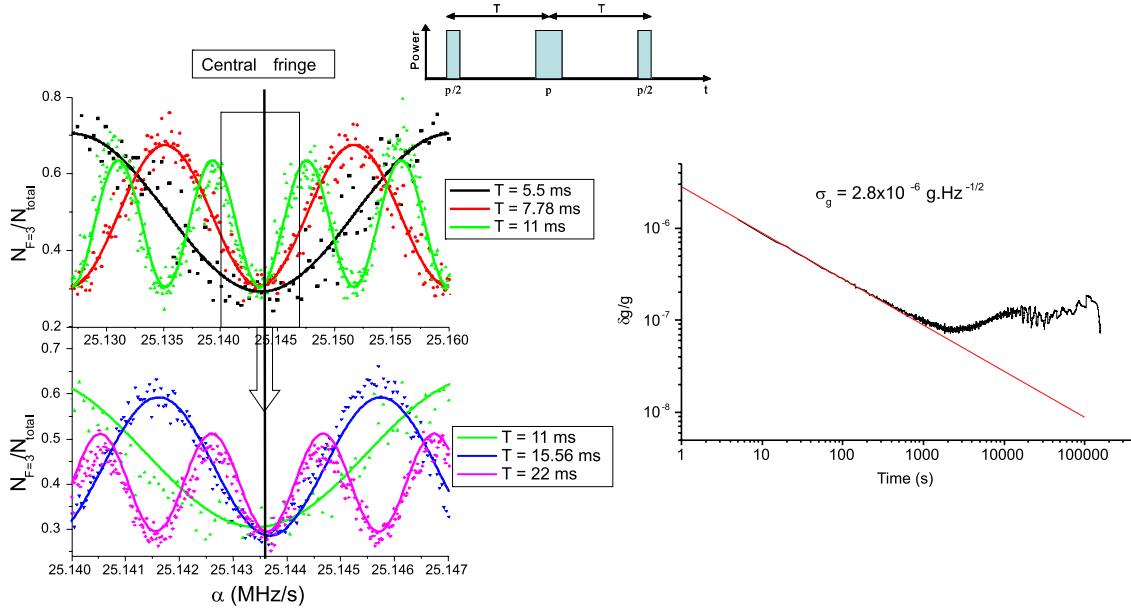


Fig. 6 *Left:* Chu-Bordé fringes. Full curves are theoretical fits of the data. *Right:* Allan standard deviation. A fit of the data gives a sensitivity of $2.8 \times 10^{-6} \text{ g Hz}^{-1/2}$

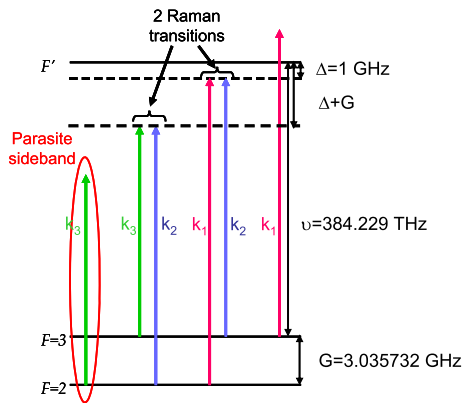


Fig. 7 Raman transitions realized with our laser system

with a seismometer. By applying the function transfer of the atomic gravimeter [15], we deduce that the vibrations limit the sensitivity to $3 \times 10^{-7} \text{ g}$ single shot for a falling time of $2T = 50 \text{ ms}$. In order to compensate the Doppler shift, the frequency difference between the Raman lasers is linearly swept with a coefficient $\alpha \approx 25.1 \text{ MHz/s}$. The gravity fringes are observed by changing this coefficient between each sequence. The phase of the atom interferometer is given by $\phi = k_{\text{eff}}gT^2 - 2\pi\alpha T^2$ [2] where $k_{\text{eff}} = k_1 + k_2$ is the wave number of the couple of Raman (Fig. 7). More-

over, changing the time T between pulses gives the central fringe where $\phi = 0$ so the absolute value of $g = 2\pi\alpha/k_{\text{eff}}$ is directly estimated. The precise value of gravity is measured by changing the value of alpha around the central fringe [8]. We obtained $g = 9.808909 \text{ ms}^{-2}$ with a sensitivity of $2.8 \times 10^{-6} \text{ g Hz}^{-1/2}$ (Fig. 6) for a time of duty of 2 s. The evaluation of the systematic errors is still being studied but compared to a measurement at 10^{-8} g done with a Scintrex calibrated gravimeter, we obtain a difference of $7.5 \times 10^{-6} \text{ g}$.

Because of the generation of an unwanted sideband (2.2), there are two couples of Raman lasers (Fig. 7). The first couple has an effective wave number $k_{\text{eff}} = k_1 + k_2$ and the second couple has $k'_{\text{eff}} = k_2 + k_3$. As g is given by $2\pi\alpha/k_{\text{eff}}$, this additional couple of Raman laser is affecting the phase of the interferometer and therefore gives an error on the measurement of gravity. An order of magnitude of this relative error is given by: $\frac{\delta g}{g} \approx \frac{k_{\text{eff}} - k'_{\text{eff}}}{k_{\text{eff}}} \approx \frac{2 \times G}{\nu} \approx 1.5 \times 10^{-5}$. A paper is in preparation to precisely estimate this systematic effect and to experimentally validate it.

4 Conclusion

In conclusion, a new laser system has been developed for cold Rubidium atom interferometers based on frequency doubling of a 1560-nm fibered bench. The use of telecom

Compact and robust laser system for onboard atom interferometry

components gives a reliable and compact system which is robust against environmental perturbations. The reliability of the laser system against vibrations, hyper- (2g), and microgravity has been approved inside the CNES *0g-Airbus* plane [5]. The laser system has also been experimentally validated by obtaining gravity fringes. This laser system can be improved by using fibered components for the frequency doubling and the power control. Moreover the accuracy of acceleration measurement could be limited by the effect of the parasitic sideband which has to be suppressed or precisely estimated. Thus, this laser system should find applications for other onboard inertial sensors, such as atomic gyrometers [16], gradiometers [17], or CPT clocks [18].

Acknowledgement The authors gratefully acknowledge support from CNES.

References

1. Ch.J. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989)
2. A. Peters, K.Y. Chung, S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001)
3. T.L. Gustavson, P. Bouyer, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997)
4. Ph. Laurent, M. Abgrall, Ch. Jentsch, P. Lemonde, G. Santarelli, A. Clairon, I. Maksimovic, S. Bize, Ch. Salomon, D. Blonde, J.F. Vèga, O. Grosjean, F. Picard, M. Saccoccio, M. Chaubet, N. Ladette, L. Guillet, I. Zenone, Ch. Delaroche, Ch. Sirmain, *Appl. Phys. B* **84**, 683 (2006)
5. G. Varoquaux, N. Zahzam, W. Chaibi, J.F. Clément, O. Carraz, J.P. Brantut, R.A. Nyman, F. Pereira Dos Santos, L. Mondin, M. Rouzé, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, P. Bouyer, I.C.E.: An ultra-cold atom source for long-baseline interferometric inertial sensors in reduced gravity, in *Proc. of the Rencontres de Moriond, Gravitational Waves and Experimental Gravity*, ed. by J. Dumarchez, J.T.T. Van (2007), p. 335. [arXiv:0705.2922](https://arxiv.org/abs/0705.2922)
6. J.M. Hogan, D.M.S. Johnson, M.A. Kasevich, [arXiv:0806.3261](https://arxiv.org/abs/0806.3261) (2007)
7. A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. Van Zoest, W. Ertmer, E. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Konemann, W. Brinkmann, E. Goklu, C. Lämmerzahl, H. Dittus, G. Nandi, W.P. Schleich, R. Walser, *Appl. Phys. B* **84**, 663 (2006)
8. P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K.T. Therkildsen, A. Clairon, A. Landragin, *Appl. Phys. B* **84**, 643 (2006)
9. F. Lienhart, S. Boussem, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, A. Bresson, *Appl. Phys. B* **89**, 177 (2007)
10. M.A. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
11. D.A. Steck, Rubidium 85 D Line Data. <http://steck.us/alkalidata/>
12. H.J. Metcalf, P. van der Straten, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 887 (2003)
13. P.R. Berman, *Atom Interferometry* (Academic Press, San Diego, 1997)
14. M. Weitz, B.C. Young, S. Chu, *Phys. Rev. A* **50**, 2438 (1994)
15. P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Leduc, A. Landragin, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1141 (2008)
16. F. Leduc, B. Canuel, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, J. Fils, P. Bouyer, Ch.J. Bordé, A. Landragin, *J. Phys. IV* **119**, 225 (2004)
17. M.J. Snadden, J.M. McGuirk, P. Bouyer, K.G. Haritos, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 971 (1998)
18. M. Merimaa, T. Lindvall, I. Tittonen, E. Ikonen, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 273 (2003)

I.C.E.: AN ULTRA-COLD ATOM SOURCE FOR LONG-BASELINE INTERFEROMETRIC INERTIAL SENSORS IN REDUCED GRAVITY

G. VAROQUAUX[†], N. ZAHZAM[‡], W. CHAIBI^{*}, J-F. CLÉMENT[†], O. CARRAZ[‡], J-P. BRANTUT[†],
R. A. NYMAN[†], F. PEREIRA DOS SANTOS^{*}, L. MONDIN[§], M. ROUZE[§], Y. BIDEL[‡],
A. BRESSON[‡], A. LANDRAGIN^{*}, and P. BOUYER[✉]

[†] *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau, France*

[‡] *Office National d'Étude et de Recherches Aérospatiales, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France*

^{*} *LNE-SYRTE, UMR8630, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

[§] *CNES DCT/SI/OP, 18, Avenue Edouard Belin 31401 Toulouse CEDEX 9, France*

The accuracy and precision of current atom-interferometric inertial sensors rival state-of-the-art conventional devices using artifact-based test masses¹. Atomic sensors are well suited for fundamental measurements of gravito-inertial fields. The sensitivity required to test gravitational theories can be achieved by extending the baseline of the interferometer². The I.C.E. (*Interférométrie Cohérente pour l'Espace*) interferometer aims to achieve long interrogation times in compact apparatus via reduced gravity. We have tested a cold-atom source during airplane parabolic flights. We show that this environment is compatible with free-fall interferometric measurements using up to 4 second interrogation time. We present the next-generation apparatus using degenerate gases for low release-velocity atomic sources in space-borne experiments.

