HAL
open science

Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée

Thomas Lévèque

To cite this version:

Thomas Lévèque. Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : . tel-00532789v2

HAL Id: tel-00532789

https://theses.hal.science/tel-00532789v2

Submitted on 11 Mar 2011

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

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

OBSERVATOIRE DE PARIS
Systèmes de Référence Temps-Espace

THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
Spécialité : Physique

Présentée par

Thomas LÉVÈQUE

Pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Pierre et Marie CURIE

Sujet :

Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée

Soutenue le 29 septembre 2010 devant le jury composé de :

M.	Jacques	Berthon	Examinateur
M.	Antoine	Browaeys	Rapporteur
M.	Arnaud	Landragin	Membre invité
M.	Maximilien	Portier	Examinateur
M.	Christophe	Salomon	Président du jury
M.	Pierre	Thomann	Rapporteur
M.	Philip	Tuckey	Directeur de thèse

Remerciements

J'ai effectué ce travail de thèse dans l'équipe *Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels* du laboratoire SYRTE à l'Observatoire de Paris où j'ai bénéficié de conditions de travail extraordinaires tant sur le plan scientifique qu'humain. Je voudrais donc remercier **Noël Dimarcq**, directeur du laboratoire, de m'y avoir accueilli.

Je souhaite ensuite remercier **Jacques Berthon**, **Antoine Browaeys**, **Maximilien Portier**, **Christophe Salomon** et **Pierre Thomann** d'avoir accepté de participer à l'évaluation de cette thèse. Je remercie plus particulièrement **Antoine Browaeys** et **Pierre Thomann** d'avoir accepté la charge de rapporteur. Je remercie ensuite **Philip Tuckey** d'avoir assuré avec efficacité la charge administrative de Directeur de Thèse.

Mes travaux ont été effectués sous la direction d'**Arnaud Landragin** que je tiens ici à remercier très sincèrement et très chaleureusement pour son aide durant ces trois années. Expérimentateur hors pair à l'intuition débordante (et toujours juste...), je lui suis très reconnaissant pour tout ce que j'ai pu apprendre auprès de lui depuis mes jeunes années. Je tiens également à remercier Arnaud pour son énergie, sa bonne humeur quotidienne et son humour qui ont marqué durablement ces trois années.

Merci également à **Franck Pereira Dos Santos** pour ses conseils avisés et son entrain légendaire. Merci de m'avoir souvent forcé à me remettre en question et à démonter ma *manip*, aidé à écrire des articles et, surtout, poussé à toujours *tourner tous les boutons* (dans le bon sens). Je garde avec moi la méthode expérimentale sans faille de Franck.

J'ai eu le plaisir de commencer ma thèse en compagnie d'**Alexandre Gauguet**, précédent thésard de la *manip*, qui a su me dévoiler, avec beaucoup de patience et de pédagogie, les secrets du gyromètre à atomes froids, de *Marilyn* et de *Monica*, et m'a permis de faire rapidement *tourner* l'expérience. Je souhaite remercier Alex pour son aide et son soutien tout au long de ma thèse, mais aussi pour avoir su partager les coutumes indiennes et d'autres soirées métrologiques.

Mes premiers pas de métrologue ont également été accompagnés par **Walid Chaibi**, post-doc lors de mon arrivée au laboratoire. Je remercie Walid pour le temps

passé à m'expliquer, toujours rigoureusement, la *manip* et aussi pour ses conseils avisés. Je tiens aussi à remercier **Carlos Garrido Alzar**, arrivé lors de ma troisième année de thèse, dont la riche expérience a été, et sera, très bénéfique pour la suite de l'expérience. Je lui souhaite beaucoup de courage pour dépasser les limites *classiques*.

Je souhaite également remercier chaleureusement **Bertrand Venon** qui a assuré avec brio l'essentiel du design mécanique du nouveau gyromètre. Ingénieur efficace, pragmatique et toujours disponible, je le remercie d'avoir toujours accepté de dessiner mes multiples *systèmes provisoires* et mes *modifications de dernière minute*. Un grand merci également pour les nombreux et jolis schémas des chapitres 5 et 6 !

Je voudrais ensuite remercier **David Holleville**, tout d'abord pour m'avoir fait découvrir le laboratoire alors que je n'étais qu'un jeune supopticien. David a également posé les bases de tous les travaux effectués sur le gyromètre et les échanges que nous avons eu m'ont toujours beaucoup apporté par leur clarté. Je tiens aussi à remercier David pour sa disponibilité lors de la conception du nouveau gyromètre et aussi pour les bons moments passés pendant cette thèse dans des lieux aussi atypiques que la Suisse ou l'Australie.

La bonne ambiance de l'atelier 4 durant ces trois années a bénéficié de la présence de **Sébastien Merlet**. J'ai pu partager avec ce maître *(ologue)* de la gravimétrie de nombreuses conversations et interrogations. Je garde en mémoire les conseils *de fond* échangés lors de la rédaction de nos thèses respectives, notamment sur l'art pictural des schémas.

La réalisation mécanique de ce fabuleux instrument a très largement bénéficié du travail exceptionnel de l'atelier de mécanique de l'Observatoire de Paris. Je tiens donc à remercier chaleureusement **Jean-Pierre Aoustin**, le *Chef*, pour son savoir-faire et son inventivité dans les situations extrêmes et pour les quelques rudiments d'usinage que j'ai pu apprendre auprès de lui. Je remercie également **Laurent Pelay** et **Jean-Jacques Bousquet** pour la qualité de leur travail et pour les bons moments passés à prendre le *café à la méca*. Je souhaite aussi remercier **Annie Gérard** pour avoir monté, sans aucune fuite, les 32 hublots de l'enceinte et pour une certaine *spiritualité du vide* que j'ai pu apprendre auprès d'elle. Je tiens à remercier **Michel Lours**, responsable du service d'électronique, pour son savoir-faire et pour les nombreux circuits réalisés (et réparés !) pour la *manip*. Merci aussi à **Laurent Volodimer** et **José Pinto** pour les très nombreux montages réalisés et pour leur patience. Je voudrais remercier spécialement **David Horville** pour la conception optique du système de détection et pour les schémas du chapitre 6. Je souhaite enfin remercier

André Clairon pour ses conseils éclairés sur la *manip* ainsi que pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté lors de la préparation de ma soutenance de thèse.

Je remercie également les membres de l'équipe administrative, **Anne Quezel**, **Marine Pailler** et **Pascale Michel** pour l'efficacité de leur travail. Merci aussi à **Pascal Blondé**, **Emmanuel Delor** et **Gilles Sakoun** pour la résolution expresse des problèmes informatiques.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des doctorants, post-docs et stagiaires du laboratoire avec qui j'ai pu interagir durant ces trois années. **Clément** avec qui j'ai eu le plaisir d'enseigner à l'Ecole Centrale durant les froids mercredis d'hiver, **FX**, vieux loup d'Horace qui a toujours été impressionné par les grosses *manips*, **Jacques** et son style désormais légendaire, **Loïc Duchayne**, le théoricien de la lutte gréco-romaine, **Philip**, le maître à penser du dandysme scientifique à la mode danoise, **Vincent**, son élève, **Wilfried**, pour nos intarissables conversations du matin, **Sinda**, pour l'organisation de mon pot de thèse, **Amandine**, mélange de bonne humeur et de ragots que j'ai le plaisir de retrouver au CNES. Je remercie également **Benjamin**, **Friedmann**, **Patrick**, **Frédéric**, **Michael**, **Christian**, **Olga**, **Nicolas**, **Quentin**, **Arnaud**, **Rodolphe**, **Stéphanie**, **Amal**, **Nicola**, **Xiaolong**, **Julien**, **Raphaël**, **Clément**, **Erwan** et **Marc-Antoine**.

Ces trois années de thèse n'auraient pas été les mêmes sans **Nils** et nos réunions sur *la Montagne*, et toutes ces longues années d'études de physique doivent beaucoup à sa présence et son soutien. Un grand merci à **Olivia** pour les bons moments passés ensemble et pour m'avoir sorti de la torpeur de ma rédaction quand c'était nécessaire. Je tiens à remercier l'ensemble de mes proches, amis, amis de proches, qui sont venus nombreux, enthousiastes, et acquis à ma cause, assister à ma soutenance.

Je tiens enfin à remercier ma famille : **Catherine**, **Jean-Louis**, **Véronique** et **Didier** pour leur confiance et leur soutien tout au long de ces travaux. Un remerciement spécial à mon père qui a relu courageusement (et non sans une certaine forme d'intérêt qui reste pour moi inexplicable) l'ensemble de ce manuscrit pour en débusquer les dernières *inhomogénéités*. Merci aussi à **Marie** et **Loulou**, **Huguette** et **Jean** pour leurs encouragements constants.

Un grand merci enfin à **Louis**, **Camille**, **Elisa** et **Sarah** pour être venus me supporter lors de ma soutenance !

Table des matières

1 Introduction **1**

1.1 Histoire et applications 1

1.1.1 Du pendule au gyroscope 2

1.1.2 Le gyromètre à effet Sagnac 2

1.2 Les interféromètres atomiques 4

1.3 Une nouvelle géométrie 6

1.4 Objectifs du projet 7

1.5 Plan du mémoire 8

2 Interférométrie atomique et mesures inertielles **11**

2.1 Les transitions Raman stimulées 11

2.1.1 Transition à deux photons 12

2.1.2 Matrices S 13

2.1.3 Oscillations de Rabi 14

2.1.4 Impulsions π et $\pi/2$ 15

2.2 Déphasage dans un interféromètre atomique 17

2.2.1 Interféromètre atomique à 3 impulsions 17

2.2.2 Interféromètre atomique à 4 impulsions 22

2.3 Fonction de sensibilité d'un interféromètre à 4 impulsions 25

2.3.1 Fonction de sensibilité à un saut de phase 25

2.3.2 Fonction de sensibilité aux accélérations 28

2.3.3 Fonction de sensibilité aux rotations 31

2.4 Conclusion 35

3 Caractérisation et performances du gyromètre 6 axes **37**

3.1 Dispositif expérimental 37

3.1.1 Description générale 37

3.1.2 Les séparatrices atomiques 41
3.2 Caractérisation du gyromètre 42
3.2.1 Mesures de rotation 43
3.2.2 Sensibilité des mesures d'accélération et de rotation 46
3.2.3 Limites du dispositif 47
3.3 Mesures en environnement perturbé 49
3.3.1 Principe des mesures conjointes 49
3.3.2 Mesures inertielles en environnement perturbé 54
3.4 Conclusion 58

4 Double-diffraction dans un interféromètre atomique 59
4.1 Principe de la double-diffraction 59
4.1.1 La séparation spatiale : un enjeu important 59
4.1.2 Séparatrices atomiques en double-diffraction 62
4.2 Modélisation d'une transition à 5 états couplés 62
4.2.1 Système atomique à 5 états 62
4.2.2 Calcul de l'évolution temporelle du paquet d'ondes 65
4.2.3 Spectre d'une transition de double-diffraction 69
4.2.4 Résolution pour une onde monochromatique 70
4.2.5 Prise en compte de la distribution en vitesse 72
4.3 Réalisation d'un interféromètre en double-diffraction 81
4.3.1 Présentation de l'interféromètre 82
4.3.2 Franges d'interférence 83
4.3.3 Mesure du facteur d'échelle 85
4.4 Réalisation d'un interféromètre multi-impulsions 87
4.4.1 Séparatrices à impulsions multiples 87
4.4.2 Interféromètre multi-impulsions 88
4.4.3 Sensibilité aux effets inertiels 89
4.4.4 Franges d'interférence et facteur d'échelle 90
4.5 Conclusion 91

5 Conception d'un nouveau gyromètre 95
5.1 Dispositif expérimental 95
5.1.1 Configuration en fontaine dédiée à la mesure de rotation . . . 95
5.1.2 Dispositif expérimental 100
5.2 Caractérisation de la nouvelle source d'atomes froids 106

5.2.1 Le piège magnéto-optique 2D 106
5.2.2 Le piège magnéto-optique 3D 108
5.2.3 Le banc optique de refroidissement 118
5.2.4 La chaîne de synthèse micro-onde de refroidissement 120

6 Caractérisation du nouveau dispositif expérimental 123
6.1 Génération des séparatrices lumineuses 123
6.1.1 Le banc Raman 123
6.1.2 Etude de l'amplificateur évasé bifréquence 127
6.2 Résultats préliminaires 135
6.2.1 Spectroscopie Raman 135
6.2.2 Oscillations de Rabi 139
6.2.3 Interféromètre à 3 impulsions 140
6.2.4 Interféromètre à 4 impulsions 141
6.3 Nouveau système de détection 146
6.3.1 Système de génération des nappes de détection 147
6.3.2 Système de collection 149
6.4 Conclusion 151

7 Conclusion 153
7.1 Conclusion sur ce travail 153
7.2 Perspectives 155
7.2.1 Améliorations techniques 155
7.2.2 Tests de physique fondamentale 156
7.2.3 Géophysique 157

A L'atome de césium 159

B État de l'art des gyromètres 161

C Articles 163

Bibliographie 189

Chapitre 1

Introduction

1.1 Histoire et applications

Les gyromètres sont des capteurs inertiels permettant de mesurer la vitesse de rotation de l'appareil par rapport à un référentiel d'inertie. Leur utilisation, plus largement liée à la mesure du mouvement, est aujourd'hui très répandue. La **navigation inertielle** [1] est l'une des applications principales de ce type de capteur. Celle-ci consiste à repérer précisément le point de départ d'un véhicule et à mesurer, au cours de son déplacement, l'accélération et la rotation à laquelle il est soumis. L'intégration des équations du mouvement permet alors de positionner et de guider le véhicule au cours de son déplacement sans avoir recours à un système extérieur (GPS, radar...). La précision du positionnement est alors directement liée à la sensibilité des capteurs qui équipent le véhicule. D'autre part, ces capteurs sont également utilisés dans le domaine de la **géophysique**. La mesure de l'accélération de pesanteur permet d'appréhender les défauts d'homogénéité et le mouvement des répartitions de masses sur la planète dus aux effets de marée. L'utilisation de gyromètres pour des mesures locales et instantanées de la rotation de la Terre permettrait de mieux comprendre la nature et les origines de certaines fluctuations de sa rotation [2]. Enfin, les mesures inertielles sont à la base de nombreux tests de **physique fondamentale**. Les accéléromètres de précision sont utilisés pour des tests du principe d'équivalence et les gyromètres ont été envisagés pour le test de l'effet Lens-Thirring [3]. Par ailleurs, les efforts récents portés sur la miniaturisation de ces capteurs ont permis de développer de larges gammes d'applications grand public.

1.1.1 Du pendule au gyroscope

L'expérience du pendule de Foucault, réalisée pour la première fois à l'Observatoire de Paris en 1851 par Léon Foucault (figure 1.1), est la première expérience permettant d'observer la rotation de la Terre par un effet d'inertie [4]. L'oscillation d'un pendule définit un plan fixe dans le référentiel d'inertie qui n'est pas modifié par la rotation du référentiel local lié à la Terre. L'observateur situé dans le référentiel terrestre peut alors apprécier le changement apparent du plan d'oscillation du pendule.

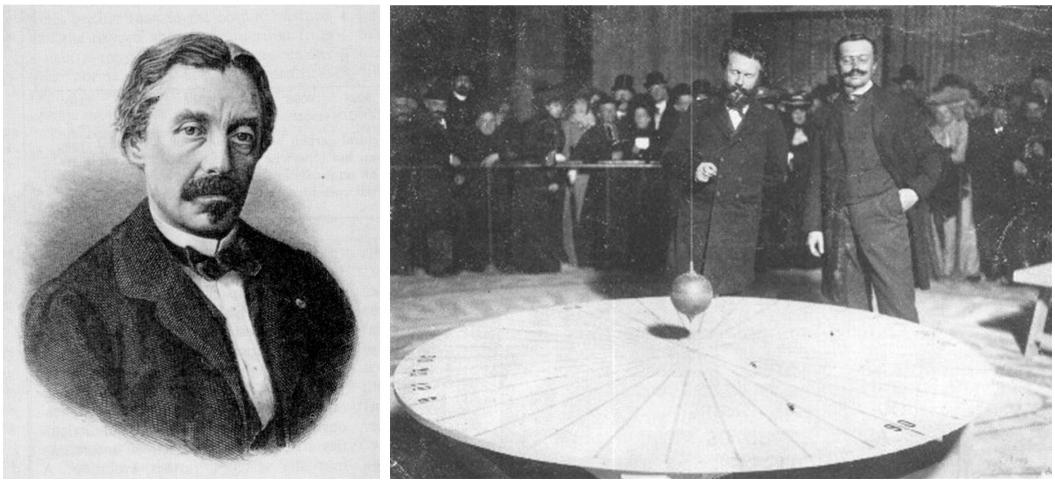

FIG. 1.1 – *A gauche* : Léon Foucault. *A droite* : Reconstitution de l'expérience du pendule de Foucault en 1902 au Panthéon par *Camille Flammarion* et *Alphonse Berget*.

L'expérience du pendule de Foucault connaît un franc succès durant la seconde moitié du XIXème siècle. Afin de convaincre les derniers sceptiques du bien-fondé de son expérience son inventeur développe le premier *gyroscope*. Cet appareil est constitué d'une toupie permettant de matérialiser un axe du référentiel d'inertie par conservation de son moment angulaire. Le mouvement du référentiel terrestre peut alors être mesuré par rapport à cet axe fixe. Ainsi, la grandeur mesurée par un *gyroscope* est une position angulaire (en rad). Cet appareil doit donc être distingué du *gyromètre* qui mesure quant à lui une vitesse de rotation (en rad/s).

1.1.2 Le gyromètre à effet Sagnac

En 1913, Georges Sagnac met en évidence un nouvel effet permettant de mesurer la rotation [5]. Celui-ci réalise un interféromètre optique décrivant une aire A et constate alors que la position des franges d'interférence dépend de la vitesse de ro-

tation de l'interféromètre. Pour expliquer simplement cet effet, on considère ici deux ondes jumelles (A et B) se propageant en sens inverse suivant la circonférence d'un cercle comme représenté sur la figure 1.2. Le cercle, qui constitue ici notre interféromètre, dispose donc d'une voie d'entrée E et d'une voie de sortie S diamétralement opposées. Si l'interféromètre tourne à une vitesse Ω durant la propagation des deux ondes, celles-ci sont recueillies à la sortie avec un certain décalage temporel. Ce retard est dû au fait que l'onde se propageant dans le sens de la rotation parcourt un chemin effectif δ_B plus long que l'onde se propageant dans le sens inverse δ_A. La mesure du déphasage des deux ondes à la sortie de l'interféromètre permet alors de connaître sa vitesse de rotation. Comme on se le figure intuitivement, le déphasage de sortie est d'autant plus important que l'aire de l'interféromètre est grande et que l'onde qui le parcourt a une fréquence élevée.

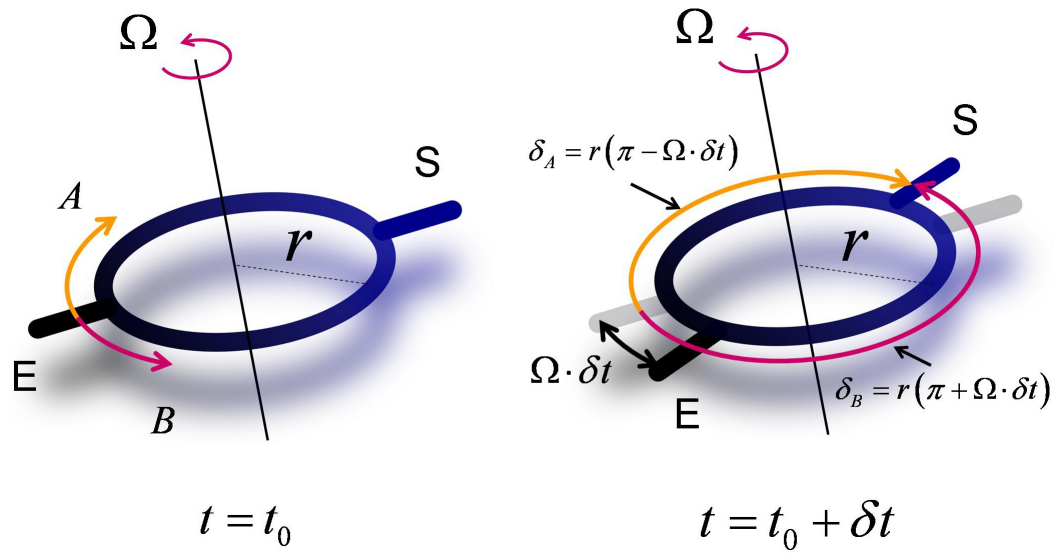

FIG. 1.2 – Schéma simplifié de l'effet Sagnac. *A gauche* : Deux ondes jumelles parcourent, en sens inverse, la circonférence d'un cercle de rayon r à partir d'un point d'entrée E de l'interféromètre affecté d'une rotation Ω. *A droite* : Les deux ondes sont recueillies au point de sortie S avec un certain décalage temporel dépendant de la différence de trajet effectif parcouru par les deux ondes jumelles.

L'*effet Sagnac* est à la base du fonctionnement des gyromètres lasers et des gyromètres à fibre optique [6]. Ces derniers mesurent l'effet Sagnac affectant des ondes électromagnétiques dans un interféromètre de grande taille. Pour augmenter leur sensibilité, les gyromètres optiques augmentent l'aire interférométrique soit en enroulant un nombre important de tours pour les gyromètres à fibre, soit en recyclant la lumière dans la cavité laser pour les gyromètres laser.

Dès les années 20, les travaux théoriques de Louis de Broglie [7], liés au développement de la mécanique quantique, ont montré que les particules matérielles peuvent être traitées de manière ondulatoire. Cette dualité onde-corpuscule a pu être observée pour la première fois en 1927 dans une expérience de diffraction d'électrons par un cristal [8]. Les électrons ont ensuite été utilisés pour créer le premier interféromètre à ondes de matières [9]. Les ondes de de Broglie étant, elles aussi, sensibles à l'effet Sagnac, il est possible de les utiliser pour réaliser des interféromètres permettant de mesurer des vitesses de rotation. La sensibilité de ces interféromètres est alors accrue comparée aux interféromètres du domaine optiques [10]. En effet, l'énergie des particules, et donc la fréquence de de Broglie qui leur est associée, est alors beaucoup plus grande que pour les photons. Le déphasage induit par effet Sagnac est alors augmenté.

1.2 Les interféromètres atomiques

Depuis les premières expériences de principe réalisées en 1991 [11, 12, 13], l'interférométrie atomique a connu un essor important lié notamment à la maîtrise des processus de refroidissement d'atomes par laser [14] et à l'utilisation de transitions cohérentes à deux photons pour les manipuler [15]. Les atomes étant sensibles à de nombreux effets physiques, les interféromètres utilisant les ondes de matières sont donc particulièrement adaptés à la réalisation de mesures de précision [16, 17, 18, 19]. Les capteurs inertiels à atomes froids ont ainsi pu montrer une grande sensibilité aux accélérations [20] et aux rotations [21]. La capacité de ces appareils à fournir des mesures stables et exactes peut apporter une réelle amélioration par rapport aux technologies existantes [22, 23].

La première réalisation expérimentale d'un interféromètre sensible à l'effet Sagnac utilisant des ondes de matière fût effectuée en 1974 par l'équipe de H. Rauch [24] puis détaillée en 1979 par R. Colella [25]. Cette expérience utilise les ondes de De Broglie associées à des neutrons et le rôle des séparatrices et des miroirs est assuré par des réseaux de fentes comparables à des réseaux en transmission utilisés couramment en optique. S'inspirant de cette première démonstration, l'équipe de David E. Pritchard publie en 1991 [11, 26] les résultats d'une expérience similaire, mais utilisant cette fois-ci un jet thermique d'atomes de Sodium pour réaliser les interférences. Là encore, la séparation, la déflexion et la recombinaison des faisceaux dans l'interféromètre

sont assurées à l'aide de réseaux physiques. Ces expériences restent donc encore très proches des expériences analogues réalisées dans le domaine de l'optique.

Depuis le début des années 90, la maîtrise des mécanismes de refroidissement d'atomes par laser a permis d'accéder à un meilleur contrôle de la vitesse des atomes et de leur état d'énergie interne. Ces découvertes ont très largement contribué à l'apparition de nouveaux types d'interféromètres atomiques reposant sur l'utilisation de séparatrices lumineuses.

La première démonstration expérimentale d'un interféromètre atomique sensible à l'effet Sagnac et utilisant des transitions optiques sur un jet thermique de Calcium a été réalisée en 1991 par Riehle *et al.* [12]. Par la suite, l'équipe de M. A. Kasevich présente en 1997 [27] les résultats d'une expérience analogue réalisée sur un jet thermique de Césium refroidi transversalement. Le gyromètre ainsi réalisé présente une sensibilité de 2×10^{-8} rad.s^{-1}/Hz$^{1/2}$ comparable, pour la première fois, aux sensibilités obtenues avec les gyromètres à fibre. Cette expérience est améliorée par la suite de manière à s'affranchir du biais introduit par l'accélération sur le déphasage final [21]. La nouvelle configuration expérimentale utilise alors, non plus un, mais deux jets thermiques de Césium contre-propageants et partageant les mêmes séparatrices lumineuses. L'expérience ainsi réalisée a permis d'atteindre une sensibilité record de 6×10^{-10} rad.s^{-1}/Hz$^{1/2}$.

Dans les deux expériences décrites précédemment, le jet thermique utilisé fonctionne de manière continue et la qualité des interférences observées dépend donc de manière très critique de l'orientation des séparatrices lumineuses et de leur espacement (tout comme dans un interféromètre optique). De plus, les atomes présentent un champ de vitesse longitudinal important qui limite potentiellement le contrôle des effets systématiques affectant la mesure. En outre, l'interféromètre est relativement encombrant (2m de long). Le projet dans lequel s'inscrit cette thèse a été conçu afin de bénéficier pleinement des progrès réalisés dans le domaine du refroidissement d'atomes par laser. Ce dispositif expérimental [28], initié en 1997, constitue alors le premier gyromètre à atomes froids. L'utilisation d'atomes refroidis par laser permet d'obtenir des sources suffisamment lentes (0,33 m.s^{-1}) pour réduire notablement la taille du dispositif pour une sensibilité équivalente. D'autres projets similaires ont ensuite été développés [29, 30, 31]. L'annexe B présente un état de l'art des différentes technologies utilisées pour réaliser des gyromètres.

1.3 Une nouvelle géométrie

Les premières géométries d'interféromètres atomiques utilisées pour réaliser des mesures de rotation reposent, la plupart du temps, sur une transposition de l'interféromètre de Mach-Zehnder (figure 1.3(a)) aux ondes de matière. Cette configuration est cependant également sensible à l'accélération. Il est alors nécessaire d'utiliser un second interféromètre identique pour rejeter le terme induit par les accélérations. La première partie de ce travail étudie les performances limites d'un prototype fondé sur ce principe.

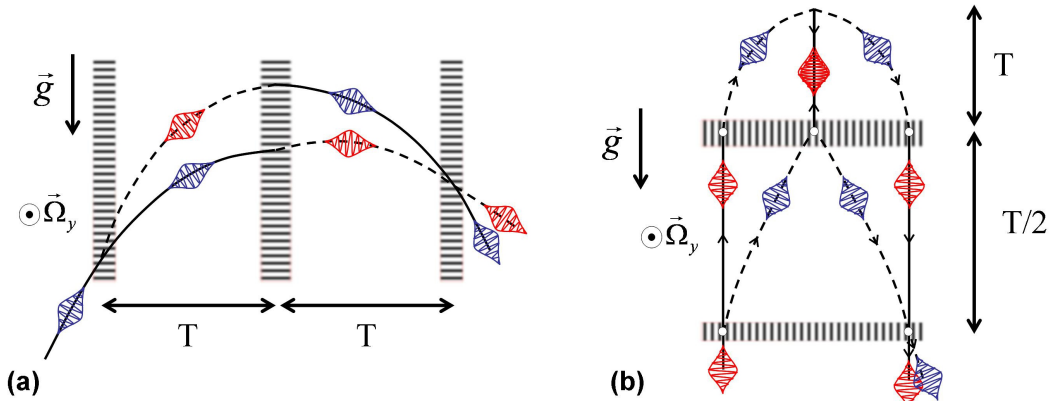

FIG. 1.3 – *A gauche* : Interféromètre de Mach-Zehnder pour les ondes de matières. Cette géométrie utilisant 3 impulsions Raman est sensible à l'accélération (ici g) ainsi qu'à la rotation. *A droite* : Nouvelle configuration *en fontaine* utilisant 4 impulsions Raman et sensible uniquement à la rotation.

Dès 2004, une nouvelle géométrie a été proposée et testée [32, 28]. Cette nouvelle architecture (figure 1.3(b)), utilisant 4 impulsions Raman, permet de rejeter intrinsèquement l'effet des accélérations DC. L'interféromètre est alors uniquement sensible à la rotation. Une telle configuration présente de nombreux avantages. En particulier, elle permet de réaliser des mesures de rotation avec une unique source d'atomes. De plus, sa configuration de lancement vertical, analogue à celle des fontaines atomiques [33], permet d'atteindre simplement des temps d'interaction importants et d'augmenter ainsi la sensibilité du capteur. Le nouveau prototype que nous décrivons dans la seconde partie de ce manuscrit repose sur cette géométrie.

1.4 Objectifs du projet

Le projet sur lequel porte la première partie de ce travail a été, historiquement, le premier gyromètre à atomes froids. La conception du prototype ainsi que les premières étapes de sa caractérisation ont été présentées dans les thèses successives de David Holleville [34], Jérôme Fils [35], Florence Yver Leduc [32] et Benjamin Canuel [36]. Mon arrivée au laboratoire a coïncidé avec la fin de la thèse d'Alexandre Gauguet [37] qui a travaillé plus particulièrement sur l'étude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers.

Au début de mon travail de thèse, le premier prototype était donc opérationnel. La première partie de mon travail s'est alors axée sur la caractérisation complète de cet appareil, et plus particulièrement de son facteur d'échelle. En m'inspirant du travail réalisé sur le gravimètre à atomes froids du laboratoire, je me suis ensuite attaché à tester une méthode, essentielle pour les applications de terrain, permettant le fonctionnement de l'appareil dans un milieu perturbé par les vibrations.

Les études menées sur le premier prototype ont permis de mettre en évidence les limites techniques de cet appareil. Il nous a alors été possible de concevoir une nouvelle expérience dont la configuration optimisée permet de dépasser les performances du premier gyromètre. Profitant par ailleurs des possibilités offertes par ce premier prototype opérationnel, j'ai également pu tester une nouvelle méthode de diffraction atomique, plus efficace que les transitions Raman traditionnelles. Cette nouvelle méthode pourra ainsi être mise en place dans le cadre de la nouvelle expérience afin d'augmenter la sensibilité de l'appareil.

Durant la dernière partie de mon travail, je me suis donc consacré à la conception et à la réalisation d'un nouveau prototype de gyromètre visant à dépasser les performances du premier appareil et ainsi à rivaliser avec les meilleures mesures de rotation effectuées avec des capteurs inertiels. Les choix expérimentaux réalisés lors de la conception de ce nouvel appareil ont été guidés par l'étude du premier prototype afin de repousser ses limites techniques. Pour cette nouvelle expérience, les bancs optiques de refroidissement et de génération des faisceaux Raman ont été adaptés. Il a fallu, en revanche, concevoir puis assembler une nouvelle enceinte à vide adaptée à cette configuration expérimentale. Les premières franges d'interférence ainsi que les premières mesures de rotation ont ainsi été obtenues à la fin de mon travail de thèse.

1.5 Plan du mémoire

Le chapitre 2 - *Interférométrie atomique et mesures inertielles* - rappelle le fonctionnement des séparatrices lumineuses fondées sur les transitions Raman stimulées. Nous présentons ensuite leur utilisation pour la réalisation d'interféromètres atomiques sensibles aux effets inertiels. On détaille ici le cas de deux géométries interférométriques utilisant respectivement 3 et 4 impulsions Raman stimulées en explicitant le déphasage de l'interféromètre en fonction de l'accélération et de la rotation auxquelles est soumis le capteur. La dernière partie est consacrée à l'étude de la fonction de sensibilité dans le cas d'un interféromètre à 4 impulsions. Celle-ci permet d'exprimer la sensibilité de la phase de l'interféromètre à une perturbation variant au cours du temps.

Le chapitre 3 - *Caractérisation et performances du gyromètre 6 axes* - présente les résultats de la caractérisation du premier prototype de gyromètre à atomes froids. On rappelle, dans un premier temps, le principe de fonctionnement du dispositif expérimental ainsi que ses performances en terme de sensibilité aux accélérations et aux rotations. On étudie ensuite les limites de la sensibilité de l'appareil liées aux défauts de front d'ondes des séparatrices lumineuses. La dernière partie est consacrée au développement d'une nouvelle méthode permettant de réaliser des mesures dans un environnement perturbé par un bruit de vibrations. Celle-ci utilise un sismomètre pour mesurer les vibrations ambiantes et ainsi déterminer l'ordre d'interférence des franges mesurées par l'interféromètre atomique.

Le chapitre 4 - *Double-diffraction dans un interféromètre atomique* - est consacré au développement d'un nouveau processus de diffraction atomique. L'augmentation de la séparation spatiale des paquets d'ondes, par le biais de séparatrices plus efficaces, est un enjeu primordial pour repousser les limites de ce type de capteur. La configuration que nous présentons ici repose sur un accroissement de l'aire interférométrique au moyen de séparatrices imposant une séparation au paquets d'ondes atomiques diffractés deux fois supérieure à celle des transitions Raman traditionnelles. La première partie est donc consacrée au calcul et à la simulation de telles séparatrices. La seconde partie présente les résultats expérimentaux obtenus. Nous détaillons enfin l'extension de cette méthode à des séparations angulaires plus importantes par le biais de séparatrices à impulsions multiples. Ce nouveau principe de diffraction permet de réaliser des interféromètres plus compacts sans dégrader la sensibilité aux effets inertiels.

Le chapitre 5 - ***Conception d'un gyromètre fondé sur une configuration en fontaine*** **-** est axé sur la réalisation d'un nouveau prototype de gyromètre à atomes froids visant à dépasser les limites techniques du premier appareil. Celui-ci utilise une configuration à 4 impulsions pour former un interféromètre replié sur lui-même sensible aux rotations autour de l'axe horizontal et insensible aux accélérations constantes. Le nouveau prototype permet d'atteindre un temps d'interaction totale de 800 ms, donnant lieu à une aire 300 fois supérieure à celle réalisée par le premier appareil. Nous détaillons dans un premier temps les aspects techniques du développement du nouvel appareil. Nous présentons ensuite la caractérisation de la nouvelle source atomique et son fonctionnement.

Le chapitre 6 - ***Caractérisation du nouveau dispositif expérimental*** **-** détaille les résultats préliminaires obtenus avec le nouveau prototype. La première partie présente le dispositif de génération des faisceaux Raman. Nous détaillons ici l'étude de l'injection bifréquence d'un amplificateur évasé à semi-conducteur et son influence sur l'interféromètre atomique. La seconde partie présente les premiers signaux obtenus avec l'interféromètre atomique. La dernière partie détaille la conception d'un nouveau système de détection qui permettra d'augmenter la sensibilité du dispositif et de réaliser des mesures de précision.

Chapitre 2

Interférométrie atomique et mesures inertielles

Dans cette partie, nous présenterons succinctement l'ensemble des notions théoriques permettant de comprendre le fonctionnement de ce type d'interféromètres atomiques et leur utilisation pour des mesures inertielles. Dans un premier temps, nous expliquerons le principe des transitions Raman stimulées et leur intérêt dans le cadre de l'interférométrie atomique [15]. Nous examinerons ensuite deux architectures d'interféromètres utilisant ces transitions. Après avoir explicité les différents déphasages intervenant dans ces deux configurations, nous détaillerons le calcul de la fonction de sensibilité [38] d'un interféromètre à 4 impulsions. Celle-ci permet d'obtenir une expression de la fonction de transfert de l'interféromètre.

2.1 Les transitions Raman stimulées

La réalisation d'un interféromètre à ondes de matières nécessite l'utilisation de séparatrices et de miroirs à atomes. Dans les expériences présentées ici, ces deux fonctions sont assurées par des transitions Raman stimulées. Cette méthode permet non seulement de diffracter les paquets d'ondes atomiques de manière cohérente avec une séparation en impulsion de $2\hbar k$ mais aussi *d'étiqueter* l'état d'impulsion des atomes en utilisant leur état interne [39]. Le déphasage à la sortie de l'interféromètre peut alors être lu simplement en mesurant les populations des états internes.

2.1.1 Transition à deux photons

Le principe des transitions Raman stimulées repose sur le couplage de deux états hyperfins du niveau fondamental d'un alcalin par l'intermédiaire d'un troisième état excité via un processus de transition à deux photons. Dans le cas présenté ici, les deux états d'énergie que l'on désire coupler sont notés $|f\rangle$ et $|e\rangle$ et le niveau intermédiaire est noté $|i\rangle$. Le système atomique, représenté sur la figure 2.1 est soumis à deux lasers Raman de vecteurs d'ondes $\vec{k}_{1,2}$ et de pulsation $\omega_{1,2}$, désaccordés d'une fréquence correspondant à la différence d'énergie des deux états couplés.

Un atome se trouvant initialement dans l'état $|f\rangle$ absorbe donc un photon provenant du premier laser pour passer dans l'état $|i\rangle$. L'atome se désexcite ensuite, de manière stimulée, vers le niveau $|e\rangle$ en émettant un photon dans le mode du second laser. Dans ce type de transition, la modification de l'état interne de l'atome s'accompagne donc d'un changement de son état d'impulsion. En effet, ce processus se traduit par un transfert à l'atome d'une impulsion correspondant à $\hbar\vec{k}_{\text{eff}} = \hbar\vec{k}_1 - \hbar\vec{k}_2$. En pratique, la séparation en impulsion des paquets d'ondes diffractés est maximale lorsque les deux lasers sont contre-propageants. On a alors $\hbar|\vec{k}_{\text{eff}}| \approx 2\hbar|\vec{k}|$. Dans un tel système, les états d'impulsions des atomes $\vec{p}$ et $\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ sont donc reliés de manière bijective aux états d'énergie interne $|f\rangle$ et $|e\rangle$ [40].

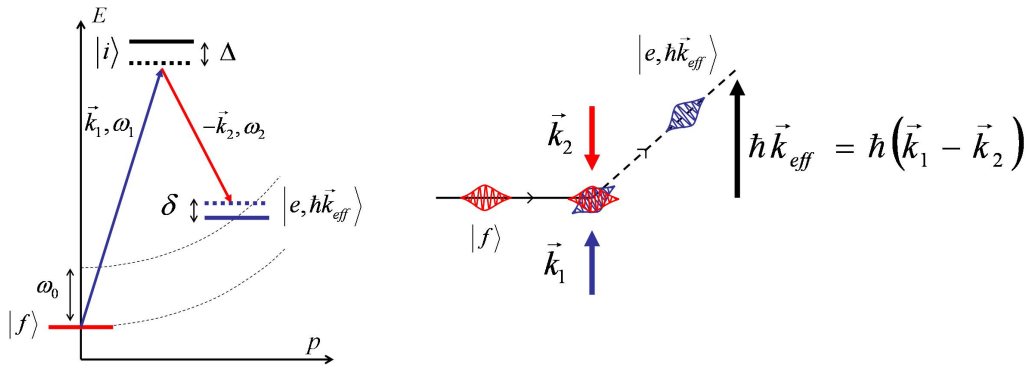

FIG. 2.1 – *A gauche* : Diagramme énergie-impulsion d'une transition Raman stimulée. *A droite* : Géométrie de la diffraction des atomes par une transition Raman stimulée.

Au cours du processus de transition à deux photons, l'état intermédiaire $|i\rangle$ est légèrement peuplé et donne donc lieu à une relaxation par émission spontanée vers le niveau fondamental. Cette émission spontanée engendre une perte de la cohérence des paquets d'ondes diffractés. De manière à limiter ce phénomène, la fréquence absolue des deux lasers est désaccordée d'une quantité Δ par rapport à la résonance pour

ne pas peupler significativement l'état $|i\rangle$ durant le processus. Le taux d'émission spontanée décroît alors proportionnellement à $1/\Delta^2$ cependant que l'efficacité du processus à deux photon ne décroît lui que proportionnellement à $1/\Delta$. On peut ainsi limiter l'émission spontanée et garantir la cohérence des ondes de matière diffractées tout en conservant une bonne efficacité de transfert.

La différence de fréquence $(\omega_1 - \omega_2)$ entre les deux lasers Raman doit satisfaire les conditions de conservation d'impulsion et d'énergie pour la transition entre les deux états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. L'écart à la résonance δ se déduit de l'équation de conservation d'énergie :

$$\hbar\omega_{\text{eff}} = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_R + \hbar\omega_D + \hbar\delta \tag{2.1}$$

où $\omega_0 = \omega_e - \omega_f$ est la fréquence de transition hyperfine entre les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. ω_D et ω_R correspondent respectivement à la pulsation Doppler et à la pulsation de recul et sont définis par :

$$\omega_D = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{M} \quad \text{et} \quad \omega_R = \frac{\hbar|\vec{k}_{\text{eff}}|^2}{2M} \tag{2.2}$$

Dans les expériences que nous présenterons ici, on utilise des atomes de Césium (^{133}Cs [41]) dont la structure atomique est précisée dans l'annexe A. Les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ correspondent donc respectivement aux états de la structure hyperfine $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0\rangle$ définissant, par ailleurs, la transition d'horloge utilisée pour la définition de la seconde. L'état $|i\rangle$ est, quant à lui, associé à $|6S_{3/2}\rangle$. L'utilisation de transitions Raman contre-propageantes permet, dans notre cas, d'atteindre une séparation en impulsion des paquets d'onde correspondant à 7 mm.s^{-1}.

2.1.2 Matrices S

L'évolution temporelle de la fonction d'onde atomique $|\psi(t)\rangle$ durant le processus de diffraction peut être calculée en considérant l'Hamiltonien $\hat{H}$ associé à la transition et en résolvant l'équation de Schrödinger [36]:

$$i\hbar\frac{\partial|\psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H}|\psi(t)\rangle \quad \text{avec} \quad \hat{H} = \sum \hbar\omega_j|j\rangle\langle j| - \vec{D} \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \tag{2.3}$$

où $|j\rangle$ décrit l'ensemble des états propres du système. $\vec{D}$ représente le terme de couplage dipolaire avec le champ des deux lasers Raman $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_2$. On peut résoudre

ce système dans l'approximation des ondes tournantes en réalisant l'élimination adiabatique du niveau intermédiaire $|i\rangle$ [42, 43] si Δ est grand devant les pulsations de Rabi des deux transitions optiques Ω_{fi} et Ω_{ei}. Le calcul complet, présenté en détail dans les références [42, 44, 37] montre que l'évolution temporelle d'une fonction d'onde définit comme $|\psi(t_0)\rangle = C_e(t_0)|e\rangle + C_f(t_0)|f\rangle$ peut être mise sous la forme matricielle suivante :

$$|\psi(t_0+\tau)\rangle = S(t_0,\tau,\phi)|\psi(t_0)\rangle \tag{2.4}$$

où $\phi = \varphi_1 - \varphi_2$ est la différence de phase des deux lasers Raman. $S(t_0,\tau,\phi)$ exprime l'évolution de la fonction d'onde avec le temps τ. Dans le cas où le déplacement lumineux induit par les deux transitions optiques est parfaitement compensé [43], cette matrice s'exprime :

$$S(t_0,\tau,\phi) =$$

$$\begin{pmatrix} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) - i\cos\theta\sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right)\right]e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} & \left[-i\sin\theta\sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right)e^{-i(\delta t_0+\phi)}\right]e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \\ \left[-i\sin\theta\sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right)e^{i(\delta t_0+\phi)}\right]e^{i\frac{\delta\tau}{2}} & \left[\cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) + i\cos\theta\sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right)\right]e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \end{pmatrix}$$

où les différents termes sont définis par :

$$\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{\text{eff}}|^2 + \delta^2}, \quad \cos\theta = -\tfrac{\delta}{\Omega_r}, \quad \sin\theta = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_r} \tag{2.5}$$

A résonance, l'évolution de la fonction d'onde entre les deux états propres du système s'effectue donc à la pulsation de Rabi effective Ω_{eff}. Celle-ci est reliée aux pulsations de Rabi des deux transitions optiques Ω_{fi}, Ω_{ei} et au désaccord Δ par :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{fi}^*\Omega_{ei}}{2\Delta} \tag{2.6}$$

2.1.3 Oscillations de Rabi

L'évolution temporelle de la probabilité de transition entre un état atomique initial $|f,\vec{p}\rangle$ et final $|e,\vec{p}+\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ se calcule à partir de la matrice $S(t_0,\tau,\phi)$. Sa dynamique est donnée par :

$$P(\tau) = |C_e(\tau)|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_r^2}\sin^2\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \tag{2.7}$$

L'évolution est donc analogue à celle d'un système à deux niveaux et se traduit par un phénomène d'oscillations de Rabi, caractérisé par une pulsation effective Ω_{eff}. La représentation du profil de cette oscillation est donnée sur la figure 2.2.

2.1.4 Impulsions π et $\pi/2$

Le couplage induit par les transitions Raman stimulées permet de créer une superposition cohérente des deux états propres du système [39]. Nous présentons ici deux cas particuliers permettant de réaliser l'équivalent de miroirs et de séparatrices atomiques.

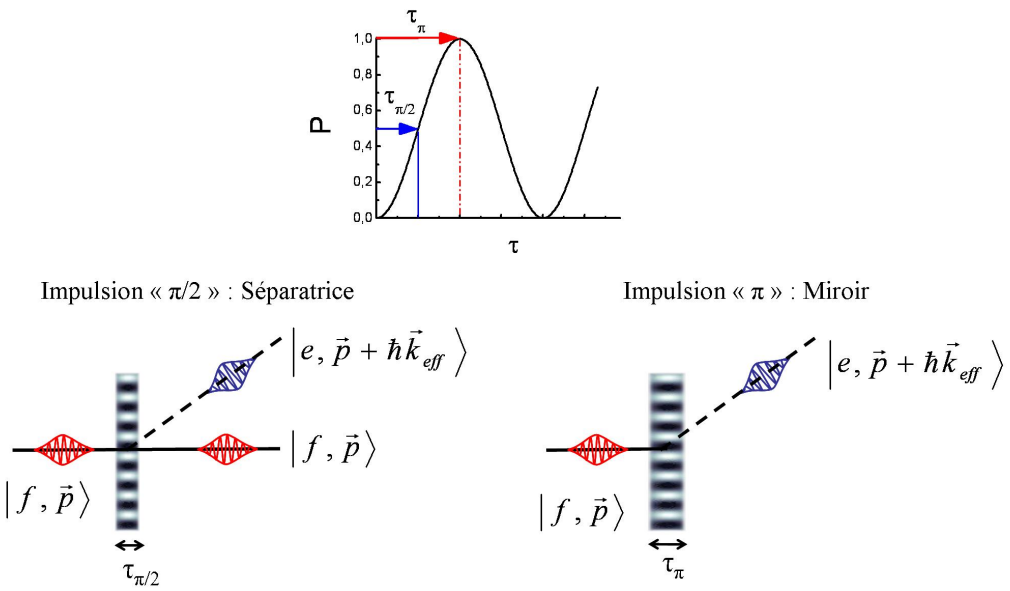

FIG. 2.2 – *Haut* : Oscillations de Rabi lors de l'interaction avec les lasers Raman. *Bas* : Evolution de l'état d'impulsion des paquets d'ondes atomiques lors des impulsions π et $\pi/2$.

Impulsion π : Miroir

Un atome, initialement situé dans l'état $|f,\vec{p}\rangle$ (resp. $|e,\vec{p}+\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$) est soumis à une interaction avec les lasers Raman pendant une durée τ_π telle que $\Omega_{\text{eff}} \cdot \tau_\pi = \pi$. Une telle impulsion réalise donc une demi oscillation de Rabi et place le système dans l'état propre $|e,\vec{p}+\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ (resp. $|f,\vec{p}\rangle$), comme présenté sur la figure 2.2. Une impulsion π permet donc de dévier la totalité d'un paquet d'ondes atomiques d'une impulsion $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ et réalise donc l'équivalent d'un miroir pour les atomes.

Impulsion $\pi/2$: Séparatrice

De manière à réaliser l'équivalent d'une séparatrice cohérente pour les fonctions d'ondes atomiques, on soumet le système aux lasers Raman pendant une durée $\tau_{\pi/2}$ telle que $\Omega_{\text{eff}} \cdot \tau_{\pi/2} = \pi/2$. Une telle impulsion permet donc de transformer un état

atomique initial $|f, \vec{p}\rangle$ (resp. $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$) en une superposition cohérente des deux états. Le schéma de cette transition est présenté sur la figure 2.2.

A résonance ($\delta = 0$) les matrices $S_\pi(\phi)$ et $S_{\pi/2}(\phi)$ traduisant respectivement l'effet d'une impulsion π et $\pi/2$ sur la fonction d'onde atomique s'expriment :

$$S_\pi(\phi) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

$$S_{\pi/2}(\phi) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{i}{\sqrt{2}}e^{-i\phi} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}}e^{i\phi} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

Nous notons que, lors de ce processus, la différence de phase des lasers Raman ϕ est *imprimée* sur le paquet d'onde diffracté. Ce phénomène est exprimé par les termes non diagonaux des matrices. Les atomes diffractés emportent donc une information sur la phase locale du réseau lumineux formé par les deux lasers Raman.

Sélectivité en vitesse d'une transition Raman

Comme le montre l'équation (2.7), le phénomène d'oscillations de Rabi dépend du désaccord δ entre la fréquence effective des lasers Raman et la fréquence de la transition. Dans la pratique, les nuages atomiques que nous utilisons ne sont pas parfaitement *monochromatiques* en impulsion, le nuage présente donc une distribution en vitesse pouvant être modélisée par une gaussienne ou une lorentzienne. Dans le cas d'une gaussienne, cette distribution s'exprime :

$$P(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v}\, e^{-\frac{(v-v_0+2v_{\text{rec}})^2}{2\sigma_v{}^2}} \quad \text{avec} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T_{\text{at}}}{m}} \tag{2.10}$$

où T_{at} est la température du nuage atomique. Ainsi, tous les atomes du nuage ne présentent pas le même effet Doppler vis-à-vis des lasers et possèdent donc des désaccords δ différents. On appelle **sélectivité en vitesse** la capacité d'une impulsion Raman à adresser la distribution en vitesse du nuage atomique. Cette sélectivité est liée à la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} ainsi qu'à la durée τ de l'impulsion. Pour une impulsion π carrée, la probabilité de transition pour une classe de vitesse v s'exprime [42] :

$$S(\tau, v) = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_{\text{eff}}^2 + (k_{\text{eff}}v)^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (k_{\text{eff}}v)^2}\frac{\tau}{2}\right) \tag{2.11}$$

Ainsi, une impulsion π réalisée avec une intensité laser élevée sera très courte et adressera la totalité de la distribution en vitesse. L'efficacité de diffraction de l'impulsion est alors optimale. En revanche, une impulsion π réalisée avec Ω_{eff} petit sera très longue. Dans ce cas, l'impulsion ne diffracte que les atomes du centre de la distribution en vitesse du nuage.

2.2 Déphasage dans un interféromètre atomique

Comme nous l'avons vu précédemment, les transitions Raman stimulées permettent de manipuler simplement les paquets d'ondes atomiques. Il devient alors possible, par un jeu d'impulsions π et $\pi/2$, de former un interféromètre atomique [15]. Dans cette partie, nous présenterons deux configurations interférométriques utilisant respectivement 3 et 4 impulsions Raman [34, 32]. Nous donnerons également l'expression du déphasage atomique à la sortie de chaque interféromètre.

Il existe plusieurs manières de calculer le déphasage induit par les forces d'inertie à la sortie d'un interféromètre atomique. La difficulté principale tient au fait que les trajectoires atomiques sont sensibles aux forces d'inertie. Le calcul doit donc tenir compte des perturbations induites par ces forces sur les trajectoires atomiques. La première méthode utilisée pour déterminer ce déphasage consiste à calculer l'intégrale de l'action le long des trajectoires classiques des atomes [45]. L'effet des forces d'inertie y est introduit sous forme de perturbations [34, 14]. Nous présentons ici une vision très synthétique des résultats de ce calcul. Cependant, il est important de noter que ces méthodes donnent une expression approchée du déphasage atomique au premier ordre mais ne permettent pas de rendre compte de l'effet d'un champ d'inertie complexe. Notamment, elle ne permet pas d'obtenir une expression rigoureuse des termes croisés entre accélération et rotation. La méthode des *matrices* $ABCD\xi$ donne un formalisme matriciel plus rigoureux, prenant en compte la distribution gaussienne du paquet d'ondes et permet un traitement exact du problème [46].

2.2.1 Interféromètre atomique à 3 impulsions

Principe de fonctionnement

En réalisant une succession de trois impulsions Raman stimulées, il est possible de réaliser l'équivalent d'un interféromètre de Mach-Zehnder pour les ondes de matière. Dans cette configuration, les paquets d'ondes en chute libre sont séparés, défléchis, puis recombinés par une séquence d'impulsions $\pi/2$-π-$\pi/2$ séparées par un temps

d'évolution libre T. Une représentation de cet interféromètre est donnée sur la figure 2.3.

Interféromètres "temporels" : Dans les interféromètres que nous présentons, la recombinaison géométrique des deux bras de l'interféromètre est assurée par l'espacement temporel T des impulsions. Les atomes sont donc illuminés par les impulsions trois fois au cours de leur chute libre. Cette méthode est particulièrement adaptée au fonctionnement séquentiel de nos sources d'atomes froids.

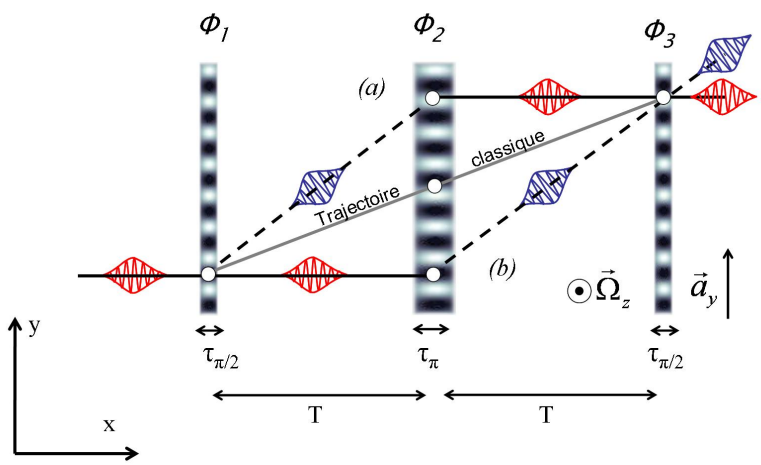

FIG. 2.3 – Interféromètre à 3 impulsions $\pi/2$-π-$\pi/2$. On représente sur ce diagramme la trajectoire dite classique des atomes le long de laquelle on calcule le déphasage induit par les séparatrices Raman.

Lecture de la phase de l'interféromètre : L'interféromètre à 3 impulsions est parfaitement équivalent à un interféromètre de Mach-Zehnder optique [15]. Ce type d'interféromètre comporte deux voies de sortie. Le phénomène d'interférence à la sortie de l'interféromètre peut donc être observé en mesurant les populations atomiques dans les deux voies de sortie de l'interféromètre. A l'issue du processus de détection, on peut donc exprimer la probabilité de présence P des atomes dans l'état $|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle$ en fonction du nombre d'atomes $N_{|p\rangle}$ et $N_{|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle}$ détectés dans chaque voie de sortie :

$$P = \frac{N_{|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle}}{N_{|p+\hbar k_{\text{eff}}\rangle} + N_{|p\rangle}} = \frac{1}{2}\left(1 + C\cos\Delta\Phi_{\text{total}}\right)$$

où C est le contraste des franges d'interférence.

La mesure du déphasage de l'interféromètre $\Delta\Phi_{\text{total}}$ peut donc être réalisée simplement en mesurant la probabilité de transition des atomes de l'état $|f\rangle$ vers l'état $|e\rangle$ à la sortie de l'interféromètre. Cette caractéristique rend la mesure du déphasage atomique particulièrement aisée, même en utilisant des sources atomiques peu collimatées pour lesquelles les deux voies de sortie de l'interféromètre ne sont pas résolues spatialement.

Sensibilité à la phase des lasers Raman

Le déphasage accumulé par l'interféromètre est la somme de trois contributions distinctes :

- Le déphasage lié à la **propagation des paquets d'ondes** atomiques le long de chacun des deux bras de l'interféromètre.
- Le déphasage lié au **décalage spatial des paquets d'ondes** à la sortie de l'interféromètre.
- Le déphasage introduit par les **séparatrices lasers**.

Les travaux de Christian J. Bordé ont montré [23] que, dans le cas d'un Hamiltonien au plus quadratique en position et en impulsion, les deux premières contributions s'annulent parfaitement à tous les ordres. Ainsi, la seule composante résultante sur le déphasage de l'interféromètre est celle liée à l'interaction avec les séparatrices lumineuses.

La phase effective ϕ des lasers Raman est imprimée sur la fonction d'onde atomique diffractée aux moments des impulsions π et $\pi/2$. Le déphasage total induit par les séparatrices laser à la sortie de l'interféromètre peut être calculé en considérant les matrices S associées à chaque impulsion [47]. On peut également calculer ce déphasage en exprimant la phase $\phi^{a,b}$ accumulée par les paquets d'ondes le long des deux bras, a et b de l'interféromètre. On montre alors que ce déphasage s'exprime simplement en fonction des phases laser effectives $\phi_{1,2,3}$ calculées au centre des paquets d'ondes au moment des impulsions. Les phases sont alors calculées le long des trajectoires classiques perturbées prenant en compte les changements d'impulsion dus au processus de diffraction (figure 2.3) [23]. Le déphasage final vaut :

$$\Delta\Phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 \tag{2.12}$$

Ce déphasage est donc nul lorsque le réseau des équiphases laser reste fixe durant l'interféromètre ($\phi_1 = \phi_2 = \phi_3$). En pratique, ce déphasage offre la possibilité de faire

défiler la phase de l'interféromètre en jouant simplement sur le déphasage relatif entre les impulsions Raman.

Sensibilité à l'accélération

La phase effective ϕ des lasers Raman est définie, dans le référentiel des atomes, par :

$$\phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t) \tag{2.13}$$

Nous supposons maintenant que le référentiel des lasers Raman est soumis à une accélération constante $\vec{a}$ par rapport au référentiel des atomes en chute libre, dans la direction des faisceaux Raman. Dans le référentiel des atomes, le réseau des équiphases Raman se déplace alors au cours du temps selon la loi :

$$\phi(t) = \frac{1}{2}\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}\, t^2 \tag{2.14}$$

En utilisant la relation (2.12), on montre que le déphasage $\Delta\Phi_a$ induit par une accélération constante s'exprime par :

$$\Delta\Phi_a = \phi_1(t) - 2\phi_2(t+T) + \phi_3(t+2T) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}\, T^2 \tag{2.15}$$

Sensibilité à la rotation

L'effet Sagnac : Tous les interféromètres dont l'aire physique $\vec{A}$ est non nulle, sont sensibles à la rotation via l'effet Sagnac, et ceci indépendamment de la nature des ondes qui interfèrent. Cet effet, formalisé dès 1913 par Georges Sagnac [5], se manifeste sous la forme d'un déphasage proportionnel à la rotation $\vec{\Omega}$ du référentiel du support de l'interféromètre par rapport au référentiel des ondes qui interagissent. C'est précisément cet effet qui est exploité pour mesurer la rotation dans les gyromètres optiques [48]. Il se manifeste de la même manière dans les interféromètres à ondes de matière et permet ainsi de réaliser des gyromètres atomiques [12].

La valeur du déphasage $\Delta\Phi_\Omega$ induit par effet Sagnac dans un interféromètre est donné par l'expression :

$$\Delta\Phi_\Omega = \frac{4\pi E}{hc^2}\vec{A} \cdot \vec{\Omega} \tag{2.16}$$

où E est l'énergie totale de la particule qui interfère. Nous remarquons ici que l'utilisation d'un interféromètre atomique à transitions Raman contre-propageantes

est particulièrement intéressante dans la mesure où l'utilisation de transitions optiques permet de réaliser une grande séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre et ainsi d'obtenir une grande aire. La sensibilité de l'interféromètre aux rotations est alors exacerbée. D'une manière plus générale, la déviation angulaire des paquets d'ondes diffractés joue un rôle essentiel pour maximiser la sensibilité du capteur aux effets inertiels comme nous le verrons au chapitre 4.

Notons que la proportionnalité de cet effet à l'énergie totale E des particules donne un intérêt considérable aux interféromètres à ondes de matière. En effet, dans le cas d'un interféromètre optique, l'énergie des photons qui interfèrent est donnée par $E_{\text{photon}} = h\nu$. Dans le cas d'un interféromètre à atomes, cette énergie est donnée par $E_{\text{atome}} \approx mc^2$. Dans notre cas, ces grandeurs se comparent de la manière suivante :

$$\frac{E_{\text{atome}}}{E_{\text{photon}}} \approx 10^{11} \tag{2.17}$$

Pour une aire comparable, un gyromètre à atome est donc 10^{11} fois plus sensible à la rotation qu'un gyromètre optique. Cependant l'aire physique réalisable avec un gyromètre optique peut facilement atteindre plusieurs dizaines de m^2 grâce à l'optique guidée alors que l'aire réalisée par les interféromètres atomiques en chute libre est typiquement de l'ordre du cm^2. De plus, le rapport signal à bruit est souvent moins bon dans le cas d'un interféromètre atomique car il est difficile d'obtenir des sources d'atomes intenses.

Calcul de la sensibilité à la rotation : Pour le calcul de la sensibilité à la rotation, nous nous fondons ici sur l'expression de l'effet Sagnac. D'autres méthodes présentées dans [45, 34, 46] permettent d'arriver au même résultat.

L'aire $\vec{A}$ de l'interféromètre dépend de la vitesse des atomes $\vec{v}$ et de l'impulsion $\hbar k_{\text{eff}}$ qui leur est communiquée par les séparatrices. L'aire s'exprime alors facilement :

$$\vec{A} = \vec{v} \times \frac{\hbar \vec{k}_{\text{eff}}}{M} T^2 \tag{2.18}$$

La valeur du déphasage Sagnac est donc :

$$\Delta\Phi_\Omega = -2\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left(\vec{v} \times \vec{\Omega}\right) T^2 \tag{2.19}$$

Conclusion

Un interféromètre à 3 impulsions est donc sensible aux effets inertiels ainsi qu'à la phase des lasers Raman :

$$\Delta\Phi_{\text{total}} = \vec{k}_{\text{eff}}\vec{a}T^2 - 2\vec{k}_{\text{eff}}\left(\vec{v}\times\vec{\Omega}\right)T^2 + \Delta\Phi_{\text{laser}} \tag{2.20}$$

Il peut donc être utilisé comme capteur d'accélération dans la direction des lasers Raman ainsi que comme gyromètre pour mesurer les rotations autour de l'axe normal à son aire physique.

2.2.2 Interféromètre atomique à 4 impulsions

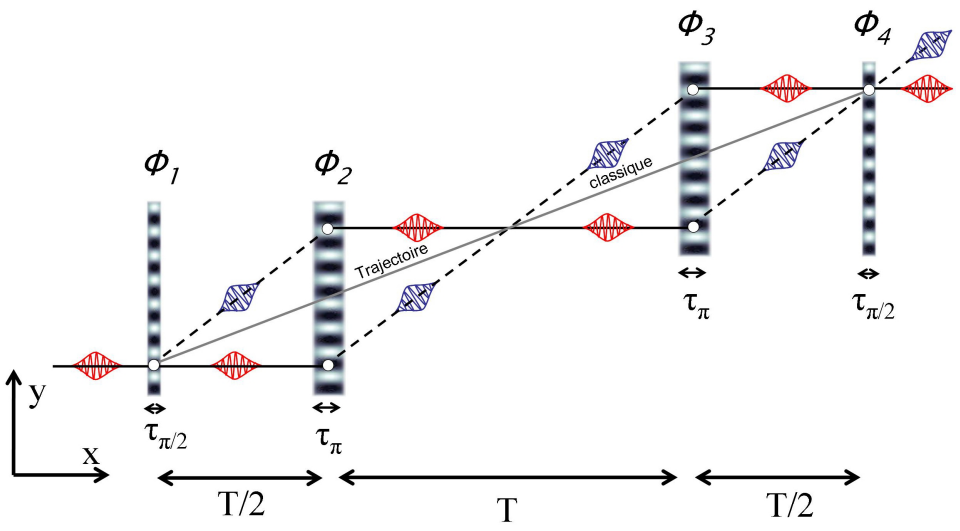

FIG. 2.4 – Interféromètre à 4 impulsions $\pi/2$-π-π-$\pi/2$ de temps d'interaction total $2T$. On note ici que cet interféromètre s'apparente à une succession de deux interféromètres à 3 impulsions.

Principe de fonctionnement

Nous présentons ici une géométrie interférométrique utilisant une séquence de 4 impulsions Raman stimulées $\pi/2$-π-π-$\pi/2$ séparées respectivement de temps d'évolution libre $T/2$-T-$T/2$. Cette configuration interférométrique, présentée pour la première fois dans [32, 28], forme alors une aire croisée semblable à un "papillon" (figure 2.4). Cette configuration est à la base du nouveau prototype réalisé durant cette thèse qui est présenté dans le chapitre 5. Elle peut également être utilisée pour mesurer des gradients d'accélération [49]

Sensibilité à la phase des lasers Raman :

On peut calculer, en utilisant les même méthodes que précédemment, le déphasage induit par les séparatrices Raman sur l'interféromètre. On a alors [32] :

$$\Delta\Phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + 2\phi_3 - \phi_4 \tag{2.21}$$

L'interféromètre à 4 impulsions que nous étudierons ici est réalisé dans une configuration dite de "fontaine" c'est à dire que les atomes sont initialement lancés verticalement dans le champ de pesanteur $\vec{g}$ avec une vitesse $v_1 = gT$ au niveau de la première impulsions Raman. Celles-ci sont réalisées suivant une direction horizontale (figure 2.5).

Cet interféromètre peut être vu comme la succession de deux interféromètres à trois impulsions de durée totale T. Cette approche permet d'expliquer simplement certains effets que nous présenterons en détail par la suite.

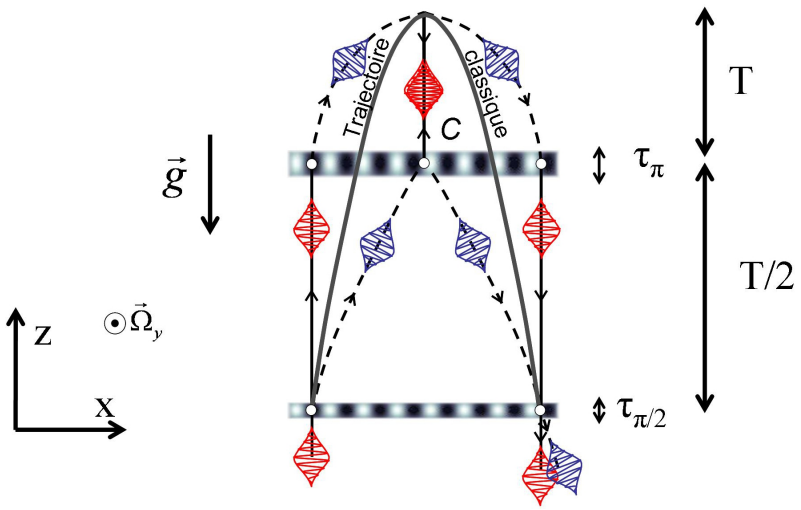

FIG. 2.5 – Interféromètre à 4 impulsions $\pi/2$-π-π-$\pi/2$ réalisé dans une configuration en fontaine. Les atomes sont en chute libre dans le champ de pesanteur $\vec{g}$ et sont lancés avec une vitesse initiale $v_i = gT$.

Sensibilité aux effets inertiels

Trajectoire classique : De manière à calculer la phase laser effective vu par les atomes au moment de chaque impulsion, on exprime, comme précédemment, la trajectoire balistique classique des atomes dans le référentiel $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$ des lasers centré sur le centre géométrique C de l'interféromètre :

$$\vec{r}_{cl}(t) = \begin{cases} x_{cl}(t) &= \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{2M}\,(t-T) \\ z_{cl}(t) &= g\left(Tt - \frac{1}{2}t^2\right) - \frac{3}{8}gT^2 \end{cases} \tag{2.22}$$

Sensibilité aux accélérations horizontales : On considère maintenant l'effet d'une accélération constante a_x du référentiel des lasers Raman par rapport aux atomes en chute libre. L'équation classique du mouvement est alors modifiée par le terme d'entraînement :

$$x_{cl}(t) = \frac{\hbar k_{\text{eff}}}{2M}\,(t-T) - a_x t^2 \tag{2.23}$$

En utilisant l'équation (2.21), on peut calculer aisément que le déphasage $\Delta\Phi_a$ induit par une accélération constante est nul. L'interféromètre à 4 impulsions est donc insensible aux accélérations constantes dans la direction des lasers Raman. Cela se comprend intuitivement si l'on considère que cet interféromètre est *constitué* de deux interféromètres à 3 impulsions présentant des sensibilités aux accélérations opposées. L'effet de l'accélération se compense donc entre les deux moitiés de l'interféromètre.

Sensibilité à la rotation : En utilisant l'expression de l'effet Sagnac, on peut calculer la sensibilité du déphasage de l'interféromètre à une rotation autour de son axe d'entrée horizontal. Il faut pour cela exprimer l'aire physique A décrite par les deux bras de l'interféromètre. Le calcul prenant en compte les trajectoires balistiques de chaque portion de l'interféromètre donne :

$$A = \frac{1}{4}\,g\,\frac{\hbar k_{\text{eff}}}{M}\,T^3 \tag{2.24}$$

Le déphasage $\Delta\Phi_\Omega$ induit par une rotation autour de l'axe d'entrée de l'interféromètre s'exprime donc :

$$\Delta\Phi_\Omega = \frac{1}{2}k_{\text{eff}}\,\left(\vec{g}\times\vec{\Omega}\right)\,T^3 \tag{2.25}$$

On constate qu'un interféromètre réalisé dans cette configuration présente une sensibilité aux effets de rotation s'accroissant comme le cube du temps d'interaction T. Il faut noter que l'effet Sagnac introduit parallèlement une dépendance du déphasage de l'interféromètre aux accélérations verticales (ici $\vec{g}$). Cette géométrie, intrinsèquement insensible aux accélérations horizontales apparaît donc particulièrement adaptée à la réalisation d'un gyromètre. Ce principe est ainsi à la base du fonctionnement du prototype développé durant cette thèse.

2.3 Fonction de sensibilité d'un interféromètre à 4 impulsions

La partie précédente nous a permis d'exposer les effets d'un champ intertiel statique sur un interféromètre atomique. Dans cette partie nous présentons une méthode permettant de prendre en compte les aspects dynamiques des grandeurs influençant le déphasage. Ce formalisme de la fonction de sensibilité [50] permet de calculer l'équivalent de la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à une perturbation donnée et ainsi d'en déduire sa fonction de transfert sur le déphasage de l'interféromètre [38]. Cette analyse spectrale sera menée ici dans le cas d'un interféromètre à 4 impulsions.

2.3.1 Fonction de sensibilité à un saut de phase

La fonction de sensibilité à la phase $g_\phi^{(1)}(t)$ dans le domaine temporel [36] quantifie l'impact sur le signal de sortie de l'interféromètre d'un saut de phase infinitésimal $\delta\phi$ appliqué à un instant t quelconque. Cette fonction représente donc la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à un saut de phase. La fonction de sensibilité à la phase permet aussi de connaître l'impact de tout effet parasite impliquant une fluctuation de phase de l'interféromètre (bruit de phase Raman, vibrations parasites, etc). Elle est ici définie par :

$$g_\phi^{(1)}(t) = \lim_{\delta\phi \to 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \tag{2.26}$$

où $\delta\Phi$ est la variation de la phase de l'interféromètre. La fonction $g_\phi^{(1)}(t)$ vérifie donc :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi^{(1)}(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt \tag{2.27}$$

Fonction de sensibilité dans le domaine temporel

Pour calculer la fonction de sensibilité à la phase dans le domaine temporel, il convient de calculer le déphasage en sortie de l'interféromètre en fonction de l'instant auquel est appliqué le saut de phase $\delta\phi$. Dans le cas où ce saut de phase est appliqué entre les impulsions Raman, le déphasage en sortie de l'interféromètre est directement relié au saut de phase :

$$\delta\Phi = \pm\delta\phi \tag{2.28}$$

On a alors :

$$g_\phi^{(1)}(t) = \pm 1 \tag{2.29}$$

Le signe de la fonction de sensibilité se déduit facilement en considérant que la phase de sortie de l'interféromètre est donnée par l'équation (2.21). Dans le cas où la saut de phase est appliqué durant une impulsion Raman, il convient de calculer l'état de sortie de l'interféromètre en utilisant le produit des matrices S associées à chaque impulsion Raman. L'impulsion Raman durant laquelle le saut de phase est appliqué est alors exprimée par deux matrices S possédant une phase [44, 36]. La fonction de sensibilité à la phase pour Ω_r constant, représentée sur la figure 2.6, s'exprime alors :

$$g_\phi^{(1)}(t) = \begin{cases} 0 & t < -(T+3\tau) \\ -\sin(\Omega_r(t+T+3\tau)) & -(T+3\tau) < t < -(T+2\tau) \\ -1 & -(T+2\tau) < t < -(T/2+2\tau) \\ \sin(\Omega_r(t+T/2+\tau)) & -(T/2+2\tau) < t < -T/2 \\ +1 & -T/2 < t < T/2 \\ -\sin(\Omega_r(t-T/2-\tau) & T/2 < t < (T/2+2\tau) \\ -1 & (T/2+2\tau) < t < (T+2\tau) \\ \sin(\Omega_r(t-T-3\tau)) & (T+2\tau) < t < (T+3\tau) \\ 0 & (T+3\tau) < t \end{cases} \tag{2.30}$$

On note ici :

$$\tau = \tau_{\pi/2} = \frac{\tau_\pi}{2} \tag{2.31}$$

Sensibilité résiduelle à la fréquence des lasers

On s'intéresse ici à la sensibilité de la phase de l'interféromètre à un changement de la différence de fréquence des lasers Raman. On calcule alors le déphasage engendré par un désaccord δ des lasers Raman. On a dans ce cas :

$$\delta = \frac{d\phi}{dt} \tag{2.32}$$

Ainsi, l'équation 2.27 permet de calculer le déphasage en sortie de l'interféromètre :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi^{(1)}(t)\ \delta\ dt = -2\frac{\delta}{\Omega_r} \tag{2.33}$$

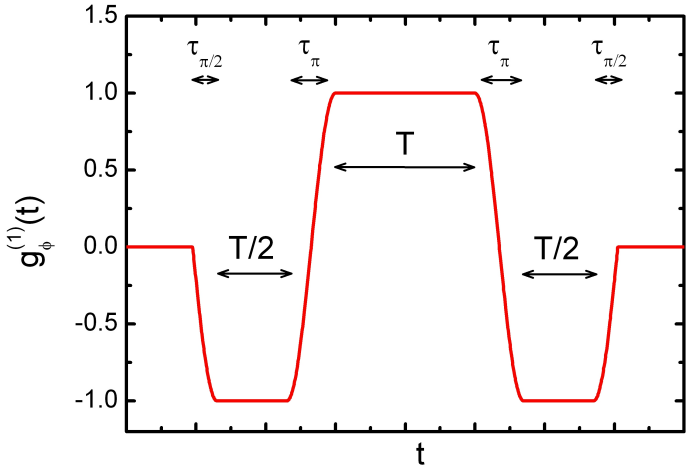

FIG. 2.6 – Fonction de sensibilité à la phase dans le domaine temporel pour un interféromètre à 4 impulsions de temps d'interaction total $2T$=800 ms.

Cette sensibilité à la fréquence provient du fait que l'intégrale de la fonction de sensibilité à la phase d'un interféromètre à 4 impulsions n'est pas nulle. En effet, les deux impulsions $\pi/2$ introduisent une dissymétrie qui se traduit par un effet résiduel sur la phase de l'interféromètre. Ce phénomène n'existe pas dans un interféromètre à 3 impulsion pour lequel l'intégrale de la fonction de sensibilité est nulle [38]. Dans les expériences que nous réalisons, la durée typique d'une impulsion $\pi/2$ est de $\tau_{\pi/2} =$ 15 μs. La dépendance en fréquence est alors de :

$$\frac{d\Phi}{df} = 0,12 \text{ mrad.Hz}^{-1} \tag{2.34}$$

Il est cependant possible de compenser cette effet résiduel en modifiant légèrement la géométrie de l'interféromètre. Ceci peut être réalisé en augmentant la durée centrale T entre les deux impulsions π d'une quantité correspondant à $\tau_{\pi/2}$ annulant ainsi l'intégrale de la fonction de sensibilité.

Fonction de sensibilité dans le domaine des fréquences

Pour connaître la réponse de l'interféromètre à une perturbation harmonique de phase, on applique une fluctuation de phase de la forme $\phi(t) = \sqrt{2}\phi_\omega^{eff}\cos(\omega t + \psi)$. On peut alors calculer l'impact de cette perturbation sur le déphasage de sortie de l'interféromètre :

$$\delta\Phi(\omega,\psi) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi^{(1)}(t)\frac{d\phi(t)}{dt}dt = -\sqrt{2}\phi_\omega^{eff}\omega\int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi^{(1)}(t)\sin(\omega t + \psi)dt \tag{2.35}$$

On exprime alors la fonction de transfert pour la phase définie par :

$$h_{\phi}^{(1)}(\omega,\psi) = \frac{\delta\Phi(\omega,\psi)}{\phi_{\omega}^{eff}} \tag{2.36}$$

Simplification : Dans la suite de cette étude, les calculs sont réalisés dans l'approximation $\tau \ll T$. Cette approximation est particulièrement justifiée dans le cas d'un interféromètre de grand temps d'interaction ($2T$=800 ms) que nous considérons ici. Par ailleurs, nous étudions par la suite l'effet de perturbations dont l'effet prépondérant se situe dans la gamme spectrale 0-100 Hz. Dans cette gamme de fréquence on a $\omega \ll \Omega_r$, les effets introduits par la durée des impulsions sont alors négligeables. La fonction de sensibilité simplifiée que l'on considère ici est donc :

$$g_{\phi}^{(1)}(t) = \begin{cases} 0 & t < -T \\ -1 & -T < t < -T/2 \\ +1 & -T/2 < t < T/2 \\ -1 & T/2 < t < T \\ 0 & T < t \end{cases} \tag{2.37}$$

On peut ainsi exprimer la réponse de l'interféromètre à une perturbation harmonique de pulsation ω et de phase ψ. Pour s'affranchir de la dépendance à ψ, on calcule la moyenne de l'effet d'une perturbation à une pulsation donnée pour l'ensemble des ψ :

$$\mid H_{\phi}^{(1)}(\omega) \mid^2 = \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} \mid h_{\phi}^{(1)}(\omega,\psi) \mid^2 d\psi \tag{2.38}$$

On obtient alors :

$$\mid H_{\phi}^{(1)}(\omega) \mid^2 = 64\,\sin^2\left[\frac{T\omega}{2}\right]\sin^4\left[\frac{T\omega}{4}\right] \tag{2.39}$$

Cette fonction est représentée sur la figure 2.7 dans le cas d'un interféromètre de durée totale $2T$=800 ms. Il est important de noter qu'elle présente des valeurs d'annulations périodiques aux fréquences multiples de $1/T$.

2.3.2 Fonction de sensibilité aux accélérations

Sensibilité aux variations d'accélérations

Comme nous l'avons expliqué, un interféromètre à 4 impulsions peut être vu comme une succession de deux interféromètres à 3 impulsions présentant une sen-

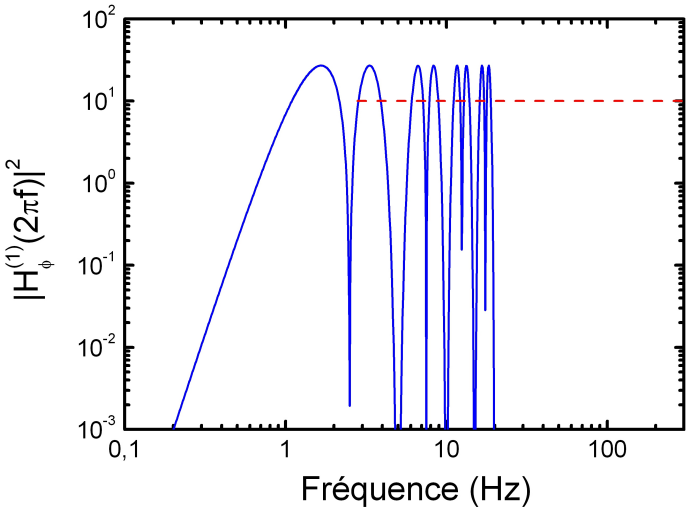

FIG. 2.7 – Fonction de sensibilité à la phase dans le domaine fréquentiel pour un interféromètre à 4 impulsions.

sibilité aux accélérations opposée. Il est ainsi possible de réinterpréter la valeur du déphasage de l'interféromètre calculé à partir de la position des atomes par rapport aux équiphases lasers (equation (2.21)) :

$$\Delta\Phi_{\text{total}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \left(\vec{r}(0) - 2\vec{r}\left(\frac{T}{2}\right) + 2\vec{r}\left(\frac{3T}{2}\right) - \vec{r}(2T) \right) \tag{2.40}$$

De cette manière, le déphasage mesuré est en réalité la différence des moyennes des accélérations mesurées pendant les deux demi-interféromètres dans la direction des faisceaux Raman :

$$\Delta\Phi_{\text{total}} = \frac{T^2}{4} k_{\text{eff}} \left(\int_0^T a_x(t)dt - \int_T^{2T} a_x(t)dt \right) \tag{2.41}$$

Fonction de sensibilité aux accélérations dans le domaine des fréquences

Nous avons vu dans la partie précédente que l'interféromètre à 4 impulsions est insensible aux accélérations horizontales constantes car la contribution du déphasage d'accélération se compense entre les deux moitiés de l'interféromètre. Cependant, dans le cas d'une accélération dynamique, ces deux contributions ne se rejettent plus parfaitement et il en résulte un déphasage non nul. Le but de cette partie est d'examiner la réponse de l'interféromètre à cet effet en fonction de la fréquence de l'excitation à laquelle il est soumis. Ce calcul permet notamment d'évaluer l'impact des vibrations horizontales sur le déphasage de notre interféromètre.

La fonction de sensibilité aux accélérations s'exprime simplement à partir de la fonction de sensibilité à la phase calculée précédemment. Le réseau des équiphases lasers est définit par l'équation (2.13), la phase est donc reliée à l'accélération par la relation :

$$\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} = \frac{d^2\phi}{dt^2} \tag{2.42}$$

La fonction de sensibilité à l'accélération $g_a(t)$ dans le domaine temporel s'exprime donc de manière implicite en fonction de la fonction de sensibilité à la phase. On en déduit facilement la réponse en fréquence aux accélérations $|H_a(\omega)|$ dans le domaine fréquentiel :

$$\frac{1}{k_{\text{eff}}}\frac{d^2 g_a(t)}{dt^2} = g_\phi(t) \quad \rightarrow \quad |H_a(\omega)|^2 = \frac{k_{\text{eff}}^2}{\omega^4}|H_\phi(\omega)|^2 \tag{2.43}$$

La réponse en fréquence aux accélérations pour l'interféromètre à 4 impulsions se calcule alors à partir de l'équation (2.39) :

$$\mid H_a(\omega) \mid^2 = 64\ \frac{k_{\text{eff}}^2}{\omega^4}\ \sin^2\left[\frac{T\omega}{2}\right]\ \sin^4\left[\frac{T\omega}{4}\right] \tag{2.44}$$

Cette fonction est représentée sur la figure 2.8 dans le cas d'un interféromètre de temps d'interaction total $2T$=800 ms. La fonction s'annule donc aux fréquences multiples de $1/T$. Pour les hautes fréquences, on représente la valeur moyenne de la fonction sur une période.

Impact des vibrations sur le déphasage de l'interféromètre

Grâce à la fonction $|H_a(\omega)|^2$, il est possible d'évaluer l'impact des vibrations horizontales sur notre dispositif expérimental. En effet, notre expérience est placée sur une plateforme d'isolation (Cf. chapitre 5) sur laquelle on mesure le spectre de bruit d'accélération horizontal résiduel $S_a(2\pi f)$ avec un sismomètre (Cf. chapitre 3). En pondérant ce spectre par la fonction $|H_a(\omega)|^2$, on en déduit l'écart type des fluctuations de phase σ_a^2 de l'interféromètre dû aux vibrations horizontales résiduelles :

$$\sigma_a^2 = \int_0^{+\infty} S_a(2\pi f)|H_a(2\pi f)|^2 df \tag{2.45}$$

Le spectre $S_a(2\pi f)$, enregistré sur la plateforme d'isolation, est représenté sur la figure 2.8. Le calcul de l'écart type σ_a^2 dans le cas d'un interféromètre d'une durée $2T$=800 ms donne :

$$\sigma_a = 2,4 \text{ rad} \tag{2.46}$$

Bien que ne présentant pas de sensibilité aux accélérations transverses constantes, un interféromètre à 4 impulsions de grand temps d'interaction présente cependant une sensibilité importante aux vibrations transverses dans la gamme 0 - 1 Hz. Une procédure de compensation, détaillée dans le chapitre 3, sera donc nécessaire pour s'affranchir de ce bruit.

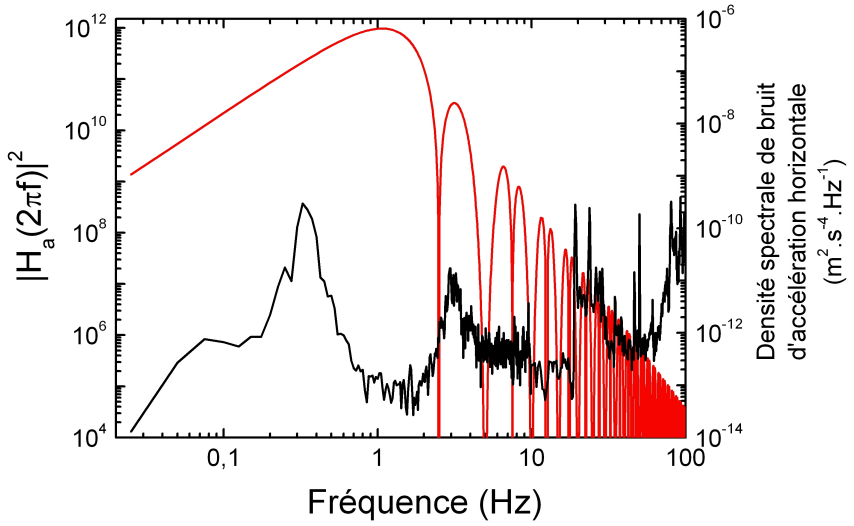

FIG. 2.8 – Fonction de sensibilité aux accélérations horizontales dans le domaine fréquentiel pour un interféromètre de $2T$=800 ms. On représente sur le même graphe la densité spectrale de bruit d'accélérations horizontal résiduel sur la plateforme d'isolation.

2.3.3 Fonction de sensibilité aux rotations

Effets d'une rotation couplée à une variation d'accélération

Nous avons vu que l'interféromètre à 4 impulsions est sensible aux rotations pures ainsi qu'aux variations d'accélérations horizontales entre les deux moitiés de l'interféromètre. Dans la pratique, ces deux effets ne sont pas toujours découplés. Pour bien comprendre l'effet de ces deux paramètres sur le déphasage, il importe de définir correctement le mouvement auquel est soumis le capteur. Nous présentons deux configurations de travail distinctes.

Mesure de la rotation de la Terre : L'interféromètre, tel que nous l'avons présenté, permet de mesurer le mouvement des atomes en chute libre par rapport

au référentiel définit par les séparatrices Raman. Dans le cas le plus simple, les atomes sont lancés à la verticale dans le référentiel terrestre et les impulsions Raman sont réalisées dans la direction Est-Ouest (figure 2.9). Cette configuration permet de mesurer la projection horizontale de la rotation de la Terre donnée par $\Omega_{Terre}\ \cos(\lambda)$ où λ est la latitude.

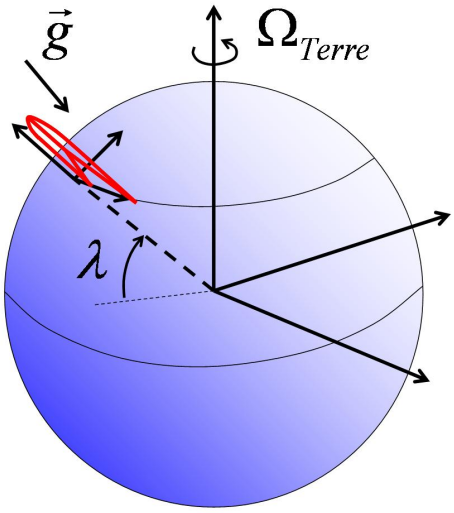

FIG. 2.9 – Représentation de la rotation du référentiel terrestre lié au laser Raman par rapport au référentiel absolu.

Dans cette configuration, l'accélération de pesanteur reste orthogonale à la direction des lasers durant tout l'interféromètre. Le capteur est donc soumis à une rotation pure qui se traduit, au premier ordre, par un déphasage $\Delta\Phi_{\Omega_T}$:

$$\Delta\Phi_{\Omega_T} = \frac{1}{2}\ k_{\text{eff}}\ g\ \Omega_{Terre}\ \cos(\lambda)\ T^3 \tag{2.47}$$

Mesure d'une rotation du capteur dans le référentiel Terrestre : Nous considérons maintenant le cas où le capteur est soumis à une rotation par rapport au référentiel terrestre. Le référentiel des lasers n'est donc plus fixe par rapport à la terre et est animé d'un mouvement de rotation de vitesse Ω autour du centre géométrique C de l'interféromètre, comme représenté sur la figure 2.10.

Afin de calculer l'effet d'un tel mouvement de rotation sur le déphasage de sortie, on applique la méthode présentée précédemment. On calcule donc la trajectoire classique $\vec{R}$ des atomes en chute libre dans le référentiel des lasers Raman :

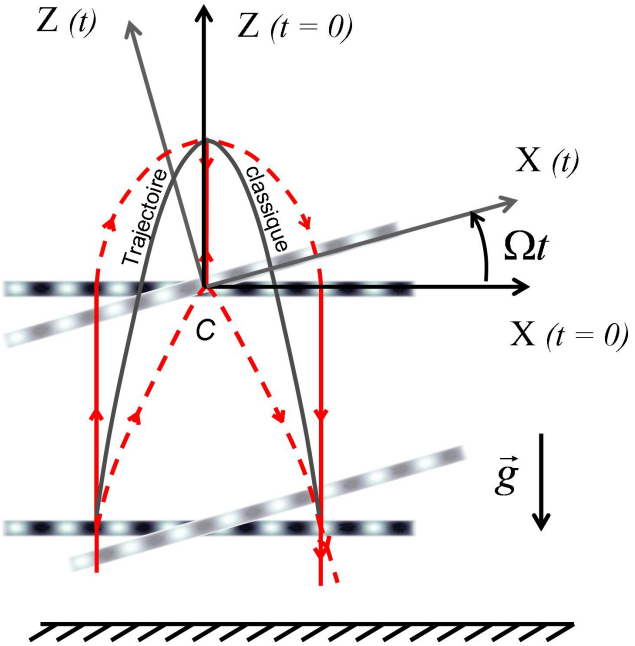

FIG. 2.10 – Représentation du mouvement de rotation du référentiel des laser par rapport au référentiel terrestre.

$$\vec{R}(t) = \begin{cases} X(t) &= x_{cl}\cos(\Omega t) + z_{cl}\sin(\Omega t) \\ Z(t) &= z_{cl}\cos(\Omega t) - x_{cl}\sin(\Omega t) \end{cases} \tag{2.48}$$

L'expression (2.13), nous permet d'évaluer le déphasage laser vu par les atomes à un instant t :

$$\phi(t) = k_{\text{eff}}\left[\frac{\hbar k_{\text{eff}}}{2M}(t-T)\cos(\Omega t) + g\left(T\ t - \frac{1}{2}\ t^2 - \frac{3}{8}T^2\right)\sin(\Omega t)\right] \tag{2.49}$$

On calcule alors la résultante du déphasage accumulé grâce à l'équation (2.21) :

$$\Delta\Phi_{\text{total}} = \phi(0) - 2\phi\left(\frac{T}{2}\right) + 2\phi\left(\frac{3T}{2}\right) - \phi(2T) \tag{2.50}$$

Un développement au premier ordre en ΩT donne alors la valeur du déphasage induit par le mouvement :

$$\Delta\Phi_{\text{total}} = \frac{3}{4}\ k_{\text{eff}}\ g\ \Omega\ T^3 \tag{2.51}$$

La différence entre l'expression (2.51) et l'équation (2.25) tient au fait que le mouvement considéré ici n'est pas une rotation pure du point de vue de l'interféromètre. En effet, la projection de l'accélération $\vec{g}$ le long de l'axe des séparatrices en

mouvement varie entre la première moitié et la seconde moitié de l'interféromètre. Cette variation d'accélération induit donc une contribution $\Delta\Phi_{\Delta a}$ qui s'exprime à partir de l'équation (2.41) dans le référentiel des lasers :

$$\Delta\Phi_{\Delta a} = \frac{1}{4}\, k_{\text{eff}}\; g\; \Omega\; T^3 \tag{2.52}$$

Cette contribution, due à la variation de l'accélération longitudinale au cours de l'interféromètre, vient donc se sommer au déphasage de rotation pure induit par l'effet Sagnac et donnée par l'équation (2.25). Par ailleurs, la contribution de rotation pure peut également s'interpréter comme la variation de l'accélération de Coriolis entre les deux moitiés de l'interféromètre, exprimée dans le référentiel des lasers.