Inertial sensors are useful devices in both science and industry. Higher precision sensors could find scientific applications in the areas of general relativity³, navigation, surveying and analysis of Earth structures. Matter-wave interferometry was first envisaged to probe inertial forces⁴. Neutron interferometers were used to measure the acceleration due to gravity⁵ and the rotation of the Earth⁶ at the end of the 1970s. In 1991, atom interference techniques were used in proof-of-principle work to measure rotations⁷ and accelerations⁸. Many theoretical and experimental works have been performed to investigate this new kind of inertial sensors⁹. Some of the recent works have since shown very promising results leading to a sensitivity comparable to other kinds of sensors, for both rotation^{10,11,12} as for acceleration^{1,13}.

philippe.bouyer@institutoptique.fr — <http://www.ice-space.fr>

1 Atoms in microgravity as probes of the gravito-inertial field

1.1 Using atoms as test masses.

Following pioneering work on atomic clocks¹⁴, ultra-high precision inertial sensors are expected to be used in micro-gravity for tests of gravitation theories or to provide accurate and exact drag-free motion that is required for deep-space mapping of gravity¹⁵. Closer to Earth, they can lead to possible experiments that could test the Einstein equivalence principle¹⁶: Lorentz invariances, the universalities of a free fall and gravitational redshift, as well as the constancy of gravitational and fine-structure constants or higher order gravitational effects such as the Lense-Thirring effect^{17,18}.

Conventional gravity and acceleration probes¹⁷ rely on artifact-based macroscopic test masses to probe the gravito-inertial field. Using atoms as proof masses directly relates measurements to fundamental quantities, without the need for geometrical factors. The test masses are not subject to manufacturing errors and their displacement is referenced to the well-controlled wavelength of a pair of laser beams, providing long term accuracy and precision.

1.2 Atom interferometry and precision gravimetry

An atom interferometer measures the phase-shift acquired by atoms through different coherence-preserving paths. Since the phase acquired by an atom during its free propagation is strongly dependent on the gravito-inertial field it experiences¹⁹, the interferometric read-out of this phase-shift can give access to direct measurements of the metric tensor²⁰.

In most atom-interferometry experiments, an ensemble of particles is split into two different paths by a coherent beam-splitting process⁹. After a phase accumulation time T , the two paths are recombined by a second beam-splitting process. The probabilities of detecting particles in the two output channels of the beam-splitter are given by quantum interference of the two coherent propagation paths and are sinusoidal functions of the accumulated phase difference. The ultimate precision in the read-out of the phase is limited by the number of detected particles and scales as $\Delta\phi_{\min} = 2\pi/\sqrt{N}$ (quantum projection noise limit²¹). Typically $\Delta\phi_{\min} \sim 2$ mrad for 10^7 particles.

To detect inertial forces, an atom-interferometer must have physically separated paths. Therefore, unlike in atomic clocks, the beam-splitting processes must communicate momentum to the atoms. A common scheme uses two-photon Raman transitions to coherently transfer momentum from lasers beams to atoms²². Two hyperfine levels of an atom can be coupled via two counter-propagating laser beams. Raman transitions contribute two photon momenta and can be used as mirrors and beam-splitters (see figure 1).

The phase shift at the output of such a light-pulse interferometers arises from three contributions¹⁹:

1. the difference in the action integral along each path,
2. the difference in the phases imprinted on the atom waves by the beam splitters and mirrors,
3. the term due to the splitting of the wave-packets at the output of the interferometer.

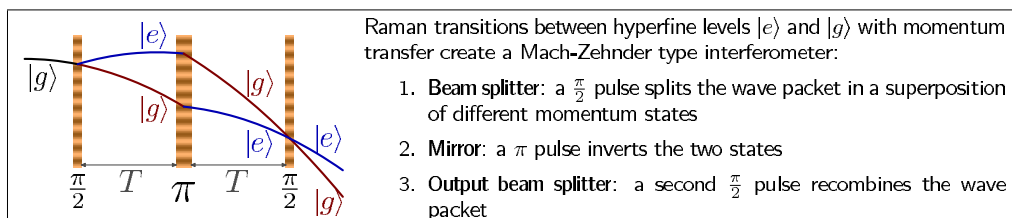


Figure 1: Light-pulse interferometer

Gravito-inertial effects are found in the first term, but can also be hidden in the second term depending on the chosen reference frame, through movement of the Raman beams. When performing the calculation in an inertial frame, terms 1 and 3 nearly cancel out and leave only the term 2, the laser phase difference between mid-points of classical (non-quantum) trajectories. This shows that interferometric process can be pictured¹ as measuring the position of freely falling atoms on an optical ruler made by the two Raman lasers beating together with a wavevector given by the difference of their wavevectors $k_{\text{eff}} = k_2 - k_1$. This simple picture allows to understand the stringent requirement on the lasers for a high-precision measurement, as their spectral quality determines the quality of the optical ruler.

For a light-pulse interferometer with equal times T between the three pulses, in the case of an accelerated frame with no rotation or gravity gradient, the final phase shift is given by

$$\Delta\phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} T^2, \quad (1)$$

where \vec{a} is the local acceleration: the atom interferometer acts as a gravimeter. Current state-of-the-art atom-gravimeters¹ have a shot-to-shot accuracy of $10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ due to technical noise.

1.3 Micro-gravity, the route to enhanced atom-interferometric sensors

Equation 1 shows that the sensitivity of an atom-interferometer increases with interrogation time. The longer the time the atoms spend between the beam splitters, the greater the scaling factor between the accumulated phase shifts and the effect they probe. In order to avoid uncontrolled residual phase-shifts, it is best not to apply fields other than that which is probed during the phase accumulation period. In the case of inertial sensing this implies that atoms must be in free fall between the beam-splitting processes. In Earth-based interferometers, with cold-atom sources, the expansion of the atomic cloud is small, and the interrogation time is limited to a fraction of second by the available fall height, limiting their precision. Atom interferometry in micro-gravity allows for longer free fall and thus increased precision.

2 Atom-interferometric sensors in the Zero-G Airbus

We are conducting atom interferometry experiments for inertial sensing on board an airplane during ballistic flights. Microgravity is obtained via 20 second-long parabolas by steering the plane to cancel drag and follow gravity. Residual acceleration is on the order of $10^{-3} g$. Even though this tropospheric microgravity facility does not provide the environmental quality of a space-borne mission, either on the ISS or on a dedicated platform, it offers the possibility to perform test and qualification campaigns for future space atomic inertial sensor missions. It also provides the required environment for the first comparison of sensors performances and possibly the first fundamental physics test with atomic sensors in microgravity.

2.1 Airborne test of the equivalence principle: an Airbus as an Einstein elevator.

The Einstein equivalence principle states that physics in a freely falling reference frame, in a gravitational field, is locally equivalent to physics without any gravito-inertial fields. An atom interrogated during its free fall in an interferometer on Earth behaves like an atom interrogated in deep-space. But inertial-sensing interferometers have a non-zero physical size and can be subject to tidal effects²³ (e.g. Lense-Thirring). An experiment carried out nearby a massive object is therefore not equivalent to a deep space experiment. On the other hand, there is no difference between an experiment carried in a freely falling airplane and one on a satellite orbiting around the Earth or the Sun.

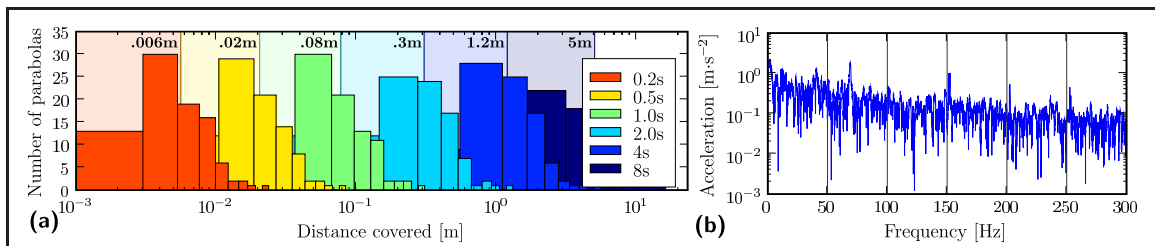


Figure 2: **(a)** Histograms of the displacements of a free-flying object, in the Airbus frame, for different times of flight. The median value is displayed for each flight time. The displacements depend on atmospheric conditions and vary from flight to flight. These measurements were taken during three flights (90 parabolas), during poor weather conditions. **(b)** Acceleration noise spectrum measured on the optical breadboard during a parabola.

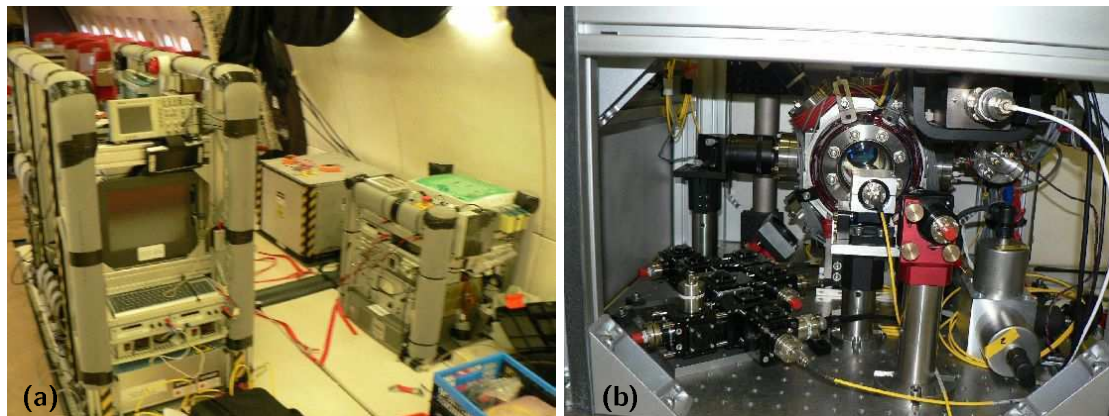


Figure 3: **(a)** The atom interferometer assembled in the Airbus. The main rack, on the left, houses laser sources and control electronics. The rack on the front right houses the uninterruptible power-supply and high-power electrical components. The rack in the back is the atom-optics part of the experiment. **(b)** Inside the atom-optics rack: the vacuum chamber and the free-space optics. On the front left, the fiber beam-splitter is clamped on the breadboard.