Un tel mouvement n'est donc pas, du point de vue de l'interféromètre, perçu comme une rotation pure, mais plutôt comme une rotation couplée à une variation de la projection de l'accélération $\vec{g}$ dans la direction des séparatrices Raman. Il est néanmoins important de considérer à part entière ce type de mouvement dans la mesure où il décrit au mieux la manière dont les bruits de rotations de la plateforme d'isolation se couplent à l'interféromètre. Nous étudions ainsi la fonction de sensibilité aux rotations des lasers dans le référentiel terrestre.

Fonction de sensibilité aux rotations des lasers dans le référentiel terrestre

On étudie ici la fonction de sensibilité de l'interféromètre à une rotation des lasers dans le référentiel terrestre. Nous suivons pour cela la méthode présentée dans la référence [36]. On calcule donc, pour commencer, la fonction de sensibilité à un saut d'un angle dans le domaine temporel.

Fonction de sensibilité à un saut d'angle $g_\theta(t)$ décrit la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à un saut d'angle $\delta\theta$ des lasers Raman dans le référentiel terrestre. Ce saut d'angle étant appliqué à un instant t, cette fonction se définit comme :

$$g_\theta(t) = \lim_{\delta\theta\to 0} \frac{\delta\Phi(\delta\theta, t)}{\delta\theta} \tag{2.53}$$

On exprime ici cette fonction dans le cas $\tau \ll T$:

$$g_\theta(t) = \frac{3}{8} g k_{\text{eff}} T^2 \quad \text{pour} \quad -T < t < T \tag{2.54}$$

Cette fonction, représentée sur la figure 2.11, permet de calculer le déphasage $\delta\Phi$ résultant d'un saut d'angle des séparatrices Raman à un instant t donné :

$$\delta\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\theta(t)\frac{d\theta(t)}{dt}dt \quad \text{et} \quad \Omega(t) = \frac{d\theta(t)}{dt} \tag{2.55}$$

On cherche ici à connaître l'effet d'une variation harmonique de la rotation $\Omega(t)$ sur le déphasage de l'interféromètre. On pose donc $\Omega(t) = \sqrt{2}\Omega_\omega^{eff}\cos(\omega t + \psi)$. La réponse en fréquence à la rotation $|H_\Omega(\omega)|^2$ se calcule alors simplement :

$$|H_\Omega(\omega)|^2 = \left|\frac{\delta\Phi}{\Omega_\omega^{eff}}\right|^2 = \frac{9}{16}\left(\frac{k_{\text{eff}}}{\omega}\right)^2 g^2\, T^4 \sin^2[T\omega] \tag{2.56}$$

Cette fonction, représentée sur la figure 2.11 pour un interféromètre de durée $2T$=800 ms, présente donc des points d'annulation aux fréquences multiples de $1/T$. Pour les fréquences hautes, la fonction de transfert se comporte comme un filtre passe bas du premier ordre.

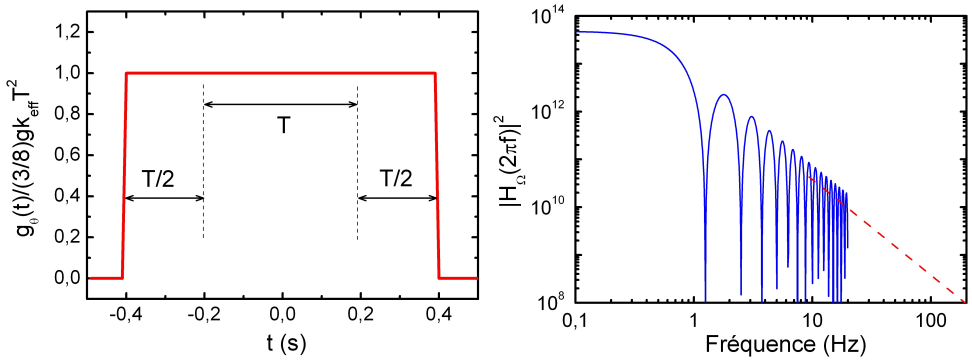

FIG. 2.11 – Gauche : Fonction de sensibilité à un saut d'angle dans le domaine temporel. Droite : Réponse en fréquence à la rotation des lasers . Ces deux fonctions sont ici représentées pour un interféromètre de $2T$=800 ms.

2.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté de manière synthétique l'ensemble des notions permettant de comprendre le fonctionnement d'un interféromètre atomique. Nous avons notamment présenté deux configurations interférométriques utilisant respectivement 3 et 4 impulsions Raman. La première est à la base du fonctionnement du gyromètre 6 axes du SYRTE [28] que j'ai pu caractériser durant la première partie de mon travail de thèse. Ces résultats sont présentés dans le chapitre 3. La configuration en fontaine, utilisant 4 impulsions Raman stimulées est, quant à elle,

la géométrie retenue pour la conception d'un nouveau gyromètre de très haute sensibilité. La réalisation et les premiers résultats de cet appareil sont présentés dans les chapitres 5 et 6.

Chapitre 3

Caractérisation et performances du gyromètre 6 axes

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats principaux de la caractérisation du gyromètre-accéléromètre 6 axes [28, 51] à laquelle j'ai pu participer durant la première partie de mon travail de thèse. Le début sera consacrée à une brève description du dispositif expérimental. Nous présenterons ensuite les performances de cet appareil et en décrirons les principales limites. La troisième partie sera consacrée à l'étude d'une méthode permettant de s'affranchir du bruit engendré par les vibrations lors des mesures de rotations. On utilise alors un sismomètre pour mesurer conjointement le bruit d'accélération et le soustraire du signal de l'interféromètre.

3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif que nous présentons a été décrit de manière très détaillée dans les références [34, 32, 36, 37]. Nous en rappelons ici, de manière synthétique, ses principales caractéristiques.

3.1.1 Description générale

Une vue de l'ensemble du dispositif expérimental est donnée sur la figure 3.1. Dans ce système, les atomes de Cesium sont, dans un premier temps, chargés à partir d'une vapeur dans deux pièges magnéto-optiques (PMO) indépendants, notés A et B. Les deux nuages atomiques de Cesium sont alors lancés le long de la même trajectoire parabolique en directions opposées grâce à la technique des mélasses mouvantes [52]. A l'apogée de leurs trajectoires, les atomes interagissent trois fois avec une unique

paire de faisceaux Raman rétro-réfléchie. Cette séquence d'impulsions permet de créer un interféromètre de durée maximale $2T$=80 ms. Le déphasage à la sortie de l'interféromètre est alors extrait de la différence de population entre ses deux ports de sortie. Cette mesure est réalisée par une technique de fluorescence en utilisant *l'étiquetage* des états externes de l'atome [39]. Notons également que l'enceinte à vide est placée à l'intérieur de deux blindages magnétiques en mu-métal de manière à réduire l'influence des champs magnétiques ambiants durant la séquence.

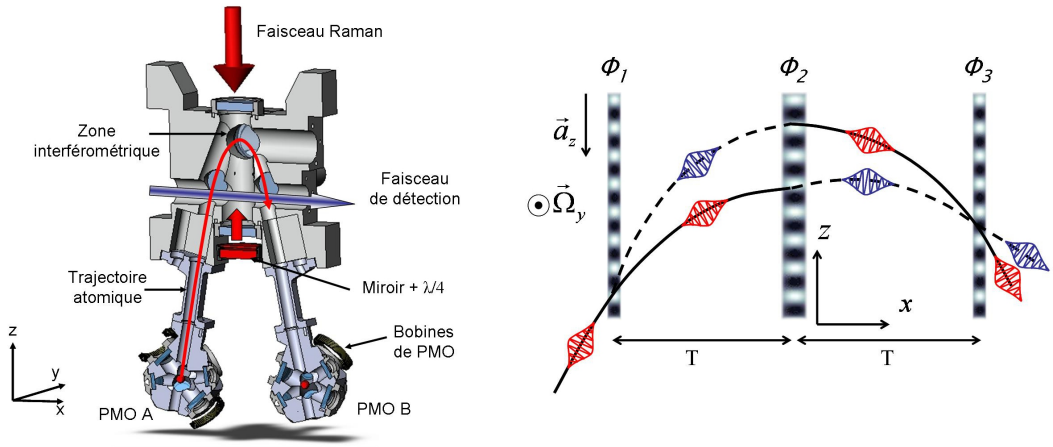

FIG. 3.1 – *Gauche* : Schéma de l'enceinte à vide du gyromètre-accéléromètre 6 axes montrant les deux pièges magnéto-optiques (PMO), la zone interférométrique ainsi que le faisceau de détection. La dimension totale du dispositif est de $30 \times 10 \times 50$ cm^3. *Droite* : Schéma de l'interféromètre à trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ réalisé à l'aide du faisceau Raman vertical à l'apogée des trajectoires atomiques. Les traits pleins et discontinus représentent respectivement les atomes dans les états $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ et $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$.

Le dispositif expérimental permet de réaliser des mesures d'accélération et de rotation suivant les 6 axes d'inertie en changeant simplement l'orientation du faisceau Raman rétro-réfléchi [28]. Cependant, nous ne présenterons ici que les résultats associés à la configuration verticale (figure 3.1) dans laquelle les atomes sont soumis à une séquence d'impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$. L'utilisation de deux sources atomiques nous permet ainsi de discriminer le déphasage dû à l'accélération verticale de celui créé par la rotation autour de l'axe horizontal $\vec{y}$. Le dispositif est placé sur une plateforme d'isolation (nanoK 350BM-1) permettant de s'affranchir de l'effet des vibrations parasites. Une plateforme de rotation permet également de changer l'orientation de l'appareil de manière à faire varier la projection horizontale de la rotation de la Terre le long de l'axe d'entrée de l'interféromètre.

Préparation des atomes

Les atomes de Cesium sont chargés dans deux PMO indépendants pendant une durée de 140 ms. Les atomes sont ensuite lancés en appliquant une différence de fréquence entre les faisceaux lasers piège du haut et du bas (chapitre 5). Le contrôle indépendant des trois faisceaux du haut d'une part, et des trois faisceaux du bas d'autre part, est assuré par des Modulateurs Acousto-Optiques (MAO) indépendants. Ainsi, en augmentant de 3,2 MHz la fréquence de contrôle du MAO commandant les faisceaux piège du bas, les atomes sont lancés à une vitesse de 2,4 m.s^{-1} avec un angle de 8° par rapport à la direction verticale. Durant cette phase de lancement, les atomes sont refroidis jusqu'à une température de 1,2 μK en augmentant progressivement le désaccord des faisceaux piège à -15Γ de la transition fermée de refroidissement $|F=4\rangle \leftrightarrow |F'=5\rangle$.

Après la phase de lancement, les atomes sont répartis sur l'ensemble des sous-niveaux Zeeman de l'état $|6S^{1/2}, F=4\rangle$. De manière à réduire significativement l'impact de champs magnétiques parasites sur l'interféromètre, nous sélectionnons les atomes situés dans le sous-niveau $m_F = 0$. Pour cela, un champ magnétique statique de 30 mG est appliqué suivant la direction $\vec{z}$ pour lever la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman. Les atomes situés dans l'état $|6S^{1/2}, F=4, m_F=0\rangle$ sont alors transférés vers $|6S^{1/2}, F=3, m_F=0\rangle$ à l'intérieur d'une cavité micro-onde. Les atomes restant dans l'état $|6S^{1/2}, F=4\rangle$ sont ensuite éliminés à l'aide d'un faisceau pousseur. Cette méthode nous permet de conserver environ 10^7 atomes de chaque source dans l'état $|6S^{1/2}, F=3, m_F=0\rangle$ avec moins de 1% d'atomes dans les autres états magnétiques.

Le double-interféromètre

Au voisinage de leur apogée, $t_{ap} = 244$ ms après le lancement, les atomes sont soumis à une séquence de trois impulsions verticales $\pi/2-\pi-\pi/2$. Cette configuration permet d'obtenir deux interféromètres superposés dans le plan (x,z) dont les aires orientées sont opposées, comme représenté sur la figure 3.2.

Les déphasages des deux interféromètres $\Delta\Phi^{A,B}$ sont alors composés de trois termes qui dépendent respectivement de l'accélération $\mathbf{a}$, de la rotation $\mathbf{\Omega}$ et de la différence de phase des lasers Raman au moment des trois impulsions [46] :

$$\Delta\Phi^A = \Delta\Phi_a + \Delta\Phi_\Omega + \Delta\Phi_{\text{laser}} \tag{3.1}$$

$$\Delta\Phi^B = \Delta\Phi_a - \Delta\Phi_\Omega + \Delta\Phi_{\text{laser}} \tag{3.2}$$

Dans la configuration que nous étudions ici, le faisceau Raman est orienté verticalement. Les trois contributions s'expriment donc en fonction de l'accélération verticale a_z, de la rotation autour de l'axe horizontal Ω_y et de la différence de phase des lasers Raman $\phi_{1,2,3}$:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_a &= k_{\text{eff}} a_z \, T^2 \\ \Delta\Phi_\Omega &= 2 \, k_{\text{eff}} \, V_x \Omega_y \, T^2 \\ \Delta\Phi_{\text{laser}} &= \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Les déphasages de rotation $\Delta\Phi_\Omega^{A,B}$ mesurés par les deux interféromètres dépendent de la vitesse horizontale des atomes des deux sources $V_x^{A,B} = \pm\, 0{,}33$ m.s^{-1}. Leurs signes sont opposés pour les deux interféromètres. L'utilisation de deux interféromètres contre-propageants permet donc de discriminer le déphasage d'accélération du déphasage de rotation mesuré par chacune des deux sources [21] en réalisant la demi-somme et la demi-différence des deux déphasages mesurés.

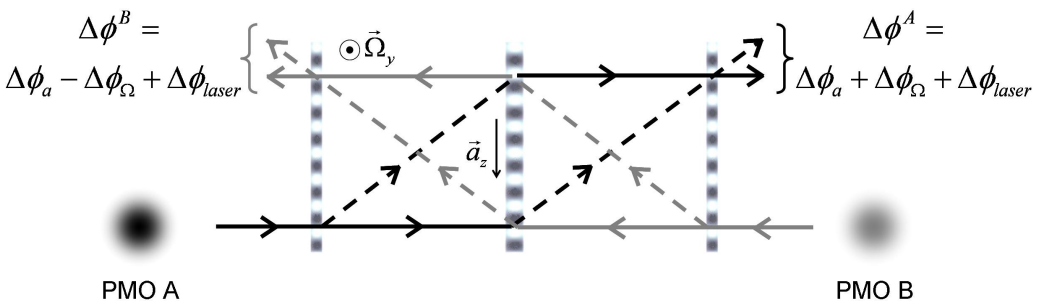

FIG. 3.2 – Schéma des deux interféromètres réalisés avec les sources A et B dont les vitesses de lancement longitudinales sont opposées. Cette configuration permet de discriminer les déphasages d'accélération et de rotation.

3.1.2 Les séparatrices atomiques

Génération du faisceau Raman

Afin de réaliser les transitions Raman entre les états $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0\rangle$, deux laser contre-propageants, désaccordés de 9.192 GHz sont nécessaires. Ces deux fréquences optiques sont générées à partir de deux diodes laser en cavités étendues [53] émettant à $\lambda = 852$ nm et amplifiées par un semi-conducteur évasé [54]. Le rapport des puissances de ces deux lasers est ajusté à 0,5 de manière à annuler la différence de déplacement lumineux des deux niveaux hyperfins [43]. Le banc optique permettant de générer ces faisceaux est présenté en détail dans le chapitre 6. Ce dispositif permet d'obtenir, après amplification, deux faisceaux superposés de même polarisation. Ces deux fréquences lasers sont ensuite guidées jusqu'à l'enceinte à vide par l'intermédiaire d'une même fibre polarisante. Le faisceau est alors mis en forme par un collimateur de focale 240 mm, donnant un faisceau de 35 mm de diamètre (à $1/e^2$). L'intensité au centre du faisceau Raman ainsi obtenu est de 20 mW.cm^{-2}. Le faisceau permet de réaliser un interféromètre de durée totale $2T = 80$ ms avec trois impulsions de même durée $\tau = 13$ μs.

Configuration rétro-réfléchie

Le faisceau Raman issu du collimateur passe ensuite à travers l'enceinte à vide et est rétro-réfléchi par un miroir pour produire les deux faisceaux contre-propageants. Une lame $\lambda/4$, placée devant le miroir, permet de réfléchir le faisceau avec une polarisation orthogonale à celle du faisceau incident (figure 3.3). Une telle configuration de polarisation autorise les transitions Raman contre-propageantes et interdit simultanément les transitions copropageantes [37]. Cette géométrie rétro-réfléchie permet, en outre, de limiter les effets parasites induits par les défauts du front d'onde sur le déphasage de l'interféromètre [55]. L'utilisation d'une unique optique de mise en forme permet de limiter les distortions relatives de front d'onde entre les deux faisceaux Raman et ainsi de réduire le biais induit sur la mesure [56].

Effet Doppler

Durant l'interféromètre, les atomes évoluent en chute libre dans le champ de pesanteur terrestre $\vec{g}$. Dans le référentiel des atomes, la différence de fréquence entre les deux lasers Raman est donc affectée par l'effet Doppler $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}(t - t_{ap})$. De manière à satisfaire la condition de résonance à chaque instants, la différence

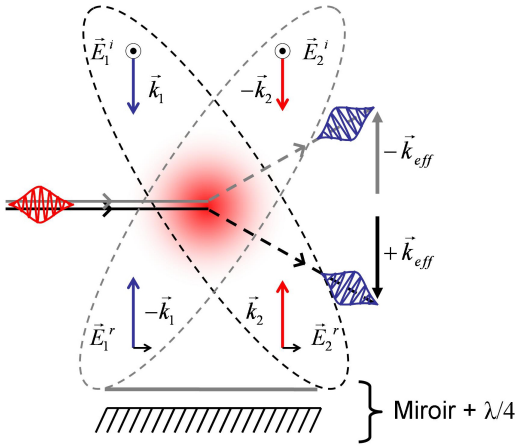

FIG. 3.3 – Schéma de la configuration rétro-réfléchie permettant de générer deux paires de faisceaux Raman. Cette configuration permet de diffracter les atomes selon dans les deux directions $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$.

de fréquence entre les deux lasers Raman est donc balayée linéairement pendant la durée de l'interféromètre.

En configuration rétro-réfléchie, les atomes sont donc soumis à 4 faisceaux contre-propageants, ce qui permet potentiellement la réalisation de 2 transitions Raman stimulées suivant des directions opposées $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$. Le désaccord entre ces deux transitions, donné par l'effet Doppler, permet de privilégier exclusivement l'une ou l'autre direction de diffraction (figure 3.3). Cette configuration offre donc la possibilité de renverser le signe de l'aire orientée de l'interféromètre entre deux cycles de mesure et ainsi d'inverser le signe du déphasage inertiel éprouvé par les deux interféromètres. En réalisant la demi-différence des déphasages mesurés à $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$, on rejette donc du signal inertiel les effets systématiques indépendants du sens du vecteur d'onde effectif (champ magnétique, déplacement lumineux) [57, 58].

3.2 Caractérisation du gyromètre

Le gyromètre-accéléromètre a fait l'objet d'une caractérisation minutieuse dont les résultats sont détaillés dans l'article [58] donné en annexe. Nous présentons ici les résultats principaux de cette étude de manière à mettre en évidence les performances de cet appareil ainsi que ses limites.

3.2.1 Mesures de rotation

Séquence de mesure

Le défilement des franges de l'interféromètre est réalisé grâce au contrôle de la phase relative des impulsions Raman au cours de l'interféromètre. Ainsi, en incrémentant un saut de phase entre la deuxième et la troisième impulsion d'une quantité $\delta\varphi$ à chaque cycle de mesure n, le déphasage atomique imposé par les lasers évolue comme $\Delta\Phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + (\phi_3 + n\delta\varphi)$. De cette manière, nous mettons en évidence les franges d'interférences atomiques pour les deux sources A et B (figure 3.5(a)). Ces mesures sont obtenues pour un temps d'interaction de $2T$=80 ms et des impulsions Raman de durée $\tau = 13$ μs. Les deux interférogrammes présentent un contraste C de 30% principalement limité par l'efficacité des transitions Raman. En effet, d'une part, la distribution en vitesse des atomes dans le nuage est plus grande que la sélectivité en vitesse des transitions Raman. D'autre part, du fait de l'expansion thermique des deux nuages durant l'interféromètre, tous les atomes n'éprouvent pas la même intensité laser au sein du faisceau Raman de profil gaussien et sont donc affectés de pulsations de Rabi différentes. Ces deux effets ont pour conséquence de limiter l'efficacité des séparatrices lumineuses et donc de réduire le contraste de l'interféromètre.

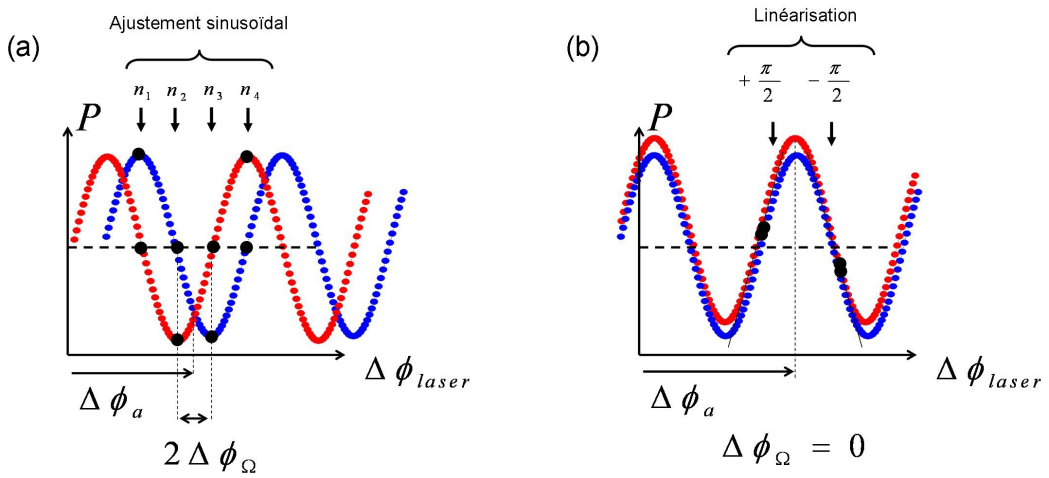

FIG. 3.4 – (a) Mesure des deux interférogrammes dans le cas général d'une rotation non nulle. La mesure de la probabilité de transition pour 4 déphasages laser distincts permet de réaliser l'ajustement sinusoïdal des deux interférogrammes et d'en déduire les déphasages inertiels. (b) Cas particulier d'une rotation proche de zéro. Les déphasages inertiels peuvent être déduits de deux mesures réalisées à flanc de frange centrale.

La probabilité de transition $P^{A,B}$, mesurée à la sortie des deux interféromètres, peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P^A &= M^A + C^A \cos(\Delta\Phi_I^A + \Delta\Phi_{\text{laser}}) \\ P^B &= M^B + C^B \cos(\Delta\Phi_I^B + \Delta\Phi_{\text{laser}}) \end{aligned} \tag{3.4}$$

où $M^{A,B}$ est la valeur moyenne, $C^{A,B}$ le contraste des franges d'interférences, $\Delta\Phi_I^{A,B}$ le déphasage induit par les effets inertiels (accélération et rotation) et $\Delta\Phi_{\text{laser}}$ le déphasage induit par les séparatrices. Le déphasage accumulé par les deux interféromètres peut donc être déduit en ajustant les paramètres de l'équation (3.4) sur les franges mesurées. On peut alors discriminer la mesure d'accélération de la mesure de rotation en réalisant la demi-somme et la demi-différence des deux déphasages inertiels :

$$\Delta\Phi_a = \frac{\Delta\Phi^A + \Delta\Phi^B}{2} \qquad \Delta\Phi_\Omega = \frac{\Delta\Phi^A - \Delta\Phi^B}{2} \tag{3.5}$$

Dans le cas général, on peut extraire le déphasage de l'interféromètre en mesurant 4 probabilités de transition à $\Delta\Phi_{\text{laser}} = 0°$, $+90°$, $+180°$ et $270°$ et en réalisant un ajustement sinusoïdal des deux interférogrammes de manière à en extraire la phase inertielle (figure 3.4(a)). En pratique, la séquence typique de mesure consiste donc à enregistrer les probabilités de transitions des deux interféromètres pour ces 4 phases en changeant alternativement la direction du vecteur d'onde effectif. Un traitement de ces données permet d'extraire le déphasage inertiel moyen de 8 mesures successives.

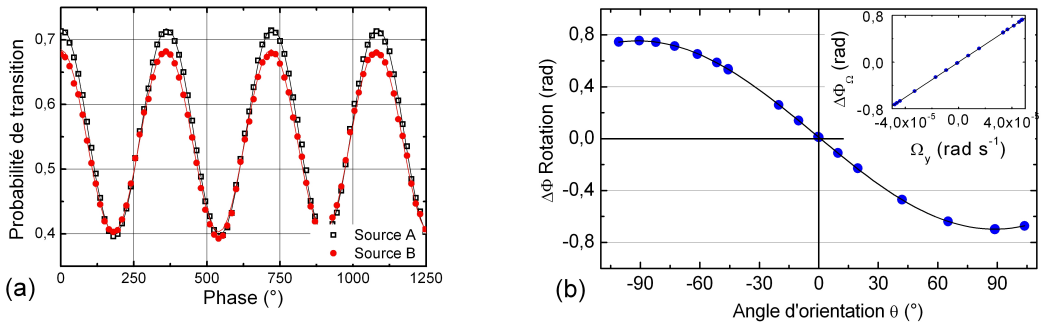

FIG. 3.5 – a) Franges d'interférences atomiques obtenues pour les deux sources A et B avec un temps d'interaction total de $2T$=80 ms et une orientation de l'expérience à θ=0°. b) Mesure du déphasage de rotation en fonction de l'orientation θ du capteur par rapport à la direction Est-Ouest. Les mesures y sont reportées ainsi que leur ajustement sinusoïdal.

Linéarité du capteur

Pour réaliser des mesures inertielles, il est important de connaître précisément le facteur d'échelle, et les éventuelles erreurs systématiques, reliant les déphasages mesurés $\Delta\Phi_a$ et $\Delta\Phi_\Omega$ aux véritables grandeurs d'accélération et de rotation éprouvées par le capteur. Par ailleurs, une telle étude permet également de connaître la linéarité de la réponse du capteur essentielle pour ses applications. La linéarité de l'appareil a été caractérisée de manière minutieuse pour la rotation dans la référence [58]. Cette étude a été menée, d'une part en changeant continument le temps d'interaction T de l'interféromètre de 0 à 40 ms et d'autre part en variant la rotation éprouvée par le capteur (figure 3.5) par le biais d'un changement de la projection de la rotation de la Terre sur son axe d'entrée. La linéarité du capteur a été testée en réalisant un ajustement polynomial de la réponse de l'appareil. La valeur relative de la contribution quadratique est inférieure à 10^{-5} dans la gamme de mesure. Ces deux études conjointes ont permis de mettre en évidence une erreur systématique de 28,3 mrad sur la mesure de rotation dans les conditions expérimentales usuelles.

Défauts de front d'onde

Un examen détaillé des contribution des différentes sources d'erreurs systématiques [37, 58, 59] a montré que la valeur du biais mesurée pouvait être principalement attribuée aux défauts de front d'onde du faisceau Raman. En effet, la phase locale du faisceau Raman est imprimée sur les paquets d'ondes atomiques au moment de chaque impulsions. Un défaut de front d'onde entraîne une déformation du réseau des équiphases lasers le long de la trajectoire des atomes et est alors perçu comme une accélération par l'interféromètre. Si les trajectoires des atomes le long des deux interféromètres ne sont pas rigoureusement identiques, les déphasages induits par les défauts de fronts d'onde sur les deux interféromètres ne se compensent pas parfaitement et donnent lieu à un biais sur le signal de rotation. Cet effet s'accroît avec la durée de l'interféromètre car les atomes sondent alors les bords du faisceau Raman dont le front d'onde est plus perturbé.

Une première estimation de cet effet a été réalisée par une mesure directe des défauts de front d'onde du faisceau Raman à l'aide d'un analyseur de front d'onde Zygo [55]. Cette étude à permis de prévoir, pour un temps d'interaction typique de $2T$=80 ms, un effet systématique de 20 mrad effectivement compatible avec le biais observé sur l'interféromètre.

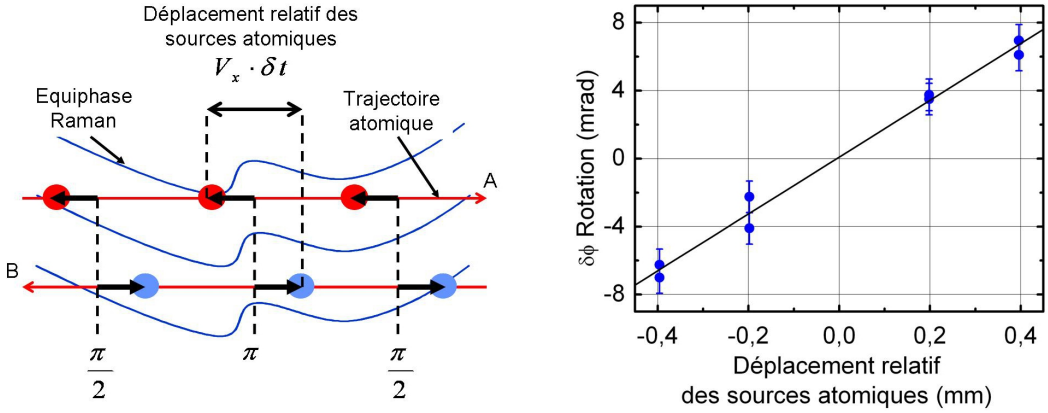

FIG. 3.6 – Mesure de la variation de l'erreur systématique induite par les défauts de front d'ondes en fonction du déplacement relatif des deux interféromètres dans la direction $\vec{x}$.

Afin d'estimer la dépendance de ce biais avec la position des atomes par rapport au front d'onde, nous avons réalisé une mesure directe sur le déphasage de l'interféromètre. Pour cela, on change volontairement le moment auquel sont réalisés les impulsions Raman par rapport à l'instant de lancement des atomes (figure 3.6). On modifie ainsi de manière contrôlée la position des atomes par rapport au front d'onde au moment des impulsions Raman. Cette étude, présentée sur la figure 3.6, a permis de mettre en évidence une dépendance linéaire de cet effet systématique avec la position relative des atomes dans le front d'onde. Cette dépendance de 17 μrad.μm^{-1} selon l'axe $\vec{x}$ correspond, pour un interféromètre de $2T$=80 ms, à un effet de 10^{-9} rad.s^{-1}.μm^{-1} sur la mesure de rotation.

3.2.2 Sensibilité des mesures d'accélération et de rotation

Pour caractériser la sensibilité des mesures d'accélération et de rotation, l'axe d'entrée du capteur est orienté suivant la direction est-ouest de manière à éprouver une rotation nulle (θ=0° sur la figure 3.5(b)). Les mesures de stabilité de rotation et d'accélération peuvent alors être réalisées à flanc de frange simultanément pour les deux interféromètres. Une connaissance préalable du contraste des deux interférogrammes permet d'extraire le déphasage inertiel de deux mesures réalisées à $\Delta\Phi_{\text{laser}} = \pm\pi/2$ en s'affranchissant des fluctuations d'offset (figure 3.4). Les mesures sont alors réalisées avec un temps d'interaction total de $2T$=80 ms et un taux de répétition de 1,72 Hz. Le taux de réjection du signal d'accélération sur le signal de rotation a été mesuré [36] et vaut 76 dB. Les écarts types d'Allan des mesures de rotation et d'accélération sont donnés sur la figure 3.7.

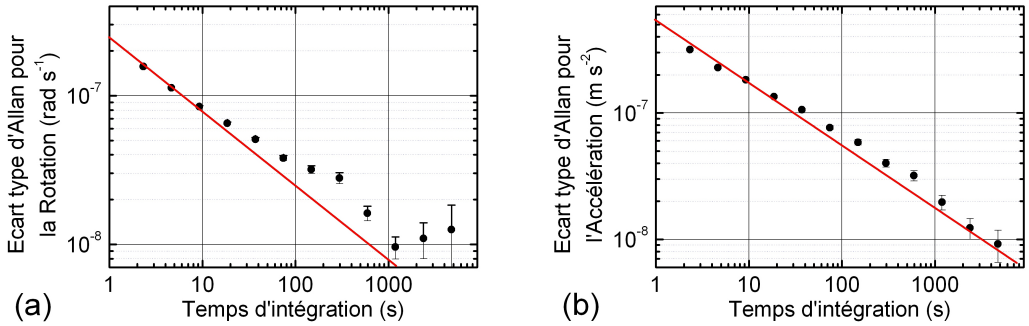

FIG. 3.7 – Ecart type d'Allan des mesures de rotation (a) et d'accélération (b) calculées sur un échantillon de 34 h de mesures continues.

Sensibilité des mesures d'accélération

La sensibilité court terme des mesures d'accélération est de $5,5\times10^{-7}$ m.s^{-2}.Hz$^{-1/2}$ et est principalement limitée par le bruit de vibration résiduel de la plateforme d'isolation. La sensibilité de la mesure s'intègre en $\tau^{-1/2}$ jusqu'à 10^{-8} m.s^{-2} au bout de 5000 s. Dans cette mesure, les variations de g dues aux effets de marées sont calculées à partir du modèle donné par la référence [60] et retranchées au signal d'accélération. Les caractéristiques obtenues sont en accord avec les performances typiques du gravimètre à atomes froids du laboratoire présenté dans les références [61, 62].

Sensibilité des mesures de rotation

La sensibilité court-terme des mesures de rotation est de 2.4×10^{-7} rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$ et est limitée par le bruit de projection quantique [37]. Cette sensibilité s'intègre en $\tau^{-1/2}$ pour atteindre une valeur limite de 10^{-8} rad.s^{-1} au bout de 1000 s.

3.2.3 Limites du dispositif

Comme nous l'avons vu, la sensibilité du gyromètre atteint un plateau pour des échelles de temps supérieures à 1000 s. Nous avons mené une études minutieuse des différents effets pouvant expliquer ce comportement et limiter la sensibilité de l'appareil sur les échelles de temps longues. Après avoir vérifié que l'orientation du capteur était stable dans le temps, nous avons quantifié l'impact d'une dérive des différents effets systématiques sur le déphasage de l'interféromètre. Nous en avons conclu que seules les fluctuations temporelles des trajectoires atomiques, couplées aux défauts de front d'onde du faisceau laser Raman, pouvaient expliquer une telle dérive du signal. En effet, les fluctuations typiques des trajectoires, engendrées par les fluctuations de

polarisation des faisceaux de piégeage, sont de 20 μm au niveau de l'interféromètre. On peut calculer que cette variation, couplée aux effets de front d'onde, limite donc la sensibilité du gyromètre à environ 2.10^{-8} rad.s^{-1}, en accord avec la dérive du signal observée. Cette limite principale de l'appareil n'est pas fondamentale et peut être dépassée.

Améliorations techniques : Certaines améliorations techniques peuvent être apportées à l'appareil afin de garantir une meilleure sensibilité :

- D'une part on peut envisager d'améliorer la qualité du front d'onde utilisé en plaçant le système de rétro-réflexion du faisceau Raman directement à l'intérieur de l'enceinte à vide de manière à réduire la contribution des hublots aux aberrations [63].
- Il est aussi possible d'utiliser le centre de trois faisceaux distincts pour réaliser les impulsions lumineuses [29] et ainsi limiter les effets de bords de faisceau.
- Enfin, la stabilité des trajectoires atomiques peut être améliorée en utilisant des fibres optiques possédant une meilleure stabilité de polarisation pour générer les faisceaux de piégeage et de lancement des atomes. On peut également envisager un système actif permettant d'asservir la puissance et la polarisation des faisceaux de piégeage.

Améliorations de l'architecture : D'autres architectures d'interféromètres peuvent être réalisées pour s'affranchir des effets limitants :

- Nous avons pu montrer que la sensibilité du déphasage aux fluctuations de vitesse de lancement, par l'intermédiaire des défauts de front d'onde, croit linéairement avec t_{ap}. Or, la sensibilité de l'interféromètre aux effets inertiels croit, quant à elle, comme T^2 (resp. T^3 dans le cas d'un interféromètre à 4 impulsions). L'augmentation du temps d'interaction permet donc de réduire l'influence relative des défauts de front d'onde sur la sensibilité de l'appareil.
- Il est possible de réaliser les interféromètres en lançant les atomes suivant une trajectoire plus tendue [29]. Dans ce cas, la fluctuation spatiale typique des atomes au moment de l'apogée, donnée par $\delta x = \delta v t_{\mathrm{ap}}$, est alors réduite car t_{ap} est plus petit dans ce cas. Cette architecture permet donc de limiter l'influence des effets liés aux défauts de front d'onde. Par ailleurs, dans une telle architecture, les temps morts sont réduits, ce qui permet d'augmenter la cadence de l'appareil et donc sa sensibilité sur une seconde.

- Nous avons également pu montrer que le biais introduit par les fronts d'ondes est intrinsèquement dépendant du défaut de superposition des trajectoires atomiques des deux interféromètres. L'utilisation d'un interféromètre à 4 impulsions, présenté au chapitre 2, permet de s'affranchir du problème. En effet, dans ce type d'architecture, le recouvrement des deux demi-interféromètres est intrinsèque à sa géométrie.

3.3 Mesures en environnement perturbé

Dans cette partie, nous présentons une nouvelle méthode, mise en place sur l'expérience du gyromètre 6 axes, permettant de s'affranchir des vibrations parasites ambiantes affectant la sensibilité du capteur. Cette méthode, démontrée pour la première fois dans les références [61, 62], consiste à utiliser un sismomètre pour mesurer, conjointement à l'interféromètre atomique, les accélérations parasites en vue de les rejeter du signal final. Lorsque le déphasage induit par l'accélération est supérieur à 2π, la mesure de la phase à partir de la probabilité de transition P n'est plus possible car il existe une ambiguïté sur la valeur absolue du déphasage. L'utilisation du sismomètre permet de lever cette ambiguïté en déterminant l'ordre d'interférence de la frange mesurée. Nous expliquerons dans un premier temps le principe des mesures conjointes pour examiner ensuite son impact sur la sensibilité des mesures d'accélération et de rotation. Cette technique présente des perspectives intéressante dans le cadre des applications de ce type de capteur. Celle-ci permet, en effet, de s'affranchir de l'utilisation de plateforme d'isolation et autorise ainsi la réalisation de mesure en environnement perturbé.

3.3.1 Principe des mesures conjointes

Utilisation du sismomètre

Mesures en l'absence de vibrations : Dans le régime de fonctionnement habituel, présenté dans la partie précédente, les mesures inertielles reposent sur le défilement de la phase des deux interféromètres contre-propageants à l'aide de la phase relative des impulsions Raman. Ainsi, la mesure de la probabilité de transition pour 4 phases lasers distinctes permet de réaliser un ajustement sinusoïdal des deux interférogrammes et d'en déduire leurs déphasages inertiels $\Delta\Phi_a$ et $\Delta\Phi_\Omega$ (figure 3.4). Dans le cas de la configuration verticale que nous exploitons ici, le déphasage $\Delta\Phi_a$ est induit par la gravitation g et est noté $\Delta\Phi_g$.

Le capteur étant sensible aux accélérations dans l'axe des faisceaux Raman, celui-ci est donc également sensible aux accélérations parasites induites par les vibrations verticales du support du capteur. Le déphasage d'accélération, mesuré à un cycle n donné par les deux interféromètres, est donc affecté d'un déphasage aléatoire de vibration $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$:

$$\Delta\Phi^n_a = \Delta\Phi_g + \Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib} \tag{3.6}$$

Cas de petites vibrations : Dans le cas où $\sigma_{\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}} \ll \pi$, la variation d'accélération induite par les vibrations est directement échantillonné sur le signal d'accélération à chaque cycle de mesure. Elle se traduit donc sous la forme d'un bruit affectant la mesure de l'accélération statique g réalisée par l'appareil. Dans le régime de fonctionnement usuel, ce sont ces vibrations résiduelles qui limitent, sur la plateforme d'isolation, la sensibilité de la mesure d'accélération. En revanche, comme nous l'avons vu précédemment, cette perturbation se rejette parfaitement du signal de rotation qui est, lui, limité par le bruit de projection quantique.

Cas de vibrations importantes : La sensibilité aux accélérations de l'interféromètre à 3 impulsions que nous utilisons ici est proportionnelle à T^2. L'écart type des déphasages induit par les vibrations croît donc avec le temps d'interaction. Dans le cas d'un interféromètre de $2T$=80 ms, utilisé sans plateforme d'isolation, le déphasage parasite induit par les vibrations à chaque cycle peut alors être supérieur à π. Les vibrations introduisent alors des sauts de franges et il devient impossible de réaliser une mesure pertinente par la méthode usuelle. L'utilisation du sismomètre permet alors de lever l'ambiguïté introduite en déterminant l'ordre d'interférence de la frange mesurée.

La méthode de mesure que nous présentons ici permet de s'affranchir du déphasage parasite induit par les vibrations $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ en le mesurant simultanément à chaque cycle à l'aide d'un sismomètre. La phase des lasers est alors fixée durant l'acquisition et on utilise cette fois les vibrations pour faire défiler aléatoirement la phase de l'interféromètre. On peut alors représenter la probabilité de transition des deux interféromètres en fonction de $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ (figure 3.8). La mesure des déphasages inertiels peut alors être réalisée par un ajustement sinusoïdal des deux interférogrammes en se basant sur le signal mesuré par le sismomètre. Cette technique permet de conserver les performances intéressantes, en terme de sensibilité, même en l'absence de plateforme d'isolation.

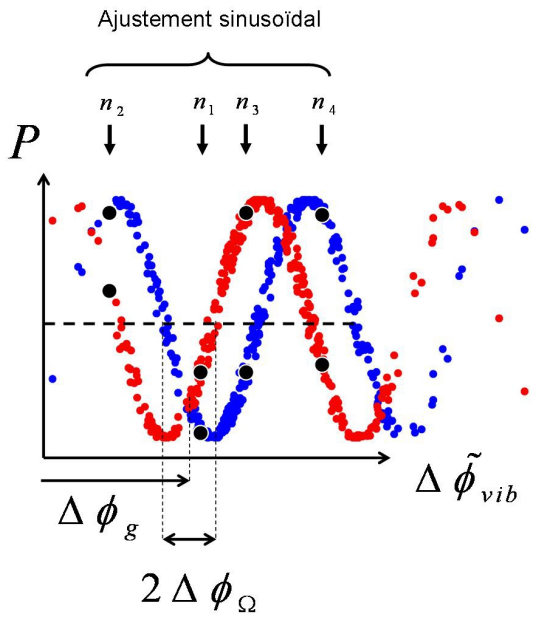

FIG. 3.8 – La mesure simultanée des deux probabilités de transition et de $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ permet de reconstituer les deux interférogrammes. Les déphasages inertiels sont alors extraits de 4 mesures consécutives.

Acquisition et traitement des signaux

La mesure du déphasage induit par les vibrations à chaque cycle est mesurée à l'aide d'un sismomètre (Guralp-T40). Pour que cette méthode de mesure soit efficace, il est important que cet appareil mesure la même accélération verticale que celle mesurée par l'interféromètre atomique. Pour cela, le sismomètre est placé sur le capteur et centré sur l'axe du faisceau Raman vertical (figure 3.9).

Le sismomètre délivre une tension $s_{\text{sismo}}(t)$ proportionnelle (A=400 V.m^{-1}.s) à la vitesse verticale de la masse qui le compose. Sa fonction de transfert, en amplitude et en phase, est donnée sur la figure 3.10. Celle-ci est mesurée grâce à une procédure d'étalonnage permettant d'exciter artificiellement la masse du sismomètre par un phénomène d'induction et d'en observer la réponse. On donne, sur la figure 3.11, le spectre du signal de vibration enregistré par le sismomètre posé au sol. Cette mesure est comparée, de manière indicative, au spectre obtenu sur la plateforme d'isolation.