In the airplane, atoms falling in the interferometer's vacuum chamber experience true free fall as long as they do not hit the chamber walls. The interferometer itself is attached to the airplane and subject to acceleration noise. All movements of the mirrors used for the optical-ruler (the Raman lasers) strongly degrade the performance of the interferometer²⁴ (see figure 2 (b)). To improve the performance, the interferometer can be left freely flying, released from the airplane, to allow for strong vibration-noise rejection, and increased interrogation time. Since during a few seconds of free fall an object can move by several meters in the airplane (see figure 2 (a)) a rigid construction, called a free flyer, will be required to restrict and damp the displacements of the interferometer. Choosing a free flyer with 1.2m travel gives a 50% probability of success for a 4s long free fall for each release of the interferometer. As the airplane is rotating about the axis of its wings during the parabola, the rotation of the interferometer cannot be controlled and will give rise to Sagnac shifts. They can be canceled by doing two measurements with the area enclosed by the interferometer reversed.

2.2 Test flight of a prototype micro-gravity interferometer

An atom interferometer is made of: a vacuum chambers with optics; lasers sources for cooling and coherent manipulation of atoms; and a stable oscillator (in our case a hyperfrequency source²⁴) which serves as a frequency reference for the Raman lasers. A lab experiment weighs at least one tonne and requires a highly-controlled environment. We assembled a prototype atomic source suitable for inertial-sensing in a jet airplane from the I.C.E. collaboration components²⁴ (see

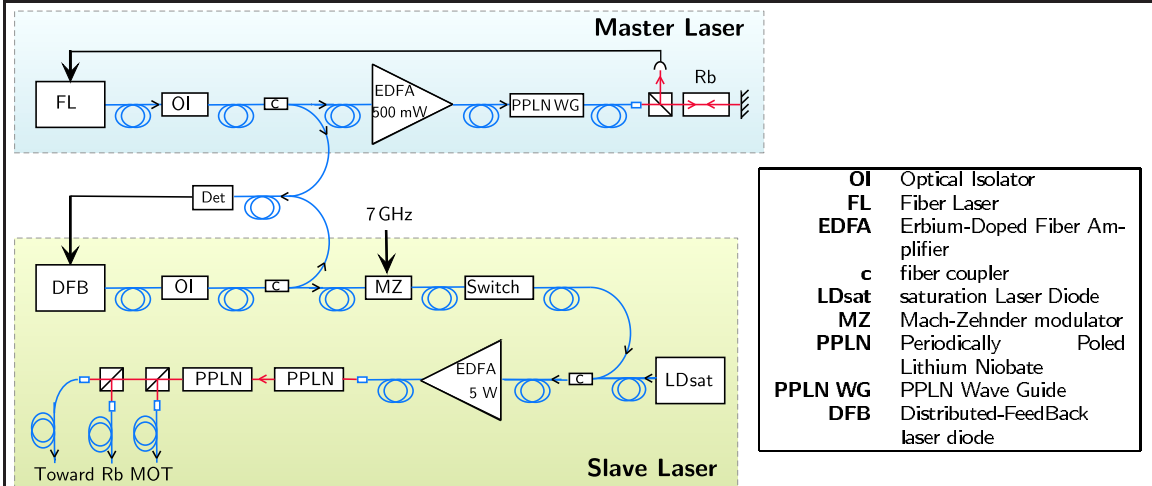


Figure 4: Diagram of our laser system. The master laser is pictured on top, the slave below.

figure 3 (a)). We prepare clouds of cold ^{87}Rb in a Magneto-Optical Trap (MOT) and release them for interrogation during their free fall.

Novel integrated fibered source for rubidium laser-cooling. Laser cooling and manipulation of atoms requires frequency-stable, narrow-linewidth laser sources. The laser systems generally used in ultracold atom experiments are neither transportable nor reliable and robust enough for our application. Indeed, free-space optical benches with macroscopic cavities often need regular re-alignment. Moving away from the standard semiconductor-laser based design¹⁴, we have created laser sources at 780 nm, suitable for atom interferometry with ^{87}Rb , using frequency-doubled fiber lasers and other telecom components at 1560 nm. These novel laser sources have been described in length elsewhere²⁵, we will limit ourselves to outlining the successful design choices in light of the test flight.

To achieve a frequency-agile configuration, we use a master laser locked on a rubidium transition and slave lasers which are frequency-locked to the master laser with an arbitrary frequency difference (see figure 4). The master laser (linewidth of 10 kHz) is a monolithic semiconductor element: a 1560 nm Distributed Feed-Back (DFB) fiber laser, amplified in a 500 mW Erbium-doped fiber amplifier and frequency doubled in a PPLN waveguide. The resulting 780 nm light is then sent into a saturated-absorption spectroscopy setup for frequency locking to a rubidium transition. An error signal is obtained by modulating the frequency of the master laser for phase-sensitive detection. Control of the frequency is achieved via a piezoelectric transducer (acting on the DFB laser) but we also change the temperature of the DFB fiber when the piezoelectric voltage approaches its maximum range.

The slave lasers are 80 mW 1560 nm DFB laser diodes (linewidth of 1.1 MHz). After amplification through an Erbium-doped fiber amplifier they are frequency doubled in free space with two 2 cm bulk PPLN crystals in cascade (similar to²⁷). With a 5W fiber amplifier, we obtain $\sim 0.3\text{W}$ at 780 nm. The slave lasers are frequency-locked to the master laser by measuring the frequency of a beat-note between the two 1560nm lasers recorded on a fibered fast photodiode. Control of the frequency of the slave lasers is achieved via feedback to their supply current.

The power of the cooling laser can be adjusted by switching off the 1560 nm input laser of the fibered amplifier with an optical switch after saturating it with a laser source at 1556 nm. The 1556 nm light is not frequency doubled by the PPLN crystals and is filtered by the single-mode 780 nm fibers. A very good extinction is obtained, limited by the amplified spontaneous emission of the fibered amplifier that is frequency-doubled. Mechanical shutters are used to

completely extinguish the lasers over long timescales (they have a 7 ms dead time), but the use of the saturation diode allows for quicker switching times ($\sim 50 \mu\text{s}$).

In order to laser cool ^{87}Rb , an additional frequency (called the repumping laser), located 7 GHz away from the cooling laser, is required. Instead of using another laser, we use a 1560 nm fiber Mach-Zehnder modulator to generate two sidebands 7 GHz apart. One sideband is for repumping and the other is off-resonance, so causes no ill effects.

Laser light is transported to the vacuum chamber using polarization-maintaining optical fibers. A fiber beam-splitter (Schäfter and Kirchhoff) based on miniature polarizing optics divides the laser-cooling fiber in three to provide separate beams for the operation of the MOT.

The laser sources have proved remarkably robust during the test flight, surviving pressure changes of 200 mPa, temperature changes of 15°C , and remaining frequency-locked in spite of the noisy environment. It is worth noting that an amplifier was damaged during flight operations, its output power dropping by a factor of 10. This failure did not prevent the MOT from functioning. The cause is currently being investigated.

A robust transportable interferometer setup. Keeping with the philosophy of a flexible prototype, the atomic-physics part of the interferometer was built using standard lab equipment mounted on a 600×600 mm optics breadboard (see figure 3 (b)). A rigid frame is bolted through the breadboard, holding the vacuum chamber to protect it and meet flight security requirements.

The core of the apparatus is a stainless-steel ultra-high vacuum chamber in which the laser beams intersect for trapping and manipulating the atoms. The chamber has two 63 mm diameter windows and eight lateral 40 mm ports. The large number of available ports allows us to dedicate separate windows for different beams and for observation. MOT and compensation coils are directly wound onto the chamber. The rubidium atoms are released from commercially-available alkali-metal dispensers directly into the MOT chamber. While operating the interferometer, the dispensers are run continuously and a dilute ($< 10^{-8}$ mBar) rubidium vapor fills the chamber. There are two pumps: an ion pump and a getter pump, maintaining the required vacuum even during night power cut. No special care has been taken to ensure that all parts of the system are non-magnetic and the ion pump was not shielded. We relied solely on the compensation coils to cancel out the magnetic fields in the surroundings of the atoms.

The six counter-propagating laser beams of the MOT are made of three retro-reflected beams each expanded out of a fiber by an out-coupler producing a 25 mm diameter beam. The couplers are positioned on kinematic mounts (New Focus 9071) held by 38 mm posts bolted on the breadboard. The setup was optimized in our lab in Palaiseau, then carried on a truck 500 km away to Bordeaux and loaded into the airplane with no particular precautions. Every day temperature cycled from 6°C to 20°C . We did not notice any misalignment.

The laser source driving the Raman transition is similar to the cooling laser. The second Raman frequency is achieved as with the repumping frequency by intensity-modulating the laser light. The presence of the second sideband adds new paths to the interferometer, but they need not be taken in account as these secondary interferometers are not closed. For the Raman pulse manipulation, MOT coils are switched from quadrupole configuration to dipole configuration to provide a polarizing field raising the degeneracy between Zeeman sub-levels. The intensity of the lasers can be up to 20 times the saturation intensity of rubidium, which allows for short Raman pulses with weak velocity selection to address broad momentum distributions. The pulse is controlled via an acousto-optical modulator after the frequency-doubling stage. Raman transfer was not tested during this first flight.

We load 10^9 atoms of ^{87}Rb in the MOT in one second. A photodiode monitors the fluorescence, which is proportional to the number of atoms. We release the atoms from the MOT and further cool them through a brief phase of optical molasses during which we can prepare the atoms in the lower hyperfine state by turning off the repumping light. The light pulses for the

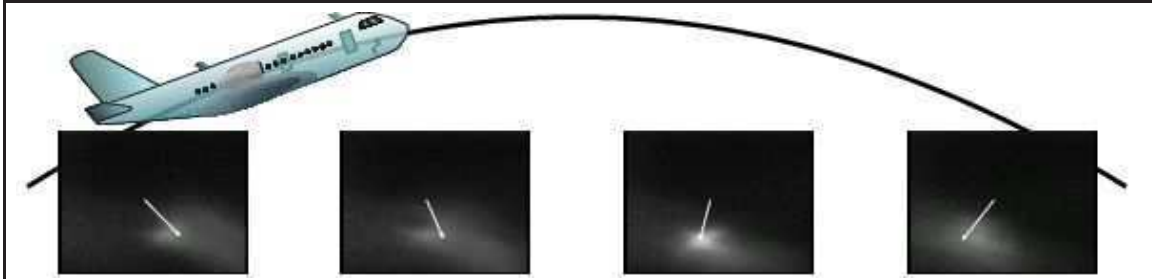


Figure 5: Images of molasses at different airplane angles. The tilt in the Earth’s magnetic field produces an imbalance in the radiation pressure during the molasses phase, and alters the direction in which the atoms escape. The arrows connect the positions of the initial trapped cloud to the escaping atoms. The escape direction does not directly relate to the pitch angle of the airplane, as its bearing also changes the direction of the magnetic-field.

interferometer (see figure 1) can then be applied. The cooling laser is turned back on to detect the atoms still in the MOT volume in a state selective way. The flight of the atoms in the optical molasses was recorded during the test flight. Our preliminary setup had no magnetic shield and the rotation of the Earth’s magnetic field created uncompensated Zeeman shifts. These shifts imbalance the radiation pressure during molasses, limiting the atomic escape velocity (see figure 5).

3 I.C.E.: the next-generation apparatus

Temperatures achieved through laser-cooling techniques reach a limit of around $1\mu\text{K}$ ($v_{\text{rms}} \sim 1\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$). Ballistic expansion of laser-cooled atoms thus limits interrogation times to a few seconds²⁶. To make full use of micro-gravity (e.g. with a space-borne experiment) further cooling is needed. The limiting factor for atom-interferometric metrology is the size of the atomic cloud after expansion, given by both its initial size and velocity spread. This size is closely related to the phase-space density of the source, which can be seen as an atom-optic equivalent of the luminance of a photonic source. The source of maximum luminance in optics is the laser, and which is widely used in photon-interferometry. In atom-optics such a source is a Bose-Einstein condensate. The intrinsic linewidth of a Bose-Einstein condensate is very narrow, however the momentum-width of a freely falling condensate depends on the trap release process.

Within the I.C.E. project²⁴, we are building a next-generation atom interferometer making use of quantum degenerate atomic gases for increased interrogation times during ballistic flights. Degenerate atom sources can be achieved by evaporative cooling, where the depth of a non-dissipative trap is lowered to eject higher energy atoms while relying on two-body collisions to thermalize the cloud, thus lowering its temperature. Magnetic traps, where atoms are trapped near a minimum of magnetic field, are most often used to perform this evaporation. However, releasing atoms from a magnetic trap is an ill-controlled process that will affect the sensor performances. On the contrary, optical-dipole traps, where atoms are trapped near a maximum of laser light intensity, can be controlled with much more precision. Ramping down to zero the power of the trapping laser yields a jerk-free release process. In the I.C.E. interferometer, we transfer the atoms from the MOT to an optical-dipole trap made of two intersecting laser beams at 1565nm . Efficient capture of the atoms is achieved for a trap depth of a few times their kinetic energy. The phase-space volume of a dipole trap is limited by the available laser power. As a MOT is a rather large cloud, it is best to capture it with the spatially largest possible trap while still deep enough to load the atoms. Using a 50W fiber laser, we can load the atoms using trap diameters up to $350\mu\text{m}$.

To permit a short duty cycle that allows for high precision measurement and high accuracy,

the production of the degenerate atomic source must be fast. For the evaporation process to be efficient, the collision rate needs to increase as the number of trapped atoms decreases. However, lowering the power of the trapping laser reduces the depth of the trap, but not its size, and, as the trap depth goes to zero, so does the density of the trapped atoms and the collision rate. We use a mechanical zoom to change the diameter of the trapping laser beam during the evaporation and optimize the collision rate for quick evaporative cooling²⁸.

Bose-Einstein condensates are relatively high-density samples, and the interactions between atoms cannot be neglected. These interactions give rise to uncontrolled shifts in interferometers^{29,26}. Inertial-sensing atom interferometers have a physical extent, and the wave-packets in the different arms of the interferometers spend most of their time non-overlapping. The collisional shifts occur at the beam-splitters, where each atom interacts with the atoms in the other arm²⁶. On the contrary, due to Pauli blocking, ultracold, spin-polarized, degenerate fermions do not interact. They suffer no interaction shifts²⁹, but, as their phase-space density cannot exceed unity, they form less bright sources and, when released from tight traps, their increased momentum spectrum could limit interrogation times. However, Pauli blocking in Fermi gases and interactions in Bose gases yield similar orders of magnitude³⁰ for momentum broadening over the range of accessible experimental parameters as long as the interaction is not suppressed via magnetically-tunable Feshbach resonances. Nevertheless, both collisional-shifts and momentum broadening can be strongly reduced by adiabatically opening the trap and reducing the density before the release, or by the use of an external magnetic field to tune the interactions (Feshbach resonances). The I.C.E. interferometer has been designed to operate with fermionic ⁴⁰K in addition to bosonic ⁸⁷Rb to allow for comparison of the achievable precisions using different species.

Conclusion

We have successfully tested a cold atom source for inertial sensing in aircraft parabolic flights. With the use of a free-flyer, it will allow interrogation of the freely-falling atoms during several seconds, paving the way for high-precision inertial sensors. The interrogation time is then limited by the residual acceleration. The aircraft is a valid frame for fundamental tests of gravitation theories. Our preliminary results show that laboratory experiments can be adapted for this new experimental platform. Unlike orbital platforms, development cycles on ground-based facilities, either on the plane (it took us 3 months to assemble the test prototype), or on drop towers³¹, can be sufficiently short to allow for the rapid technological evolution for future sensors. Indeed high-precision drag-free space-borne applications require further progress on achieving longer interrogation times using ultra-low velocity atoms. Our new-generation degenerate atomic source design minimizes trap-release and interaction energies for these purposes.

Acknowledgments

The I.C.E. collaboration is funded by the CNES, as are JPB, RAN and NZ's salaries. Further support comes from the European Union STREP consortium FINAQS. Laboratoire Charles Fabry, ONERA, and LNE-SYRTE are affiliated to IFRAF³².

References

1. A. Peters, K.Y. Chung, S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001)
2. S. Dimopoulos, *et al. Phys. Rev. Lett.* **98**, 111102 (2007); B. Dubetsky and M. Kasevich, *Phys. Rev. A* **74**, 023615 (2006).

-
3. W.W. Chow, J. Gea-Banacloche, L.M. Pedrotti, V.E. Sanders, W. Schleich, and M.O. Scully. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 61 (1985).
 4. J.F. Clauser. *Physica B*, **151**, 262 (1988); C. Bordé. *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989).
 5. S.A. Werner, J.-L. Staudenmann, and R. Colella. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 1103 (1979).
 6. R. Colella, A.W. Overhauser, and S.A. Werner. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1472 (1975).
 7. F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke and Ch.J. Bordé. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991).
 8. M. Kasevich and S. Chu, *Appl. Phys.*, **B 54**, 321 (1992).
 9. P.R. Bermann (eds.), Atom Interferometry (Academic, Boston MA, 1997)
 10. T.L. Gustavson, P. Bouyer, M.A. Kasevich. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
 11. T.L. Gustavson, *et al. Class. Quantum Grav.* **17**, 1 (2000).
 12. B. Canuel, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 010402 (2006)
 13. A. Peters, K.Y. Chung, B. Young, J. Hensley and S. Chu. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **355**, 2223 (1997).
 14. Ph. Laurent, *et al. App. Phys. B* **84**, 683 (2006)
 15. Study of the Pioneer anomaly: Anderson *et al. Phys. Rev. D* **65**, 082004 (2002)
 16. C. Lämmerzahl, *Appl. Phys. B* **84**, 551 (2006)
 17. Gravity Probe B: S. Buchman *et al. Advances in Space Research* **25**, 1177 (2000)
 18. HYPER Assessment Study Report ESA-SCI(2000)10, European Space Agency (2000)
 19. Ch. J. Bordé, *C. R. Acad. Sci. Paris, t. 2 Série IV*, 509 (2001).
 20. Ch. J. Bordé *et al.*, in C. Lämmerzahl, C.W.F. Everitt, F.W. Hehl Gyros (Eds.), *Clocks and Interferometers: Testing Relativistic Gravity in Space*, Springer-Verlag (2000)
 21. D.J. Wineland, *et al. Phys. Rev. Lett.* **66**, 6797 (1992)
 22. M. Kasevich, S. Chu *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991)
 23. M.-C. Angonin, P. Tournenc, P. Delva, *Appl. Phys. B* **84**, 579 (2006)
 24. R.A. Nyman, *et al. App. Phys. B* **84**, 673 (2006)
 25. F. Lienhart, *et al. App. Phys. B*, (2007)
 26. Y. Lecoq, *et al. App. Phys. B* **84**, 627 (2006)
 27. R. J. Thompson, *et al. Optics Express* **11**, 1709 (2003)
 28. T. Kinoshita, T.R. Wenger, D.S. Weiss, *Phys. Rev. A* **71**, 01 162(R) (2005)
 29. S. Gupta, *et al. Science* **13**, 1723 (2003)
 30. When suddenly releasing interacting Bose gases from a trap, the release momentum is given by the energy of the bosons in the trap. For trapping frequencies of ω , the harmonic oscillator length related to the trap is $a_{\text{ho}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$, and the release wave-vector is $k_{\text{release}} \sim \frac{1}{a_{\text{ho}}}(15N\frac{a}{a_{\text{ho}}})^{1/5}$, with a the scattering length of the atoms. For Fermi gases, the spread in wave-vector is given by $k_{\text{F}} \sim \frac{1}{a_{\text{ho}}}(48N)^{1/6}$.
 31. A. Vogel *et al. App. Phys. B* **84**, 663 (2006)
 32. <http://213.251.135.217/ifraf/>

Light-pulse atom interferometry in microgravity

G. Stern^{1,2}, B. Battelier¹, R. Geiger¹, G. Varoquaux¹, A. Villing¹, F. Moron¹, O. Carraz³, N. Zahzam³, Y. Bidel³, W. Chaibi², F. Pereira Dos Santos², A. Bresson³, A. Landragin², and P. Bouyer^{1,a}

¹ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique et Université Paris Sud 11, Institut d'Optique Graduate School, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France

² LNE-SYRTE, CNRS UMR 8630, UPMC, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

³ Office National d'Étude et de Recherches Aérospatiales, Chemin de la Humière, 91761 Palaiseau, France

Received 19 March 2009 / Received in final form 21 April 2009

Published online 16 May 2009 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2009

Abstract. We describe the operation of a light pulse interferometer using cold ^{87}Rb atoms in reduced gravity. Using a series of two Raman transitions induced by light pulses, we have obtained Ramsey fringes in the low gravity environment achieved during parabolic flights. With our compact apparatus, we have operated in a regime which is not accessible on ground. In the much lower gravity environment and lower vibration level of a satellite, our cold atom interferometer could measure accelerations with a sensitivity orders of magnitude better than the best ground based accelerometers and close to proven spaced-based ones.