L'interféromètre a trois impulsions que nous utilisons ici présente une fonction de sensibilité à la phase dans le domaine temporel [36] représentée sur la figure 3.12(a) pour $\tau \ll T$. Cette fonction permet d'exprimer la réponse en fréquence aux accélérations de l'interféromètre (figure 3.12(b)) :

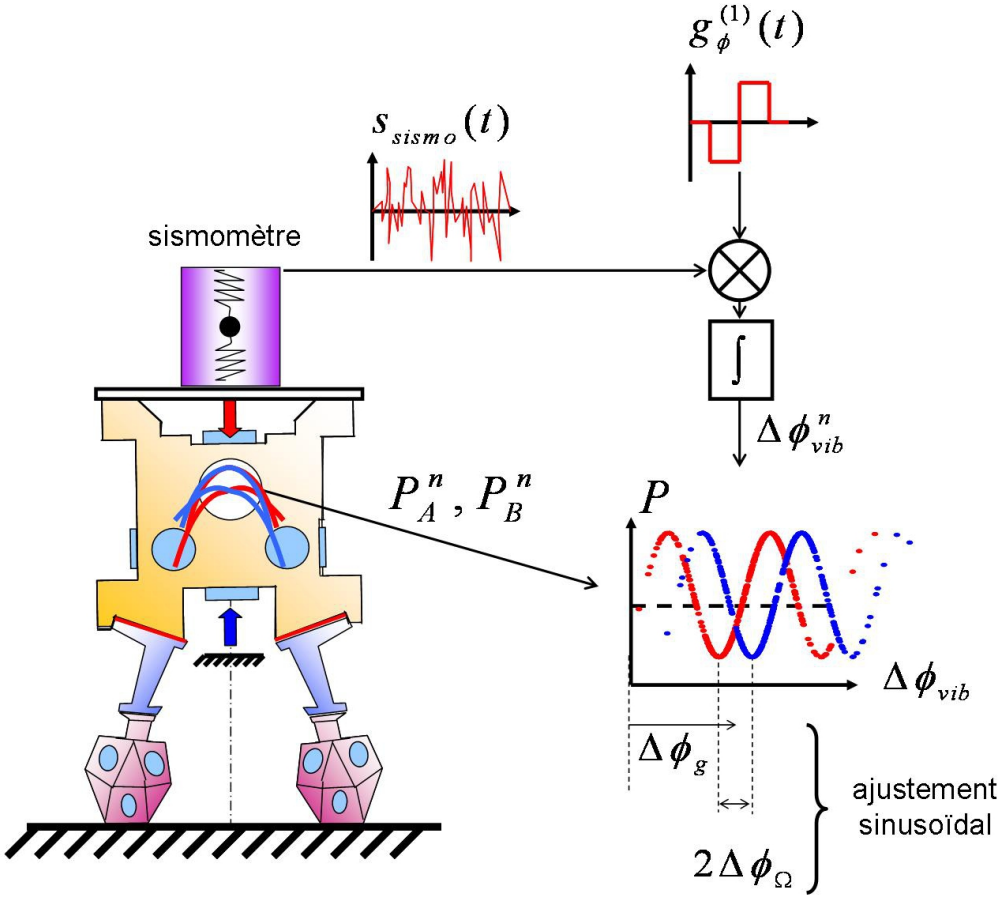

FIG. 3.9 – Principe de la mesure conjointe de l'interféromètre et du sismomètre. Le sismomètre permet de réaliser une mesure simultanée de $\Delta\widetilde{\Phi}_{vib}^{n}$ et ainsi d'extraire la mesure du déphasage inertiel par ajustement sinusoïdal. Le signal du sismomètre est pondéré par la fonction de sensibilité et intégré pendant la durée de l'interféromètre.

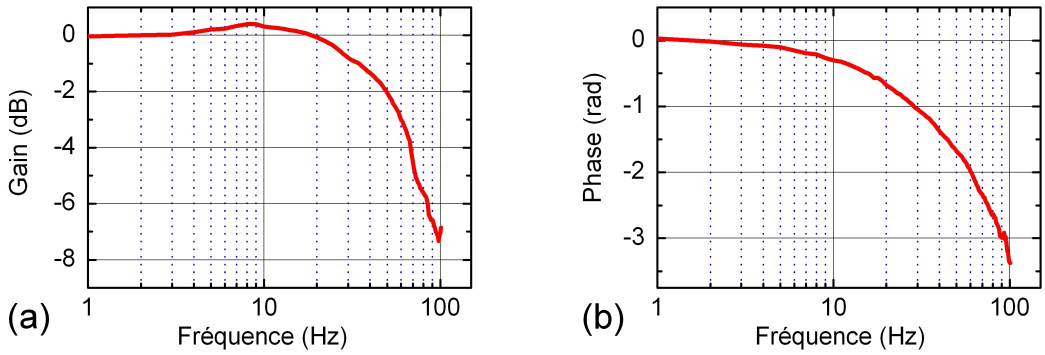

FIG. 3.10 – (a) Fonction de transfert du sismomètre en amplitude, exprimée ici en dB. (b) Fonction de transfert du sismomètre en phase.

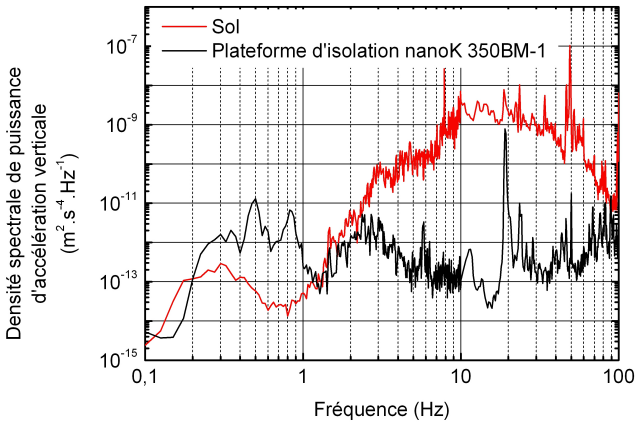

FIG. 3.11 – Spectres de vibrations dans la direction verticale enregistrées à l'aide du sismomètre. On représente ici un spectre enregistré au sol et un spectre enregistré sur la plateforme d'isolation.

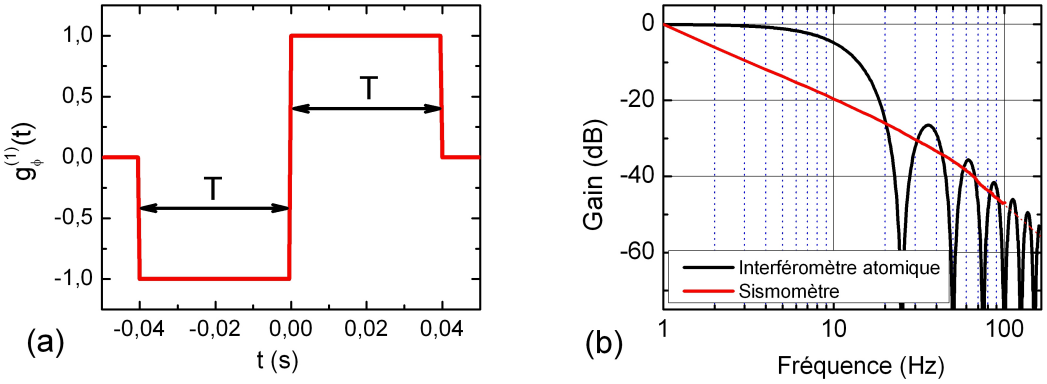

FIG. 3.12 – (a) Fonction de sensibilité à la phase de l'interféromètre à 3 impulsions, exprimée dans le domaine temporel pour un interféromètre de durée totale $2T$=80 ms. (b) Comparaison entre la fonction de transfert du sismomètre et de l'interféromètre à 3 impulsions rapportée à 0 dB à 1 Hz.

$$H_{acc}^2(f) = \frac{16k_{\text{eff}}^2}{(2\pi f)^4}\sin^4\left(\frac{2\pi f T}{2}\right) \tag{3.7}$$

L'interféromètre atomique et le sismomètre n'ont pas la même réponse spectrale aux phénomènes de vibrations (figure 3.12(b)). Le signal de vibration brute, acquis par le sismomètre pendant la durée de l'interféromètre doit donc être pondéré par la fonction de sensibilité temporelle de l'interféromètre atomique (figure 3.12(a)) puis intégré pour obtenir $\Delta\widetilde{\Phi}_{vib}^n$. En outre, le signal du sismomètre est acquis avec un délai δt=5 ms par rapport à l'interféromètre atomique, de manière à rattraper le déphasage propre à la fonction de transfert de l'instrument [64] :

$$\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib} = \frac{k_{\text{eff}}}{A}\int_{-T}^{T} g^1_\phi(t)\ s_{\text{sismo}}(t+\delta t)dt \tag{3.8}$$

où $g^1_\phi(t)$, la fonction de sensibilité à un saut de phase d'un interféromètre à 3 impulsions, est représentée sur la figure 3.12(a). Le sismomètre enregistre les accélérations dans les trois directions de l'espace. Ainsi, dans la pratique, lorsque le sismomètre est soumis à une excitation horizontale, une partie du signal se couple sur l'axe vertical. Le signal $s_{\text{sismo}}(t)$ que nous utilisons prend donc également en compte les vibrations enregistrées dans le plan horizontal de manière à réduire au mieux le signal parasite induit par les couplages d'axes de l'instrument [64].

Il est important de noter que les corrélations entre les mesures réalisées par le sismomètre d'une part et par les interféromètres atomiques d'autre part, ne sont pas parfaites. En effet, les fonctions de transfert du sismomètre et de l'interféromètre n'étant pas identiques, les deux capteurs ne mesurent pas exactement la même accélération. En particulier, la qualité de la mesure de $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ réalisée par le sismomètre dépend du contenu spectral du bruit de vibration auquel est soumis le capteur. Plus les vibrations s'étendent dans une large gamme spectrale et moins le système est capable de traiter correctement toutes les fréquences du spectre pour retranscrire fidèlement le déphasage ressenti par l'interféromètre. Cette perte d'information induit une erreur sur l'évaluation de $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ et se traduit finalement par un bruit de vibration résiduel sur le signal d'accélération de l'interféromètre. L'importance relative de ce bruit dépend du spectre des vibrations de l'environnement dans lequel est installé le capteur.

En outre, l'interféromètre mesure les accélérations ressenties par le miroir de rétro-réflexion du faisceau Raman. Or, celui-ci n'est pas directement relié au sismomètre. En particulier, la structure mécanique reliant les deux appareils possède des modes de vibrations typiques dans la gamme 10-100 Hz qui modifient la corrélation entre les deux capteurs. Cet effet peut être réduit de manière significative en plaçant le sismomètre directement sous le miroir de rétroréflexion Raman comme réalisé dans la référence [62].

3.3.2 Mesures inertielles en environnement perturbé

Sensibilité aux accélérations

La méthode décrite précédemment est mise en place de manière à calculer, pour chaque cycle, la quantité $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$. Ce procédé est utilisé dans le cas d'un interféromètre

de durée $2T$=80 ms. On représente donc sur la figure 3.13 la probabilité de transition mesurée à chaque cycle pour les deux interféromètres en fonction de $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ mesuré conjointement par le sismomètre.

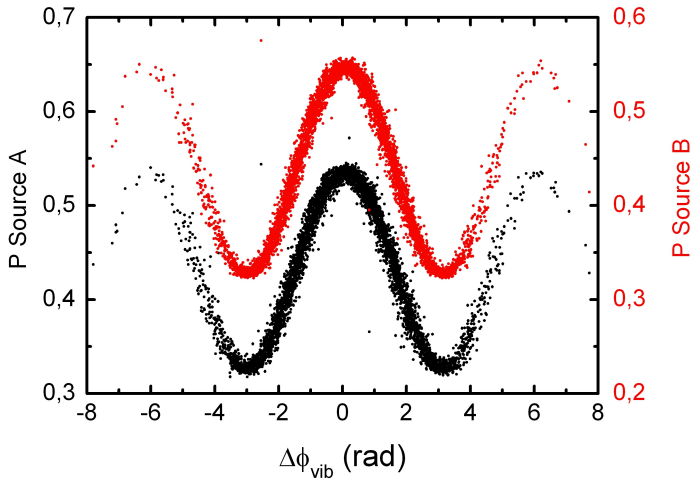

FIG. 3.13 – Franges d'interférence de la source A (points noirs) et de la source B (points rouges) représentées en fonction de $\Delta\widetilde{\Phi}_{vib}$ pour un interféromètre de $2T$=80 ms.

On utilise ici 10 points de mesure consécutifs pour réaliser un ajustement sinusoïdal des deux interférogrammes afin de garantir une répartition uniforme des points et ainsi minimiser le bruit court terme. Cette méthode nous permet donc de déduire les mesures d'accélération et de rotation.

La figure 3.14(a) présente l'écart type d'Allan des mesures d'accélération réalisées par cette méthode. Dans ces conditions, l'interféromètre est donc directement posé sur le sol. On obtient alors une sensibilité de $2,1 \times 10^{-6}$ m.s^{-2}.Hz$^{-1/2}$ limitée par le bruit d'accélération résiduel dû aux défauts de corrélation avec le sismomètre. Cette mesure est en accord avec l'étude détaillée de ce processus de mesure réalisée dans la référence [61] sur un gravimètre à atomes froids dans un environnement de vibrations analogue.

Sensibilité aux rotations

La figure 3.14(b) présente l'écart type d'Allan des mesures de rotation réalisées sans plateforme d'isolation grâce au processus de mesures conjointes. Le capteur présente alors une sensibilité à la rotation de $1,0 \times 10^{-6}$ rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$ limitée par le bruit de projection quantique. Cette sensibilité s'intègre en $\tau^{-1/2}$ pour atteindre une valeur limite de 3×10^{-8} rad s^{-1} au bout de 2000 s. Le niveau de sensibilité

obtenu sur les temps longs est donc légèrement moins bon que sur la plateforme d'isolation. Cela peut s'expliquer par l'effet des fluctuations de trajectoires atomiques exacerbées par les vibrations ambiantes. Ces fluctuations de trajectoires engendrent alors une dérive du biais dû aux défauts de front d'onde plus importante que dans le cas précédent.

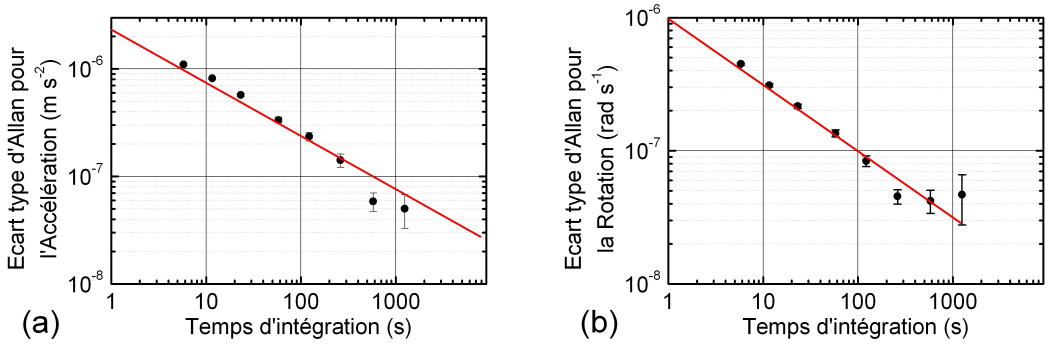

FIG. 3.14 – Ecart type d'Allan des mesures d'accélération (a) et de rotation (b) calculées sur un échantillon de 4 h de mesures continues. Le capteur est utilisé sans plateforme d'isolation.

Le niveau de bruit court terme est plus élevé que sur la mesure présentée sur la figure 3.7, car dans ces conditions, il est nécessaire d'effectuer 10 cycles pendant lesquels le bruit d'accélération assure aléatoirement le défilement de la phase de l'interféromètre. Les mesures de l'interféromètre ne sont donc pas toutes réalisées à flanc de franges de l'interférogramme où la sensibilité est maximale. Notamment, les mesures réalisées en sommet de frange sont très peu sensibles à la phase de l'interféromètre et apportent peu d'informations pour son évaluation. Ce phénomène, intrinsèque à la méthode de mesure, se traduit par une perte d'un facteur $\sqrt{2}$ sur la sensibilité court-terme de l'appareil. D'autre part, en raison d'une baisse de puissance des diodes lasers de refroidissement, ces mesures ont été réalisées avec un nombre d'atome total plus faible que lors des premières caractérisations. Cette perte d'un ordre de grandeur sur le nombre d'atomes induit un bruit de projection quantique légèrement plus élevé que celui présenté précédemment. On travaille ici avec un nombre d'atomes $N^{A,B} \sim 9 \times 10^4$ atomes correspondant à un nombre d'atomes réduit de $N = 4,5 \times 10^4$ au lieu de $N = 2 \times 10^5$ lors de la caractérisation présentée au début de ce chapitre [58]. Le niveau de sensibilité court terme correspond donc au niveau de bruit attendu en prenant en compte ces deux effets.

Nous avons donc pu montrer que le bruit intrinsèque à la méthode de mesure conjointe, dû à une mesure imparfaite de $\Delta\widetilde{\Phi}^n_{vib}$ par le sismomètre, se rejette parfaitement du signal de rotation qui reste limité par le bruit de projection quantique.

Perspectives et performances limites

Nous avons donc présenté une méthode de mesure permettant le fonctionnement du capteur inertiel dans un environnement perturbé par un bruit de vibration. Cette méthode tire avantage des vibrations parasites de l'environnement pour faire défiler la phase de l'interféromètre et restituer la mesure d'accélération et de rotation. Ce principe repose sur une mesure simultanée des vibrations par un instrument de mesure particulièrement adapté : le sismomètre. Ce processus nous a permis de faire fonctionner le gyromètre à un niveau de sensibilité limité par le bruit de projection quantique et ainsi de nous affranchir de l'utilisation de la plateforme d'isolation. Ces résultats ouvrent donc la voie à la réalisation de capteurs transportables, et adaptés à tous les environnements. Ils s'avèrent donc particulièrement intéressants dans le cadre d'applications telles que la navigation inertielle ou encore la géophysique.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que le fonctionnement d'un gyromètre à 4 impulsions fondé sur une configuration en fontaine pouvait être affecté par le bruits des vibrations horizontales pour de grands temps d'interaction. Ces mesures nous montrent qu'il est possible de rejeter ce bruit résiduel en implémentant une méthode analogue sur notre nouvel appareil (chapitre 5).

Les performances de cette méthode dépendent du spectre des vibrations qui affectent l'appareil. En effet, un environnement entaché d'un bruit d'accélération trop élevé dans les hautes fréquences ne sera pas correctement corrélé par le sismomètre. La réjection du déphasage d'accélération sur le signal de rotation n'étant pas parfaite (76 dB en régime statique), la sensibilité des mesures de rotation peut donc être détériorée par un bruit d'accélération trop élevé. En outre, cette configuration ne permet pas, a priori, de s'affranchir d'un éventuel bruit de rotation susceptible d'affecter l'interféromètre. On peut cependant envisager d'améliorer les performances de cette méthode de mesure, d'une part en filtrant le signal du sismomètre de manière à redresser la perte de gain dans les hautes fréquences [61, 64]. D'autre part, il est possible de coupler la mesure réalisée par le sismomètre à un appareil possédant une sensibilité plus élevée dans les hautes fréquences comme un accéléromètre piezoélectrique et d'obtenir ainsi une restitution plus fidèle du déphasage de l'interféromètre. Par ailleurs, le signal enregistré par le sismomètre pourrait être traité en temps réel et directement corrigé sur la phase des lasers Raman. Cette méthode [65] permettrait de maintenir l'interféromètre à flanc de frange pour toutes les mesures et ainsi d'éviter la perte d'information induite par les points en sommet de frange.

3.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté le fonctionnement du gyromètre 6 axes. Nous avons caractérisé cet appareil dans une configuration verticale fondée sur un schéma de double-interféromètre utilisant 3 impulsions Raman. Cette étude a permis de démontrer des performances, sur les mesures de rotation, comparables à celles des meilleurs gyromètres à fibre commerciaux. Nous avons également déterminé les limites de ce prototype liées aux fluctuations long-terme du biais induites par les défauts de front d'onde lors de la dérive des trajectoires atomiques. Par ailleurs, une nouvelle méthode de mesure a été développée, permettant de s'affranchir de l'utilisation de la plateforme d'isolation. Cette mesure repose sur l'utilisation conjointe d'un sismomètre et permet de préserver les performances de l'appareil dans un environnement perturbé. Cette méthode sera particulièrement importante pour la réalisation d'un interféromètre embarqué de grande sensibilité et pourra être adaptée au cas d'un interféromètre à 4 impulsions de grand temps d'interaction, comme nous le verrons au chapitre 5.

Chapitre 4

Double-diffraction dans un interféromètre atomique

La séparation spatiale des paquets d'ondes confère aux interféromètres atomiques leur sensibilité aux effets inertiels. L'augmentation de cette séparation, par le biais de séparatrices plus efficaces, est donc un enjeu primordial pour repousser les limites de ce type de capteur. Nous présentons ici l'étude d'une nouvelle méthode dite de *double-diffraction* permettant d'accroître la sensibilité d'un interféromètre atomique aux effets inertiels. Cette configuration, mise en place sur l'expérience du gyromètre 6 axes [66], repose sur un accroissement de l'aire interférométrique au moyen de séparatrices imposant une déviation angulaire au paquet d'ondes atomiques correspondant à plusieurs $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Nous présenterons d'abord une modélisation de la diffraction des atomes par des transitions Raman en *double-diffraction* afin de comprendre la dynamique de peuplement des états atomiques impliqués lors de l'interaction avec les lasers. Nous étudierons ensuite une configuration interférométrique à 3 impulsions adaptée à la mesure d'effets inertiels. Enfin, nous démontrerons expérimentalement une extension de ce principe permettant de réaliser un interféromètre utilisant 7 impulsions Raman et imposant une séparation angulaire des paquets d'ondes de 4 $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$.

4.1 Principe de la double-diffraction

4.1.1 La séparation spatiale : un enjeu important

Depuis les premières expériences de principe réalisées en 1991 [11, 12], l'utilisation d'interféromètres atomiques impliquant une séparation spatiale des paquets d'ondes atomiques a connu un essor important lié notamment au développement de

leurs applications métrologiques [17, 47, 20, 19, 27]. Dans toutes ces expériences, la séparation spatiale des trajectoires atomiques dans l'interféromètre influence directement la sensibilité des mesures effectuées. Ainsi, des efforts importants ont été réalisés pour élaborer des séparatrices à atomes permettant d'imposer une grande séparation angulaire aux paquets d'ondes diffractés. Plusieurs solutions ont d'abord été envisagées : utilisation de séparatrices matérielles [26], mise en place de séparatrices magnéto-optiques [67] ou encore séparation de paquets d'ondes par passage adiabatique [68, 69]. Cependant il demeure difficile, pour toutes ces méthodes, de contrôler précisément le déphasage induit par la séparatrice sur les paquets d'ondes diffractés. Pour cette raison, il s'est révélé préférable d'employer, dans les interféromètres destinés à des applications métrologiques, des séparatrices lumineuses fondées sur des transition à deux photons (Bragg ou Raman) qui permettent de conserver la cohérence des paquets d'ondes atomiques tout en réalisant une séparation angulaire des paquets d'ondes correspondant à une transition optique.

La méthode des transitions de Bragg repose sur la diffraction des ondes de matières par une onde lumineuse stationnaire [70, 71]. Cette technique est l'analogue, pour les atomes, à la diffraction de la lumière par un réseau de Bragg en optique. De telles séparatrices ont permis de réaliser des interféromètres à ondes de matière utilisant une séparation angulaire des paquets d'ondes correspondant à 6 $\hbar k$ [72, 73] et 10 $\hbar k$ [74] sur des jets d'atomes collimatés. Des expériences analogues ont ensuite été réalisées sur des condensats de Bose-Einstein pour des transferts d'impulsion correspondant à 4 $\hbar k$ [75] et 8 $\hbar k$ [76]. Plus récemment, des techniques plus évoluées ont permis de réaliser un transfert de 24 $\hbar k$ sur une source provenant d'un piège magnéto-optique [77]. L'un des intérêts de ce type d'interféromètre est que les ondes de matière sont diffractées dans le même état interne et sont donc intrinsèquement insensibles à certains effets systématiques induits par les déplacements lumineux et par les fluctuations temporelles de l'effet Zeeman. Cette technique est particulièrement adaptée aux sources atomiques fortement collimatées (jets thermiques collimatés, condensats de Bose-Einstein). En effet, pour mesurer le déphasage à la sortie de l'interféromètre, il est nécessaire de mesurer la population d'atomes dans chacune des voies de sortie de l'interféromètre. Pour que cette détection soit réalisable, la largeur de la distribution en position des atomes à la sortie de l'interféromètre doit être plus petite que la séparation spatiale des deux voies de sortie. Celles-ci peuvent alors être résolues spatialement par le système de détection.

Les interféromètres atomiques que nous utilisons reposent sur des transitions Raman stimulées [47]. Contrairement aux séparatrices de Bragg, la séparation angulaire des paquets d'ondes est alors associée à un changement de l'état interne de l'atome diffracté [39]. Cette association bijective entre l'état interne et l'état externe des atomes permet une mesure directe du déphasage induit par l'interféromètre sur la probabilité de transition des atomes. Le succès de cette méthode est lié à sa compatibilité avec les expériences d'atomes froids utilisant des pièges magnéto-optiques et des mélasses optiques. En effet, pour ces sources, la largeur de la distribution en vitesse des atomes est du même ordre de grandeur que la séparation en impulsion des bras de l'interféromètre. Ainsi, bien que ses deux voies de sortie ne puissent être résolues spatialement, une détection basée sur la mesure de l'état interne des atomes par fluorescence permet néanmoins d'extraire le déphasage de l'interféromètre sans sélection en vitesse. Les interféromètres à transition Raman ont montré la possibilité de réaliser des séparations angulaires de 6 $\hbar k$ [78] en utilisant une séquence d'impulsions lumineuses de puissance modérée. Des travaux récents ont démontré un accroissement de la séparations angulaire des paquets d'ondes atomiques en combinant ces deux techniques traditionnelles avec des oscillations de Bloch [77, 79, 80].

Nous présentons ici une nouvelle méthode permettant d'utiliser les transitions Raman stimulées pour diffracter les atomes dans le même état interne avec une séparation angulaire de $2\,\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Les intérêts de cette nouvelle technique sont multiples. D'une part, les interféromètres réalisés grâce à cette méthode utilisent des atomes voyageant dans le même état interne et sont analogues aux interféromètres en régime de Bragg. Ils sont donc intrinsèquement insensibles aux effets systématiques induits par les déplacements lumineux et par les fluctuations temporelles de l'effet Zeemann. D'autre part, bien que les atomes voyagent dans le même état interne à l'intérieur de l'interféromètre, le déphasage final reste, en revanche, lisible sur le rapport de population des états internes à la sortie de l'interféromètre grâce à l'utilisation de transitions Raman stimulées. Il est alors possible de mesurer le déphasage à la sortie de l'interféromètre, même si la largeur initiale de la distribution en vitesse de la source atomique n'est pas plus petite que la séparation en impulsion des voies de sortie. Par ailleurs, du fait de la séparation spatiale imposée par cette nouvelle séparatrice, l'aire de l'interféromètre, et sa sensibilité aux effets inertiels, sont augmentées d'un facteur 2 par rapport aux interféromètres traditionnels à trois impulsions ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) pour un temps d'interaction total identique. Enfin, cette technique de diffraction peut facilement être étendue pour atteindre une séparation en impulsion

correspondant à $2N\hbar k_{\text{eff}}$ grâce une séquence de N impulsions. Nous avons ainsi réalisé un interféromètre utilisant une séparation de $4\hbar k_{\text{eff}}$ pour réaliser des mesures inertielles.

4.1.2 Séparatrices atomiques en double-diffraction

Comme nous l'avons vu précédemment, la réalisation d'une transition Raman stimulée nécessite de soumettre les paquets d'ondes atomiques à deux faisceaux lasers contre-propageants désaccordés d'une quantité correspondant à la somme de la fréquence de transition hyperfine, de la fréquence de recul et de la fréquence Doppler. Pour cela, notre expérience utilise une configuration dite rétro-réfléchie pour générer les faisceaux lasers Raman, c'est-à-dire que les deux fréquences optiques sont apportées par une même fibre puis rétro-réfléchies à l'aide d'un miroir de manière à générer les faisceaux contre-propageants (Figure 4.2). Dans un tel dispositif, les atomes sont donc soumis à 4 faisceaux contre-propageants, ce qui permet potentiellement la réalisation de 2 transitions Raman stimulées suivant des directions opposées. Dans la configuration habituelle, on utilise l'effet Doppler pour lever la dégénérescence de ces deux transitions contre-propageantes et donc privilégier exclusivement l'une ou l'autre direction de diffraction (figure 4.1(a)).

La méthode présentée ici vise à diffracter les atomes suivant les deux directions $\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ simultanément (Figure 4.1(b)) en supprimant l'effet Doppler entre les atomes et les faisceaux lasers Raman. L'utilisation d'une telle séparatrice permet d'imposer une déflexion angulaire entre les deux paquets d'ondes diffractés deux fois plus importante que dans la configuration classique tout en préservant leur cohérence. Une telle technique se révèle donc particulièrement intéressante pour augmenter simplement l'aire de l'interféromètre atomique.

4.2 Modélisation d'une transition à 5 états couplés

4.2.1 Système atomique à 5 états

On modélise ici une transition Raman stimulée en configuration rétro-réfléchie. Dans le cas qui est décrit, on considère l'effet Doppler comme étant nul, c'est-à-dire que la direction de propagation du nuage atomique est orthogonale aux faisceaux Raman. La vitesse moyenne des atomes dans la direction orthogonale au faisceau est $v_x = 0,33$ m.s^{-1}. Les atomes sont soumis à 4 faisceaux lasers obtenus par rétro-réflexion de deux faisceaux co-propageants de pulsation ω_1 et ω_2. Comme dans le

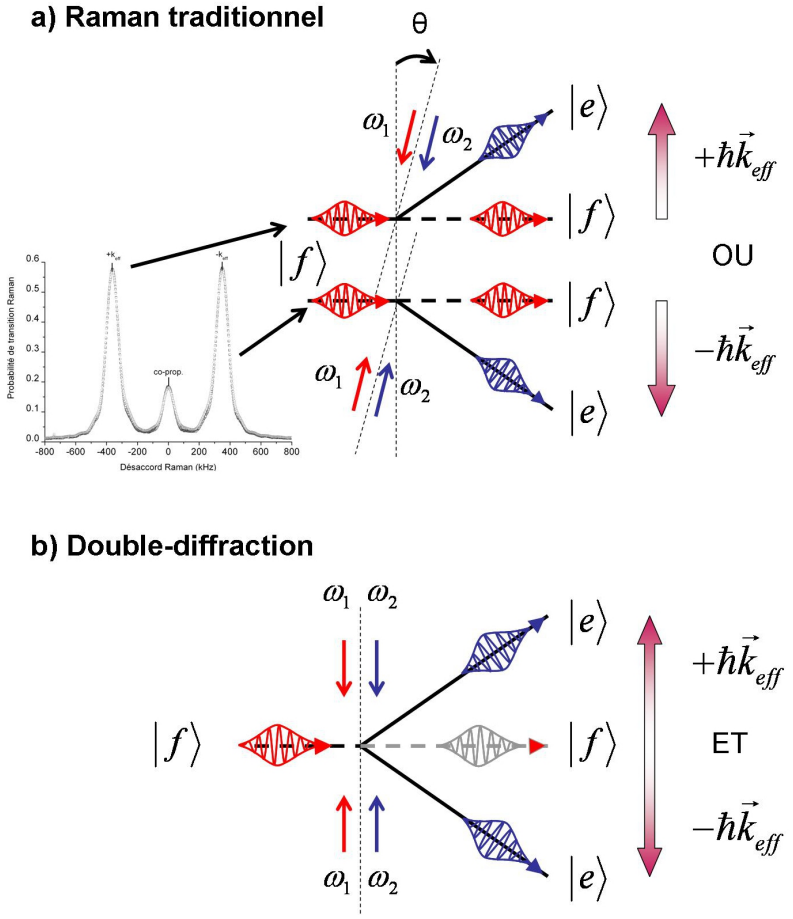

FIG. 4.1 – (a) Principe d'une transition Raman classique utilisant l'effet Doppler pour lever la dégénérescence des transitions $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$. (b) Principe d'une transition Raman en double-diffraction permettant de diffracter les atomes suivant les deux directions $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$ simultanément dans le même état interne. Cette méthode impose une séparation angulaire des paquets d'onde deux fois supérieure à celle obtenue dans le cas classique.

cas de la diffraction par une onde lumineuse stationnaire, le système peuple potentiellement plusieurs ordres de diffraction. On limite ici l'étude du couplage de ces 4 faisceaux lasers à 5 états atomiques (Figure 4.2). Le modèle que nous présentons est donc une extension à 5 états couplés du calcul réalisé habituellement pour deux états d'énergie [42, 44].

Définition des états externes : Les différents états externes de l'atome que l'on considère dans notre modélisation sont présentés sur la figure 4.2 et notés, par la suite, de la manière suivante :

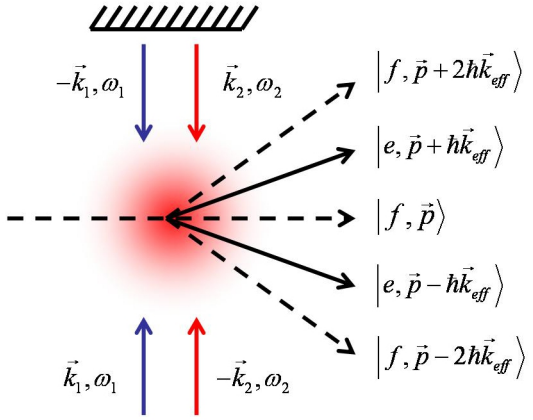

FIG. 4.2 – Schéma de la configuration rétro-réfléchie utilisée sans effet Doppler pour réaliser la double-diffraction. Les faisceaux Raman sont orientés orthogonalement à la vitesse moyenne des atomes pour annuler l'effet Doppler. On considère le couplage de 5 niveaux d'énergie atomique.

$$\begin{aligned}
|+2\rangle &= |f, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
|+1\rangle &= |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
|0\rangle &= |f, \vec{p}\rangle \\
|-1\rangle &= |e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
|-2\rangle &= |f, \vec{p} - 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle
\end{aligned} \tag{4.1}$$

Ces états correspondent respectivement aux ordres de diffraction 0, ± 1 et ± 2. Ils sont donc liés à l'interaction d'un atome avec 2 ou 4 photons dans les deux directions $\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Ainsi, les conditions de conservation de l'énergie et de l'impulsion totale lors de l'interaction nous permettent d'écrire, en utilisant les notations habituelles :

$$\begin{aligned}
\hbar\omega_{|+2\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2m} + 4\hbar\omega_R + 2\hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|+1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\vec{p}^2}{2m} + \hbar\omega_R + \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|0\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2m} \\
\hbar\omega_{|-1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\vec{p}^2}{2m} + \hbar\omega_R - \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|-2\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2m} + 4\hbar\omega_R - 2\hbar\omega_D
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Le système est couplé par l'intermédiaire de deux lasers de pulsations respectives ω_1 et ω_2 (figure 4.3). On note les désaccords entre les pulsations atomiques et les lasers Raman de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\delta^+ &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|+1\rangle} - \omega_{|0\rangle}) \\
\delta^- &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|-1\rangle} - \omega_{|0\rangle}) \\
\gamma^+ &= (\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{|+2\rangle} - \omega_{|+1\rangle}) \\
\gamma^- &= (\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{|-2\rangle} - \omega_{|-1\rangle})
\end{aligned} \tag{4.3}$$

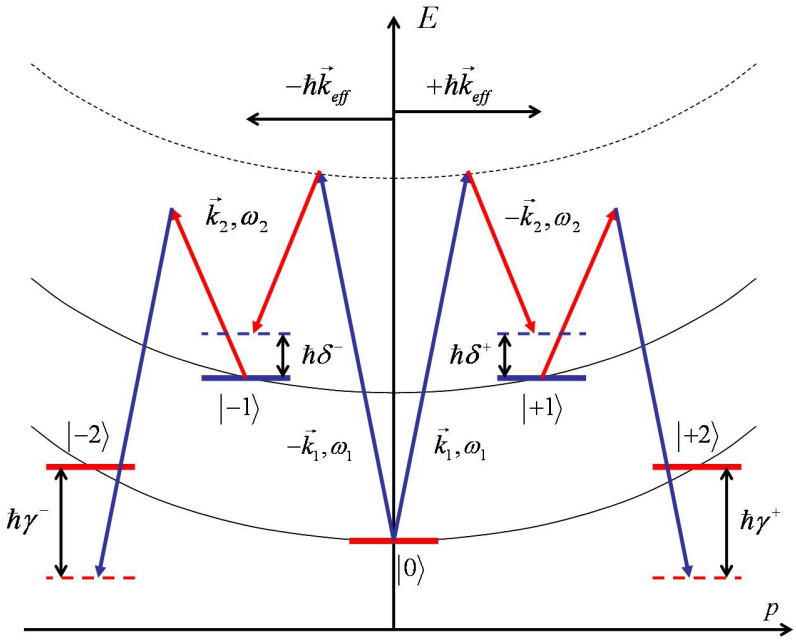

FIG. 4.3 – Diagramme énergie-impulsion du système couplé à 5 niveaux en l'absence d'effet Doppler. On reporte sur le schéma les notations des différents désaccords.

4.2.2 Calcul de l'évolution temporelle du paquet d'ondes

En l'absence de faisceaux lasers, les 5 niveaux considérés sont vecteurs propres de l'Hamiltonien du système. Nous décomposons donc la fonction d'onde sur cette base propre avec les amplitudes de probabilité suivantes :

$$C_{|-2\rangle}, C_{|-1\rangle}, C_{|0\rangle}, C_{|+1\rangle}, C_{|+2\rangle} \tag{4.4}$$

La fonction d'onde atomique s'écrit alors comme la somme vectorielle des amplitudes suivant les 5 états propres de la base :

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{j=-2}^{+2} C_{|j\rangle} |j\rangle \tag{4.5}$$

En présence de faisceaux lasers, l'Hamiltonien n'est plus diagonal. Il s'écrit alors comme la somme des énergies propres de chaque niveau et du terme de couplage dipolaire, comme présenté au chapitre 2 :

$$\hat{H} = \sum_{j=-2}^{+2} \hbar\omega_{|j\rangle}|j\rangle\langle j| - \vec{D}\cdot(\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \tag{4.6}$$

L'équation de Schrödinger s'exprime alors de la manière suivante :

$$i\hbar\frac{\partial|\psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H}|\psi(t)\rangle \tag{4.7}$$

On résout ce système dans l'approximation des ondes tournantes en réalisant l'élimination adiabatique des niveaux intermédiaires. L'Hamiltonien effectif considéré dans le calcul fait alors intervenir le paramètre Ω_{eff} définit au chapitre 2. On néglige ici l'émission spontanée, il est alors possible d'effectuer le changement de variable suivant de manière à se placer dans la base tournante :

$$C_{|j\rangle} = c_{|j\rangle}e^{-i\omega_{|j\rangle}t} \tag{4.8}$$

En projetant l'équation de Schrödinger selon la base des vecteurs propres, et en tenant compte du changement de variable précédent, on obtient le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\begin{cases} \dot{c}_{|+2\rangle} &= -i\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|+1\rangle}-\omega_{|+2\rangle})t}\ \cos\left((\omega_1-\omega_2)t+\phi\right)\ c_{|+1\rangle} \\ \dot{c}_{|+1\rangle} &= -i\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|0\rangle}-\omega_{|+1\rangle})t}\ \cos\left((\omega_2-\omega_1)t-\phi\right)\ c_{|0\rangle} \\ & \quad -i\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|+2\rangle}-\omega_{|+1\rangle})t}\ \cos\left((\omega_2-\omega_1)t-\phi\right)\ c_{|+2\rangle} \\ \dot{c}_{|0\rangle} &= -i\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|+1\rangle}-\omega_{|0\rangle})t}\ \cos\left((\omega_1-\omega_2)t+\phi\right)\ c_{|+1\rangle} \\ & \quad -i\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|-1\rangle}-\omega_{|0\rangle})t}\ \cos\left((\omega_1-\omega_2)t+\phi\right)\ c_{|-1\rangle} \\ \dot{c}_{|-1\rangle} &= -i\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|0\rangle}-\omega_{|-1\rangle})t}\ \cos\left((\omega_2-\omega_1)t-\phi\right)\ c_{|0\rangle} \\ & \quad -i\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|-2\rangle}-\omega_{|-1\rangle})t}\ \cos\left((\omega_2-\omega_1)t-\phi\right)\ c_{|-2\rangle} \\ \dot{c}_{|-2\rangle} &= -i\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\omega_{|-1\rangle}-\omega_{|-2\rangle})t}\ \cos\left((\omega_1-\omega_2)t+\phi\right)\ c_{|-1\rangle} \end{cases} \tag{4.9}$$

On considère ici que le couplage effectif Ω_{eff} est identique entre tous les états propres. La différence de phase effective des deux lasers Raman est notée ϕ. On réalise alors l'approximation des ondes tournantes en négligeant les termes oscillants aux fréquences optiques. Il est alors possible de réécrire ce système en introduisant les désaccords présentés sur la figure 4.3, l'expression se simplifie alors :

$$\begin{cases} \dot{c}_{|+2\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\gamma^+ t-\phi)}\ c_{|+1\rangle} \\ \dot{c}_{|+1\rangle} &= -\frac{i}{2}\left(\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\delta^+ t+\phi)}\ c_{|0\rangle}\ \ +\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{i(\gamma^+ t-\phi)}\ c_{|+2\rangle}\right) \\ \dot{c}_{|0\rangle} &= -\frac{i}{2}\left(\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{i(\delta^+ t+\phi)}\ c_{|+1\rangle}+\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{i(\delta^- t+\phi)}\ c_{|-1\rangle}\right) \\ \dot{c}_{|-1\rangle} &= -\frac{i}{2}\left(\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\delta^- t+\phi)}\ c_{|0\rangle}\ \ +\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{i(\gamma^- t-\phi)}\ c_{|-2\rangle}\right) \\ \dot{c}_{|-2\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i(\gamma^- t-\phi)}\ c_{|-1\rangle} \end{cases} \tag{4.10}$$

De manière à obtenir un Hamiltonien indépendant du temps, on effectue ensuite le changement de variable suivant :

$$\begin{aligned} c_{|+2\rangle} &= a_{|+2\rangle}e^{-i(\gamma^+ +\delta^+)t} \\ c_{|+1\rangle} &= a_{|+1\rangle}e^{-i\delta^+ t} \\ c_{|0\rangle} &= a_{|0\rangle} \\ c_{|-1\rangle} &= a_{|-1\rangle}e^{-i\delta^- t} \\ c_{|-2\rangle} &= a_{|-2\rangle}e^{-i(\gamma^- +\delta^-)t} \end{aligned} \tag{4.11}$$

Ce changement de variable nous permet alors d'exprimer le système dans une base indépendante du temps :

$$\begin{cases} \dot{a}_{|+2\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega_{\text{eff}}\ e^{i\phi}\ a_{|+1\rangle}+i(\gamma^+ +\delta^+)\ a_{|+2\rangle} \\ \dot{a}_{|+1\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i\phi}\ a_{|0\rangle}\ \ +i\delta^+ a_{|+1\rangle}-\frac{i}{2}\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{-i\phi}\ a_{|+2\rangle} \\ \dot{a}_{|0\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{i\phi}\ a_{|+1\rangle}-\frac{i}{2}\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{i\phi}\ a_{|-1\rangle} \\ \dot{a}_{|-1\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega_{\text{eff}}\ e^{-i\phi}\ a_{|0\rangle}\ \ +i\delta^- a_{|-1\rangle}-\frac{i}{2}\Omega^*_{\text{eff}}\ e^{-i\phi}\ a_{|-2\rangle} \\ \dot{a}_{|-2\rangle} &= -\frac{i}{2}\Omega_{\text{eff}}\ e^{i\phi}\ a_{|-1\rangle}+i(\gamma^- +\delta^-)\ a_{|-2\rangle} \end{cases} \tag{4.12}$$

Il est alors possible d'exprimer l'Hamiltonien $\hat{\mathcal{H}}$ du système dans la base indépendante du temps :

$$\hat{\mathcal{H}} = -\hbar \begin{pmatrix} (\gamma^+ +\delta^+) & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{i\phi} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{-i\phi} & \delta^+ & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{-i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{i\phi} & 0 & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{-i\phi} & \delta^- & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{-i\phi} \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}e^{i\phi} & (\gamma^- +\delta^-) \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

Les différents termes de déphasage présents dans le système s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\delta^+ &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e - \omega_f) - (\omega_R + \omega_D) \\
\delta^- &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e - \omega_f) - (\omega_R - \omega_D) \\
-(\delta^+ + \gamma^+) &= 4\omega_R + 2\omega_D \\
-(\delta^- + \gamma^-) &= 4\omega_R - 2\omega_D
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Le terme $(\omega_1 - \omega_2)$ représente la différence de fréquence entre les deux lasers Raman. On choisit la fréquence des lasers de manière satisfaire le condition de résonance suivante :

$$\delta\omega_1 = (\omega_1 - \omega_2) = (\omega_e - \omega_f) + \omega_R \tag{4.15}$$

L'Hamiltonien $\hat{\mathcal{H}}$ du système dans la base indépendante du temps s'exprime donc finalement :

$$\hat{\mathcal{H}} = -\hbar \begin{pmatrix} 4\omega_R + 2\omega_D & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\phi} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\phi} & \omega_D & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\phi} & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\phi} & -\omega_D & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\phi} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\phi} & 4\omega_R - 2\omega_D \end{pmatrix} \tag{4.16}$$

La matrice $\mathcal{P}$ de changement de base permettant d'exprimer l'Hamiltonien dans la base de départ s'écrit :

$$\mathcal{P} e^{i\omega_{|0\rangle} t} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\ \delta\omega_1 t} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-i\ \delta\omega_1 t} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{4.17}$$

Nous remarquons sur l'équation 4.16 que le processus de double-diffraction est parfaitement symétrique. Ainsi, le déphasage ϕ *imprimé* sur les paquets d'ondes atomiques lors de l'interaction avec les séparatrices lasers est le même dans les deux directions et identique pour tous les ordres de diffraction. Le système différentiel que nous venons de présenter nous permet de calculer l'interaction entre un atome quelconque de la distribution en vitesse et les 4 faisceaux lasers Raman.