PACS. 37.25.+k Atom interferometry techniques – 03.75.Dg Atom and neutron interferometry

Atom interferometry is one of the most promising candidates for ultra-accurate measurements of gravito-inertial forces [1], with both fundamental [2–5] and practical (navigation or geodesy) applications. Atom interferometry is most often performed by applying successive *coherent* beam-splitting and -recombining processes separated by an interrogation time T to a set of particles [6]. Understanding matter wave interferences phenomena follows from the analogy with optical interferometry [7,8]: the incoming wave is separated into two wavepackets by a first beam-splitter; each wave then propagates during a time T along a different path and accumulates a different phase; the two wavepackets are finally recombined by a last beam-splitter. To observe the interferences, one measures the two output-channels complementary probability amplitudes which are sine functions of the accumulated phase difference $\Delta\phi$. This phase difference increases with the paths length, i.e. with the time T between the beam-splitting pulses.

When used as inertial sensors [9,10], the atoms are usually left free to evolve during the interrogation time T so that the interferometer is only sensitive to gravito-inertial effects. In particular, one avoids residual trapping fields that would induce inhomogeneities or fluctuations and would affect the atomic signal. The interrogation time T is consequently limited by, on the one hand, the free expansion of the atomic cloud, and, on the other hand, the free fall of the atomic cloud. The limitation of expansion

^a e-mail: philippe.bouyer@institutoptique.fr

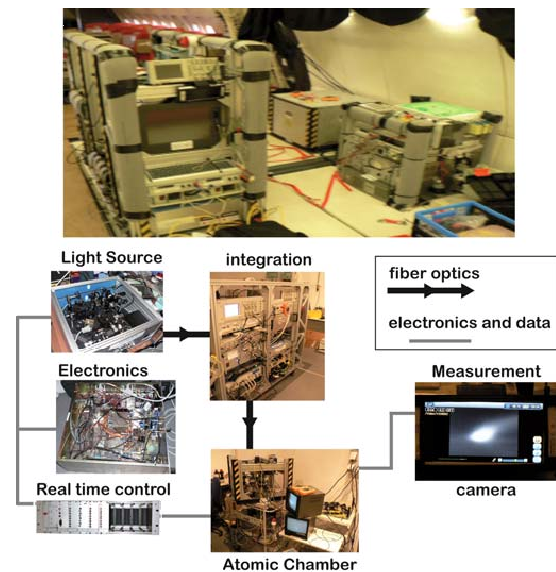


Fig. 1. (Color online) Top: the atom interferometer assembled in the Airbus. The main rack on the left houses the laser sources and the control electronics. The rack on the front right contains the uninterruptable power-supply, the electrical panel and the high-power laser part. The rack on the back right hosts atom-optics part of the experiment. Bottom: the architecture of the atom interferometer.

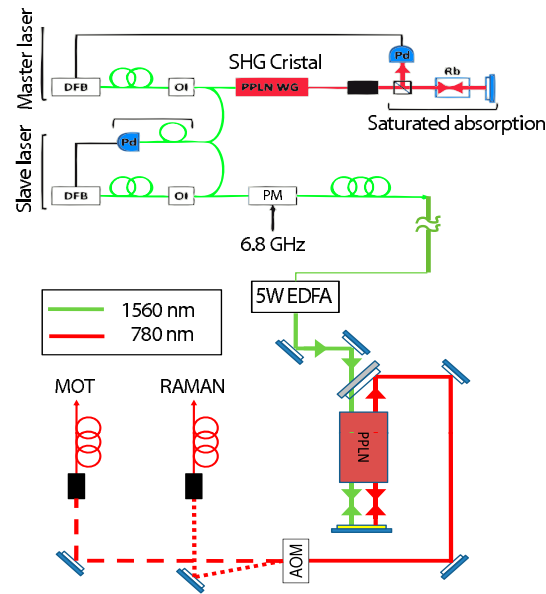


Fig. 2. (Color online) Diagram of the laser system. The master laser (linewidth of 1 MHz) is a monolithic semiconductor element: a 1560 nm distributed feed-back (DFB) fiber laser is frequency doubled in a PPLN waveguide; the resulting 780 nm light is then sent into a saturated-absorption spectroscopy setup for frequency locking on a ^{85}Rb transition; the slave is a 80 mW DFB laser diode at 1560 nm and is frequency-locked on the master laser by measuring the frequency of their beat-note recorded on a fibered fast photodiode. Frequency control of the lasers is achieved via feedback to their supply current. After amplification through a 5W-erbium-doped fiber amplifier (EDFA), the slave laser is frequency doubled in free space with a bulk PPLN crystal; we obtain about 0.3 W at 780 nm.

is alleviated by the use of ultracold gases [11,12], but, due to free-fall distance, long-interrogation-time experiments require tall vacuum chambers [13]. Laboratory experiments are typically limited to about 300 ms of free fall with a 1 m-tall apparatus if the atoms are simply released, or twice by launching them upward as in atomic fountains. This can be increased on much larger apparatuses: a 10 m-high atom interferometer is currently under construction at Stanford [3], giving access to 1.4 s of interrogation time. Free-fall heights of more than 100 m, corresponding to durations of about 5 s are also available in a drop tower (ZARM Bremen, Germany [14]). Another solution consists in performing the experiments in microgravity achieved during parabolic flights provided by an aeroplane, as for the PHARAO prototype [15]. In the I.C.E. (Interférométrie Cohérente pour l'Espace) collaboration [16,17] that we present here, we are conducting cold-atom interferometry experiments in such an airplane (the A-300 0-G Airbus of Novespace), which carries out ballistic flights. Microgravity is obtained via 20 s-long parabolas by steering the plane to cancel drag and fol-

low free fall. The residual acceleration is of the order of $10^{-2}g$ ($\sim 10\text{ cm/s}^2$). With 90 parabolas per flight session, we have access to 30 min total of reduced gravity. In this letter, we present a first validation of our 0-g setup by obtaining Ramsey fringes with copropagating Raman transitions during parabolas, the interrogation times being longer than those we could obtain on Earth with the same configuration.

Transferring a laboratory-bound cold atoms interferometer into an automated experiment suitable for microgravity use poses many technical challenges [14,16,18,19]. We assembled a prototype atomic source suitable for inertial-sensing in an airplane from the I.C.E. collaboration components [16] (see Fig. 1). The atom interferometer is made of 4 elements: a vacuum chamber with optics; lasers sources for cooling and coherent manipulation of atoms; a stable oscillator (in our case a microwave frequency source at about 6.8 GHz [16]) which is a frequency reference for the Raman lasers; and an autonomous real-time controller for the experimental sequence and data calculations. For the interferometric measurement, we prepare clouds of cold ^{87}Rb in a magneto-optical trap (MOT) and release them for interrogation during their free fall.

Moving away from extended-cavity-laser-diode-based systems, as developed in the PHARAO project [20], we have designed laser sources at 780 nm for cooling and coherently manipulating the atoms that rely on telecom technologies and second harmonic generation [21,22]. This allows to use fiber-optics components and offers a reliable, robust and compact system, quite insensitive to the environmental perturbations encountered in the airplane. These novel laser sources are very similar to the ones described in details in [23] so we limit here to outlining the successful design. A first reference DFB 1560 nm pigtailed laser diode (linewidth ~ 1 MHz) is frequency doubled in a PPLN waveguide and locked on a ^{85}Rb transition through a saturated absorption setup (see Fig. 2). A slave DFB 1560 nm pigtailed diode, similar to the first one, is locked to the first laser at a frequency difference monitored through the beat note signal, as measured by a fibered fast photodiode. The frequency offset can be adjusted so that the slave DFB is red detuned from the resonance of the $F = 2 \rightarrow F = 3$ transition of ^{87}Rb with a detuning ranging from 0 to 1.1 GHz. A 1560 nm fibered phase modulator is then used to generate two sidebands ~ 6.8 GHz apart. One of these sidebands acts either as the repumping laser during the cooling phase, or as the second Raman laser during coherent manipulation of the atoms, depending on the applied frequency.

The microwave reference has been simplified compared to [16] in order to make it more reliable in the plane environment. It's based on a direct multiplication of a 10 MHz quartz oscillator to 6.8 GHz without any intermediate oscillator or phase lock loop. The ultra-stable quartz has been chosen to be a good compromise to achieve low phase noise at low and high frequencies simultaneously (see Fig. 3), as in [15]. The multiplication is done in three steps: a first multiplication by 10 to 100 MHz (commercial Wenzel system), then multiplication by 2 and finally

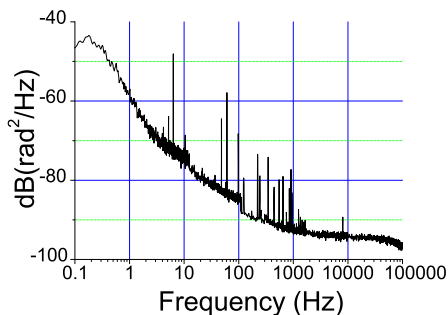


Fig. 3. (Color online) Spectral density of the phase noise at 6.8 GHz of the quartz recorded by comparison with other ultra-stable quartz oscillators phase-locked on H-Maser of the SYRTE.

to 6.8 GHz by a comb generator (non-linear transmission line, Wenzel model 7100). Two direct digital synthesis (DDS) are used to adjust the cooling/repumping frequency difference and the Raman beams frequency difference respectively.

After amplification through a 5W erbium-doped fiber amplifier (EDFA), the slave laser is frequency doubled in free space with a double-pass in a 4 cm bulk PPLN crystal. We typically obtain ~ 300 mW at 780 nm. A 80 MHz acousto-optical modulator (AOM) is used to switch between the MOT configuration (in which the non diffracted order of the AOM is used) and the Raman configuration (in which the first diffraction order is used, see Fig. 2). The use of the first order of the AOM for the Raman beam enables to create ultra-short pulses of light ($10 \mu\text{s}$ typically). Additional mechanical shutters ensure a total extinction of the beams. Two optical fibers finally bring the MOT and the Raman beams to the science chamber.

The fibers deliver the light to the vacuum-chamber module [17]. The MOT fiber is sent to a 1-to-3 fiber beam-splitter¹ which delivers three beams which are then retroreflected and produce the MOT. The circularly-polarized Raman beam has a 25 mm diameter and is aligned with the horizontal plane. A 300 mG horizontal magnetic field is aligned with the Raman beam to raise the Zeeman degeneracy of the hyperfine sub-levels. The intensity of the lasers can be up to 20 times the saturation intensity of rubidium, which allows for short Raman pulses with weak velocity selection. The Raman detuning is about 700 MHz. The effective Rabi pulsation Ω_{eff} is about $2\pi \times 12.5$ kHz. Finally, a magnetic shield around the science chamber prevents from changes of the Earth's magnetic field directions during parabolas [17].

The science chamber in which we operate our atom interferometer is shown in Figure 4. We load about 10^9 atoms in the MOT from a rubidium vapor in 500 ms. We release the atoms from the MOT and further cool them down below $100 \mu\text{K}$ during a brief phase of optical molasses. Then, we prepare the atoms in the lower hyperfine

¹ From Schäfer und Kirchoff:
<http://www.sukhamburg.de/>

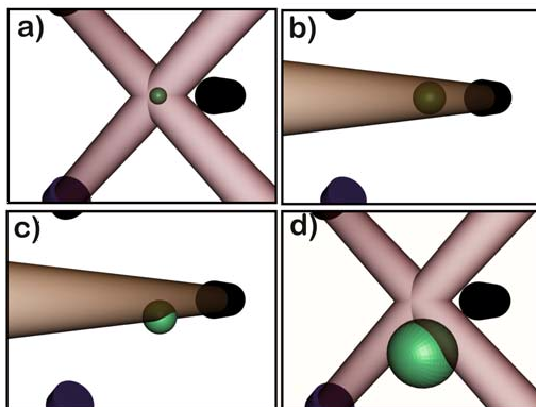
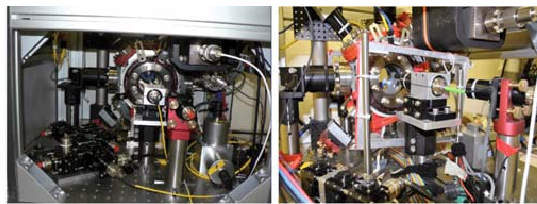


Fig. 4. (Color online) Up: inside the atom-optics rack (the vacuum chamber and the free-space optics). Down: 3D schematics showing the beams configuration and the interferometer sequence. (a) Atom cooling and trapping (MOT, the horizontal retroreflected MOT beam is not shown for clarity), (b) first Raman interrogation pulse colinear to the horizontal retroreflected MOT beam, (c) second Raman interrogation pulse and (d) detection with the MOT beams. The atomic cloud is represented as falling under gravity.

state $F = 1$ using optical pumping. After the extinction of the MOT beams, we shine the atoms with two Raman light pulses separated by a time T . The duration τ of these pulses is chosen such that $\Omega_{\text{eff}} \times \tau = \frac{\pi}{2}$ (splitting of the matter wave). The Raman lasers are copropagating so that a nearly zero momentum is transferred during the Raman transition. In this configuration, the two successive $\frac{\pi}{2}$ pulses enable us to record optically induced Ramsey fringes that are the signature of the matter wave interferences between the two interferometer paths [24,25]. After the Raman pulses, the MOT beams are switched on at resonance and a photodiode monitors the fluorescence which is proportional to the number of atoms. During a few milliseconds, the microwave source is first turned off (absence of the repumping laser) to record the number N_2 of atoms in $F = 2$. Second, we switch on the microwave source (presence of the repumping sideband) and the photodiode detects the total number of atoms N . Plotting the ratio N_2/N with respect to the frequency of the Raman transitions sideband, we thus obtain Ramsey fringes, corresponding to the proportion of atoms having undergone coherent transfer between the two states $|F = 1, m_F = 0\rangle$ and $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (see Fig. 5).

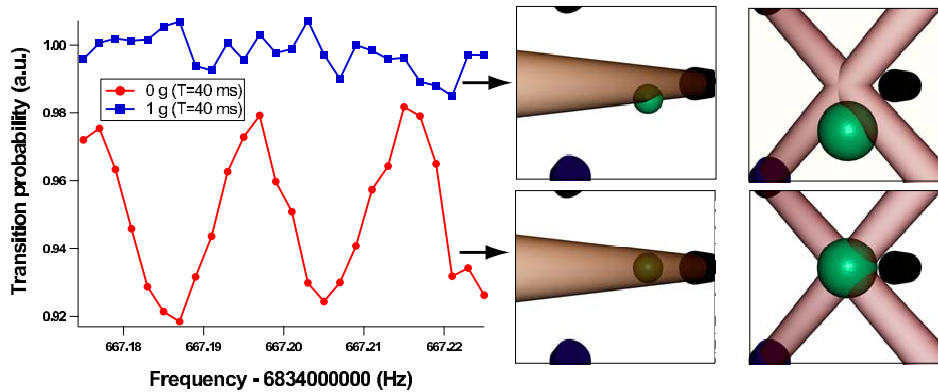


Fig. 5. (Color online) Comparison of fringes with or without gravity. In the presence of gravity (upper curve and pictures), the atoms, when released from the trap fall down, and eventually exit the Raman pulse region and the recapture volume. The atomic signal then drops and no fringes are visible. In the absence of gravity (lower curve and pictures), even for longer times, the atoms stay in the Raman pulse region and recapture area. The detection limit is eventually set by the temperature induced expansion of the atomic cloud.

The total duration of the sequence is about $T + 10$ ms from the end of the molasses phase until the detection. In the lab, i.e. in a 1-g environment, we can typically detect atoms until $T = 20$ ms. Above this limit, the free fall of the atoms is too important and the atoms exit both the area of the Raman beams and the detection volume, as shown in the schematics of Figure 5. However, T can be much longer during parabolas where the residual acceleration is of the order of 10^{-2} g. Figure 5 clearly illustrates the advantage of such a reduced gravity environment: with $T = 40$ ms, we have recorded fringes which could not be observed on ground; we could operate at a largest pulse time interval of $T = 75$ ms (see Fig. 6) which represents a fringe period of $1/T \sim 14$ Hz. We are prone to believe that the main limitation for longer values of T is due to the cloud expansion: the spatial extension of the cloud increases, and the Rabi frequency is then not the same for all the atoms, depending on the laser intensity at their position. It can explain the decrease of the fringes amplitude when T is longer. This effect is enhanced by the residual acceleration -4×10^{-2} g during about 100 ms leads to motion amplitudes of 2 mm which is enough to reduce the Raman beams efficiency. Atoms also exit the detection area, and this makes the signal-to-noise ratio drop.

The vibration noise in the plane does not enable us to use the Raman beams in a velocity selective configuration yet [26], and thus we could not render this interferometer sensitive to inertial effects. Consequently, the residual acceleration noise has been measured with accelerometers locally anchored to the experimental apparatus. This noise corresponds to large residual accelerations (~ 10 cm/s²) that will Doppler shift the resonance and thus hinder it. Different techniques can be used to reduce the influence of these spurious accelerations: active stabilization of the retroreflecting mirror [27], post-corrections or feed-forward from an accelerometer signal on the Raman phase [28], or combination of vibrations measurements

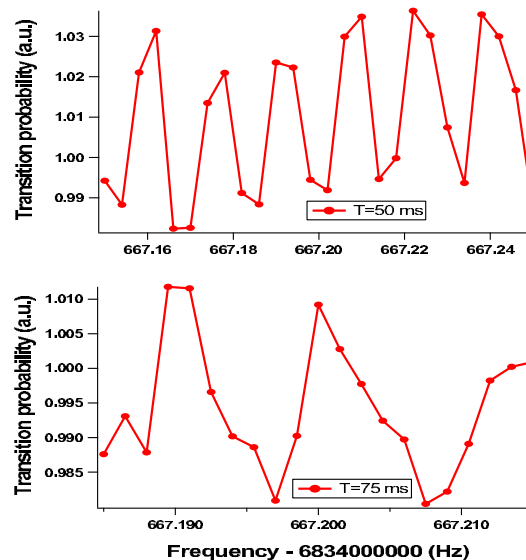


Fig. 6. (Color online) Optical Ramsey fringes obtained in micro gravity for $T = 50$ ms and $T = 75$ ms (corresponding to respectively 18 mm and 35 mm of free fall under gravity). The x -axis is the frequency of the Raman transition sideband delivered by the hyperfrequency source and the y -axis represents the non-normalized ratio N_2/N .

by a seismometer and the measured transition probabilities [29]. With the use of an appropriate vibration isolation, it will allow interrogation of the freely-falling atoms during several seconds, and reach high-precision not yet achieved with ground based atom inertial sensors. When implemented in space, with a residual noise lower than 10^{-6} g, the sensibility can reach that of the best spaced-based accelerometers [30].