4.2.3 Spectre d'une transition de double-diffraction

Il est possible de réaliser l'analyse spectrale d'une transition de double-diffraction en faisant varier le désaccord des faisceaux Raman d'une centaine de kHz autour de la valeur initialement choisie ($(\omega_1-\omega_2) = (\omega_e-\omega_f)+\omega_R$). En réalisant une impulsion lumineuse suffisamment longue ($\tau_\pi = 800$ μs), sa sélectivité en vitesse devient assez fine (1,2 kHz) pour visualiser précisément le comportement de chaque classe de vitesse du nuage atomique vis-à-vis des faisceaux lasers.

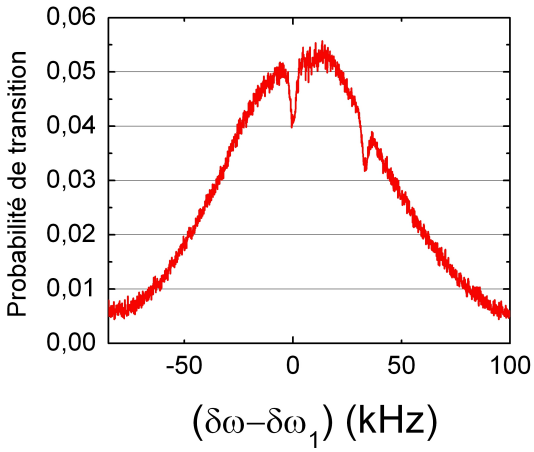

FIG. 4.4 – Spectre d'une transition de double-diffraction. L'analyse est réalisée en faisant varier le désaccord des faisceaux Raman de part et d'autre de sa valeur initiale.

Analyse et interprétation du spectre : Le spectre obtenu en faisant varier le désaccord des faisceaux lasers Raman autour de sa valeur initiale est reporté sur la figure 4.4. Dans le cas général, les deux paires de faisceaux Raman adressent chacune des classes de vitesses opposées. Cette mesure reflète le taux de transition de chaque classe de vitesse du nuage atomique lors de l'impulsion lumineuse en double-diffraction. Le profil gaussien de la probabilité de transition révèle donc directement l'auto-corrélation de la distribution en vitesse du nuage atomique. Le profil gaussien est creusé de deux trous. Ceux-ci correspondent à un transfert de population dans les classes de vitesses analogue au phénomène d'absorption saturée. Pour expliquer clairement cette dynamique il est nécessaire de considérer l'interaction des lasers avec chaque composante de la distribution en vitesse.

- Les atomes présents dans les classes de vitesses de part et d'autre du centre de la distribution ne sont résonants qu'avec une seule paire de lasers Raman à la fois et ne peuvent donc être diffractés que dans une seule direction ($+\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$

ou $-\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$). Ainsi, lorsque les lasers n'adressent pas le centre de la distribution en vitesse, les atomes de part et d'autre du centre sont chacun transférés symétriquement par une paire de lasers. Lorsque les lasers adressent le centre de la distribution en vitesse, les deux paires de lasers Raman adressent simultanément la même classe de vitesse. Le nombre d'atomes transférés est alors globalement plus faible. On observe donc un creux dans le spectre lorsque les lasers sont accordés selon la condition (4.15): c'est, à proprement parler, le phénomène de double diffraction.

- Le second creux est observé pour un désaccord Raman de $2\omega_R$ par rapport à la condition (4.15). Les lasers Raman adressent dans ce cas des atomes situés dans des classes de vitesse décalées du centre de la distribution par un effet Doppler égal à $\pm 2\omega_R$. Ces atomes sont diffractés par des paires de faisceaux distinctes vers la classe de vitesse nulle (centre de la distribution de vitesse). Ces atomes sont donc, une fois diffractés, à nouveau en résonance avec la deuxième paire de faisceaux Raman simultanément et sont donc diffractés à nouveau vers l'état $|f\rangle$ comme représenté sur la figure 4.5. On observe alors également un creux dans le spectre dans le cas d'une impulsion π.

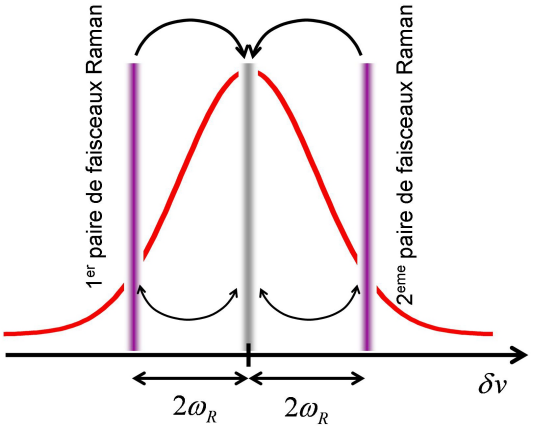

FIG. 4.5 – Représentation de la distribution en vitesse du nuage atomique et des classes de vitesse adressées par les faisceaux Raman lorsque le désaccord vaut $2\omega_R$.

4.2.4 Résolution pour une onde monochromatique

On choisit, dans un premier temps, d'effectuer une résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas idéal d'un nuage atomique à résonance ($\omega_D = 0$) présentant une distribution en vitesse infiniment fine ($\sigma_v \ll \mathrm{V}_{\text{rec}}$). Ce calcul nous permet de connaître la dynamique de peuplement des états lors de l'interaction avec les lasers.

Simulation d'une séparatrice : cas monochromatique

On suppose que les atomes sont situés dans l'état initial $|0\rangle$. On résout donc le système de manière à observer la dynamique de transfert vers l'ensemble des états propres du système. Le paramètre principal de cette simulation est la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} intrinsèquement liée à l'intensité des lasers utilisés. Le résultat de la simulation est donné sur la figure 4.6 dans deux cas distincts. Le premier résultat, donné sur la figure 4.6(a) utilise un paramètre Ω_{eff} faible ($\Omega_{\text{eff}} = 2,8 \times 10^4$ rad.s^{-1}). On constate que les atomes sont couplés symétriquement dans les deux premiers ordres de diffraction $|\pm 1\rangle$ avec une efficacité de 100% (50% dans chacun des deux premiers ordres), les autres ordres n'étant pas peuplés. Par comparaison, la simulation présentée sur la figure 4.6(b) représente le cas d'un Ω_{eff} élevé ($\Omega_{\text{eff}} = 1,5 \times 10^5$ rad.s^{-1}) peuplant les deux premiers ordres de diffraction symétriquement.

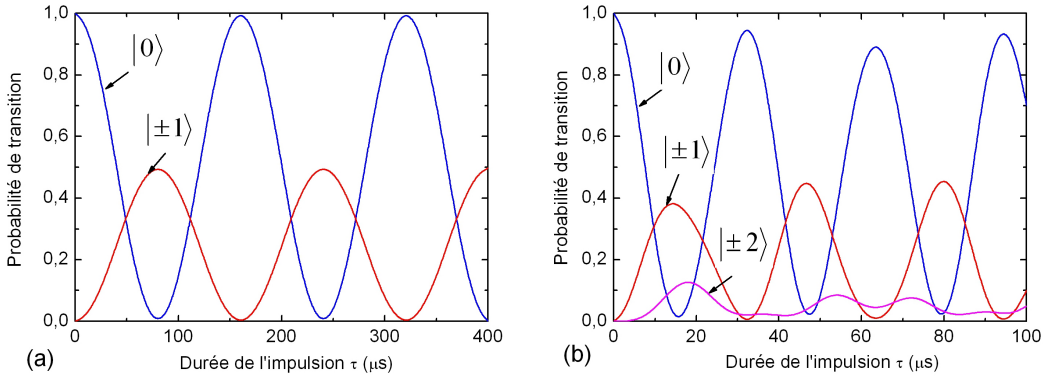

FIG. 4.6 – (a) Oscillations de Rabi dans le régime de double-diffraction pour $\Omega_{\text{eff}} = 2,8 \times 10^4$ rad.s^{-1}. La population des atomes est initialement dans l'état $|0\rangle$. (b) Oscillations de Rabi pour $\Omega_{\text{eff}} = 1,5 \times 10^5$ rad.s^{-1}. On remarque le peuplement des ordres de diffraction $|\pm 2\rangle$.

Simulation d'un miroir : cas monochromatique

On suppose maintenant que les atomes sont initialement dans l'état propre $|+1\rangle$ et on étudie leur couplage vers l'état d'impulsion opposé $|-1\rangle$. Une telle interaction permet de réaliser la fonction d'un miroir pour les paquets d'ondes atomiques. On représente sur la figure 4.7 la dynamique de peuplement des états lors de l'interaction avec les lasers. La simulation est réalisé avec un paramètre Ω_{eff} faible ($\Omega_{\text{eff}} = 2,8 \times 10^4$ rad.s^{-1}). On remarque que, dans ce cas, il est possible de coupler 100% des atomes vers l'état d'impulsion opposé, la population des ordres de diffraction $|\pm 2\rangle$ restant négligeable.

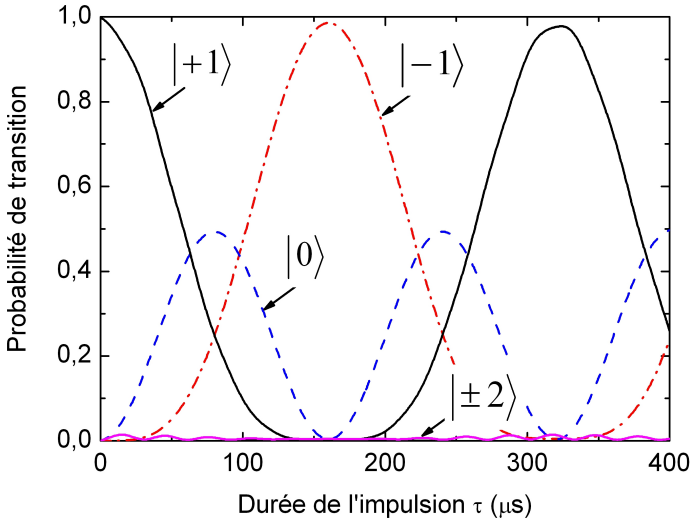

FIG. 4.7 – Dynamique de population des états pour des atomes initialement dans l'état $|+1\rangle$ dans le cas monochromatique pour $\Omega_{\text{eff}} = 2,8 \times 10^4$ rad.s^{-1}. Le transfert total de l'état $|+1\rangle$ vers l'état $|-1\rangle$ réalise la fonction d'un miroir.

Recombinaison des paquets d'ondes atomiques

L'utilisation de séparatrices et de miroirs à atomes en double-diffraction permet d'envisager la réalisation d'un interféromètre représenté sur la figure 4.8(a). A la sortie de cet interféromètre, les atomes sont dans une superposition des deux états internes. Nous cherchons ici à vérifier que l'utilisation des transitions Raman permet toujours, comme dans le cas habituel, de lire le déphasage de l'interféromètre sur le rapport des population de ces deux états interne. Pour cela, on considère l'état des atomes avant la recombinaison :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2}|+1\rangle + \frac{1}{2}|-1\rangle\ e^{i\phi_i} \tag{4.18}$$

où ϕ_i est le déphasage de l'interféromètre. On calcule donc la population des états $|\pm 1\rangle$ à la sortie de l'interféromètre en fonction de ϕ_i. Le résultat est donné sur la figure 4.8(b). On constate l'apparition de franges d'interférence possédant un contraste de 100%. Le déphasage atomique peut donc être lu sur le rapport des populations des deux états internes.

4.2.5 Prise en compte de la distribution en vitesse

Dans l'expérience que nous réalisons, le nuage atomique possède une certaine distribution en vitesse. Ainsi, tous les atomes du nuage n'interagissent pas de la

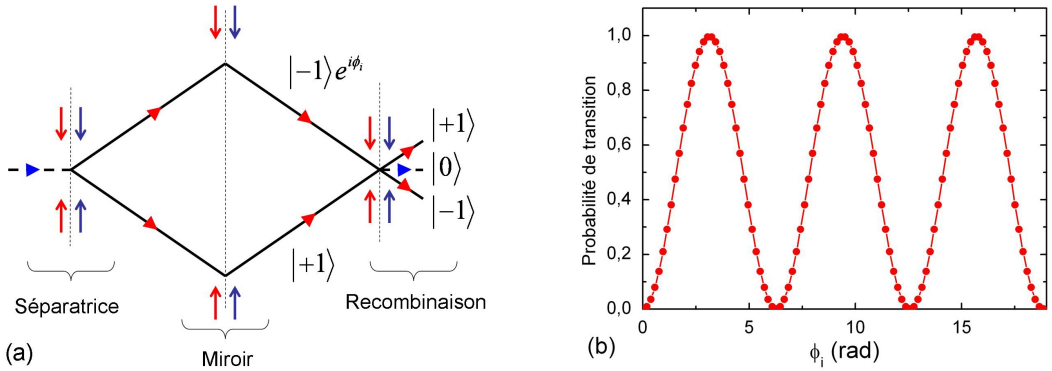

FIG. 4.8 – (a) Schéma d'un interféromètre en double-diffraction. (b) Simulation des franges d'interférences obtenues sur la population des deux états internes en faisant varier le déphasage de l'interféromètre.

même manière avec les 4 faisceaux laser. La dynamique de peuplement des états est alors perturbée et il en résulte une perte de contraste sur l'interféromètre. Nous réalisons donc une simulation permettant de quantifier cette perte de contraste en étudiant l'effet des séparatrices et les miroirs en double-diffraction dans le cas réel.

La méthode de Monte-Carlo classique : Pour obtenir une estimation de la dynamique de peuplement des 5 états, on choisit d'effectuer une résolution numérique du problème. La simulation est réalisée suivant une méthode de type Monte-Carlo classique consistant à calculer la trajectoire vraie de chaque atome dans l'interféromètre. Pour cela, on tire aléatoirement la vitesse initiale à 3D des atomes suivant une loi statistique pour ensuite calculer son interaction avec les faisceaux lasers Raman. En reproduisant cette opération un grand nombre de fois ($N \approx 10000$ en pratique) on obtient une estimation du taux de transition des atomes dans les différents états en fonction de la durée de l'impulsion laser qui couple les niveaux. Cette méthode statistique offre la possibilité de prendre en compte, de manière simple, les effets parasites liés à la distribution en vitesse et au profil gaussien du faisceau Raman.

Modélisation du gyromètre : La simulation que nous effectuons doit prendre en compte un certain nombre de paramètres expérimentaux. Les hypothèses faites pour le calcul sont détaillées ici :

- **Distribution en vitesse des atomes :** Les atomes issus des pièges magnéto-optiques possèdent une distribution en vitesse initiale qui peut être décrite de manière approchée par une double-gaussienne [36]. On considère donc que 40% des atomes se trouvent dans une distribution gaussienne initiale de lar-

geur 2,5 V_{rec} et 60% dans une distribution analogue de largeur 5,3 V_{rec}. La distribution en vitesse des atomes est donc modélisée de cette manière dans les trois directions de l'espace. Cela permet notamment de prendre en compte l'effet Doppler résiduel de chaque classe de vitesse. On néglige en revanche la distribution en position initiale des atomes.

- **Faisceau Raman :** La distribution en vitesse initiale des atomes dans la direction transverse au faisceau Raman entraîne une dispersion en position des atomes dans le faisceau au moment de chaque impulsion. Il est alors nécessaire de prendre en compte son profil d'intensité pour modéliser le fait que chaque classe de vitesse n'éprouve pas le même Ω_{eff} lors de l'interaction. Le profil d'intensité est décrit par une gaussienne de largeur 35 mm à $(1/e^2)$.
- **Dimension finie du système de détection :** Les atomes sont sondés par une nappe lumineuse [58] après un temps de vol de 370 ms. La dimension transverse de la nappe dans la direction $\vec{y}$ est de 10 mm. Tous les atomes de la distribution en vitesse initiale ne sont donc pas effectivement détectés par l'appareil, il est donc nécessaire de prendre en compte cette sélection. On modélise ici la nappe de détection par une porte carrée.
- **Comparaison avec les mesures :** Le système de détection expérimental ne permet pas de discerner, à proprement parler, l'état externe des atomes. Il est donc impossible de comparer directement les simulations réalisées à une mesure faite dans les mêmes conditions. Cependant, l'appareil est capable de mesurer le rapport entre la population de l'état interne $|F = 4\rangle$, regroupant les états d'impulsion $|\pm 1\rangle$, et la population de l'état interne $|F = 3\rangle$, regroupant les états d'impulsion $|0\rangle$ et $|\pm 2\rangle$. Dans la suite, on compare donc systématiquement les mesures et les simulations en s'appuyant sur la probabilité de transition lue sur l'état interne des atomes.

Simulation d'une séparatrice :

Nous reportons sur la figure 4.9(a) le résultat d'une simulation dans laquelle les atomes sont initialement dans l'état $|0\rangle$. Les faisceaux Raman sont accordés selon la condition $(\omega_1 - \omega_1) = (\omega_e - \omega_f) + \omega_R$ et leur puissance est telle que $\tau_\pi = \pi/\Omega_{\text{eff}} = 50\ \mu$s. Cette simulation est comparée à une mesure expérimentale de profil d'oscillations de Rabi des deux sources dans les mêmes conditions. On constate que le taux de transition donné par la simulation et la mesure sont comparables.

On analyse alors plus précisément la simulation réalisée en reportant, sur la figure 4.9(b), le peuplement des 5 états propres du système. On constate que le peuplement des états $|+1\rangle$,$|+2\rangle$ et $|-1\rangle$, $|-2\rangle$ est parfaitement symétrique. Nous constatons également que le taux de peuplement des niveaux $|\pm 2\rangle$, reste très faible ($< 1\%$) dans ces conditions, comme dans le cas monochromatique. Il est donc parfaitement acceptable d'avoir limité l'étude à 5 états externes, les états suivants ($\pm 3\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$) n'étant pas peuplés significativement lors de l'interaction avec les lasers. Cette situation nous permet de réaliser une séparatrice cohérente et symétrique de moment angulaire $2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ entre les états $|+1\rangle$ et $|-1\rangle$.

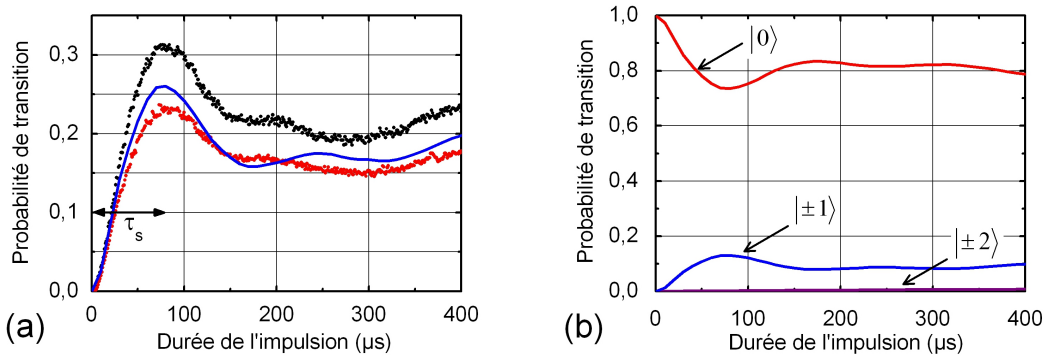

FIG. 4.9 – (a) Mesure des oscillations de Rabi dans le régime de double-diffraction pour $\tau_s = 80\ \mu$s. La population des atomes est initialement dans l'état $|0\rangle$. On compare ici les mesures, réalisées sur les deux sources, à la simulation réalisée à partir du modèle à 5 niveaux. (b) Détail de la dynamique des 5 états calculés à partir du modèle pour les mêmes paramètres que (a).

Une séparatrice sélective en vitesse : Pour réaliser une séparatrice et s'affranchir des effets d'interférences parasites, il est nécessaire d'éliminer les atomes résiduels dans les états $|0\rangle$ et $|\pm 2\rangle$ à l'issue de l'impulsion avec un laser pousseur. Si on utilise un paramètre Ω_{eff} suffisamment faible, seuls les atomes du centre de la distribution en vitesse initiale sont diffractés vers les ordres $|\pm 1\rangle$ par un effet de sélection en vitesse. L'ensemble constitué par l'impulsion Raman et le laser pousseur réalise donc également une sélection en vitesse des atomes participant à l'interféromètre et assure donc, en principe, un bon contraste.

Efficacité de la séparatrice : On définit l'efficacité de la séparatrice comme la population d'atomes maximale qu'il est possible de diffracter dans les états $|\pm 1\rangle$ au cours du processus d'interaction. On note ainsi $\tau_s = \pi/\sqrt{2}\Omega_{\text{eff}}$ la durée de l'impulsion permettant de coupler de manière optimale les atomes dans ces deux états.

On remarque que, dans le cas monochromatique, l'efficacité de la séparatrice était de 100%. La prise en compte de la distribution en vitesse fait chuter cette efficacité à $\sim 25\%$ dans le cas présenté sur la figure 4.9. L'efficacité de la séparatrice est un paramètre important dans la mesure où elle définit le nombre d'atomes participant effectivement à l'interféromètre et le contraste des franges d'interférence.

Afin de quantifier l'évolution de l'efficacité de la séparatrice avec les paramètres expérimentaux, on réalise deux simulations complémentaires. La première, présentée sur la figure 4.10(a), reporte l'efficacité de la séparatrice en fonction de la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes (σ_v). Cette simulation montre que l'efficacité du processus de double-diffraction décroît rapidement avec la largeur de la distribution en vitesse. On constate la présence de deux régimes distincts dans cette décroissance. La partie $\sigma_v < 2\ \mathrm{V_{rec}}$ correspond au régime où la distribution en vitesse des atomes est plus fine que la sélectivité en vitesse de la séparatrice. L'efficacité de diffraction dépend alors sensiblement de la largeur de la distribution en vitesse. La partie $\sigma_v > 2\ \mathrm{V_{rec}}$ correspond au régime où la distribution en vitesse des atomes est plus large que la sélectivité en vitesse de la séparatrice.

La seconde simulation, présentée sur la figure 4.10(b), reporte l'efficacité de la séparatrice en fonction du paramètre $\pi/\Omega_{\mathrm{eff}}$ pour une distribution en vitesse initiale correspondant à celle de l'expérience. Ce paramètre, correspondant concrètement à l'inverse de l'intensité laser utilisée, modifie la sélectivité en vitesse de la séparatrice. On fait donc ici varier Ω_{eff} et l'on calcule l'efficacité de l'impulsion Raman maximisant le transfert de population. Comme nous le constatons, un Ω_{eff} grand adresse un plus grand nombre d'atomes dans la distribution en vitesse et fait donc croître l'efficacité de diffraction. On constate que l'efficacité de diffraction présente un optimum correspondant au point où les états $|\pm 2\rangle$ commencent à se peupler de manière significative. On reporte donc également sur la même figure la population d'atomes présents dans ces états latéraux ainsi que la largeur à $1/e^2$ de la distribution en vitesse des atomes diffractés.

Simulation d'un miroir :

On réalise la même simulation que précédemment en utilisant des atomes initialement dans l'état $|+1\rangle$ (figure 4.11). Le résultat est reporté sur la figure 4.12(a) et comparé avec la mesure du transfert réalisée expérimentalement. Dans ce cas, les atomes sont soumis à la première impulsion et au faisceau pousseur 30 ms avant la seconde impulsion. Les paramètres de la première impulsion sont calculés en tenant

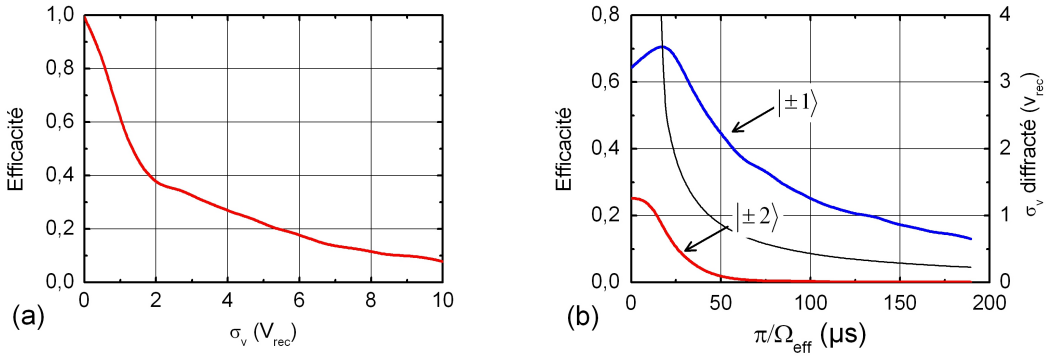

FIG. 4.10 – (a) Efficacité d'une séparatrice en double-diffraction en fonction de la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes dans les conditions de l'expérience. (b) Efficacité d'une séparatrice en double-diffraction en fonction de π/Ω_{eff}. Ce paramètre correspond concrètement à l'inverse de l'intensité laser utilisée. On représente également la population des états $|\pm 2\rangle$ ainsi que la largeur à $1/e^2$ de la distribution en vitesse des atomes sélectionnés par la transition.

compte de la position des atomes dans le faisceau Raman gaussien à cet instant. On considère donc ici que les atomes présents dans l'état $|+1\rangle$ sont issus de la diffraction par la première impulsion lumineuse, de manière à prendre en compte la sélectivité en vitesse naturellement imposée par celle-ci. On mesure donc encore une fois le rapport entre la population des états $|\pm 1\rangle$ et le nombre d'atomes total détecté.

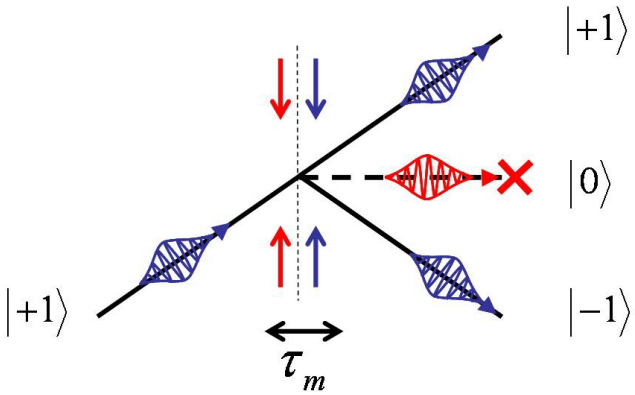

FIG. 4.11 – Principe de fonctionnement d'un miroir en double-diffraction couplant l'état initial $|+1\rangle$ à l'état $|-1\rangle$. Les atomes résiduels dans l'état $|0\rangle$ sont éliminés par une impulsion de laser pousseur. Les atomes résiduels dans l'état $|+1\rangle$ sont aussi représentés.

Les taux de transition donné par la simulation d'une part et par la mesure d'autre part sont comparables. On reporte donc sur la figure 4.12(b) les populations respectives de chaque état propre extraits de la simulation.

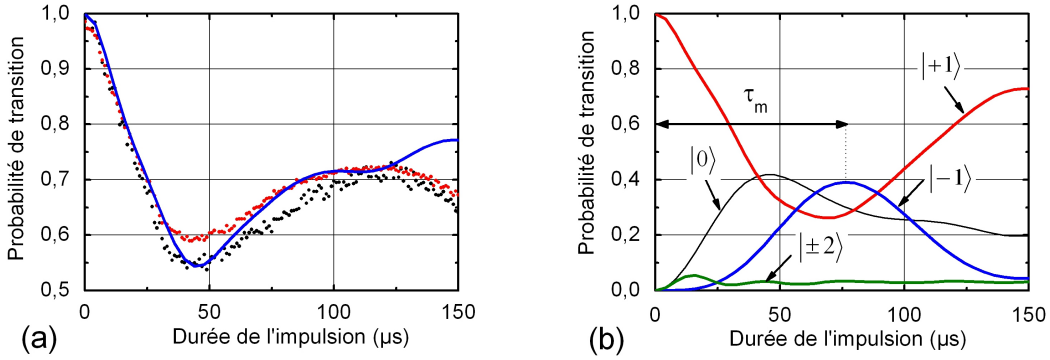

FIG. 4.12 – (a) Mesure des oscillations de Rabi dans le régime de double-diffraction pour une impulsion miroir. Les atomes sont initialement équirépartis dans les états $|\pm 1\rangle$. On compare ici les mesures réalisées sur les deux sources à la simulation réalisée à partir du modèle. (b) Détail de la dynamique des 5 états calculés à partir du modèle pour les mêmes paramètres que (a). Les atomes sont initialement situés dans l'état $|+1\rangle$ et $\Omega_{\text{eff}} = 5 \times 10^4$ rad.s^{-1} pour la seconde impulsion réalisée au centre du faisceau Raman.

Efficacité du miroir : On définit l'efficacité du miroir comme la population maximale qu'il est possible de diffracter dans l'état d'impulsion opposé $|-1\rangle$ au cours du processus d'interaction. On note ainsi $\tau_m = \sqrt{2}\pi/\Omega_{\text{eff}}$ la durée d'une telle impulsion. Comme le représente la figure 4.11, la réflexion des atomes dans l'état $|-1\rangle$ n'est pas parfaite. On élimine donc les atomes résiduels dans l'état $|0\rangle$ à l'aide d'une impulsion de laser pousseur. Les atomes résiduels dans l'état $|+1\rangle$ ne sont pas poussés et contribuent à faire baisser l'efficacité du miroir. On prend donc en compte le rôle de ces atomes parasites dans les simulations suivantes. Ainsi, la prise en compte de la distribution en vitesse fait chuter l'efficacité du miroir de 100% à $\sim 40\%$ dans le cas présenté sur la figure 4.12.

Pour évaluer la dépendance de l'efficacité de l'impulsion *miroir* en fonction des différents paramètres, nous réalisons deux simulations analogues aux précédentes. La première, reportée sur la figure 4.13(a), montre l'efficacité de couplage de l'état $|+1\rangle$ vers l'état $|-1\rangle$ en fonction de la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes. On constate que cette efficacité décroît très rapidement avec la largeur de la distribution en vitesse.

La seconde simulation, reportée sur la figure 4.13(b), consiste à calculer cette même efficacité en fonction du paramètre π/Ω_{eff} utilisé pour les deux premières impulsions. On reporte également sur la même figure la population d'atomes résiduels contenus dans l'état $|+1\rangle$ à l'issue de l'impulsion miroir de manière à visualiser

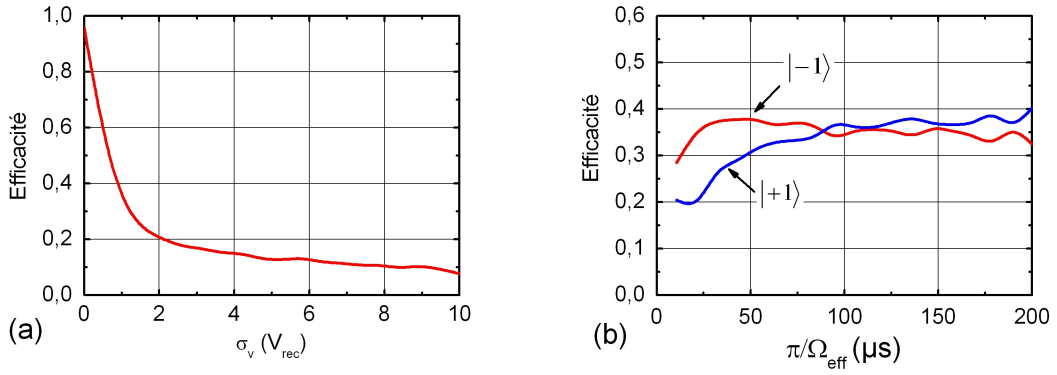

FIG. 4.13 – (a) Efficacité d'un miroir en double-diffraction en fonction de la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes dans les conditions de l'expérience. (b) Efficacité d'un miroir en double-diffraction en fonction de π/Ω_{eff} pour une impulsion de durée τ_m. On représente également la population résiduelle dans l'état $|+1\rangle$.

le rapport entre le nombre d'atomes utiles et le nombre d'atomes parasites dans l'interféromètre.

Evaluation du contraste :

Les impulsions séparatrices et miroirs que nous avons simulées nous permettent d'envisager la réalisation d'un interféromètre à 3 impulsions τ_s-τ_m-τ_s fondé sur la double-diffraction (figure 4.14). On cherche donc ici à évaluer le contraste d'un tel interféromètre sur le dispositif expérimental que nous utilisons. On considère pour cela un interféromètre de temps d'interaction total $2T = 60$ ms.

La séquence utilise également deux impulsions de laser pousseur afin d'éliminer les atomes résiduels dans les états $|0\rangle$ et $|\pm 2\rangle$ après les deux premières impulsions de double-diffraction. Le calcul du contraste doit néanmoins prendre en compte les atomes parasites résiduels dans les états $|\pm 1\rangle$ à l'issue de l'impulsion miroir qui, bien que ne participant pas au signal d'interférence du fait de leur séparation spatiale, affectent le contraste de l'interféromètre. On réalise donc une simulation du contraste en fonction de la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes (figure 4.15(a)) et en fonction de π/Ω_{eff} (figure 4.15(b)). Nous constatons que le contraste attendu est d'environ 35%, principalement limité par l'efficacité des impulsions. Dans le cas particulier de notre expérience, la perte de contraste est liée d'une part au gradient d'intensité du faisceau Raman ($\sim 50\%$), et aux atomes contenus dans les bras parasites ($\sim 50\%$). On remarque que le contraste dépend assez peu du paramètre Ω_{eff} utilisé pour $\Omega_{\text{eff}} < 0,6\,\omega_R$ ($1,57 \times 10^5$ rad.s^{-1}). Cette observation est

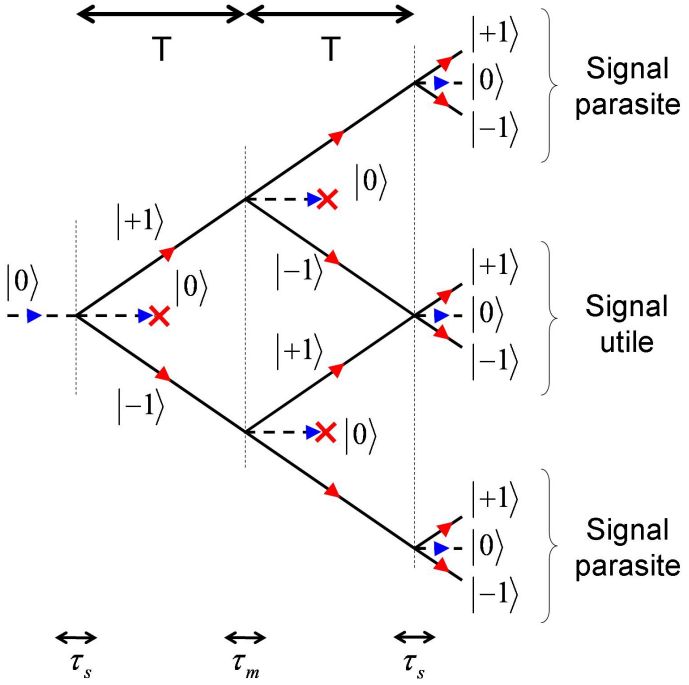

FIG. 4.14 – Schéma d'un interféromètre utilisant trois impulsions Raman en double-diffraction. On représente ici les atomes contenus dans les bras parasites susceptibles de dégrader le contraste de l'interféromètre.

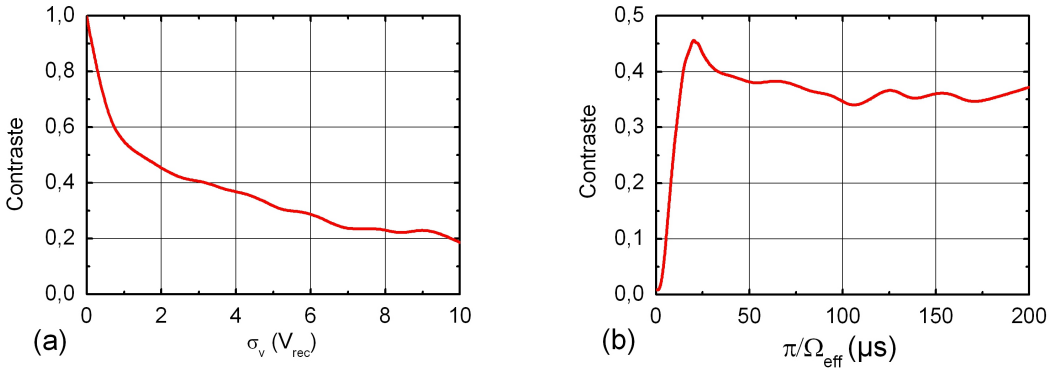

FIG. 4.15 – (a) Contraste maximal de l'interféromètre, pour $\Omega_{\text{eff}} = 5 \times 10^4$ rad.s^{-1} au centre du faisceau Raman, en fonction de la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes. (b) Contraste de l'interféromètre en double-diffraction en fonction de π/Ω_{eff} pour une distribution en vitesse initiale correspondant à celle de l'expérience.

compatible avec le comportement de l'efficacité de l'impulsion miroir. En revanche, lorsque Ω_{eff} devient trop grand ($\Omega_{\text{eff}} > 0,6\,\omega_R$), le contraste de l'interféromètre chute car les atomes sont dans ce cas diffractés dans les états latéraux $|\pm 2\rangle$ et sont alors perdus. On peut également remarquer que l'utilisation d'atomes ultra-froids serait

particulièrement profitable dans le cadre de cette méthode et permettrait d'atteindre des contraste élevés comme dans les interféromètres réalisés en régime de Bragg.

4.3 Réalisation d'un interféromètre en double-diffraction

Nous présentons, dans cette partie, la réalisation expérimentale d'un interféromètre utilisant la double-diffraction deux fois plus sensible aux effets inertiels.

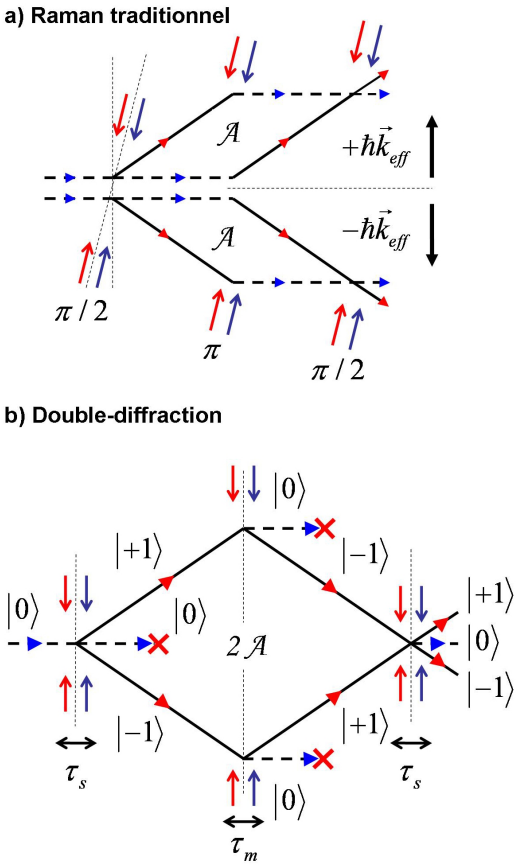

FIG. 4.16 – (a) Interféromètre à 3 impulsions classique d'aire A. L'angle θ entre les faisceaux Raman et la direction de propagation des atomes introduit un effet Doppler permettant de diffracter les atomes exclusivement suivant l'un des deux interféromètres $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$. (b) Interféromètre à 3 impulsions utilisant des transitions Raman en double-diffraction. La diffraction simultanée suivant les deux directions $\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ permet d'augmenter l'aire de l'interféromètre d'un facteur 2. La séquence utilise également deux impulsions de laser pousseur pour éliminer les atomes restant dans l'état $|f\rangle$ après les séparatrices de manière à limiter la formation d'interféromètres parasites.

4.3.1 Présentation de l'interféromètre

Configuration de l'interféromètre : Nous réalisons un interféromètre de durée totale $2T = 60$ ms utilisant 3 impulsions en double-diffraction de durées respectives $\tau_s - \tau_m - \tau_s$. La première impulsion sépare symétriquement l'état initial $|0\rangle$ entre les deux états $|\pm 1\rangle$. La seconde impulsion agit comme un miroir en couplant chacun des bras dans son état d'impulsion opposé. Les paquets d'ondes sont finalement recombinés grâce à une troisième impulsion pour former un interféromètre symétrique dans lequel les atomes voyagent dans le même état interne $|e\rangle$. Le schéma de cette configuration est présenté sur la figure 4.16(b).

Les transitions ne permettant pas d'assurer une efficacité de diffraction de 100%, deux impulsions de laser pousseur, accordé sur la transition $|F = 3\rangle \longleftrightarrow |F' = 2\rangle$, sont réalisées afin d'éliminer les atomes restant dans l'état interne $|F = 3\rangle$ à la suite des deux premières impulsions. Ce processus permet de s'affranchir d'éventuels interféromètres parasites.

Sensibilité de l'interféromètre : Afin de s'affranchir de l'effet Doppler tout au long de l'interféromètre, les lasers Raman sont orientés horizontalement. L'aire orientée de l'interféromètre se situe donc dans le plan horizontal $(\vec{x}, \vec{y})$. Le capteur ainsi constitué est sensible aux accélérations dans la direction horizontale du faisceau Raman $(\vec{y})$ et aux rotations suivant la direction $\vec{z}$. Le déphasage total des deux interféromètres contre-propageants peut alors s'écrire :

$$\Delta\Phi^A = \Delta\Phi_a + \Delta\Phi_\Omega \tag{4.19}$$

$$\Delta\Phi^B = \Delta\Phi_a - \Delta\Phi_\Omega \tag{4.20}$$

L'utilisation de la double-diffraction permet de doubler l'aire physique de l'interféromètre par rapport à la configuration habituelle et ainsi d'augmenter proportionnellement sa sensibilité aux effets inertiels. Dans la configuration horizontale que nous utilisons ici, les déphasages inertiels s'expriment donc :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_a &= \mathbf{2}\ k_{\text{eff}} a_y\ T^2 \\ \Delta\Phi_\Omega &= \mathbf{4}\ k_{\text{eff}}\ V_x \Omega_z\ T^2 \end{aligned} \tag{4.21}$$

Les déphasages d'accélération et de rotation peuvent être discriminés en réalisant, ici encore, la demi-somme et la demi-différence des déphasages accumulés par les deux interféromètres A et B.

Réjection des effets parasites : L'interféromètre que nous présentons ici présente une géométrie parfaitement symétrique. En effet, les deux bras de l'interféromètre voyagent dans le même état interne $|e\rangle$ et sont soumis à des déphasages parfaitement identiques de la part des séparatrices Raman comme le montre l'équation (4.16). On a donc $\Delta\Phi_{\text{laser}} = 0$ quel que soit la phase relative des impulsions Raman.

Par ailleurs, la géométrie symétrique de l'interféromètre présente un avantage important : les effets parasites affectant de la même façon les deux bras de l'interféromètre se rejettent parfaitement du déphasage mesuré comme dans un interféromètre de Bragg. Ainsi, ce type d'interféromètre est, en principe, insensible aux fluctuations temporelles de l'effet Zeeman ainsi qu'au gradient de champ magnétique le long de la direction de propagation des atomes. L'influence des lasers Raman étant identique sur les deux bras de l'interféromètre, celui-ci est également insensible au déplacement lumineux induit par les séparatrices ainsi qu'au bruit de phase des lasers Raman. Il n'est donc pas, a priori, nécessaire d'utiliser une référence de fréquence micro-onde complexe pour le verrouillage en phase des lasers Raman. On peut alors envisager d'utiliser un système laser moins performant pour lequel la qualité de l'asservissement de phase n'est pas aussi bonne [81]. Cela permettrait de simplifier notablement l'architecture optique ainsi que la chaîne de synthèse micro-onde nécessaire à l'asservissement des lasers (chapitre 6).

4.3.2 Franges d'interférence

Le déphasage de l'interféromètre étant parfaitement insensible à la phase des faisceaux lasers Raman, il n'est plus possible de la faire défiler en changeant la phase relative des trois impulsions lumineuses. Pour visualiser l'interférogramme, on induit donc une accélération contrôlée dans la direction des faisceaux Raman. Cela est réalisé simplement en inclinant le capteur d'un angle faible ($\sim$ 50 μrad) de manière à obtenir une projection de la gravité g dans l'axe des impulsions lumineuses (figure 4.17). L'inclinaison contrôlée de la plateforme d'isolation est réalisée à l'aide d'un actuateur électro-mécanique (haut-parleur) auquel on applique une rampe triangulaire de courant de fréquence lente ($f = 0,25$ Hz). L'inclinaison $\delta\theta$ par rapport à

l'horizontale est mesurée simultanément à l'aide d'un inclinomètre étalonné (Applied Geomechanics 701-2A). Le déphasage induit est donné, au premier ordre, par :

$$\delta\Phi = 2\ \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}\ T^2\ \delta\theta \tag{4.22}$$

La valeur de l'angle permettant d'induire un déphasage de 2π sur l'interféromètre et ainsi de visualiser l'intégralité d'une frange d'interférence est donc de $24,2\ \mu$rad pour un interféromètre de durée totale $2T\ =\ 60$ ms.

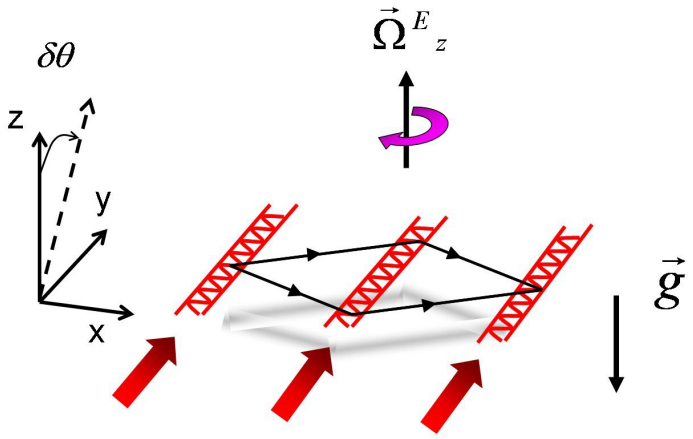

FIG. 4.17 – Défilement du déphasage de l'interféromètre par inclinaison de son plan propre d'un angle $\delta\theta$ par rapport à la verticale. Cette méthode permet d'induire une projection de $\vec{g}$ le long de la direction des faisceaux Raman.

On reporte sur la figure 4.18 les franges d'interférences mesurées sur les deux sources A et B pour un interféromètre de durée totale $2T\ =\ 60$ ms utilisant 3 impulsions de 80 μs. Les deux interférogrammes présentent un contraste de $\sim 20\%$. La simulation, fondée sur le modèle présenté dans la première partie, prédit un contraste de 35%. La différence entre le résultat de la simulation et l'expérience peut s'expliquer par l'effet de décohérence induit par les impulsions de laser pousseur, qui a été négligée dans le modèle. Ce processus d'élimination des atomes garantit d'une part la sélection en vitesse des atomes participant à l'interféromètre et limite également les interféromètres parasites. Celui-ci est plus efficace si les atomes à éliminer se trouvent dans l'état interne $|F = 4\rangle$. Pour qu'un tel interféromètre soit réalisable, les atomes doivent se trouver initialement dans l'état $|F = 4\rangle$. Pour des raisons technique, il n'a pas été possible de tester cette configuration.

La technique que nous utilisons pour faire défiler les franges de l'interféromètre présente un certain nombre d'inconvénients. En particulier, il est difficile d'incliner la plateforme d'isolation sans induire de mouvement de rotation parasite. Pour ob-

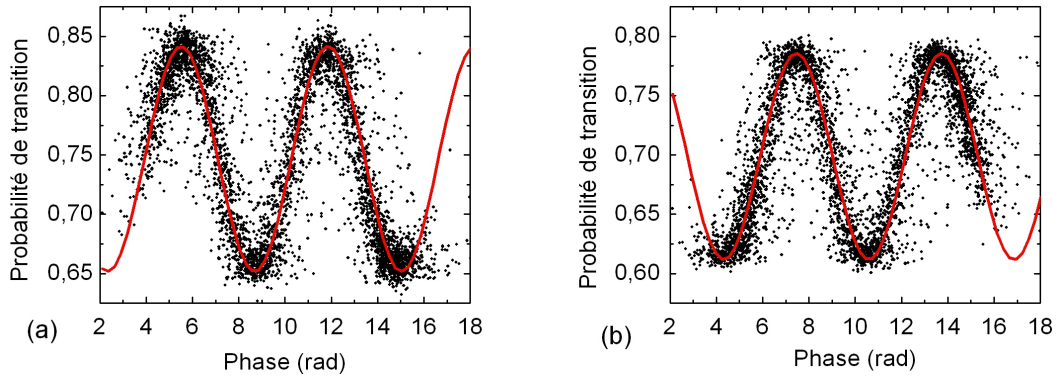

FIG. 4.18 – Franges d'interférence atomiques obtenues pour les deux sources A (a) et B (b) avec un interféromètre à 3 impulsions de double diffraction pour $2T = 60$ ms. Le contraste obtenu est de ~ 20 %.

tenir un meilleur système, on peut placer le miroir de rétro-réflexion Raman sur un actuateur piezzo-électrique. Il permettrait alors de réaliser un saut de phase rapide entre les deux dernières impulsions de l'interféromètre par un petit déplacement du miroir.

4.3.3 Mesure du facteur d'échelle

On mesure les déphasages inertiels $\Delta\Phi_a$ et $\Delta\Phi_\Omega$ en fonction du demi-temps d'interaction T de manière à confirmer l'augmentation d'un facteur 2 de l'aire interférométrique.

Mesure de Rotation : L'utilisation de faisceaux Raman horizontaux rend l'interféromètre sensible à la composante verticale de la rotation de la Terre. A la latitude de l'Observatoire de Paris on a $\Omega_z^T = 5,49 \times 10^{-5}$ rad.s^{-1}. On reporte sur la figure 4.19 la mesure du déphasage de rotation en fonction du carré du demi-temps d'interaction T variant de 10 ms à 30 ms. Nous vérifions donc le comportement quadratique donné par l'équation (4.21). Un ajustement linéaire, réalisé à partir des mesures expérimentales, nous permet alors de mesurer le facteur d'échelle compatible à 4% avec la valeur attendue. Cette valeur nous permet de déduire une mesure de rotation de $\Omega_z = 5,75 \times 10^{-5}$ rad.s^{-1} $\pm 2,6 \times 10^{-6}$ rad.s^{-1}.

Mesure d'accélération : On réalise ici la mesure du facteur d'échelle de l'interféromètre pour l'accélération. Expérimentalement, on mesure donc le déphasage induit par la projection de g pour un angle $\delta\theta$ de 100 μrad. Cette mesure est réalisée en

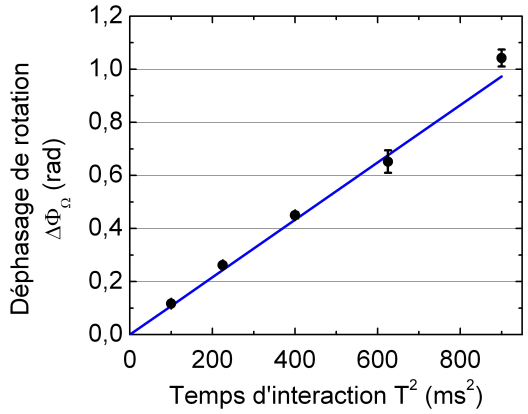

FIG. 4.19 – Evaluation du déphasage dû à la rotation en fonction du temps d'interaction T^2. On représente par une droite le comportement attendu.

faisant varier le demi-temps d'interaction T de 10 ms à 30 ms. Le déphasage mesuré est reporté sur la figure 4.20 en fonction de T^2. Nous vérifions donc le comportement quadratique donné par l'équation (4.21). Un ajustement linéaire, réalisé à partir des données expérimentales, nous donne une mesure du facteur d'échelle compatible à 3% avec la valeur attendue.

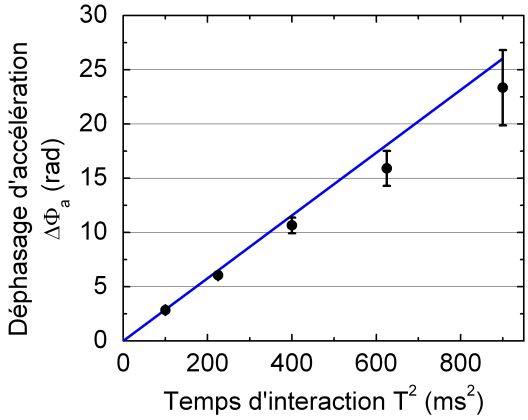

FIG. 4.20 – Test du facteur d'échelle d'accélération sur un interféromètre 3 impulsions de double-diffraction. On fait ici varier le demi-temps d'interaction T de 10 ms à 30 ms, et on mesure, dans chaque cas le déphasage induit par la projection de g pour un angle $\delta\theta$ de 100 μrad. On représente par une droite le comportement attendu.

4.4 Réalisation d'un interféromètre multi-impulsions

4.4.1 Séparatrices à impulsions multiples

Séparatrice à deux impulsions : La méthode de double-diffraction peut être facilement étendue de manière à augmenter la séparation angulaire des paquets d'ondes diffractés au delà de $2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ grâce à la configuration rétro-réfléchie. En effet, après la première impulsion séparatrice de durée τ_s les atomes sont répartis symétriquement dans les états $|\pm 1\rangle$. Il est alors possible de réaliser une seconde impulsion, résonante simultanément pour les deux bras de l'interféromètre, permettant de coupler symétriquement les atomes dans les états $|\pm 2\rangle$. Cette méthode permet donc d'obtenir une séparatrice composite à deux impulsions lumineuses réalisant une séparation angulaire des deux bras de $4\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ comme représenté sur la figure 4.21. De manière à satisfaire la condition de résonance pour la seconde impulsion, il est cependant nécessaire de changer le désaccord $\delta\omega$ des deux faisceaux Raman pour avoir :

$$\delta\omega_2 = (\omega_e - \omega_g) - 3\omega_R \tag{4.23}$$

Cette seconde impulsion a une durée τ_π de manière à réaliser un transfert complet des atomes vers les états $|\pm 2\rangle$. En pratique, on réalise une impulsion de laser pousseur pour éliminer les atomes restant dans l'état $|0\rangle$ à l'issue de la première impulsion de double-diffraction.

Séparatrice à N impulsions : La méthode de séparatrice composite à impulsions multiples peut facilement être étendue à une configuration à N impulsions pour atteindre une séparation angulaire totale de $2N\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Ces séparatrices tirent avantage de la configuration Raman rétro-réfléchie. Dans ce cas, la différence de fréquence des faisceaux Raman doit être changée à chaque impulsion i de manière à satisfaire la condition de résonance :

$$\delta\omega_i = (\omega_e - \omega_g) + (-1)^{i-1}(2i-1)\omega_R \tag{4.24}$$

Miroir à N impulsions : Il est également possible de réaliser un miroir composite utilisant plusieurs impulsions Raman. Ainsi, après une séparatrice à N impulsions lumineuses, les atomes sont couplés dans les états symétriques $|\pm N\rangle$. On peut alors *réfléchir* les atomes dans leur état d'impulsion opposé en réalisant une série de $2N+1$

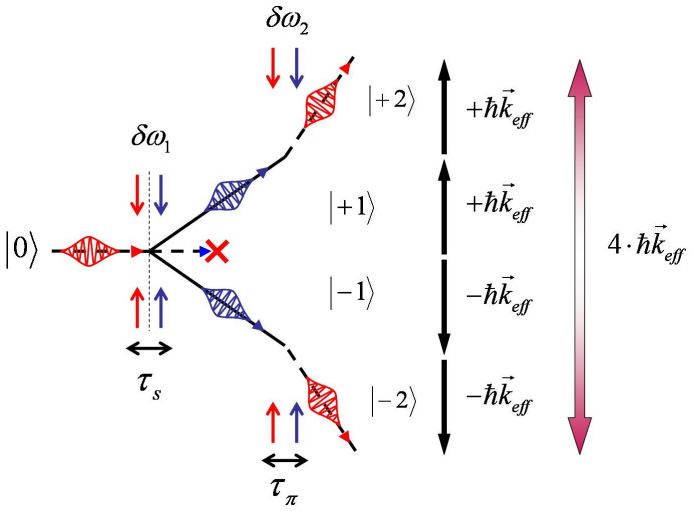

FIG. 4.21 – Principe de fonctionnement d'une séparatrice composite à impulsions multiples de $4\ \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Une première impulsion τ_s sépare les atomes des les états $|\pm 1\rangle$. Une seconde impulsion à la fréquence $\delta\omega_2$ transfert efficacement les atomes des niveaux $|\pm 1\rangle$ vers les niveaux $|\pm 2\rangle$ réalisant ainsi une séparation de $4\ \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ sur l'ensemble de la séparatrice.

impulsions. Encore une fois, la différence de fréquence des faisceaux Raman doit être changée à chaque impulsion pour satisfaire la condition de résonance.

4.4.2 Interféromètre multi-impulsions

Nous présentons ici le cas d'un interféromètre à séparatrices composites dans le cas N=2 permettant d'atteindre une séparation angulaire de $4N\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ entre ses deux bras. Dans cette configuration (figure 4.22), la première séparatrice atomique est composée de deux impulsions τ_s, τ_π dont les désaccords sont respectivement de $\delta\omega_1$ et $\delta\omega_2$. Les atomes sont alors couplés de l'état $|0\rangle$ vers les états $|\pm 2\rangle$. Le miroir est, quant à lui, réalisé par 3 impulsions τ_π, τ_m, τ_π dont les désaccords respectifs sont de $\delta\omega_2$, $\delta\omega_1$, $\delta\omega_2$ de manière à défléchir les atomes dans leur état d'impulsion opposé. Les deux chemins atomiques sont finalement recombinés par une séquence de deux impulsions τ_π, τ_s avec les désaccords respectifs $\delta\omega_2$ et $\delta\omega_1$ symétrique à la première séparatrice. L'interféromètre est donc constitué d'un total de 7 impulsions Raman. En outre, 4 impulsions de laser pousseur sont réalisées au cours de l'interféromètre de manière à éliminer les atomes résiduel dans les états $|0\rangle$ et $|\pm 2\rangle$.

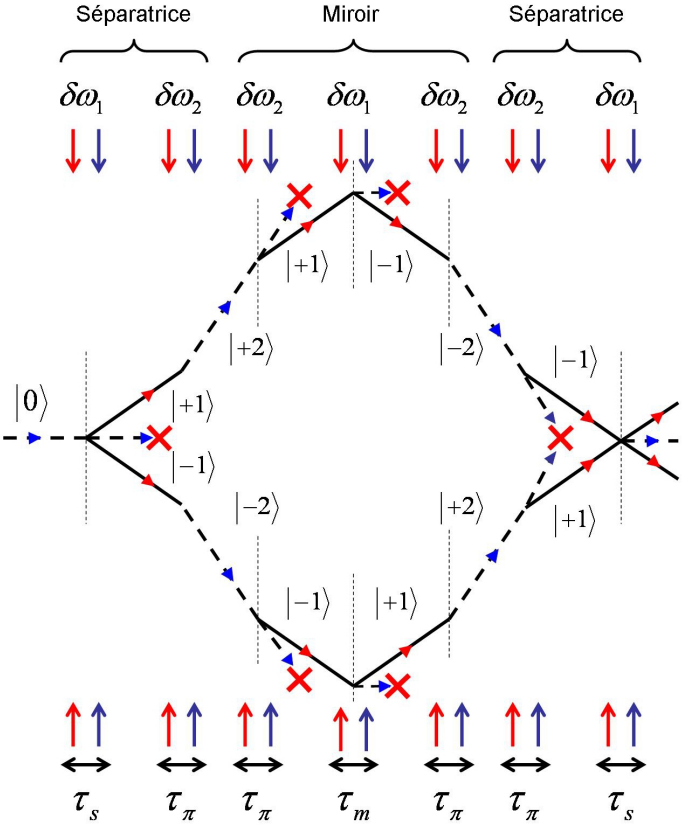

FIG. 4.22 – Interféromètre à 7 impulsions Raman en double-diffraction utilisant des séparatrices composites diffractant simultanément suivant les deux directions $\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. La séquence de fréquence $\delta\omega_1$, $\delta\omega_2$, $\delta\omega_2$, $\delta\omega_1$, $\delta\omega_2$, $\delta\omega_2$, $\delta\omega_1$ permet d'assurer une transition efficace vers les états voulus. L'interféromètre utilise également 4 impulsions de laser pousseur afin d'éliminer les atomes résiduels dans l'état $|0\rangle$.

4.4.3 Sensibilité aux effets inertiels

Le temps d'interaction total de l'interféromètre que l'on réalise est de $2T = 60$ ms. Les atomes se propagent dans les états $|\pm 2\rangle$ pendant une durée totale maximale de $2\delta t = 40$ ms avec un délai $(T - \delta t)/2$. L'aire physique de l'interféromètre est alors augmentée d'un facteur $\alpha = 2(1 + \delta t/T)$ ($\alpha = 3,46$ dans notre cas) comparé à la configuration $\pi/2-\pi-\pi/2$ habituelle (figure 4.23) pour un même temps d'interaction total. La sensibilité de l'interféromètre aux effets inertiels est alors augmentée de la manière suivante :

$$\Delta\Phi^{A,B} = \alpha\ \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\mathbf{a} \pm 2(\mathbf{v} \times \mathbf{\Omega}))T^2 \tag{4.25}$$

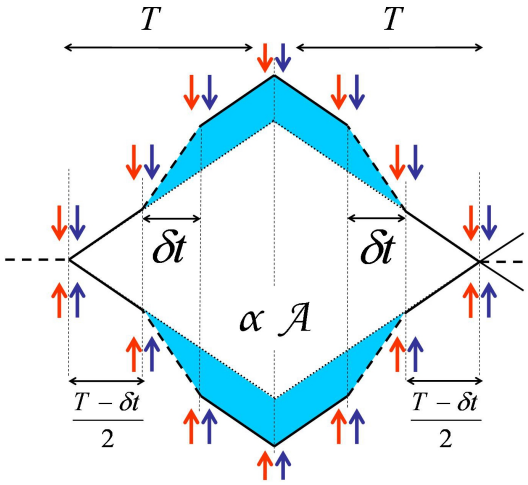

FIG. 4.23 – Dans l'interféromètre à 7 impulsions, les atomes voyagent dans les états $|\pm 2\rangle$ pendant δt. La seconde impulsion lumineuse est réalisée avec un délai $(T - \delta t)/2$. Cette configuration permet d'augmenter l'aire interférométrique par rapport à la configuration à 3 impulsions présentée précédemment (surface colorée) et se traduit par un accroissement d'un facteur α par rapport à la configuration classique.

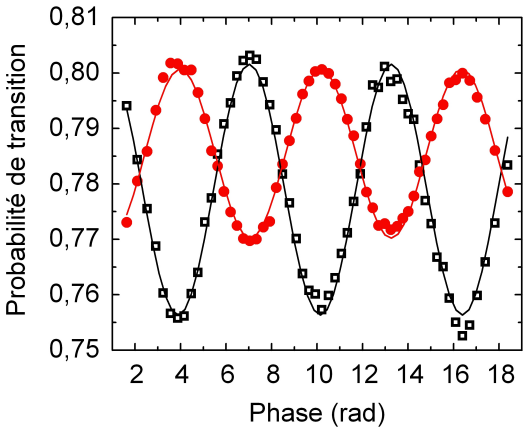

FIG. 4.24 – Franges obtenues avec un interféromètre à 7 impulsions en double diffraction pour une durée totale d'interaction de $2T = 60$ ms. Le contraste obtenu est de ~ 4 %. L'interférogramme est moyenné sur 450 échantillons.

4.4.4 Franges d'interférence et facteur d'échelle

Comme précédemment, on fait défiler le déphasage de l'interféromètre en induisant une projection de $\vec{g}$ le long de l'axe des faisceaux Raman. On visualise ainsi, sur la figure 4.24, les franges d'interférences atomiques obtenues avec un interféromètre à 7 impulsions. Le déphasage entre les deux interférogrammes correspond au dépha-

sage induit par la projection de la rotation de la terre Ω_z^E le long de l'axe d'entrée vertical du capteur. Les franges présentent ici un contraste d'environ 4%.

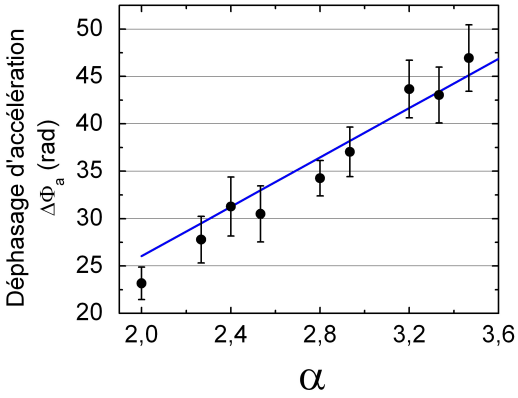

FIG. 4.25 – Test du facteur d'échelle d'accélération sur un interféromètre 7 impulsions en double-diffraction. Le temps d'interaction total est fixé à $2T = 60$ ms. On fait varier la durée δt de manière à changer l'aire de l'interféromètre (α). On reporte également la valeur attendue pour le déphasage (droite)

Il est possible de mesurer simplement le facteur d'échelle du déphasage d'accélération en fonction du paramètre α. Cette étude est menée en mesurant le déphasage induit par la projection de $\vec{g}$ le long de l'axe des séparatrices pour un angle de 100 μrad. On fait alors varier le facteur α en changeant simplement la durée δt de 0 à 20 ms. Le résultat de la mesure est présenté sur la figure 4.25. Un ajustement linéaire, réalisé à partir des données expérimentales, nous donne une mesure du facteur d'échelle compatible à 2% avec la valeur attendue. Cette configuration nous a permis d'atteindre une aire interférométrique augmentée d'un facteur α=3,46 comparée à la configuration habituelle $\pi/2 - \pi - \pi/2$ pour un temps d'interaction total $2T$ égal.

Dans la configuration à 7 impulsions que nous présentons ici, les atomes ne voyagent pas dans le même état interne tout au long de l'interféromètre comme dans le cas précédent. Cependant, l'état interne des atomes change simultanément, de la même manière, dans les deux bras de l'interféromètre. Ce capteur reste donc, lui aussi, insensible aux effets systématiques liés à l'état interne.

4.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté une nouvelle méthode permettant de réaliser des transitions Raman symétriques avec une séparation angulaire des paquets

d'ondes de $2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Dans ce type de transition, les atomes sont diffractés dans le même état interne. Nous avons ainsi réalisé un interféromètre à 3 impulsions utilisant la double-diffraction et permettant d'augmenter sa sensibilité d'un facteur 2 par rapport à la configuration classique. Cette géométrie a été testée en réalisant des mesures d'accélération et de rotation. Ces premiers résultats nous ont permis d'étendre le principe de la double-diffraction de manière à atteindre une séparation angulaire symétrique de $4\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ avec un interféromètre à 7 impulsions. Cette méthode peut être facilement généralisée de manière à atteindre une séparation de $2N\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$.

Bien que le contraste obtenu ne soit pas très élevé dans le cas particulier de notre dispositif expérimental, nous avons pu montrer par des simulations, qu'il est possible de l'améliorer par des modifications techniques. Tout d'abord, la réalisation de l'interféromètre avec des atomes situés initialement dans l'état $|F = 4\rangle$ permettrait de disposer d'un faisceau pousseur plus efficace pour éliminer les atomes non diffractés. Le contraste passerait alors à la valeur attendue de 35%. Ensuite, il est possible de réaliser les impulsions lumineuses avec des faisceaux Raman séparés ce qui permettrait de limiter le gradient d'intensité et ainsi d'augmenter l'efficacité des transitions. Le contraste serait alors de $\sim 65\%$.

Cette nouvelle méthode permet d'accroître simplement la sensibilité d'un interféromètre atomique sans changement notable du dispositif expérimental grâce à la configuration Raman rétro-réfléchie. En particulier, la réalisation de séparatrices à impulsions multiples ne requiert pas de puissance laser supplémentaire dans la mesure où chaque impulsion est réalisée à résonance. De plus, dans ce type d'interféromètre, les atomes se propagent simultanément dans le même état interne sur des trajets parfaitement symétriques. Cette nouvelle géométrie combine donc des avantages propres aux interféromètres de Bragg et aux interféromètres Raman. En outre, le principe de la double-diffraction peut être étendu au cas d'un effet Doppler non nul par une technique de modulation. En effet, cette méthode plus générale requiert l'usage d'au moins trois fréquences lasers différentes de manière à adresser simultanément les deux transitions de double-diffractions affectées d'un effet Doppler différent. Ceci a été réalisé sur le gravimètre atomique du laboratoire [82] en introduisant une modulation sur le signal de consigne de l'asservissement de phase des lasers Raman. Les bandes latérales générées par cette méthode sont alors à même de remplir la condition de résonance tout au long de l'interféromètre. La double-diffraction peut également être couplée à des techniques d'oscillation de Bloch [79, 29] de manière à augmenter encore la séparation spatiale des atomes diffractés.

Enfin, ce nouveau principe de diffraction offre des perspectives intéressantes dans le cadre de la réalisation d'interféromètres atomiques en micro-gravité et notamment dans l'espace [83]. En effet, dans le cas d'un interféromètre en apesanteur, l'effet Doppler ne peut plus être utilisé pour sélectionner l'une ou l'autre des directions de diffraction. L'utilisation de la double-diffraction permettrait donc de réaliser un interféromètre dans ces conditions tout en conservant la configuration rétro-réfléchie, particulièrement intéressante pour garantir l'exactitude du capteur [56].

Chapitre 5

Conception d'un nouveau gyromètre

Le premier prototype de gyromètre-accéléromètre 6 axes a fait l'objet d'une caractérisation complète durant la première partie de mon travail de thèse [58]. Nous avons pu montrer que les limites de cet appareil sont essentiellement liées à des facteurs techniques (nombre d'atomes, fluctuations de trajectoire et défauts de front d'onde) et qu'elles ne sont donc pas fondamentales. La seconde partie de ce travail s'est donc axée autour de la réalisation d'un nouveau prototype de gyromètre à atomes froids visant à dépasser les limites techniques du premier appareil et à éprouver les limites de ce type de capteur. Celui-ci utilise une configuration à 4 impulsions [32, 28] pour former un interféromètre replié sur lui-même (chapitre 2). Cette géométrie, dédiée à la mesure de rotation suivant l'axe horizontal, permet l'utilisation d'une unique source d'atomes, lancés suivant la direction verticale. Nous présenterons dans cette partie les différents aspects techniques liés à la réalisation de ce prototype. Nous détaillerons, en particulier, la caractérisation de la source atomique développée pour cet appareil.

5.1 Dispositif expérimental

5.1.1 Configuration en fontaine dédiée à la mesure de rotation

Configuration à 4 impulsions

Le gyromètre à atomes froids que nous avons conçu repose sur une configuration d'interféromètre à 4 impulsions démontrée pour la première fois dans les ré-

férences [32, 28]. Nous envisageons ici une géométrie en *fontaine* dans laquelle les atomes sont lancés suivant la direction verticale (figure 5.1). La séquence de 4 impulsions Raman stimulées $\pi/2$-π-π-$\pi/2$ est réalisée de manière symétrique par rapport à l'apogée de la trajectoire. Cette nouvelle géométrie est dédiée à la mesure de rotation suivant l'axe horizontal. En revanche, cette configuration présente l'avantage de pouvoir réaliser des mesures de rotations avec une seule source d'atomes. Sa sensibilité s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta\Phi_\Omega = \frac{1}{2} k_{\text{eff}} \left(\vec{g} \times \vec{\Omega}\right) T^3 \tag{5.1}$$

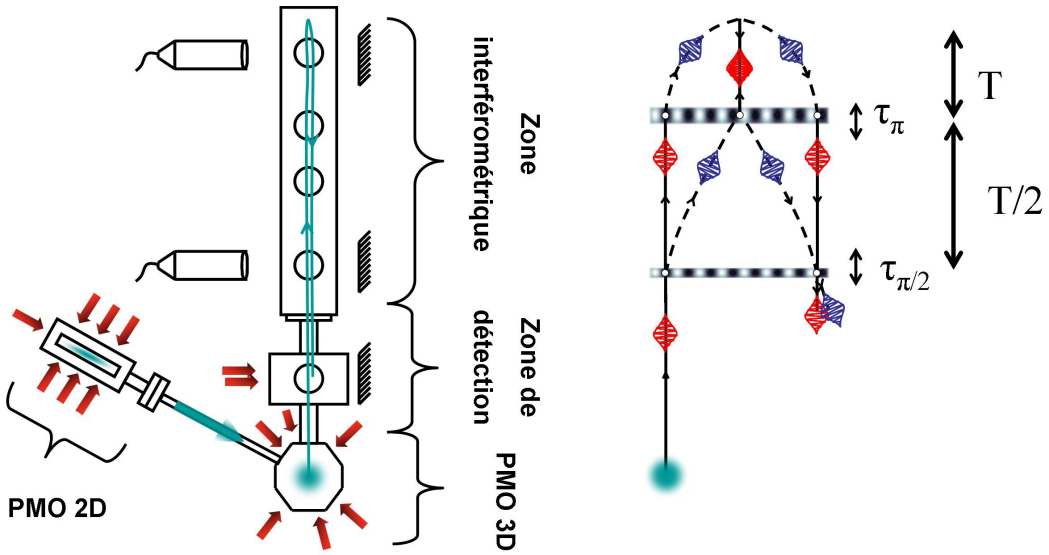

FIG. 5.1 – *A gauche* : Schéma de l'enceinte à vide montrant le piège magnéto-optique 2D (PMO 2D), le piège magnéto-optique 3D (PMO 3D), la zone de détection ainsi que la zone interférométrique. *A droite* : Schéma de l'interféromètre à 4 impulsions mis en place dans cette expérience.

Le lancement des atomes suivant une trajectoire verticale, moins contraignante qu'une trajectoire parabolique, apporte une simplification notable par rapport au premier dispositif. Il permet notamment d'augmenter graduellement la sensibilité de l'interféromètre en changeant son temps d'interaction total de quelques millisecondes à 800 ms. Cet appareil permet donc d'atteindre une aire interférométrique de 11 cm^2, 300 fois supérieure à l'aire réalisée par l'ancien prototype, donnant accès à une sensibilité sur les mesures de rotations encore jamais atteintes pour ce type de capteurs.

Séquence expérimentale

Le fonctionnement de ce nouvel appareil est soumis à une séquence expérimentale relativement analogue à celle du premier dispositif. Nous décrivons ici les principales étapes de cette séquence :

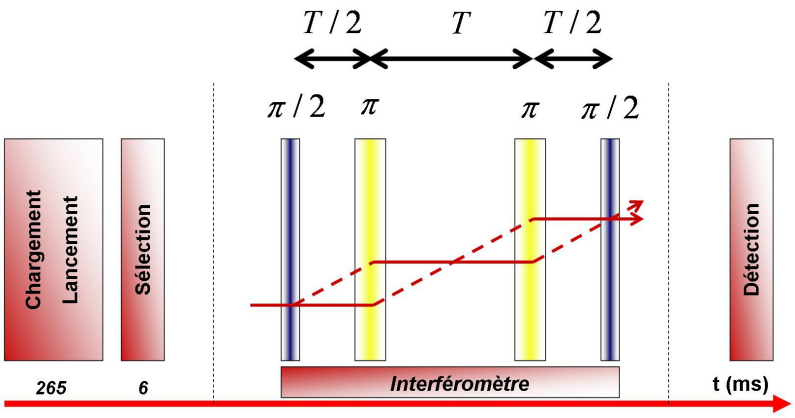

FIG. 5.2 – Schéma de la séquence de mesure du nouvel appareil comportant trois phases principales : la préparation des atomes, l'interféromètre et la détection.

- Dans un premier temps, les atomes de césium sont chargés dans un piège magnéto-optique 3D à partir d'un piège magnéto-optique 2D [44]. Ils sont ensuite refroidis puis lancés par une technique de mélasse mouvante [52] le long d'une trajectoire verticale.
- Les atomes sont ensuite soumis à une sélection micro-onde de l'état magnétique $|6S^{1/2}, F = 4, m_F = 0\rangle$. Les atomes situés dans cet état sont alors transférés vers l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ grâce à une antenne placée à l'extérieur de l'enceinte à vide. Les atomes restant dans l'état $|6S^{1/2}, F = 4\rangle$ sont ensuite éliminés à l'aide d'un faisceau pousseur lors du premier passage dans la zone de détection. Un faisceau Raman permet également de réaliser une sélection en vitesse des atomes participant à l'interféromètre.
- Les atomes ainsi préparés sont soumis à une séquence de 4 impulsions Raman stimulées $\pi/2$-π-π-$\pi/2$ réalisée de manière symétrique par rapport à l'apogée de la trajectoire dans la zone interférométrique. Les impulsions lumineuses sont réalisées dans la direction horizontale en utilisant une configuration rétro-réfléchie. Celles-ci sont effectuées à l'aide de deux systèmes de mise en forme distincts et réalisant respectivement les deux impulsions $\pi/2$ ou les deux impulsions π.

- A la sortie de l'interféromètre, les atomes se trouvent dans une superposition des états $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$. Le rapport entre ces deux populations est mesuré par une technique de fluorescence dans la zone de détection. L'acquisition du signal de fluorescence par un jeu de quatre photodiodes permet de calculer le déphasage de l'interféromètre et ainsi d'obtenir une mesure de la vitesse de rotation.

Améliorations apportées au nouveau prototype

De manière à dépasser les limites du premier appareil, le nouveau prototype présente, dans sa conception un certains nombre d'améliorations notables.

Tout d'abord, l'unique piège magnéto-optique 3D est chargé directement à l'aide d'un piège magnéto-optique 2D et non à partir d'une vapeur thermique. Ce procédé, très largement utilisé dans de nombreuses expériences en physique atomique [44, 84], permet à la fois d'augmenter le nombre d'atomes utiles et le taux de chargement du piège 3D. L'augmentation du nombre d'atomes utilisé dans une séquence permet de repousser la limite fixée par le bruit de projection quantique. En outre, la réduction du temps de chargement réduit parallèlement les temps morts de la séquence garantissant un meilleur moyennage du signal. Un faisceau laser Raman a également été adjoint au niveau du piège magnéto-optique 3D de manière à pouvoir réaliser une sélection en vitesse des atomes participant à l'interféromètre. Cette sélection permet d'augmenter le rapport signal à bruit de l'appareil en améliorant le contraste des franges d'interférences.

Les 4 impulsions Raman stimulées sont réalisées à l'aide de deux collimateurs indépendants. Les atomes interagissent alors avec les lasers au centre de chaque faisceau. Ce procédé permet de limiter efficacement l'impact des défauts de front d'onde sur le déphasage de l'interféromètre. Les fluctuations de trajectoires ont alors un effet amoindri dans la mesure où les atomes explorent toujours une zone du faisceau laser où la phase dépend peu de la position garantissant ainsi la stabilité long-terme de l'appareil.

D'autre part, l'utilisation d'une trajectoire verticale confère à l'appareil une grande polyvalence. Elle permet notamment de faire varier le temps d'interaction total $2T$ sur de très larges gammes (de quelques millisecondes à 800 ms) en changeant simplement la vitesse de lancement du nuage atomique et l'espacement entre les impulsions Raman. En outre, dans cette configuration, la réjection des accélérations est assurée par le recouvrement naturel des deux demi-interféromètres. L'ajustement

de la trajectoire est alors beaucoup moins critique que dans l'ancien dispositif. En effet, il suffit dans ce cas de s'assurer de la superposition de la trajectoire lors de la montée et de la descente des atomes. Cette condition est automatiquement réalisée lorsque les atomes sont lancés dans la direction verticale si les impulsions Raman sont réalisées de manière symétrique par rapport à l'apogée.

Enfin, la configuration en fontaine permettra, dans l'avenir, un fonctionnement jointif de l'expérience pour réaliser des mesures quasi-continues. Pour ce faire, les séquences de mesure sont entrelacées de manière à assurer en permanence la présence d'une boule d'atomes dans l'interféromètre. Ce procédé permet de limiter plus efficacement l'effet d'échantillonnage des vibrations et ainsi de réduire considérablement le bruit court-terme du capteur tout en supprimant les temps morts.

Applications et performances

Le nouveau prototype de gyromètre de très haute sensibilité possède une configuration particulièrement adaptée à la mesure de la rotation de la Terre et, de manière générale, aux applications géophysiques. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'effet d'une rotation du capteur dans le référentiel du laboratoire n'a pas le même impact sur le déphasage de l'interféromètre que la rotation de la Terre. En effet, une rotation de l'appareil dans le référentiel du laboratoire entraîne parallèlement une variation d'accélération, due à la projection de $\vec{g}$, le long de l'axe des lasers. Cet appareil est donc bien adapté à une utilisation fixe dans le référentiel terrestre de manière à éprouver la projection de la rotation de la terre selon son axe d'entré horizontal. Par ailleurs, l'augmentation de l'aire interférométrique permettra de déterminer les nouveaux effets limitant la sensibilité de ce type de capteur et d'en mener une étude détaillée.

L'augmentation simultanée du nombre d'atomes et du temps d'interaction total de l'interféromètre par rapport à l'ancien dispositif nous permet d'espérer des performances court terme au niveau de 1×10^{-9} rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$. La moyenne d'une telle mesure sur des temps longs de l'ordre de 10000 s nous permettrait potentiellement d'atteindre une sensibilité dans la gamme des 10^{-11} rad.s^{-1}. Un tel niveau de sensibilité sur ces échelles de temps ouvrirait la voie à des mesures de fluctuations de la rotation de la Terre induites par le mouvement lent de son axe de rotation [85]. Le niveau de performance attendu du nouveau prototype présente donc des perspectives d'applications nouvelles pour ce type de capteurs [86, 87, 88].

5.1.2 Dispositif expérimental

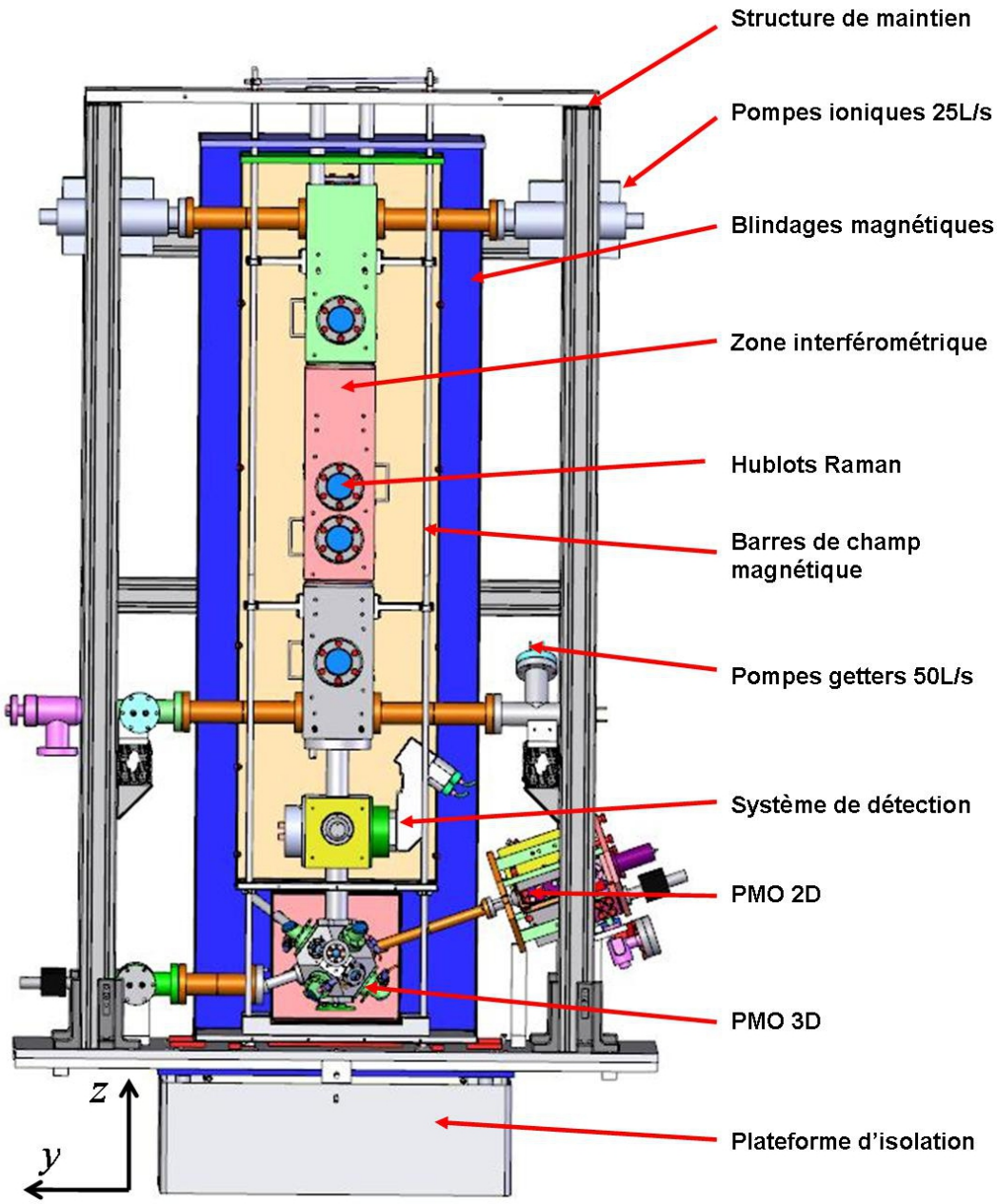

FIG. 5.3 – Schéma de l'ensemble du nouveau prototype de gyromètre.

Enceinte à vide

L'enceinte à vide dans laquelle sont manipulés les atomes de césium est présentée sur la figure 5.5. Celle-ci a été réalisée entièrement en titane (Ref. TA6V forgé). Ce

métal amagnétique possède une faible conductivité électrique ($2{,}34\times10^6$ S.m^{-1}). Ces caractéristiques réduisent considérablement l'induction de courants de Foucault et de champs magnétiques parasites à proximité des atomes, assurant ainsi un environnement idéal pour les mesures de précisions. De plus, il s'avère particulièrement adapté à la mise sous ultra-vide. En effet, son état de surface après usinage est de très bonne qualité réduisant ainsi la surface effective sous vide. La désorption des parois de l'enceinte est alors très faible après étuvage. La dureté du titane permet également d'assurer l'étanchéité entre les différentes parties de l'enceinte à vide à l'aide de couteaux reposant sur des joints en cuivre.

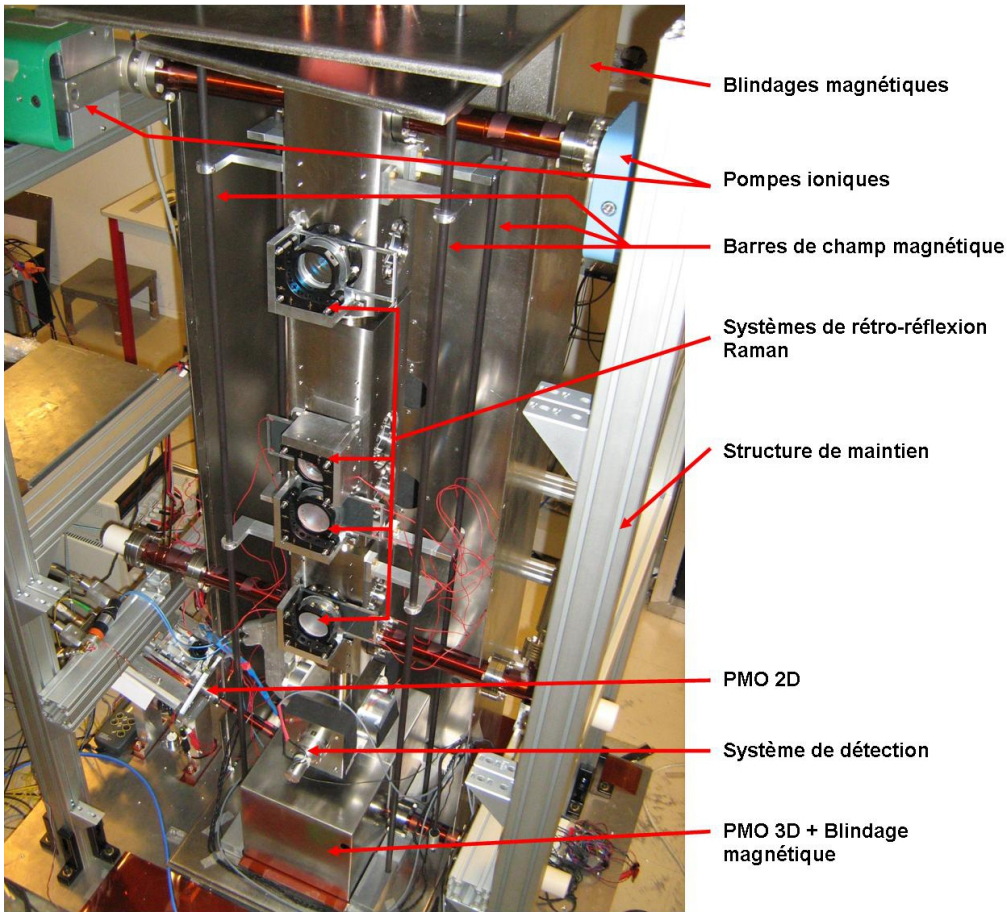

Fig. 5.4 – Photographie de l'ensemble du nouveau dispositif expérimental.

L'ensemble des hublots de l'enceinte à vide est en BK7, traité anti-reflet à $\lambda = 852$ nm sur les deux faces. L'étanchéité entre l'enceinte en titane et les hublots est assurée à l'aide de joints en indium écrasés entre les deux surfaces. Le maintien de

l'ultra-vide de l'ensemble de l'enceinte est assuré grâce à plusieurs pompes. L'enceinte à vide présente 4 parties principales :

- **Le piège magnéto-optique 2D (PMO 2D) :** Partie dans laquelle les atomes sont confinés dans deux directions de l'espace à partir d'une vapeur thermique et poussés vers le centre du piège magnéto-optique 3D. C'est sur cette partie qu'est adaptée la réserve de césium. Le maintien du vide dans cette partie est assuré grâce à une pompe ionique 2 L.s^{-1}.
- **Le piège magnéto-optique 3D (PMO 3D) :** Cette partie constitue, à proprement parler, la source atomique. C'est dans cette zone que les atomes sont chargés, lancés puis sélectionnés de manière à obtenir la préparation de l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$. Le maintien du vide dans cette partie est assuré grâce à une pompe ionique 2 L.s^{-1} et à une pompe getters 50 L.s^{-1} (SAES GT50).
- **La zone interférométrique :** Il s'agit de la partie dans laquelle les atomes sont lancés en chute libre le long d'une trajectoire verticale. L'intérieur de l'enceinte est cylindrique, de diamètre ϕ=46 mm de manière à laisser le nuage atomique s'étendre librement dans la direction transverse au cours de sa chute. Cette partie de l'enceinte est équipée de 17 hublots (ϕ=60 mm) placés à différentes hauteurs. Ces hublots permettent le passage des faisceaux lasers pour les transitions Raman stimulées. La multiplicité des accès optiques autorise des configurations interférométriques très variées et permet notamment d'augmenter graduellement le temps d'interaction total, allant de quelques millisecondes lorsque les quatres impulsions de l'interféromètre sont réalisées sur une même fenêtre, jusqu'à $2T = 800$ ms lorsque l'interféromètre est réalisé entre les fenêtres du bas et les fenêtres du haut. Le maintien de l'ultra-vide dans cette partie est assuré grâce à deux pompes ionique 25 L.s^{-1} et à deux pompes getters 50 L.s^{-1}. Le niveau de pression résiduelle dans cette partie est inférieur à 10^{-9} mbar.
- **La zone de détection :** Cette partie est située entre le PMO 3D et la zone interférométrique. C'est dans cette partie qu'est mesurée la probabilité de transition des atomes lors de la descente, après l'interféromètre. Deux accès optiques (ϕ=50 mm) permettent le passage de deux nappes lasers de détection. Deux autres accès (ϕ=60 mm) sont destinés à l'adaptation d'un système optique permettant d'imager et de mesurer la fluorescence émise par les atomes au passage dans les nappes lasers.