To conclude, we have successfully tested a cold atom light pulse interferometer in aircraft parabolic flights. Our preliminary results show that laboratory experiments can be adapted for this new experimental platform and used to develop the future generation of air/spaceborn atom inertial sensors. Our experimental set-up offers an unprecedented platform for development of future fundamental physics instruments to test general relativity of gravitation. Unlike orbital platforms, development cycles on ground-based facilities (either in a plane or in a drop tower) can be short enough to offer rapid technological evolution for these future sensors. In the future, high-precision drag-free space-born applications will require further progress to achieve longer interrogation times using ultra-low velocity atoms. New-generation of degenerate atomic source design are currently under study for that purpose [14,16].

The I.C.E. collaboration is funded by the Centre National d'Études Spatiales, as are GS, and RG. This work is also supported by the European Space Agency under the "Space Atom Interferometry" program. Further support comes from the RTRA "triangle de la physique" and the European Union STREP consortium FINAQS. Laboratoire Charles Fabry, ONERA and SYRTE are all members of IFRAF².

References

1. B. Dubetsky, M.A. Kasevich, Phys. Rev. A **74**, 023615 (2006)
2. S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **98**, 111102 (2007)
3. S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, M.A. Kasevich, Phys. Rev. D **78**, 042003 (2008)
4. W. Ertmer et al., Exp. Astron. **23**, 611 (2009)
5. P. Wolf et al., Exp. Astron. **23**, 651 (2009)
6. C.J. Bordé, Phys. Lett. A (1989)
7. P. Storey, C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. II France **4**, 1999 (1994)
8. C.J. Bordé, C.R. Acad. Sci. Sér. IV **2**, 509 (2001)
9. M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991)
10. T.L. Gustavson, P. Bouyer, M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997)
11. A. Leanhardt, T. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. Pritchard, W. Ketterle, Science **301**, 1513 (2003)
12. Y. Le Coq, J. Retter, S. Richard, A. Aspect, P. Bouyer, Appl. Phys. B **84**, 627 (2006)
13. A. Clairon, C. Salomon, S. Guelatti, W. Phillips, Europhys. Lett. **16**, 165 (1991)
14. A. Vogel et al., Appl. Phys. B **84**, 663 (2006)
15. P. Laurent, P. Lemonde, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin, C. Salomon, Eur. Phys. J. D **3**, 201 (1998)
16. R.A. Nyman et al., Appl. Phys. B **84**, 673 (2006)
17. G. Varoquaux in *Proceedings of the XLIIInd Rencontres de Moriond, Gravitational Waves and Experimental Gravity*, edited by J. Dumarchez and J.T.T. Vân (2007), p. 335, [arXiv:physics/0705.2922](https://arxiv.org/abs/physics/0705.2922)
18. T. Könenam et al., Appl. Phys. B **89**, 431 (2007)
19. N. Yu, J.M. Kohel, J.R. Kellogg, L. Maleki, Appl. Phys. B **84**, 647 (2006)
20. P. Laurent et al., Appl. Phys. B **84**, 683 (2006)
21. A. Bruner, V. Mahal, I. Kiryuschev, A. Arie, M.A. Arbore, M.M. Fejer, Appl. Opt. **37**, 6410 (1998)
22. R.J. Thompson, M. Tu, D.C. Aveline, N. Lundblad, L. Maleki, Opt. Express **11**, 1709 (2003)
23. F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, A. Bresson, Appl. Phys. B **89**, 177 (2007)
24. C. Antoine, C.J. Bordé, J. Opt. B: Quantum. Semiclass. Opt. **5**, S199 (2003)
25. C.J. Bordé, Metrologia **39**, 435 (2002)
26. M. Kasevich, D.S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991)
27. J. Hensley, A. Peters, S. Chu, Rev. Sci. Instrum. **70**, 2735 (1999)
28. J.L. Gouët, T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, Appl. Phys. B **92**, (2008)
29. S. Merlet, J.L. Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, P. Rouchon, Metrologia **46**, 87 (2009)
30. B. Christophe et al., Exp. Astron. **23**, 529 (2009)

² Institut Francilien de Recherche en Atomes Froids:
<http://213.251.135.217/ifraf/>

Bibliographie

- [1] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu et D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Physical Review Letters, 59 (23) (1987), pp. 2631–2634.
- [2] C. J. Bordé, *Atomic Interferometry and Laser Spectroscopy*, Dans *Laser Spectroscopy X*, pp. 239–245. World Scientific (1991).
- [3] C. J. Bordé, *Atomic clocks and inertial sensors*, Metrologia, 39 (5) (2002), p. 435.
- [4] F. V. Kann, *Requirements and general principles of airborne gravity gradiometers for mineral exploration*, Dans *ASEG-PESA Airborne Gravity 2004 Workshop*, Australia (2004).
- [5] A. Einstein, *On the relativity principle and the conclusions drawn from it*, The collected papers of Albert Einstein, 2 (1907).
- [6] B. Kibble, *A measurement of the gyromagnetic ratio of the proton by the strong field method*, Eds. New York : Plenum, 5 (1976).
- [7] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt et F. Klopping, *A new generation of absolute gravimeters*, Metrologia, 32 (1995), pp. 159–180.
- [8] M. Abgrall, *Evaluation des performances de la fontaine atomique PHARAO*, Thèse de doctorat, Paris VI (2003).
- [9] A. Peters, K. Y. Chung et S. Chu, *High-precision gravity measurements using atom interferometry*, Metrologia, 38 (1) (2001), p. 25.
- [10] P. Cheinet, *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids*, Thèse de doctorat, Paris VI (2006).
- [11] J. L. Gouët, *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*, Thèse de doctorat, Paris XI (2008).

- [12] M. Schmidt, A. Senger, T. Gorkhover, S. Grede, E. Kovalchuk et A. Peters, *A Mobile Atom Interferometer for High Precision Measurements of Local Gravity*, Dans *Frequency Standards and Metrology - Proceedings of the 7th Symposium*, pp. 511–516 (2009).
- [13] A. Zatezalo, V. Vuletic, P. Baker et T. Poling, *Bose-Einstein interferometry and its applications to precision undersea navigation*, Position, Location and Navigation Symposium, 2008 IEEE/ION (2008), pp. 940 – 950.
- [14] G. Biedermann, *Gravity Tests Differential Accelerometry and Interleaved Clocks with Cold Atom Interferometers*, Thèse de doctorat, Stanford University (2007).
- [15] K. Takase, *Precision Rotation Rate Measurements with a Mobile Atom Interferometer*, Thèse de doctorat, Stanford University (2008).
- [16] X. Wu, *Gravity gradient survey with a mobile atom interferometer*, Thèse de doctorat, Stanford University (2009).
- [17] J. Hogan, D. Johnson et M. A. Kasevich, *Light-pulse atom interferometry*, arXiv :0806.3261v1 (2008).
- [18] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. Hogan et M. A. Kasevich, *General Relativistic Effects in Atom Interferometry*, Physical Review D, 78 (4) (2008).
- [19] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. Hogan, M. A. Kasevich et S. Rajendran, *Atomic Gravitational Wave Interferometric Sensor*, Physical Review D, 78 (12) (2008).
- [20] R. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. P. D. Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin et P. Bouyer, *I.C.E. : a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity*, Applied Physics B : Lasers and Optics, 84 (4) (2006), p. 673.
- [21] W. Lewoczko-Adamczyk, *Bose-Einstein Condensation in Microgravity*, Thèse de doctorat, Humboldt-Universität zu Berlin (2008).
- [22] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel et A. Bresson, *Compact and robust laser system for onboard atom interferometry*, Applied Physics B, 97 (2) (2009), pp. 405–411.
- [23] F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel et A. Bresson, *Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm*, Applied Physics B, 89 (2-3) (2007), pp. 177–180.

-
- [24] F. Lienhart, *Etude d'un gravimètre à atomes froids embarquable*, Thèse de doctorat, Observatoire de Paris (2007).
- [25] M. Drinkwater, R. Haagmans, D. Muzi, A. Popescu, R. Floberghagen, M. Kern et M. Fehringer, *The GOCE gravity mission : ESA's first core Earth explorer*, Dans *Proceedings of the 3rd International GOCE User Workshop*, Frascati, Italy, ESA Special Publication (2006).
- [26] C. Förste, R. Schmidt, R. Stubenvoll, F. Flechtner, U. Meyer, R. König, H. Neumayer, R. Biancale, J.-M. Lemoine, S. Bruinsma, S. Loyer, F. Barthelmes et S. Esselborn, *The GeoForschungsZentrum Potsdam/Groupe de Recherche de Geodesie Spatiale satellite-only and combined gravity field models : EIGEN-GL04S1 and EIGEN-GL04C*, Journal of Geodesy, 82 (6) (2008), pp. 331–346.
- [27] S. Branca, D. Carbone et F. Greco, *Intrusive mechanism of the 2002 NE-Rift eruption at Mt. Etna (Italy) inferred through continuous microgravity data and volcanological evidences*, Geophysical Research Letters, 30 (20) (2003), p. 2077.
- [28] M. Kasevich et S. Chu, *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*, Physical Review Letters, 67 (2) (1991), p. 181.
- [29] H. Müller, S. Chiow, S. Herrmann et S. Chu, *Atom-Interferometry Tests of the Isotropy of Post-Newtonian Gravity*, Physical Review Letters, 100 (3) (2008), p. 031101.
- [30] A. B. Matsko, N. Yu et L. Maleki, *Gravity field measurements using cold atoms with direct optical readout*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics), 67 (4) (2003), p. 043819.
- [31] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, T. Wendrich, W. Ertmer et E. M. Rasel, *A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium*, European Physical Journal D, 53 (3) (2009), pp. 273–281.
- [32] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi et A. Landragin, *Characterization and limits of a cold atom Sagnac interferometer*, arXiv :0907.2580v2 (2009).
- [33] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli et G. M. Tino, *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*, Physical Review Letters 100, 050801 (2008).
- [34] C. Cohen-Tannoudji, *Cours au Collège de France : interférométrie atomique*, <http://www.phys.ens.fr/cours/college-de-france/1992-93/1992-93.htm> (1992).