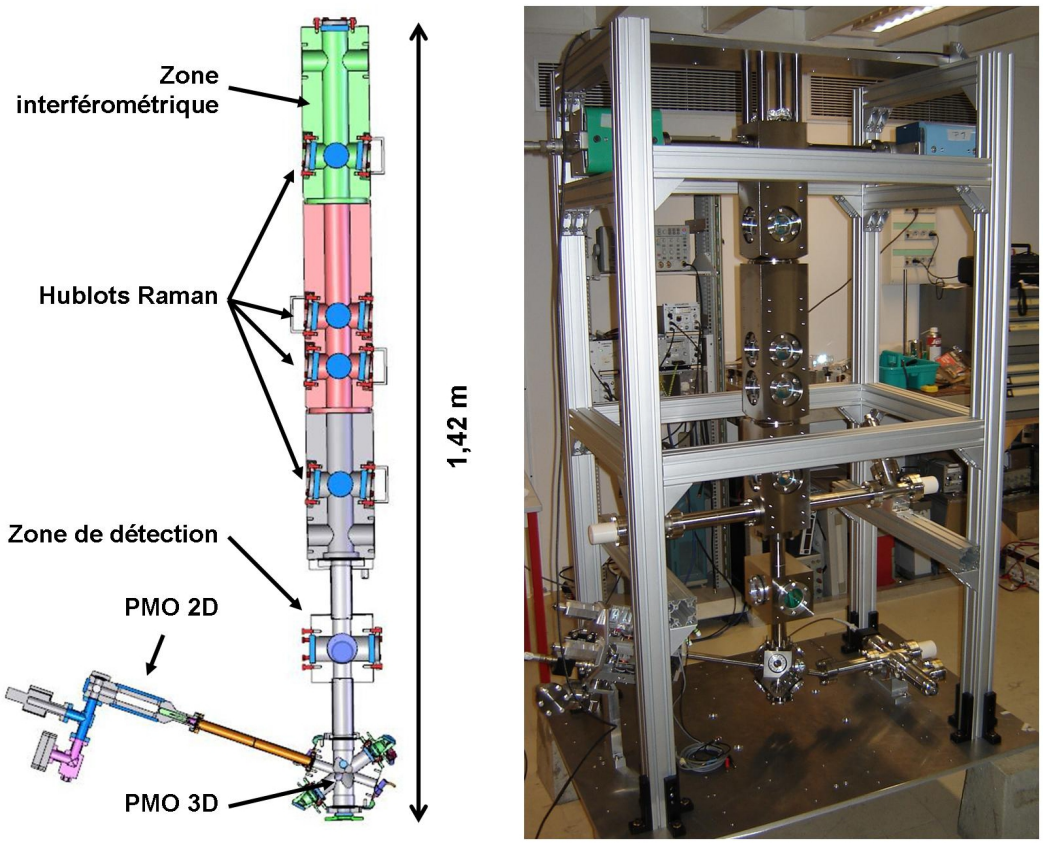

FIG. 5.5 – *A gauche* : Schéma en coupe de l'enceinte à vide montrant la zone interférométrique, la zone de détection, le PMO 2D et le PMO 3D. *A droite* : Photographie de l'enceinte à vide équipé du système de pompage reposant sur la structure de maintien.

Champ magnétique et blindages magnétiques

Quatre barres verticales de cuivres de diamètre ϕ=10 mm permettent d'assurer un champ magnétique de biais homogène d'environ 40 mG dans la zone interférométrique. Ce biais est utilisé afin de définir l'axe de quantification pour les transitions Raman stimulées. Les barres sont donc reliées en configuration de Helmholtz et parcourues par un courant de I=1 A de manière à définir un champ $\vec{B}_x$ horizontal dans la direction de propagation des faisceaux Raman. La figure 5.6 représente la carte du champ magnétique généré par les barres calculé dans le plan horizontal. Le rapport des espacements des barres dans les directions x et y est de $\sqrt{3}$. Cette configuration permet d'assurer un champ magnétique homogène suivant x dans la zone où voyagent les atomes.

L'ensemble de l'expérience est entouré de deux couches de blindages magnétiques en mu-métal. La première couche est constituée, d'une part, d'un blindage recouvrant

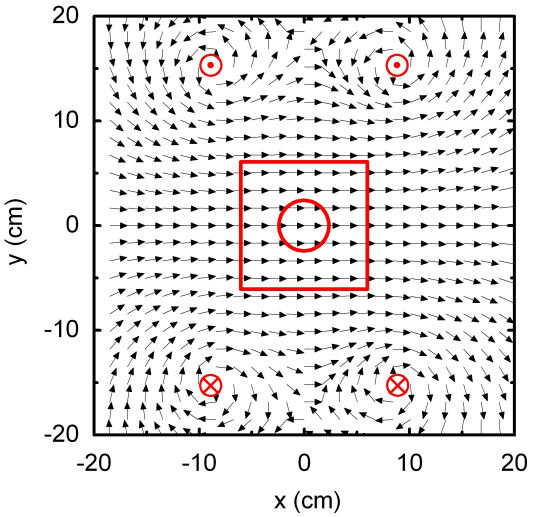

FIG. 5.6 – Calcul de la carte du champ magnétique de biais généré par les 4 barres de cuivre dans le plan (x,y). Le rapport entre l'espacement des barres suivant x et y est de $\sqrt{3}$. On représente également une vue en coupe de la zone interférométrique.

la zone interférométrique et la zone de détection , et d'autre part, d'un blindage indépendant recouvrant le PMO 3D. La seconde couche de blindage magnétique enveloppe l'ensemble du corps de l'enceinte à vide, à l'exception du PMO 2D et des pompes. Les deux couches de blindage, séparées de 130 mm, permettent d'obtenir une atténuation du champ magnétique ambiant d'un facteur ~ 500. Toutes les pièces contenues à l'intérieur des blindages sont amagnétiques. Les métaux utilisés pour réaliser les pièces d'assemblage sont donc principalement du titane, de l'aluminium, de l'arcap, du cuivre et du laiton.

Système Raman

Les deux faisceaux lasers permettant de réaliser les transitions Raman stimulées sont générés à partir d'un banc détaillé dans le chapitre 6 [37, 54]. A l'issue de ce dispositif, les deux fréquences lasers sont injectées conjointement dans deux fibres optiques et conduites jusqu'à l'enceinte à vide. Le banc laser possède donc deux voies de sorties permettant de réaliser des impulsions Raman sur deux zones distinctes.

A la sortie de la fibre, le faisceau est collimaté grâce à un doublet achromatique de focale $f = 240$ mm. Le rayon du faisceau gaussien à $1/e^2$ (*waist*) ainsi obtenu est de 20 mm. La largeur de ce faisceau assure une bonne homogénéité de la phase du front d'onde au voisinage du centre.

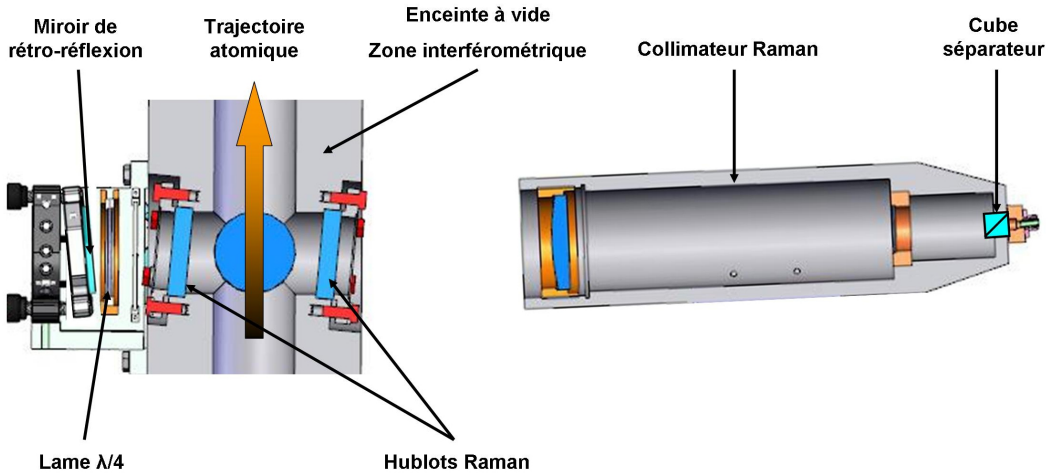

FIG. 5.7 – Schéma du système Raman comportant un collimateur, un miroir de rétro-réflexion et une lame $\lambda/4$. L'axe optique est légèrement incliné par rapport à l'horizontale de manière a garantir un effet Doppler suffisant. Les hublots sont inclinés pour éviter les réflexions parasites.

Le système de rétro-réflexion du faisceau Raman est fixé directement à l'enceinte à vide (figure 5.7). Il est constitué d'un miroir de diamètre $\phi = 50$ mm (planéité $\lambda/20$ RMS) et d'une lame $\lambda/4$ de diamètre $\phi = 50$ mm. Cette lame est placée de manière à ce que la polarisation du faisceau réfléchi soit orthogonale à celle du faisceau incident. Cette configuration $Lin \perp Lin$ autorise les transitions Raman contre-propageantes et interdit simultanément les transitions co-propageantes [32]. L'ensemble du système optique est aligné par auto-collimation. La direction absolue du faisceau est inclinée d'un angle de $\sim 4°$ par rapport à la direction horizontale de manière à garantir l'effet Doppler nécessaire pour lever la dégénérescence des transitions suivant $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$.

Un soin particulier a été apporté pour limiter les effets de réflexions multiples dans le système. Ainsi, la lame $\lambda/4$ et les hublots de l'enceinte sont inclinés de 6° par rapport à la direction du faisceau. De plus, un cube séparateur de polarisation est positionné à la sortie de la fibre de manière à dévier la lumière rétro-réfléchie et ainsi de limiter la lumière rétro-diffusée sur la face d'entrée de la fibre.

Plateforme d'isolation et sismomètre

L'ensemble du prototype est placé sur une nouvelle plateforme d'isolation passive (MinusK 900BM-1C), de manière à limiter l'influence des vibrations ambiantes sur l'interféromètre. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre 2, bien que l'interféromètre à 4 impulsions soit insensible aux accélérations horizontales constantes, celui-ci peut néanmoins être perturbé par les variations d'accélérations horizontales

entre les deux demi-interféromètres. Nous avons caractérisé cette plateforme selon les axes horizontaux et verticaux à l'aide d'un sismomètre (Guralp-T4F34), les spectres de bruit de vibration sont analogues à ceux présentés au chapitre 3.

Dans le régime de fonctionnement nominal du prototype, le sismomètre est placé au plus proche des miroirs de rétro-réflexion du système Raman. Ce procédé, analogue à celui démontré dans le chapitre 3, permettra une réjection efficace du bruit de vibration résiduel de la plateforme pour les interféromètres utilisant des grands temps d'interaction garantissant ainsi la stabilité court-terme de l'appareil dans cette configuration.

5.2 Caractérisation de la nouvelle source d'atomes froids

La nouvelle source d'atomes froids est constituée d'un piège magnéto-optique 3D chargé par un piège magnéto-optique 2D. Nous détaillons ici les caractéristiques principales de ces deux ensembles.

5.2.1 Le piège magnéto-optique 2D

Le piège magnéto-optique 2D permet le confinement des atomes de césium à partir d'une vapeur thermique dans deux directions de l'espace [89, 90]. Un dispositif analogue à celui que nous présentons ici a été étudié dans la référence [44]. Le refroidissement transverse des atomes est réalisé grâce à 12 faisceaux elliptiques en configuration σ^+/σ^- obtenus par rétro-réflexion de 3 faisceaux dans chacune des deux directions (figure 5.8). Dans chaque direction, 3 faisceaux sont obtenus par division d'un même faisceau elliptique à l'aide de cubes à séparateur de polarisation et de lames $\lambda/2$ et sont rétro-réfléchis via une lame $\lambda/4$.

Le maintien de la vapeur thermique de césium est assuré par une réserve située à proximité de la zone de piégeage. Celle-ci est chauffée en permanence à $\sim 50°$C de manière à maintenir une pression de vapeur de Cs dans cette partie de l'enceinte de $1,3 \times 10^7$ hPa. L'enceinte est équipée de 4 hublots rectangulaires 90 x 25 mm pour le piégeage transverse des atomes. Un hublot circulaire dans la direction longitudinale permet le passage d'un faisceau pousseur.

Les deux faisceaux elliptiques initiaux du pièges magnéto-optique 2D sont mis en forme grâce à deux collimateurs elliptiques (figure 5.9). Ces collimateurs sont constitués de deux lentilles cylindriques de focale $f_1 = 50$ mm et $f_2 = 100$ mm qui permettent d'obtenir un faisceau de 24 mm de diamètre à $1/e^2$ suivant le grand axe.

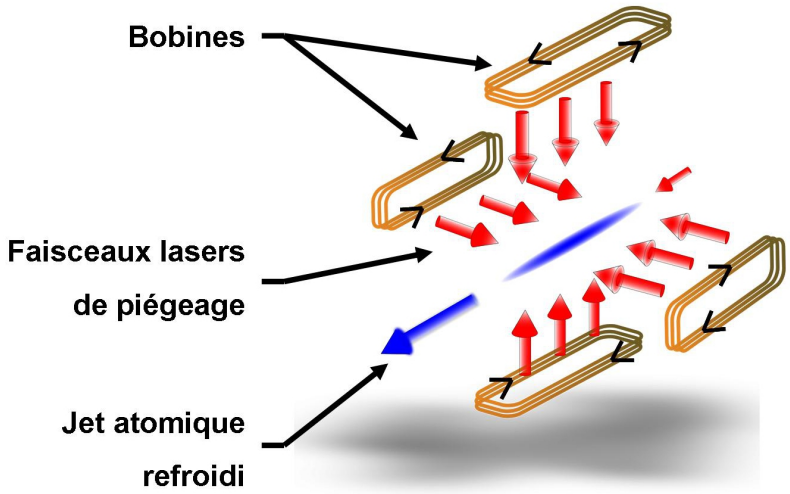

FIG. 5.8 – Schéma de principe du piège magnéto-optique 2D. Les atomes sont confinés dans deux directions de l'espace grâce à 6 paires de faisceaux lasers et 4 bobines rectangulaires.

Le rapport d'ellipticité entre les deux direction est de 2. L'utilisation de faisceaux elliptiques permet de piéger des atomes sur une zone continue de 80 mm dans la direction longitudinale. Les faisceaux de piégeage ont une intensité au centre de 3,5 mW.cm^{-1} et sont désaccordés de $-2\ \Gamma$ par rapport à la transition fermée de refroidissement $|F=4\rangle \leftrightarrow |F'=5\rangle$. Un faisceau laser repompeur (1% de la puissance totale) est également superposé à l'entrée de la fibre pour assurer une bonne efficacité de piégeage. Un troisième faisceau cylindrique de diamètre 1 mm, de puissance 10 μW et de même fréquence, orienté suivant la direction longitudinale, permet de pousser les atomes piégés transversalement jusqu'au centre du piège magnéto-optique 3D.

Le système est entouré d'un ensemble de 4 bobines en configuration anti-Helmholtz permettant de générer le gradient de champ magnétique nécessaire pour piéger les atomes au centre de la zone de capture. Ces bobines rectangulaires (150 x 50 mm) sont parcourues par un courant de 2,3 A et comporte chacune 89 spires. Elles permettent d'obtenir un gradient de champ magnétique de 20 G.cm^{-1} dans la zone de piégeage.

Le dispositif ainsi constitué permet d'obtenir un flux atomique refroidi de 4×10^9 atomes/s au niveau du piège magnéto-optique 3D situé 34 cm plus loin. La vitesse moyenne des atomes dans la direction longitudinale est de 20 m.s^{-1}. Les atomes possèdent une distribution en vitesse transverse à la sortie du système d'une largeur typique de 105 mm.s^{-1}.

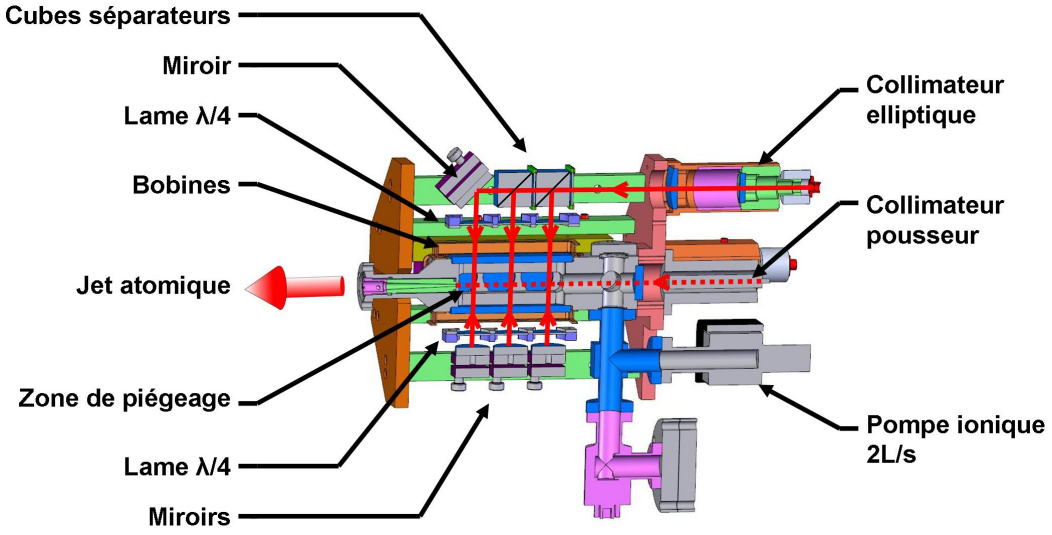

FIG. 5.9 – Schéma en coupe du piège magnéto-optique 2D. Le refroidissement transverse des atomes est réalisé à l'aide de trois faisceaux elliptiques successifs rétro-réfléchis dans le plan vertical. Un système analogue assure le refroidissement des atomes dans le plan horizontal.

5.2.2 Le piège magnéto-optique 3D

Caractéristiques

Géométrie du piège : Le piège magnéto-optique 3D permet le piégeage et le refroidissement des atomes selon les 3 directions de l'espace [91]. Le refroidissement des atomes est assuré par 6 faisceaux lasers contre-propageants indépendants et orientés suivant un trièdre orthogonal. Cette géométrie permet le lancement des atomes à une vitesse v_0 suivant la première bisectrice (1,1,1) du trièdre [92, 93], orientée ici verticalement (figure 5.10).

La polarisation des 3 paires de faisceaux contre-propageants est ajustée dans une configuration σ^+/σ^-. Le confinement des atomes au centre du piège est assuré par un gradient de champ magnétique de 10 G.cm^{-1} généré par une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz.

L'enceinte à vide du piège magnéto-optique 3D est équipée de 6 hublots (ϕ = 35 mm) pour le passage des faisceaux pièges. En outre, 3 autres accès optiques permettent d'adapter des systèmes de mesure de la fluorescence du piège. Deux autres accès permettent d'adapter les pompes et le PMO 2D.

Collimateurs de refroidissement : Les collimateurs utilisés pour réaliser le piégeage sont ceux du premier prototype de gyromètre. Leur conception a été détaillée

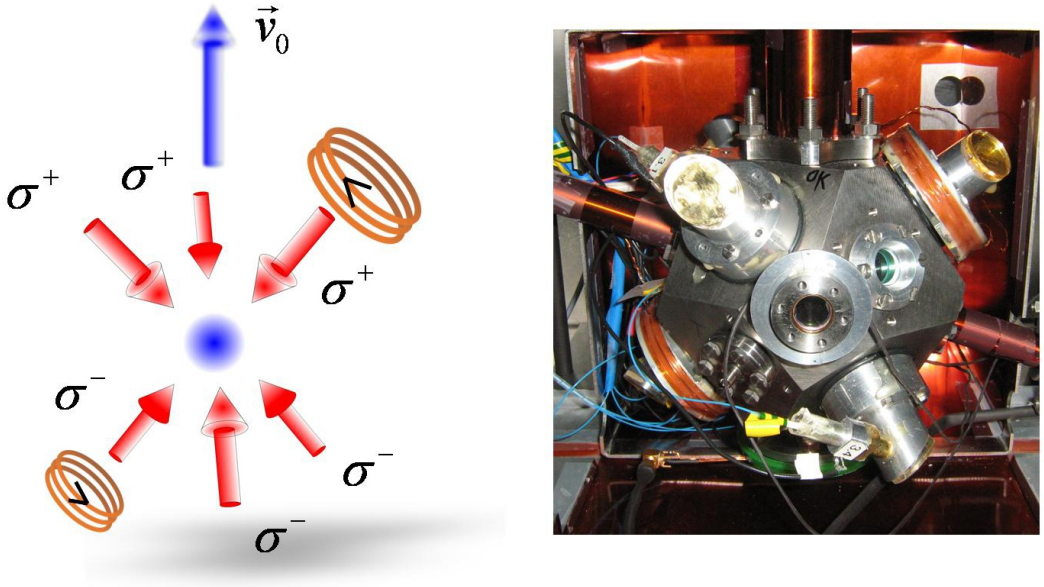

FIG. 5.10 – *A gauche* : Schéma du piège magnéto-optique 3D. On représente les faisceaux pièges en configuration σ^+/σ^- ainsi que les bobines générant le gradient de champ magnétique. *A droite* : Photo du piège magnéto-optique équipé de ses collimateurs.

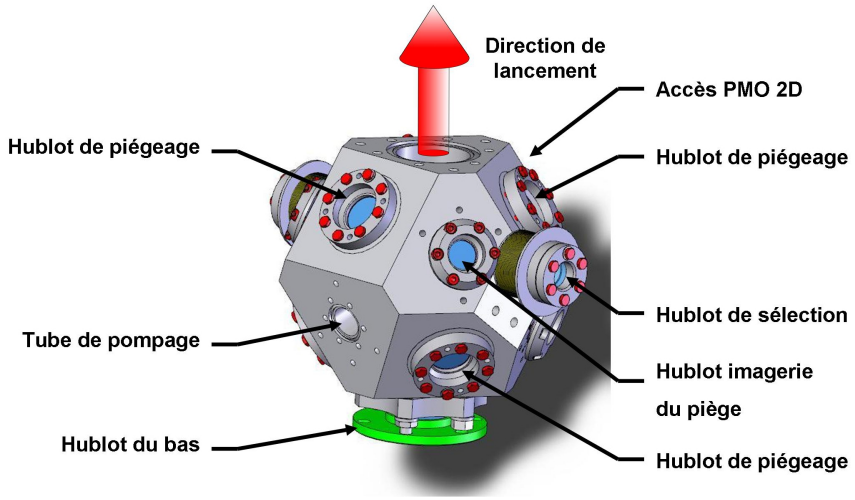

FIG. 5.11 – Schéma de l'enceinte à vide du PMO 3D possédant de multiples accès optiques. La géométrie mécanique de l'enceinte permet de lancer les atomes selon la première bisectrice (1,1,1) du trièdre définit par les faisceaux de piégeage.

dans la référence [36]. Ils permettent d'obtenir un faisceau de waist 9 mm avec une intensité au centre de 3,7 mW.cm^{-1}, soit environ 3 I_{sat} à résonance. Les bobines servant à générer le gradient de champ magnétique sont ajustées directement sur deux de ces collimateurs contra-propageants.

Alignement des faisceaux : La direction absolue des trois axes du trièdre de piégeage définit la direction de lancement des atomes et doit donc être ajustée minutieusement. Pour cela, on prend pour référence les faces mécaniques de l'enceinte du piège dont l'usinage est garanti à 50 μrad. On place ainsi un miroir de référence en contact avec l'enceinte derrière un des hublots piège. Le collimateur faisant face à ce miroir est aligné de manière à obtenir la rétro-injection dans sa fibre. Le miroir de référence est ensuite retiré et remplacé par le collimateur opposé. Celui-ci est à son tour aligné par injection du faisceau lui faisant face. Cette procédure, réitérée pour les 3 directions de piégeage, permet d'obtenir une définition des axes du trièdre à mieux que ~ 100 μrad.

Refroidissement et lancement des atomes

Le banc optique de refroidissement assure en temps réel un contrôle indépendant, en puissance et en fréquence, des trois faisceaux lasers du haut d'une part, et des trois faisceaux lasers du bas d'autre part. Ce pilotage est assuré par deux modulateurs acousto-optiques indépendants. Par ailleurs, un système de lame demi-ondes et de cube séparateurs de polarisation permet d'ajuster manuellement la puissance des faisceaux de lancement. La configuration géométrique utilisée permet le refroidissement et le lancement des atomes suivant la première bisectrice du trièdre orthogonal définit par les faisceaux lasers. Nous détaillons ici la séquence de lancement des atomes représentée sur la figure 5.12 :

- **Chargement des atomes :** Les atomes sont d'abord chargés dans le PMO 3D à partir du PMO 2D pendant 250 ms. Durant cette phase, le désaccord des faisceaux de piégeage est fixé à $-2\ \Gamma$. La puissance des faisceaux lasers du haut et du bas est équilibrée.
- **Mélasse optique :** Après la coupure du gradient de champ magnétique, les atomes sont conservés dans une mélasse optique pendant 6 ms de manière à laisser le champ magnétique ambiant décroître : le temps caractéristique de décroissance du champ magnétique dans le MOT 3D est de $\tau = 650$ μs. Le désaccord des faisceaux est alors fixé à $-5\ \Gamma$.
- **Lancement :** Les atomes sont ensuite lancés par une technique de mélasse mouvante [52] en changeant symétriquement le désaccord relatif entre les trois faisceaux pièges du haut et du bas d'une valeur $\pm\delta\nu$. Dans le référentiel en mouvement ainsi définit, le désaccord des faisceaux est fixé à $-2\ \Gamma$. Durant cette phase de 0,6 ms, la puissance relative des faisceaux du haut est diminuée

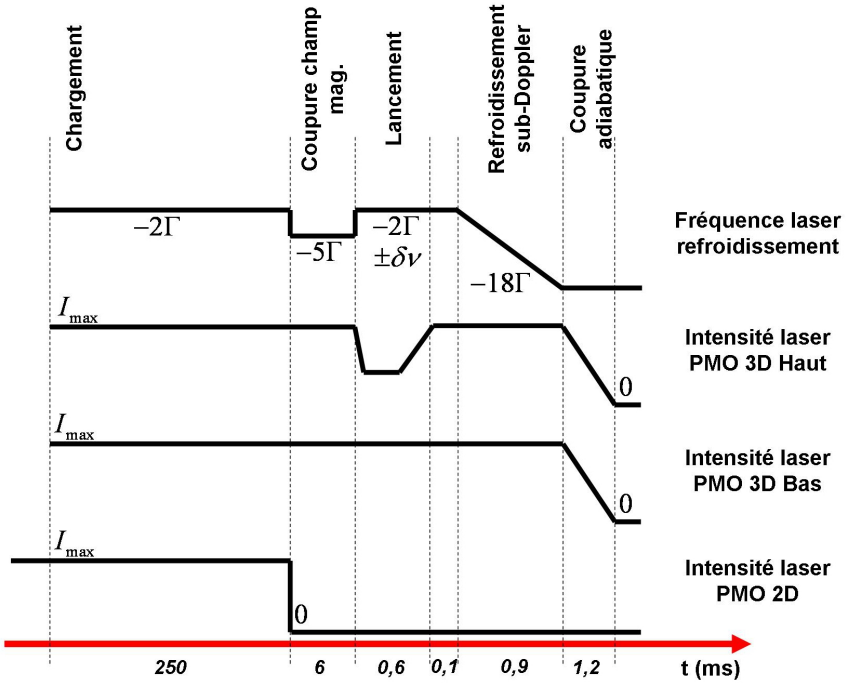

FIG. 5.12 – Chronogramme de la séquence de refroidissement et de lancement des atomes.

par rapport à celle des faisceaux du bas pour communiquer au nuage atomique l'accélération nécessaire au passage dans le référentiel en mouvement. Les puissances sont ensuite rééquilibrées à la fin de cette phase.

- **Refroidissement sub-Doppler :** Les atomes sont refroidis jusqu'à une température finale de 1,2 μK en augmentant progressivement le désaccord des faisceaux piège à -18Γ de la transition fermée de refroidissement $|F=4\rangle \leftrightarrow |F'=5\rangle$ durant 1 ms.
- **Coupure adiabatique :** La dernière phase consiste en une coupure progressive de la puissance des faisceaux pièges pendant 1,2 ms.

Caractérisation du chargement des atomes : La fluorescence émise par émission spontanée dans le piège durant son chargement est imagée par une lentille de focale $f = 20$ mm sur une photodiode (Hamamatsu S1317-66BQ). Ce système permet d'estimer le nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto-optique.

Le nombre de photons n émis spontanément par les atomes en une seconde est donné par :

$$n = \frac{\Gamma}{2}\,\frac{S}{S+1} \tag{5.2}$$

Le paramètre de saturation S s'exprime en considérant l'effet des 6 faisceaux du piège magnéto-optique :

$$S = 6\,\frac{\frac{I}{I_{\text{sat}}}}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \tag{5.3}$$

Dans les conditions de l'expérience on a $S = 0,48$. Le système optique présente une efficacité de collection $e = 0,25\%$ et le gain transimpédance du circuit de mesure est $G = 2,2 \times 10^6$ V.A^{-1}. On peut alors déduire le nombre d'atomes par Volt imagé par la photodiode :

$$N_{at/V} = 5,9 \times 10^8 \text{ atomes.V}^{-1} \tag{5.4}$$

Notons que cette estimation est plutôt pessimiste dans la mesure où nous avons considéré, pour ce calcul, l'ensemble des coefficients de Clebsch-Gordan égaux à 1.

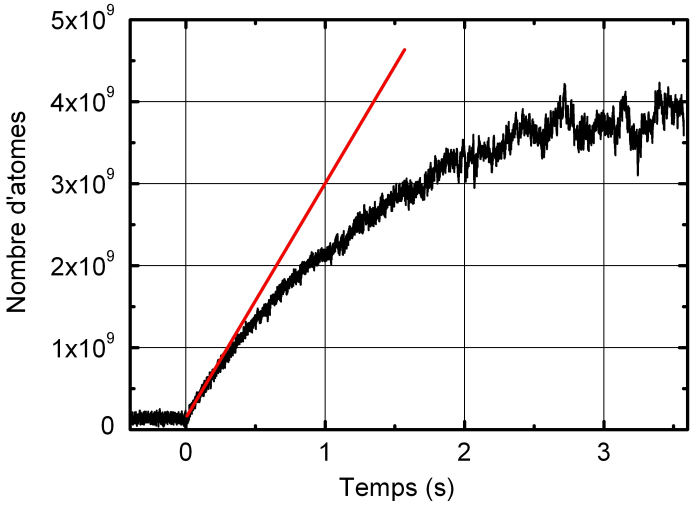

FIG. 5.13 – Courbe de chargement du piège magnéto-optique 3D mesuré à l'aide du système d'imagerie du piège.

On présente ainsi sur la figure 5.13 la courbe de chargement exponentielle du PMO 3D à partir du PMO 2D. La constante de temps de chargement du piège, déduite par un ajustement de la courbe, est de $\tau_{\text{ch}} = 1,42$ s. Le nombre d'atomes piégés dans l'état stationnaire est de $4,3 \times 10^9$ avec un taux de chargement de 3×10^9 atomes.s^{-1}.

Lancement des atomes : Le lancement des atomes est réalisé en changeant symétriquement le désaccord relatif entre les faisceaux pièges du haut et du bas d'une

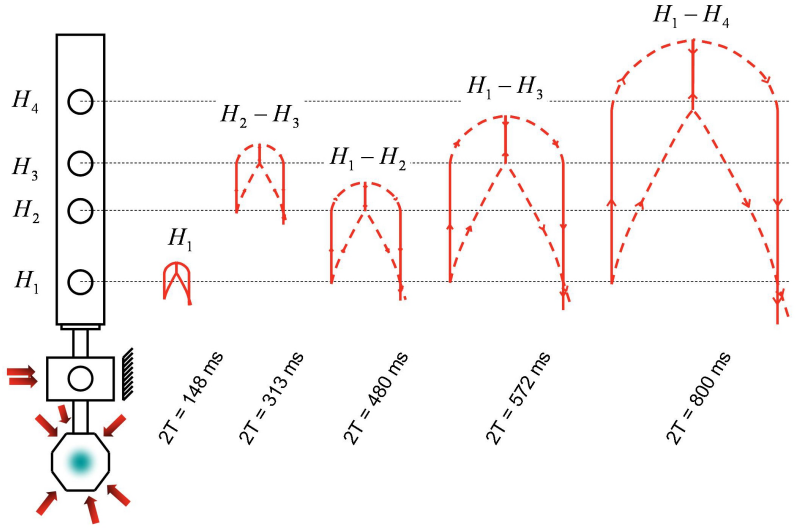

FIG. 5.14 – Schéma de différentes configurations interférométriques réalisables avec la nouvelle enceinte à vide.

Hublots	v_0 (m.s^{-1})	$\pm\delta\nu$ (MHz)	$2T$ (ms)	Temps de vol total (ms)	Aire (cm^2)
H_1	3,19	2,16	128	570	0,045
H_2-H_3	4,07	2,76	313	772	0,66
H_1-H_2	3,95	2,68	480	745	2,39
H_1-H_3	4,24	2,87	572	809	4,04
H_1-H_4	5,04	3,42	800	983	11,00

TAB. 5.1 – Configurations de lancement réalisable grâce à la nouvelle enceinte à vide.

valeur $\pm\delta\nu$. Les atomes dont alors piégés dans un référentiel en mouvement suivant la première bisectrice (1,1,1) du trièdre dont la vitesse est définie par l'effet Doppler [93] :

$$v_0 = \frac{\sqrt{3}}{2}\,\delta\nu\,\lambda \tag{5.5}$$

La nouvelle enceinte à vide offre la possibilité d'augmenter graduellement le temps d'interaction d'un interféromètre à 4 impulsions en ajustant simplement la vitesse de lancement v_0 des atomes. La disposition des 4 hublots Raman (H_1, H_2, H_3,H_4) permet de réaliser plusieurs configurations interférométriques résumées dans le tableau 5.1 et représentées sur la figure 5.14.

Détection des atomes :

Les atomes ainsi lancés sont détectés, à la descente, au niveau de la zone de détection par une technique de temps de vol. Le système de détection temporaire que nous utilisons ici est celui du premier prototype de gyromètre [37, 58]. Il est constitué d'un jeu de deux nappes lasers de détection rétro-réfléchies et accordées sur la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \longleftrightarrow |6P_{3/2}, F = 5\rangle$ entre lesquelles est insérée une nappe de laser repompeur. Les deux nappes sondes ont une section rectangulaire 10×5 mm et présentent un paramètre de saturation $S = 0,3$. Ces lasers sont polarisés circulairement.

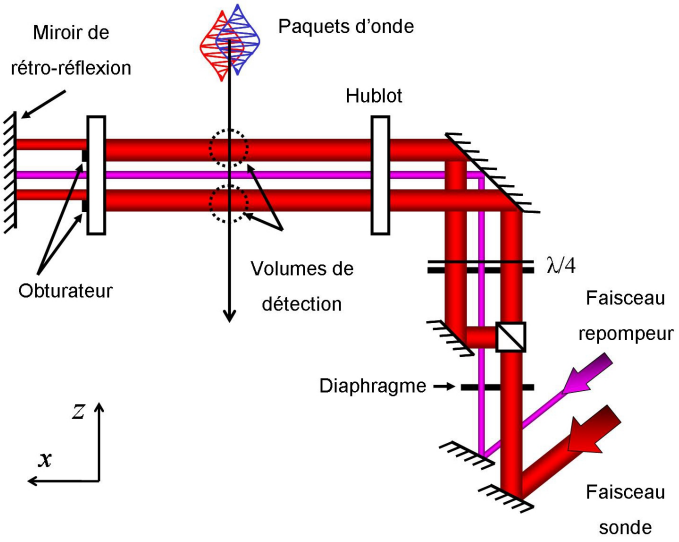

FIG. 5.15 – Schéma du système de détection. Les deux faisceaux sonde rétro-réfléchis sont générés à partir d'un même faisceau laser. Un faisceau laser repompeur est inséré entre ces deux nappes.

A l'issue de l'interféromètre, les atomes passent à travers la première nappe sonde. La fluorescence émise par les atomes dans l'état $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$ est collectée à l'aide d'un système d'imagerie (efficacité de collection $e = 0,1\%$) et focalisée sur une photodiode (Hamamatsu 1327BQ). Le signal de sortie s_1, donné par l'intégral du signal de temps de vol, est proportionnel au nombre d'atomes dans l'état $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$. La partie inférieure de cette sonde n'est pas rétro-réfléchie, les atomes détectés y sont donc poussés. Le nuage résultant, constitué d'atomes dans l'état $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$, est pompé optiquement vers l'état $|6S_{1/2}, F = 4\rangle$ au passage de la nappe laser repompeur. Ces atomes sont finalement détectés par la seconde nappe sonde et gênèrent un signal s_2 proportionnel au nombre d'atomes dans l'état $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$ à la sortie de l'interféromètre. Nous présenterons au chapitre 6 la conception d'un nouveau sys-

tème de détection plus efficace, fondé sur le même principe et adapté à ce nouveau prototype.

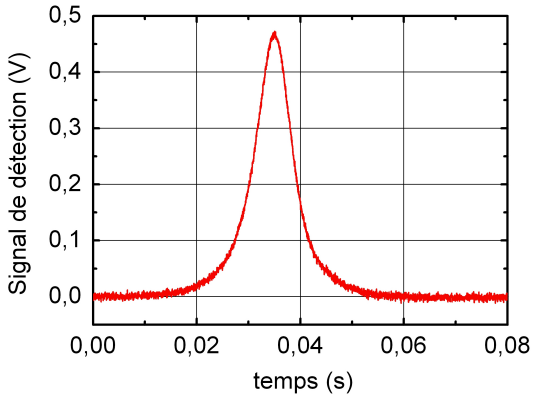

FIG. 5.16 – Signal de temps de vol obtenu à l'aide du système de détection provisoire pour une vitesse de lancement de 2,43 m.s^{-1}. La largeur de la distribution en vitesse des atomes est $\sim 2,5$ V$_{\text{rec}}$.

Ce système de détection permet de réaliser une première caractérisation de la température et du nombre d'atomes lancés lors de la séquence. La forme temporelle du temps de vol observé renseigne en effet sur la distribution en vitesse initiale des atomes. On présente sur la figure 5.16 le temps de vol mesuré pour un temps de chargement de 250 ms et un temps de vol total de 375 ms. Un ajustement gaussien du profil permet d'estimer la largeur de la distribution en vitesse initiale des atomes à $\sigma_v \sim 2,5$ V$_{\text{rec}}$ soit une température T de $1,2$ μK.

Sélection micro-onde et sélection Raman

Après la phase de lancement et de coupure adiabatique des faisceaux de piégeage, les atomes sont répartis dans l'ensemble des sous-niveaux Zeeman de l'état $|6S^{1/2}, F = 4\rangle$ avec une distribution en vitesse de largeur $\sim 2,5$ V$_{\text{rec}}$. Les atomes sont alors soumis à une sélection de l'état magnétique $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$. Il est également possible de réaliser une sélection en vitesse à l'aide d'une transition Raman.

Champ magnétique de sélection : L'enceinte à vide du piège magnéto-optique 3D est équipée de deux bobines en configuration Helmholtz orientées suivant la direction x. Ces bobines permettent de définir un champ de biais de 5 mG homogène dans la zone de piégeage des atomes. Elles sont constituées de 90 spires chacune et sont parcourues par un courant de 10 mA.

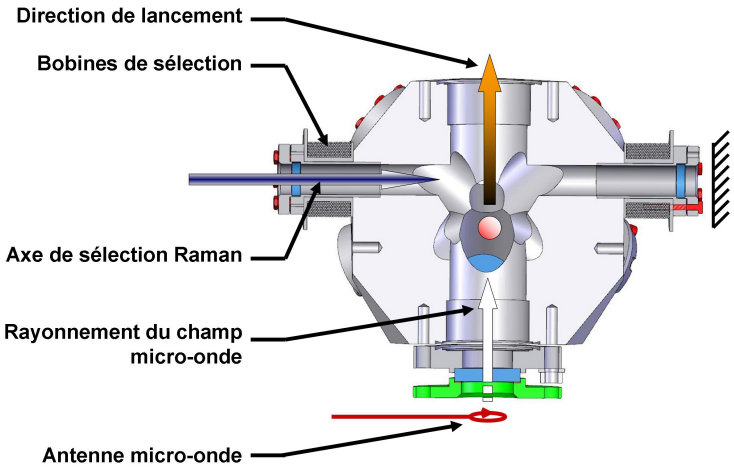

FIG. 5.17 – Schéma de coupe du PMO 3D représentant la géométrie de la sélection micro-onde et de la sélection Raman.

L'enceinte à vide est également équipée de hublots ($\phi = 25$ mm) situés dans l'axe de ces bobines de sélection. Le champ magnétique de biais est alors allumé juste après la phase de lancement des atomes. Il permet, non seulement de lever la dégénérescence des sous niveaux Zeeman pour la sélection de l'état magnétique, mais aussi de définir le champ de quantification pour la sélection en vitesse à l'aide d'un faisceau Raman.

Sélection micro-onde : Dans le but de réduire la sensibilité de l'interféromètre aux champs magnétiques parasites, les atomes sont sélectionnés dans l'état $m_F = 0$. Pour cela, les atomes initialement dans l'état $|6S^{1/2}, F = 4, m_F = 0\rangle$ sont transférés vers l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ en présence d'un champ magnétique de biais (figure 5.18). Le transfert est réalisé à l'aide d'une impulsion micro-onde de durée $\tau = 5$ ms à la fréquence de transition d'horloge du césium ($f = 9,192$ GHz, figure 5.19). Ce champ est rayonné grâce à une antenne (figure 5.18) de forme circulaire ($r = 4$ mm) adaptée à l'extérieur de l'enceinte à vide sur le hublot du bas (figure 5.17). Les atomes restant dans l'état $|6S^{1/2}, F = 4\rangle$ sont éliminés à l'aide d'un faisceau laser pousseur au niveau de la zone de détection lors de la montée du nuage atomique.

Ce système permet d'obtenir une sélection de l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$. Après l'impulsion de laser pousseur, la quantité d'atomes dans les autres états magnétiques est inférieure à 1%. On représente sur la figure 5.19 le spectre micro-onde obtenu en présence du biais de champ magnétique. Ce spectre est obtenu en changeant la

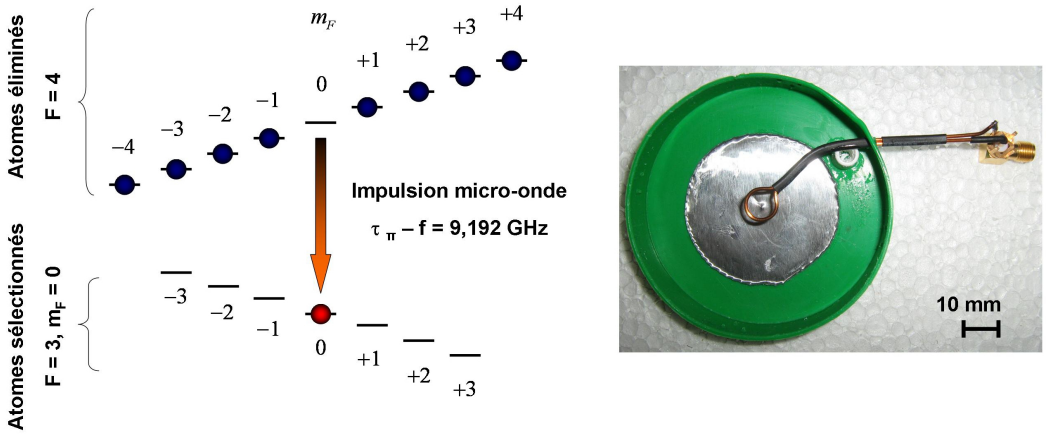

FIG. 5.18 – *A gauche* : Sélection de l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ par une impulsion π micro-onde en présence d'un champ magnétique de biais $B = 5$ mG. *A droite* : Photo de l'antenne ($\phi = 8$ mm) permettant de rayonner le champ micro-onde.

fréquence du champ émis par l'antenne circulaire. La population sélectionnée pour réaliser l'interféromètre correspond à la raie centrale ($m_F = 0$).

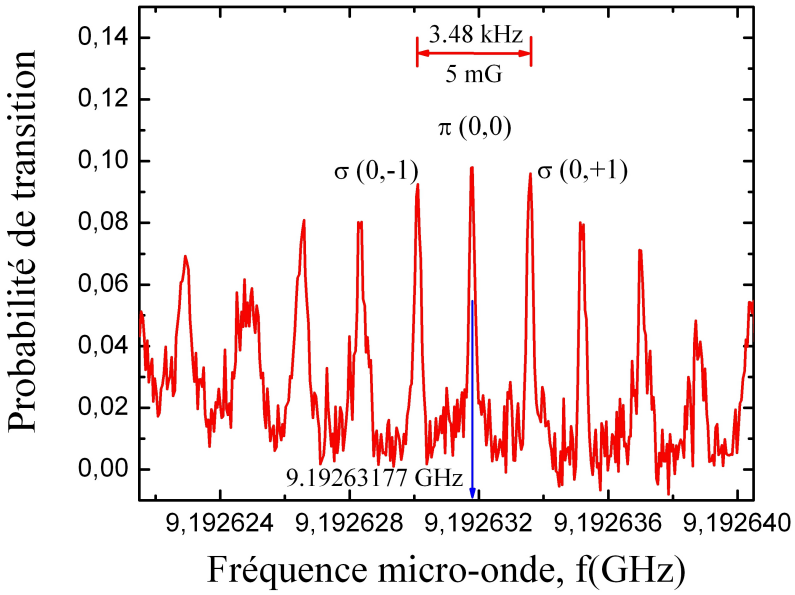

FIG. 5.19 – Spectre micro-onde obtenu en variant la fréquence de l'impulsion micro-onde de sélection. La séparation entre les différentes transitions magnétiques σ et π est imposée par le champ magnétique de sélection de 5 mG.

Sélection Raman : La disposition du hublot dans l'axe du champ magnétique rayonné par les bobines de sélection offre la possibilité de mettre en place un faisceau

Raman rétro-réfléchi de petit diamètre de manière à réaliser une sélection en vitesse des atomes lancés dans l'interféromètre [44]. Les atomes sont ainsi soumis à une impulsion π de profil carré et de durée τ_π. Ce processus transfère les atomes de l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ vers l'état $|6S^{1/2}, F = 4, m_F = 0\rangle$ en ne sélectionnant que la classe de vitesse atomique correspondant à une largeur σ_S (en m.s^{-1}) :

$$\sigma_S = \frac{\pi}{\tau_\pi \; k_{\text{eff}}} \tag{5.6}$$

Les atomes restant dans l'état $|6S^{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ peuvent alors être éliminés du nuage atomique au moyen d'un faisceau laser pousseur. Cette fonction n'a pas encore été mise place sur le nouveau prototype mais permettra d'améliorer le rapport signal à bruit de l'interféromètre en augmentant son contraste, la source atomique devenant alors plus monochromatique. Cette sélection constitue également un moyen efficace pour évaluer les effets systématiques dépendant de la largeur de la distribution en vitesse du nuage atomique (défauts de front d'onde). Enfin, elle permettra une étude approfondie du processus de double-diffraction présenté au chapitre 4.