- [35] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*, InterEditions/Editions du CNRS, Paris (1988).
- [36] P. Storey et C. Cohen-Tannoudji, *The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial*, Journal de Physique II, 4 (1994), p. 1999.
- [37] E. Rosencher et B. Vinter, *Optoélectronique*, Dunod, Paris (2002).
- [38] G. D. Boyd et D. A. Kleinman, *Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams*, Journal of Applied Physics, 39 (8) (1968), pp. 3597–3639.
- [39] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing et P. S. Pershan, *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*, Physical Review, 127 (6) (1962), pp. 1918 LP – 1939.
- [40] D. Feng, N.-B. Ming, J.-F. Hong, Y.-S. Yang, J.-S. Zhu, Z. Yang et Y.-N. Wang, *Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO₃ crystals with periodic laminar ferroelectric domains*, Applied Physics Letters, 37 (7) (1980), pp. 607–609.
- [41] P. E. Ciddor, *Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared*, Applied Optics, 35 (9) (1996), pp. 1566–1573.
- [42] M. Fejer, G. Magel, D. Jundt et R. Byer, *Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances*, Quantum Electronics, IEEE Journal of, 28 (11) (1992), pp. 2631–2654.
- [43] D. A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (2008).
- [44] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein et K. Nassau, *Optically-Induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃*, Applied Physics Letters, 9 (1) (1966), pp. 72–74.
- [45] M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker, New York (1993).
- [46] A. Bellemare, *Continuous-wave silica-based erbium-doped fibre lasers*, Progress in Quantum Electronics, 27 (4) (2003), p. 211.
- [47] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould et H. J. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Physical Review Letters, 61 (2) (1988), p. 169.

-
- [48] H. Perrin, *Laser cooling and trapping of atomic gases*, Ecole prédoctorale Les Houches (2006).
- [49] P. Cheinet, F. P. D. Santos, T. Petelski, J. L. Gouët, J. Kim, K. Therkildsen, A. Clairon et A. Landragin, *Compact laser system for atom interferometry*, Applied Physics B : Lasers and Optics, 84 (4) (2006), pp. 643–646.
- [50] Wolfram, *MathWorld - The web's most extensive mathematics resource*, <http://math-world.wolfram.com/> (2006).
- [51] A. Peters, *High Precision Gravity Measurements using Atom Interferometry*, Thèse de doctorat, Stanford University (1998).
- [52] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (2008).
- [53] D. A. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (2008).
- [54] J. Dalibard, *Cours de M1 - Cohérence quantique et dissipation*, <http://www.phys.ens.fr/~dalibard/> (2006).
- [55] A. Peters, K. Y. Chung, B. Young, J. Hensley et S. Chu, *Precision atom interferometry*, Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 355 (1733) (1997), pp. 2223–2233.
- [56] C. Combes, *Rapport de Stage ESIEE : Commande et Asservissement de Diodes Lasers pour Refroidissement Atomique*, Rapport Technique ONERA (2005).
- [57] S. Aubin, M. H. T. Extavour, S. Myrskog, L. J. LeBlanc, J. Esteve, S. Singh, P. Scrutton, D. McKay, R. McKenzie, I. D. Leroux, A. Stummer et J. H. Thywissen, *Trapping Fermionic 40K and Bosonic 87Rb on a Chip*, Journal of Low Temperature Physics, 140 (2005), p. 377.
- [58] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models*, Journal of the Optical Society of America B, 6 (11) (1989), p. 2023.
- [59] N. Ramsey, *Experiments with separated oscillatory fields and Hydrogen masers*, Rev. Mod. Phys, 62 (1990), p. 541.
- [60] D. Allan, *Statistics of Atomic Frequency Standard*, Dans *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, pp. 221–231 (1966).

- [61] Ifremer, *Cours d'océanographie : la marée*, www.ifremer.fr/lpo/cours/maree/index.html (2001).
- [62] W. Torge, *Gravimetry*, Walter de Gruyter, Berlin (1989).
- [63] T. L. Gustavson, P. Bouyer et M. A. Kasevich, *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*, *Physical Review Letters*, 78 (11) (1997), pp. 2046–2049.
- [64] F. Balembois, *Cours de M1 : Optique des lasers* (2005).
- [65] A. Wicht, E. Sarajlic, J. M. Hensley et S. Chu, *Phase shifts in precision atom interferometry due to the localization of atoms and optical fields*, *Physical Review A*, 72 (2) (2005), p. 023602.
- [66] M. Cadoret, *Application des oscillations de Bloch d'atomes ultra-froids et de l'interférométrie atomique à la mesure de h/m et à la détermination de la constante de structure fine*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie (2008).
- [67] G. J. Dick, *Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards*, *Proc. Precise Time and Time Interval* (1987), pp. 133–147.
- [68] P. Cheinet, B. Canuel, F. P. D. Santos, A. Gauguier, F. Leduc et A. Landragin, *Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer*, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 57 (6) (2008), pp. 1141–1148.
- [69] U. L. Rohde, *Digital PLL frequency synthesizers*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1983).
- [70] T. Petelski, *Atom interferometers for precision gravity measurements*, Thèse de doctorat, European PhD School (2005).
- [71] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen et D. J. Wineland, *Quantum projection noise : Population fluctuations in two-level systems*, *Physical Review A*, 47 (5) (1993), pp. 3554 – 3570.
- [72] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase et M. A. Kasevich, *Low-noise simultaneous fluorescence detection of two atomic states*, *Optics Letters*, 34 (3) (2009), pp. 347–349.
- [73] G. Varoquaux, *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d'interrogation*, Thèse de doctorat, Paris XI (2008).

-
- [74] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, O. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin et P. Bouyer, *Light-pulse atom interferometry in microgravity*, European Physical Journal D, 53 (9) (2009), p. 353.
- [75] G. Varoquaux, N. Zahzam, W. Chaibi, J. Clément, O. Carraz, J. Brantut, R. A. Nyman, F. Pereira Dos Santos, L. Mondin, M. Rouzé, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin et P. Bouyer, *I.C.E. : An Ultra-Cold Atom Source for Long-Baseline Interferometric Inertial Sensors in Reduced Gravity*, Dans *Proceedings of the XLIIInd Rencontres de Moriond, Gravitaionnal Waves and Experimental Gravity*, sous la direction de J. Dumarchez et J. Vân, p. 335, Moriond (2007).
- [76] T. Lévèque, A. Gauguier, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos et A. Landragin, *Enhancing an Atom Interferometer Area using Double-diffraction*, Physical Review Letters, 103 (8) (2009).
- [77] M. Merimaa, T. Lindvall, I. Tuttonen et A. Ikonen, *All-optical atomic clock based on coherent population trapping in 85Rb*, Journal of the Optical Society of America B, 20 (2003), p. 273.
- [78] P. J. Mohr, B. N. Taylor et D. B. Newell, *The 2006 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants, Web Version 5.1*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899 (2007).
- [79] P. Urich, *Cours de M1 : Caractérisation de la stabilité en temps/fréquence. Applications aux comparaisons d'horloges*. (2004).
- [80] D. Allan, D. A. Howe et F. Walls, *NIST Technical Note 1337*, Dans *Characterization of Clocks and Oscillators*. D. B. Sullivan (1990).
- [81] J. Vanier et C. Audouin, *Appendix 2F Characterisation of Frequency Stability*, Dans *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*, vol. 1, pp. 216–256. Adam Hilger Editors (1989).
- [82] F. Vernotte, *Stabilité temporelle des oscillateurs : nouvelles variances, leurs propriétés, leurs applications*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (1990).
- [83] B. Juompan, *Métrie des comparaisons d'horloges par satellites. Contribution à l'étude d'un complément au système de radionavigation GPS et à la prédiction du Temps du GPS. Proposition pour une nouvelle méthode de synchronisation d'horloges en temps réel.*, Thèse de doctorat, Observatoire de Paris (1994).

Gravimètre atomique embarquable : Etude théorique et expérimentale de l'instrument

La conception et la réalisation d'un gravimètre à atomes froids embarquable sont présentées. L'utilisation d'un tel instrument peut permettre de mesurer de façon précise et absolue la pesanteur. En faisant interagir des faisceaux lasers avec un nuage d'atomes de Rubidium refroidis à $4 \mu K$, il a été possible d'obtenir une mesure absolue de pesanteur par interférométrie atomique, à l'aide de technologies propices à l'embarquabilité. Un banc laser compact et robuste a notamment été conçu, basé sur un concept original, l'utilisation de la technologie fibrée Telecom à $1,5 \mu m$.

Nous avons ainsi pu mesurer la pesanteur dans notre laboratoire $g = 9,808\,924\,66 \text{ m.s}^{-2}$ avec une incertitude sur la mesure de $\pm 9.10^{-7}.g$ et une sensibilité de $1,84.10^{-6}.g.Hz^{-1/2}$. Ces résultats et conclusions ont permis de développer un second instrument aux performances grandement améliorées. La source laser a aussi été validée lors d'un second projet à bord d'un avion réalisant des phases d'hyper ($2g$) et micro-pesanteur (ICE).

Mots clés Gravimètre, Atomes froids, génération de seconde harmonique, technologies fibrées Télécoms, capteurs inertiels, interférométrie atomique, transition Raman stimulée.

Theoretical and experimental study of a cold atom gravimeter for onboard applications

The realisation and the performance of an onboard atom gravimeter are presented here. Such an instrument can achieve both a highly sensitive and absolute inertial measurement. Interactions between light and *Rb* atoms cooled down to $4 \mu K$ give us the possibility to measure the gravity with an atomic interferometer made with onboard technology. A compact and robust laser system has been developed, based on an original concept using Telecom technology at $1.5 \mu m$.

The gravity has been measured in our lab : $g = 9,808\,924\,66 \text{ m.s}^{-2} \pm 9 \times 10^{-6} \text{ m.s}^{-2}$ and the sensitivity reached is $1.84 \times 10^{-6} \text{ g/Hz}^{1/2}$. The concept of the laser has been validated under hyper ($2g$) and micro gravity (ICE) and a second more performant instrument has been realized thanks to the results and conclusions of this first prototype.

Keywords Gravimeter, Cold atoms, second harmonic generation, Fibered Telecom systems, inertial sensors, atom interferometry, stimulated Raman transition.