5.2.3 Le banc optique de refroidissement

Le banc optique assurant la génération des faisceaux laser de refroidissement et de lancement des atomes est une adaptation du banc issu du premier prototype de gyromètre décrit en détail dans la thèse de Benjamin Canuel [36]. Nous résumons brièvement son fonctionnement sur la figure 5.20 ainsi que son adaptation à la nouvelle expérience.

Le laser repompeur et le laser de refroidissement sont des diodes lasers montées en cavité étendue linéaire utilisant un filtre interférentiel intra-cavité pour la sélection de la longueur d'onde [53]. La fréquence du laser repompeur est asservie sur le croisement de niveau $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \longleftrightarrow |6P_{3/2}, F' = 2/3\rangle$ par une technique de spectroscopie [94]. Ce laser est utilisé comme référence de fréquence pour l'ensemble de l'expérience. Il est également adjoint aux faisceaux de refroidissement de manière à obtenir un piégeage efficace des atomes.

Le laser de refroidissement est ensuite accordé autour de la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \longleftrightarrow |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$. Pour cela, une partie de la puissance de ce laser est superposée au laser repompeur pour obtenir un battement, mesuré à l'aide d'un photoconducteur rapide (Hamamatsu G4176, bande passante : 15 GHz). Ce signal micro-onde à $\sim 8,8$ GHz est alors comparé avec une référence de fréquence externe à 9,2 GHz de manière à obtenir un signal proportionnel à la fréquence du laser en sortie d'un

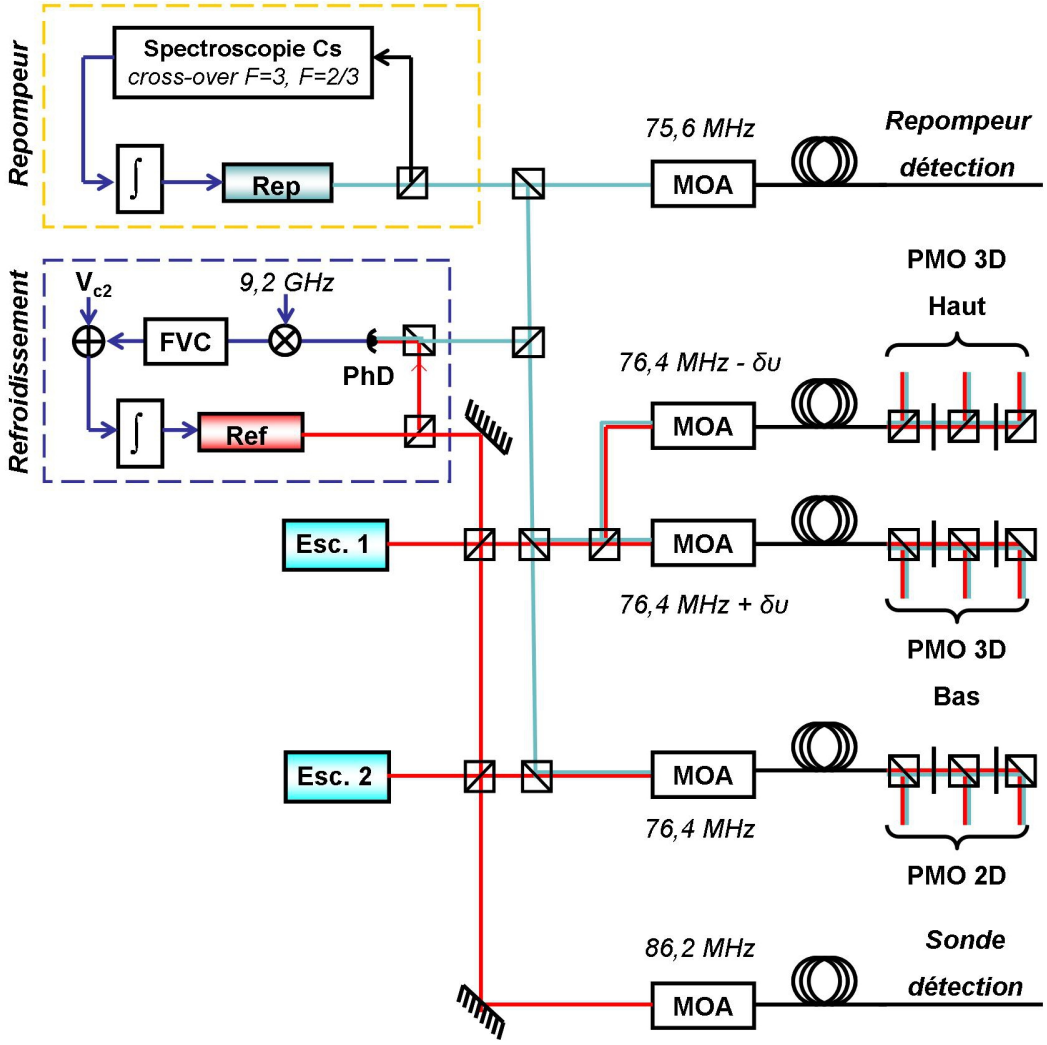

FIG. 5.20 – Schéma de principe du banc de refroidissement.

convertisseur fréquence-tension (FVC). La fréquence du laser de refroidissement peut alors être asservie et pilotée par la tension V_{c2} pour réaliser les différentes étapes du piégeage et du lancement des atomes. Afin de disposer d'une puissance suffisante, le laser ainsi asservi est injecté parallèlement dans deux diodes lasers esclaves permettant d'obtenir une puissance utile de 150 mW par faisceau. Ces deux diodes lasers sont utilisées respectivement pour le PMO 2D et le PMO 3D. Les faisceaux lasers sont ensuite injectés dans 3 modulateurs acousto-optiques (MAO) indépendants, modulés autour de 76 MHz, permettant d'obtenir un contrôle indépendant de la fréquence et de la puissance des faisceaux pièges issus de l'ordre de diffraction +1. Ce dispositif de

contrôle permet de réaliser les différentes étapes de refroidissement et de lancement des atomes décrit sur la figure 5.12.

5.2.4 La chaîne de synthèse micro-onde de refroidissement

La chaîne de synthèse micro-onde de refroidissement (figure 5.21) possède deux fonctions principales. D'une part, elle permet de générer la référence de fréquence à 9,2 GHz utilisée pour le verrouillage en fréquence du laser de refroidissement (figure 5.20). D'autre part, celle-ci génère un signal accordable autour de la fréquence d'horloge du césium de manière à réaliser la sélection micro-onde de l'état magnétique $m_F = 0$. Dans cette chaîne, les signaux micro-ondes sont synthétisés à partir d'un signal de référence à 100 MHz issu d'un quartz BVA asservi sur un maser à hydrogène du laboratoire. Une diode SRD (Step Recovery Diode) permet de générer un peigne de fréquence et ainsi de réaliser la synthèse micro-onde. Un filtrage indépendant de deux composantes du peigne créé permet d'isoler les deux fréquences nécessaires à la réalisation des deux fonctions de la chaîne. La sortie utilisée pour la sélection micro-onde est mélangée au signal issu d'un synthétiseur numérique (DDS). Ce signal peut alors être accordé autour de la fréquence d'horloge du césium (9,192 GHz). Un interrupteur RF, situé en amont du mélangeur, permet de réaliser les impulsions nécessaires à la phase de sélection de l'état magnétique.

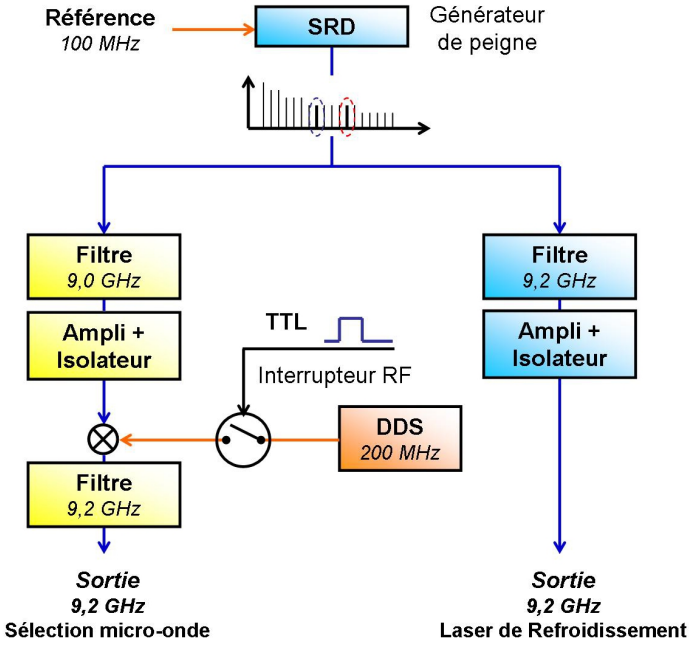

FIG. 5.21 – Schéma de principe de la chaîne de synthèse micro-onde utilisée pour le verrouillage en fréquence du laser de refroidissement et pour la sélection micro-onde.

Chapitre 6

Caractérisation du nouveau dispositif expérimental

Le nouveau prototype de gyromètre a fait l'objet d'une caractérisation préliminaire durant la dernière partie de mon travail de thèse. Nous présentons ici les aspects principaux de ces premiers résultats. Dans un premier temps, nous examinerons en détail le processus de génération des séparatrices Raman en menant une étude approfondie d'un amplificateur évasé à semi-conducteur bifréquence [54]. Ensuite, nous présenterons les premiers signaux obtenus grâce à ce nouvel interféromètre. Enfin, nous aborderons les perspectives expérimentales ouvertes par ce nouveau dispositif en présentant la conception d'un nouveau système de détection adapté à cette expérience.

6.1 Génération des séparatrices lumineuses

6.1.1 Le banc Raman

Le faisceau Raman, utilisé pour manipuler les paquets d'ondes atomiques dans l'interféromètre, est composé de deux fréquences optiques désaccordées de la fréquence d'horloge du césium ($f = 9,192$ GHz) située dans le domaine micro-onde. Il existe plusieurs méthodes permettant de générer un tel faisceau. Celui-ci peut être obtenu directement à partir d'un laser bi-fréquence [95], par génération de bande latérale unique à l'aide d'un modulateur électro-optique [96] ou encore par diffraction dans un modulateur acousto-optique [97]. On peut également envisager d'utiliser deux fréquences issues du filtrage d'un peigne de fréquence optique [98, 99]. La méthode utilisée dans notre expérience consiste à verrouiller en phase deux lasers

indépendants L1 et L2 [100]. Le banc optique permettant de générer les séparatrices lumineuses a été exposé de manière détaillée dans la thèse d'Alexandre Gauguet [37]. Nous en rappelons ici ses caractéristiques principales ainsi que les modifications qui y ont été apportées.

Les sources lasers : Le banc laser, présenté sur la figure 6.1, est constitué de deux diodes lasers (SDL 5422), notées L1 et L2, montées en cavité étendue [53] analogues à celles utilisées sur le banc de refroidissement (chapitre 5). Ces sources bénéficient d'une largeur spectrale réduite (14 kHz) et d'une grande accordabilité (44 GHz). Les diodes sont asservies autour de la température ambiante et alimentées par un courant de 80 mA. La puissance optique obtenue à la sortie du laser est alors de 45 mW. Les asservissements de fréquences sont réalisés grâce à une rétro-action sur le courant de la diode et sur la longueur de la cavité.

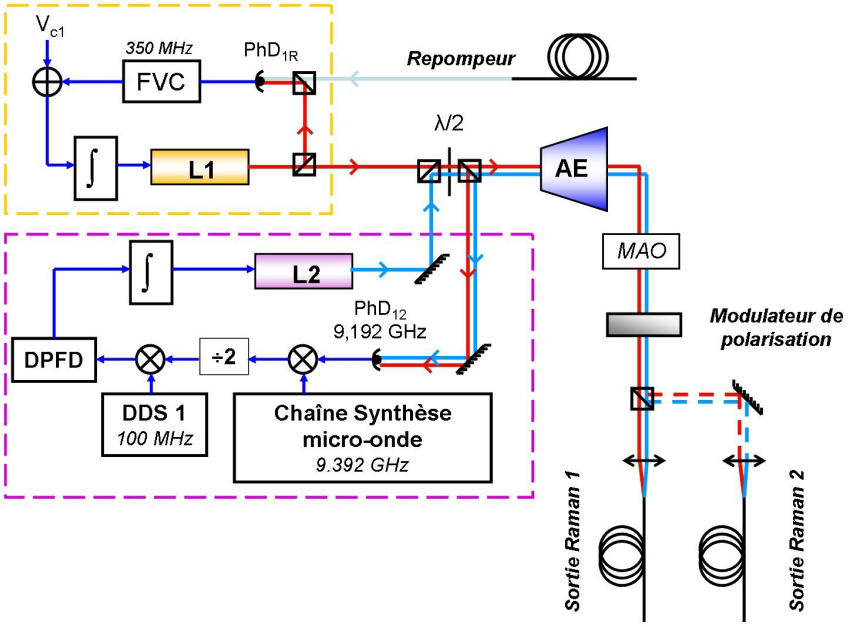

FIG. 6.1 – Schéma de principe du banc de génération des faisceau Raman.

Verrouillage en fréquence de L1 : La fréquence du premier laser L1 (figure 6.1) est asservie par comparaison avec le laser repompeur du banc de refroidissement. Le battement entre les deux lasers est mesuré à l'aide de la photodiode PhD_{1R}. La fréquence du laser L1 est alors ajustée afin d'obtenir un désaccord de 350 MHz vers le rouge par rapport au faisceau repompeur (annexe A). Ce désaccord permet de limiter l'émission spontanée lors des transitions Raman tout en conservant une

valeur de Ω_{eff} suffisamment élevée pour adresser l'ensemble des classes de vitesses du nuage atomique.

Verrouillage en phase de L2 : La différence de phase entre L1 et L2 est verrouillée grâce à la méthode décrite dans la référence [101]. Une petite partie du signal issu des deux lasers est superposée sur un photo-conducteur rapide (PhD_{12}, Hamamatsu G4176, bande passante: 15 GHz). Le battement obtenu entre les deux fréquences lasers à $\nu_{12} = 9.192$ GHz est alors mélangé à un signal de référence à $\nu_{\text{ref}} = 9.392$ GHz généré à partir de la chaîne de synthèse micro-onde décrite ci-dessous. La fréquence du signal de battement à 200 MHz est divisée par deux, puis comparée avec le signal d'un synthétiseur digital RF (DDS 1) à 100 MHz. Cette comparaison est réalisée à l'aide d'un détecteur phase/fréquence digital (DPFD). Après filtrage et mise en forme, le signal de sortie est utilisé pour générer la rétro-action permettant de verrouiller la phase des deux lasers L1 et L2. De cette manière, la qualité spectrale de la référence micro-onde est recopiée sur le signal optique avec une bande passante de 3,5 MHz.

Par la suite, les deux lasers L1 et L2 superposés sont injectés, avec la même polarisation linéaire, dans un amplificateur à semi-conducteur (TA, EYP-TPA 0850-01000-3006 CMT03). Ce guide d'onde évasé est pompé par un courant $I = 2$ A et régulé autour de la température ambiante. Un système, composé d'une lame $\lambda/2$ et de deux cubes séparateurs de polarisation permet d'ajuster le rapport des puissances des deux lasers à l'entrée de l'amplificateur. On obtient de cette manière un rapport de puissance égal à 0,5 entre les deux composantes à la sortie de l'amplificateur permettant ainsi de compenser l'effet des déplacements lumineux durant les transitions Raman[1]. Dans le régime de fonctionnement normal, 11,2 mW de L1 et 16,2 mW de L2 sont couplés en entrée du guide amplificateur qui fonctionne alors en régime saturé. Le faisceau de sortie (770 mW) est envoyé vers un modulateur acousto-optique (MAO) modulé à 80 MHz. La puissance diffractée dans l'ordre 1 est alors couplée alternativement dans deux fibres optiques constituant les deux voies de sortie du banc laser. Ce dispositif permet de réaliser les impulsions lumineuses sur les atomes en modulant la puissance RF du signal commandant le MAO. Par ailleurs, un modulateur de polarisation (Meadowlark Optics 94463) placé devant un cube séparateur

[1] Lorsqu'ils sont soumis à une transitions Raman, chaque état hyperfin du niveau fondamental du Césium subit, de la part des deux composantes lasers, des déplacements lumineux de signe opposés. Un ajustement de la puissance relative des lasers permet donc de compenser cet effet [43].

de polarisation permet de changer le plan de polarisation du faisceau de manière à diriger alternativement la puissance vers l'une ou l'autre des deux fibres optiques.

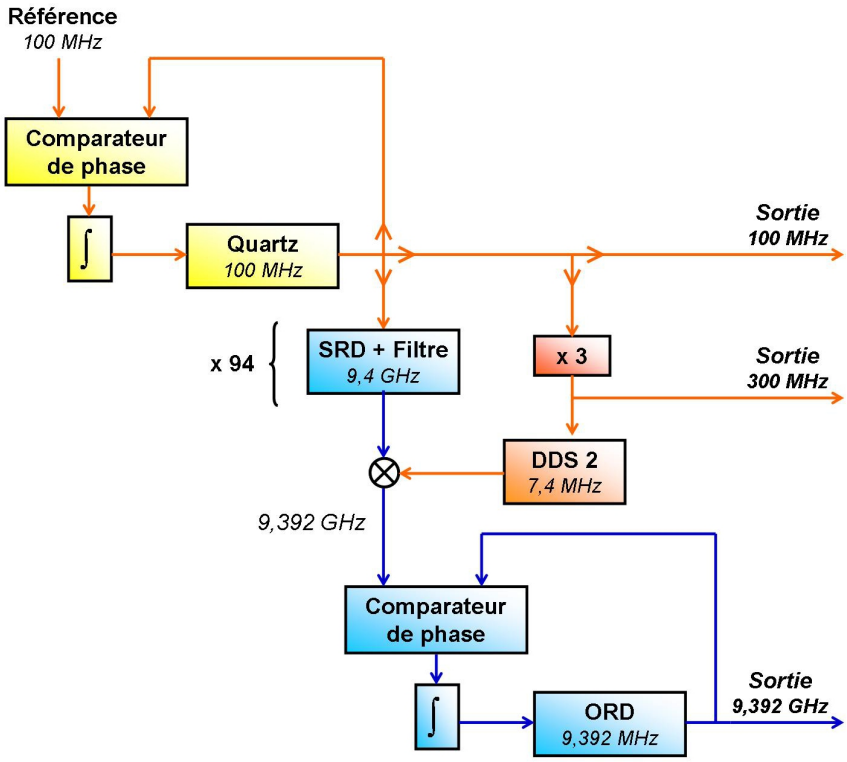

FIG. 6.2 – Schéma de principe de la chaîne de synthèse micro-onde à 9,392 GHz

Chaîne de synthèse micro-onde : La référence micro-onde à 9,392 GHz est réalisée suivant l'architecture présentée sur la figure 6.2 et détaillée dans la référence [102]. Un premier étage permet de verrouiller la phase d'un oscillateur à quartz à 100 MHz (quartz Wenzel Premium) sur le signal issu d'un maser à hydrogène du laboratoire. Dans le second étage du système, la fréquence de ce signal est multipliée par 94 grâce à un générateur de peigne hyper-fréquence (diode SRD) filtré. Ce signal de référence à 9,4 GHz est alors mélangé au signal issu d'une DDS (DDS 2) à 7,4 MHz. Le signal de sortie à à 9,392 GHz est alors comparé, à l'aide d'un DPFD, à un signal de même fréquence issu d'un ORD (oscillateur à résonateur diélectrique). Le signal d'erreur ainsi généré permet de verrouiller la phase de l'ORD sur le signal de référence micro-onde. La DDS 2, utilisée dans la boucle de verrouillage de l'ORD, permet de changer la fréquence de sortie de la chaîne de synthèse autour de la fréquence nominale de 9,392 GHz. De cette manière, il est possible d'ajuster le désaccord des lasers Raman. Cette DDS, qui agit sur le signal de consigne de l'asservissement de l'ORD, permet

également de réaliser les sauts de phase nécessaires au défilement des franges d'interférences. Nous notons par ailleurs que le signal de référence à 100 MHz est par ailleurs utilisé comme fréquence de référence pour les deux DDS du système Raman après que la fréquence de celui-ci a été multipliée par 3.

6.1.2 Etude de l'amplificateur évasé bifréquence

Nous examinons dans cette partie deux aspects principaux liés au processus d'amplification des deux lasers Raman verrouillés en phase par le même amplificateur évasé. La première étude s'attache à quantifier la génération de bandes latérales dans le milieu à gain due aux phénomènes d'auto-modulation de phase et d'amplitude. La seconde étude vise à déterminer le bruit de phase introduit par l'amplificateur et à évaluer son impact sur l'interféromètre atomique. La géométrie du milieu amplificateur évasé est représenté sur la figure 6.3. Le guide possède une hauteur de 2 μm. La largeur des sections d'entrée et de sortie sont respectivement de $d_{\min} = 2$ μm et $d_{\max} = 200$ μm. La longueur totale du guide est de $L = 2,5$ mm.

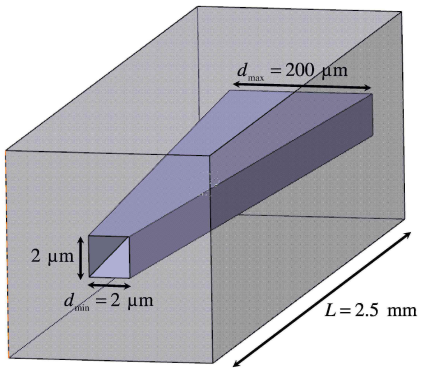

FIG. 6.3 – Schema de l'amplificateur évasé. $d_{\min}$ et $d_{\max}$ sont les largeurs horizontales du guide d'onde.

Auto-modulation de phase et d'amplitude

Les deux lasers L1 et L2, verrouillés en phase, sont injectés avec la même polarisation, dans l'amplificateur à semi-conducteur. Le signal d'entrée présente donc un battement à la fréquence $\nu_{12} = 9.192$ GHz qui induit une forte modulation temporelle de la puissance optique à l'intérieur du semi-conducteur. Celle-ci affecte à la fois le gain et l'indice optique du semi-conducteur [103]. Dans une telle situation, les bandes latérales issues de cette modulation peuvent provoquer des effets parasites sur

l'interféromètre atomique en induisant un déplacement lumineux [43] ou encore en générant des transitions Raman parasites [59]. Nous présentons ici une modélisation de cet effet dans le cas d'un amplificateur évasé. Il est alors possible, en comparant les simulations aux mesures réalisées sur le banc optique, de caractériser précisément le milieu amplificateur. On peut ainsi obtenir un modèle prédictif du comportement d'un amplificateur dans ce type de configuration.

Le champ électrique total se propageant dans l'amplificateur peut être décrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E(t,z) &= A(t,z)\, e^{-i(\omega_0 t - kz)}, \\ &= |A(t,z)|\, e^{i\psi(t,z)} \times e^{-i(\omega_0 t - kz)}, \end{aligned} \tag{6.1}$$

où $A(t,z)$ est l'enveloppe du signal oscillant à la fréquence micro-onde et ω_0 est la pulsation de la porteuse optique. La puissance du signal d'entrée $P(t,z) = |A(t,z)|^2$ peut alors être exprimée par le profil de modulation :

$$P(t, z=0) = P_0 \left(1 + m \cdot \cos\left(2\pi\nu_{12} t + \phi\right)\right), \tag{6.2}$$

où P_0 est l'amplitude de la modulation de puissance, m est le facteur de modulation et ϕ la différence de phase entre L1 et L2 [54]. Dans le cas présent, nous avons $P_0 \simeq 27,4$ mW et $m \simeq 0,983$. L'amplificateur évolue donc au cours du temps entre un régime de fonctionnement linéaire et saturé à la fréquence ν_{12}. De manière à calculer la génération de bandes latérales due au processus d'amplification, on considère l'interaction entre les porteurs du milieu à gain et le champ électrique total s'y propageant. Ce processus est décrit, dans le cas d'un guide de section constante, dans les références [104, 105]. Si l'on prend en compte l'élargissement de la section du guide, le système d'équation décrivant l'évolution de l'onde dans le milieu à gain s'exprime alors :

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial P}{\partial t} = gP, \tag{6.3}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{2}\alpha g, \tag{6.4}$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{gP}{E_{\text{sat0}}\left(1 + \mu z\right)}, \tag{6.5}$$

où τ_C est la durée de vie des porteurs dans le semi-conducteur, E_{sat0} est l'énergie de saturation de la section initiale (z=0) du guide, $\mu = (d_{\max} - d_{\min})/L$ est le facteur

d'élargissement du guide d'onde, α est le facteur d'élargissement de la largeur de raie et v_g la vitesse de groupe de l'onde. g représente le gain linéique dans le milieu. On définit également le gain dans le cas de petits signaux par :

$$g_0 = \Gamma a N_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1 \right), \tag{6.6}$$

où I_0 et N_0 sont respectivement le courant et la densité de porteur requis pour atteindre la transparence, a est appelé *coefficient de gain* et Γ est le *facteur de confinement* du mode transverse [54].

La génération de bandes latérales à la sortie de l'amplificateur est induite par une modulation simultanée d'amplitude et de phase résultant de la modulation temporelle du gain dans le semi-conducteur. Cette modulation de gain est induite par le battement de la puissance d'entrée et dépend de l'amplitude du champ se propageant le long du guide. Au cours de ce processus, la modification de l'indice optique (6.4) induit une modulation de la phase optique de l'onde. L'augmentation de la modulation de gain exacerbe donc simultanément les distortions de l'amplitude et de la phase de l'onde de sortie.

Pour évaluer l'importance de ces deux effets, il est nécessaire de résoudre le système d'équations (6.3-6.5). Dans le cas présent, le temps caractéristique de relaxation des porteurs τ_c et le temps caractéristique d'excitation $1/\nu_{12}$ sont du même ordre de grandeur. Il est donc impossible de réaliser les approximations adiabatiques habituelles. Le système a donc été résolu numériquement de manière à calculer la valeur moyenne des différentes composantes du champ électrique à la sortie de l'amplificateur afin de pouvoir les comparer aux mesures effectuées.

Mesure du spectre optique

La mesure du spectre optique à la sortie de l'amplificateur évasé est réalisée par une méthode de battement avec une référence optique connue. Cette technique permet de mesurer précisément l'amplitude des différentes composantes du spectre. Le battement entre le champ d'un faisceau sonde d'amplitude E_s et d'une composante spectrale notée E_i s'écrit donc :

$$E_{\text{total}} = E_s \; e^{j(\omega_s t + \varphi_s)} + E_i \; e^{j(\omega_i t + \varphi_i)} \tag{6.7}$$

La puissance instantanée $P(t)$ s'exprime :

$$P(t) \propto E_{\text{total}} \cdot E^*_{\text{total}} = E_s^2 + E_i^2 + 2E_sE_i \ \cos\left((\omega_s - \omega_i)t + \varphi_s - \varphi_i\right) \tag{6.8}$$

Le signal de battement entre deux fréquences optiques proches contient donc une composante à basse fréquence correspondant à la différence des deux fréquences comparées. Il est alors possible de la mesurer à l'aide d'un photo-conducteur rapide. La puissance contenue dans ce battement est proportionnelle au produit des champs des deux ondes comparées.

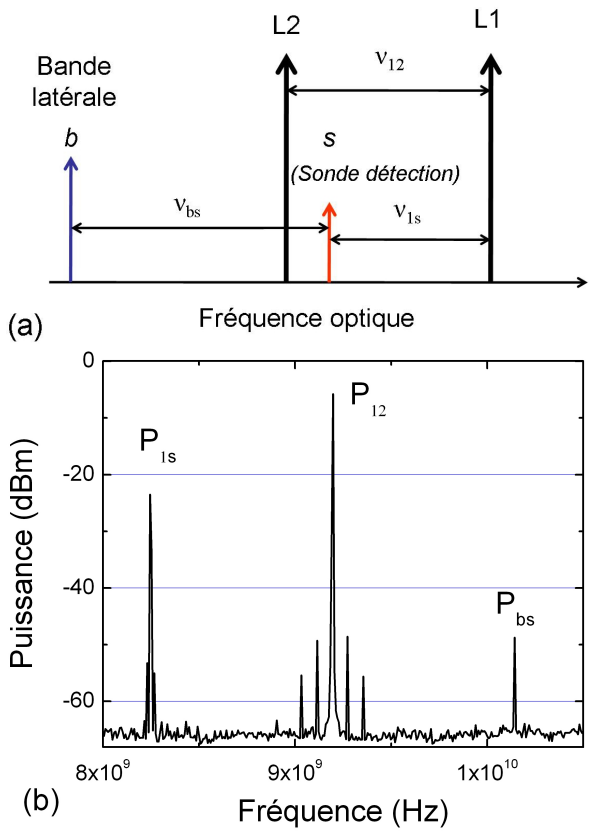

FIG. 6.4 – (a) Schéma des différentes composantes du spectre optique à la sortie de l'amplificateur évasé. (b) Spectre du battement entre les lasers L1, L2 et le laser sonde mesuré à la sortie de l'amplificateur. On mesure trois composantes principales aux fréquences ν_{12} (9.192 GHz), ν_{1s} (8.245 GHz) et ν_{bs} (10.142 GHz).

Pour réaliser la mesure du spectre optique à la sortie de l'amplificateur, on utilise ici le faisceau sonde de détection (chapitre 5) issue du banc de refroidissement. La fréquence de cette sonde peut être ajustée facilement autour de la raie D2 du césium par comparaison avec le laser repompeur. On ajuste ainsi la différence de fréquence entre le laser sonde et le laser repompeur à 8,6 GHz. La différence de fréquence finale

entre le laser L1 et le faisceau sonde est alors de $\nu_{1s} = 8.3$ GHz (figure 6.4(a)). Le spectre optique des deux lasers Raman (L1+L2) verrouillés en phase, peut alors être analysé simplement en superposant le laser sonde sur le photo-conducteur PhD_{12}. Le signal de sortie transcrit alors les composantes micro-ondes du battement entre L1, L2 et le laser sonde. Comme expliqué précédemment, le mélange de 3 fréquences optiques donne naissance à trois fréquences de battement dans le domaine micro-onde. Dans la configuration que nous utilisons ici, la fréquence du laser sonde est très proche de celle du laser L2. Le battement entre ces deux lasers (950 MHz) est alors filtré par la bande passante de détection. Ainsi, nous vérifions qu'avant l'amplificateur évasé, le spectre micro-onde mesuré sur le photo-conducteur PhD_{12} contient une composante à la fréquence ν_{12} de puissance P_{12} et une composante à la fréquence ν_{1s} de puissance P_{1s}.

De manière à quantifier l'impact du processus d'amplification sur le spectre optique du signal, on reproduit le même battement entre le faisceau sonde et le faisceau Raman à la sortie de l'amplificateur. Le résultat de cette mesure est donné sur la figure 6.4. Nous constatons alors que, en plus des deux composantes spectrales précédentes (ν_{12} et ν_{1s}), le spectre obtenu possède une composante supplémentaire à $\nu_{bs} = 10.142$ GHz de puissance P_{bs}. Cette composante correspond au battement entre le laser sonde et une bande latérale induite par le processus d'amplification désaccordée de 9.197 GHz par rapport à L2 (figure 6.4(a)). On quantifie donc l'amplitude de ces deux bandes latérales en fonction des différents paramètres expérimentaux.

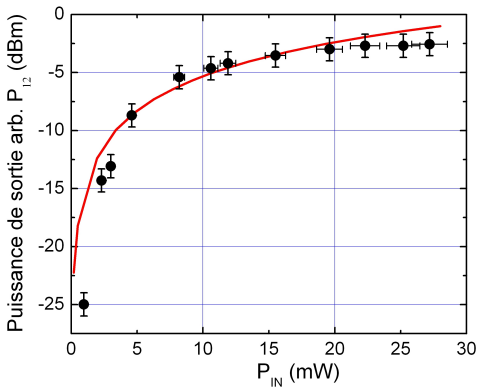

FIG. 6.5 – Evolution du signal micro-onde à ν_{12} en fonction de la puissance optique totale injectée dans le guide. On reporte également le résultat de la simulation numérique effectuée.

La caractérisation de l'amplificateur évasé nécessite la détermination de l'ensemble de ses paramètres $(g_0, E_{\text{sat}0}, \alpha, I_0, a, N_0)$. Nous réalisons ici l'étude expérimentale de la puissance contenue dans les bandes latérales afin de connaître les

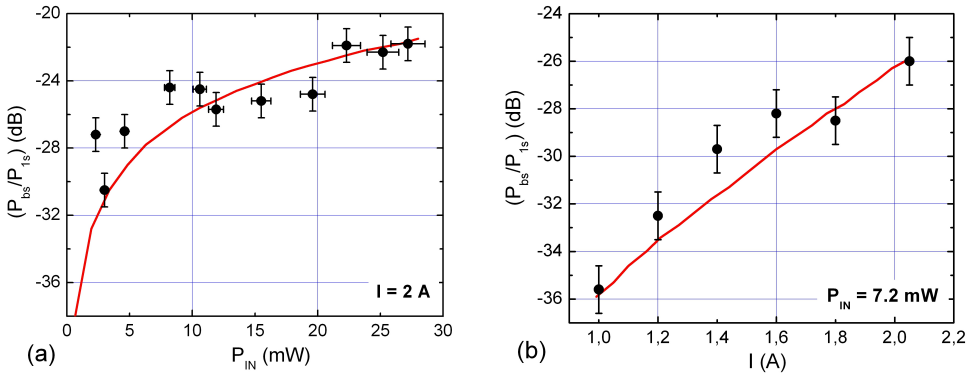

FIG. 6.6 – Evolution du rapport de puissance entre les signaux P_{1s} et P_{bs} (traduisant le rapport entre le champ électrique de la bande latérale et du laser L1) en fonction de la puissance optique totale injectée dans le guide (a) et du courant I (b)

Paramètre	Valeur	Unité
g_0	$1,33 \times 10^3$	m^{-1}
E_{sat0}	8	pJ
α	6	
a	$5,2 \times 10^{15}$	cm^2
I_0	0,12	A
N_0	$1,8 \times 10^{20}$	m^{-3}
Volume actif V	8×10^{-13}	m^3

TAB. 6.1 – Résumé des paramètres de l'amplificateur extraits de l'ajustement du modèle numérique sur les mesures réalisées.

caractéristiques de ce composant. Pour cela, nous réalisons trois mesures distinctes présentées sur les figures 6.5 et 6.6. La première de ces mesures consiste à reporter la puissance du battement P_{12} en fonction de la puissance optique totale injectée dans le guide (figure 6.5). Les deux mesures suivantes reportent, quant à elles, le rapport entre les puissances des deux battements P_{bs}/P_{1s} en fonction de la puissance optique injectée dans le guide d'une part (figure 6.6(a)), et du courant I d'autre part (figure 6.6(b)). La mesure de P_{bs}/P_{1s} permet de connaître le rapport entre les champs de la bande latérale et du laser L1 ($P_{bs}/P_{1s} = E_b/E_1$). Une procédure d'ajustement, fondée sur un modèle numérique détaillé dans la référence [54] permet d'extraire les valeurs numériques des différents paramètres de l'amplificateur. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 6.1.

Dans le régime normal de fonctionnement, le rapport des puissances micro-ondes P_{bs}/P_{1s} est de -22 dB, correspondant à un rapport de puissance de 4×10^{-5} entre le laser L1 et la bande latérale. Nous remarquons ainsi que, comme le prévoit le modèle, l'augmentation du courant et de la puissance optique à l'entrée du guide amplificateur exacerbe les effets non-linéaires et augmente donc la génération de bandes latérales. Par ailleurs, les résultats de la simulation nous permettent de conclure que l'auto-modulation de phase et d'amplitude induisent respectivement 90% et 10% de la puissance dans les bandes latérales.

Mesure du bruit de phase induit par l'amplificateur

Le bruit de phase résiduel entre les deux fréquences optiques qui composent le faisceau Raman est essentiel pour garantir la sensibilité de l'interféromètre atomique. En effet, la différence de phase entre les deux lasers est *imprimée* sur la fonction d'onde atomique durant le processus de transition Raman [38]. Une fluctuation temporelle de la phase au cours de la mesure interférométrique entraîne donc un bruit résiduel à la sortie de l'interféromètre. Ainsi, le bruit de phase total affectant l'interféromètre est la somme de plusieurs contributions comprenant : le bruit induit par la chaîne de synthèse micro-onde servant de référence [32], le bruit résiduel induit par l'asservissement [101] et le bruit induit au cours de la propagation des faisceaux dans l'amplificateur et la fibre optique. L'étude que nous présentons ici se focalise plus particulièrement sur l'étude du bruit de phase introduit par ces deux derniers éléments.

Mesure du bruit de phase : La mesure du bruit de phase est réalisée en comparant le battement entre les deux fréquences du faisceau Raman (L1 + L2) mesuré avant et après la propagation dans l'amplificateur. Les deux signaux ainsi obtenus sont amplifiés puis mélangés à l'aide d'un mixer (ZMX-10G). La phase relative entre ces deux signaux ϕ_A est ajustée à une valeur de $\pi/2$ de manière à obtenir une sensibilité maximale au bruit de phase à la sortie du mixer. Ainsi, après filtrage des fréquences hautes, le signal de sortie peut être exprimé sous la forme :

$$s_{\text{Mixer}} = K_{\text{d}} \cos\left(\tilde{\phi_n} + \phi_A\right) \approx K_{\text{d}} \cdot \tilde{\phi_n}, \tag{6.9}$$

où K_{d} représente le facteur d'échelle (0,3 V/rad) entre la phase du signal de battement et le niveau de sortie du mixer. $\tilde{\phi_n}$ représente le bruit de phase entre les deux battements. Le signal de sortie du mixer est donc directement proportionnel au

bruit de phase entre les deux faisceaux. La mesure de la densité spectrale de ce signal est obtenue à l'aide d'un FFT et reportée sur la figure 6.7. Ce spectre représente donc la contribution au bruit de phase apportée par l'amplificateur et la fibre optique. Nous comparons cette mesure à une mesure de référence consistant à comparer le même signal sur les deux voies d'entrées du mixer. Cette mesure permet de connaître le bruit intrinsèque au système de mesure et le niveau minimal de bruit mesurable. Nous constatons donc que, au delà de 1 Hz, aucun bruit de phase significatif n'est introduit ni par l'amplificateur ni par la fibre.

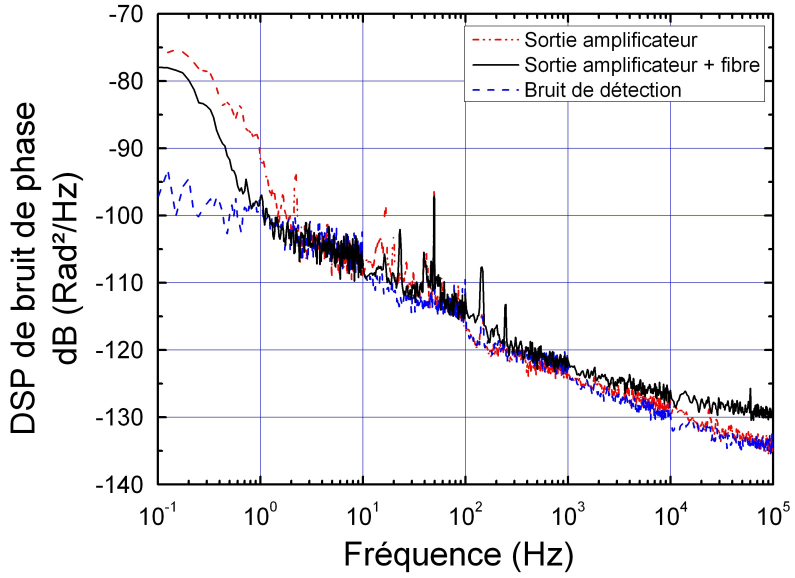

FIG. 6.7 – Densité spectrale de puissance (DSP) de bruit de phase mesuré entre le battement à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur évasé. On reporte également le bruit intrinsèque au système de détection.

Impact sur l'interféromètre atomique

Nous estimons ici les effets induits sur l'interféromètre par l'utilisation d'un amplificateur évasé commun pour les deux lasers Raman. Comme nous l'avons vu, ces effets peuvent provenir essentiellement de transitions Raman parasites dues à la génération de bandes latérales ou encore à un bruit de phase résiduel induit de l'amplificateur.

Tout d'abord, la génération de bandes latérales est suffisamment faible pour ne pas donner naissance à des transitions Raman significative entre L1 ou L2 et l'une des bandes latérales. En effet, la dynamique du processus de diffraction par des lasers Raman est caractérisée par le paramètre Ω_{eff}. Celui-ci est proportionnel au produit des champs laser qui interagissent et inversement proportionnel à leur désaccord Δ

(equation 2.6). Dans le cas que nous avons étudié, l'amplitude de la bande latérale est 22 dB plus petite que la composante principale. Par ailleurs, le désaccord absolu d'une transition impliquant une bande latérale est de 9 GHz. Ainsi le paramètre Ω_{eff} d'une telle transition est au moins 10^4 fois plus faible que celui de la transition principale. Son effet est donc négligeable.

Ensuite, nous évaluons l'impact sur l'interféromètre du bruit de phase Raman induit par l'amplificateur évasé. Nous considérons ici un interféromètre à 4 impulsions de temps d'interaction total $2T = 800$ ms. Pour connaître la contribution résultante de l'effet considéré sur le bruit de phase total de l'interféromètre, on pondère la densité spectrale de bruit mesurée (figure 6.7) par la fonction de transfert $\mid H_{\phi}^{(1)}(\omega) \mid^2$ de l'interféromètre (equation 2.39). Le bruit de phase total à la sortie de l'interféromètre, donné par l'intégration du spectre, est au maximum de 0,41 mrad. Ce bruit est donc négligeable devant le bruit induit par la référence de fréquence micro-onde utilisée pour réaliser le verrouillage en fréquence (~ 1 mrad dans le cas considéré).

6.2 Résultats préliminaires

Dans cette partie, nous présentons les résultats préliminaires liés à la mise en place des faisceaux Raman sur le nouveau prototype. Cette première caractérisation nous a permis d'évaluer précisément la distribution en vitesse du nuage atomique ainsi que le bon fonctionnement des séparatrices lumineuses. A l'issue de ce travail, nous avons pu tester le fonctionnement de l'interféromètre et obtenir les premières franges d'interférences atomiques.

6.2.1 Spectroscopie Raman

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre 5, les transitions Raman stimulées sont réalisées dans une configuration de polarisation $Lin \perp Lin$. On peut montrer que dans ce cas [37], les seules transitions à deux photons permises entre les états internes $|F = 3, m_F = 0\rangle$ et $|F = 4, m_F = 0\rangle$ sont les transitions contre-propageantes. Deux transitions sont alors possibles selon les deux directions du vecteur d'onde effectif $\pm k_{\text{eff}}$. Afin de lever la dégénérescence de ces deux transitions, on introduit un effet Doppler entre le faisceau Raman et les atomes en inclinant le faisceau par rapport à la direction horizontale. Il est alors possible de privilégier l'une ou l'autre des directions de diffraction en ajustant la différence de fréquence des lasers Raman. En variant la

valeur du désaccord Raman δ par rapport à la transition $|F=3, m_F=0\rangle \longleftrightarrow |F=4, m_F=0\rangle$ on met alors en évidence les deux transitions considérées (figure 6.8).

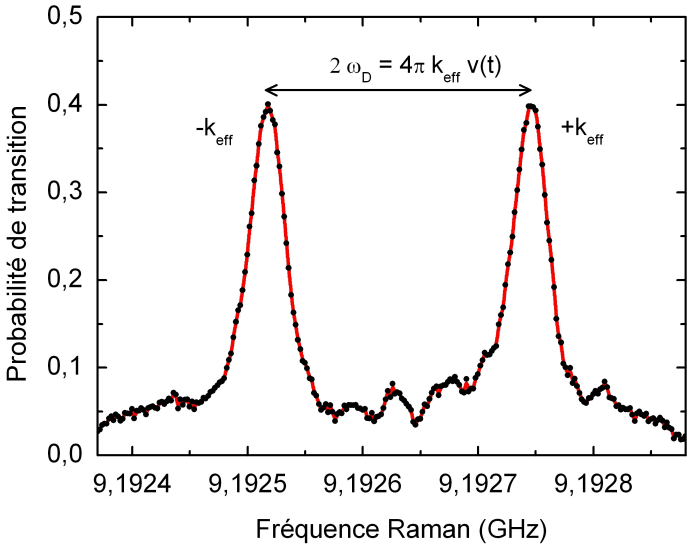

FIG. 6.8 – Probabilité de transition en fonction de la différence de fréquence des lasers Raman pour une interrogation des atomes par une impulsion π de durée 45 μs réalisée au centre du premier hublot H_1. Les deux transitions contre-propageantes reflètent la distribution en vitesse du nuage atomique.

L'effet Doppler : L'introduction d'un angle $\theta \sim 4°$ entre la direction orthogonale à la trajectoire atomique et la direction des faisceaux Raman se traduit par l'introduction d'un effet Doppler définit par :

$$\omega_D = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{M} = v \; k_{\text{eff}} \sin\theta \tag{6.10}$$

Dans le cas de notre expérience, les atomes sont lancés dans la direction verticale. L'effet Doppler évolue donc au cours du temps de la manière suivante :

$$\omega_D(t) = (v_0 - gt) \; k_{\text{eff}} \sin\theta \tag{6.11}$$

La présence des 4 faisceaux Raman contre-propageants permet la réalisation de deux transitions, suivant $\pm k_{\text{eff}}$, dont les conditions de résonance dépendent également du temps :

$$\hbar\omega_{+k_{\text{eff}}} = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_R + \hbar\omega_D(t) \tag{6.12}$$

$$\hbar\omega_{-k_{\text{eff}}} = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_R - \hbar\omega_D(t) \tag{6.13}$$

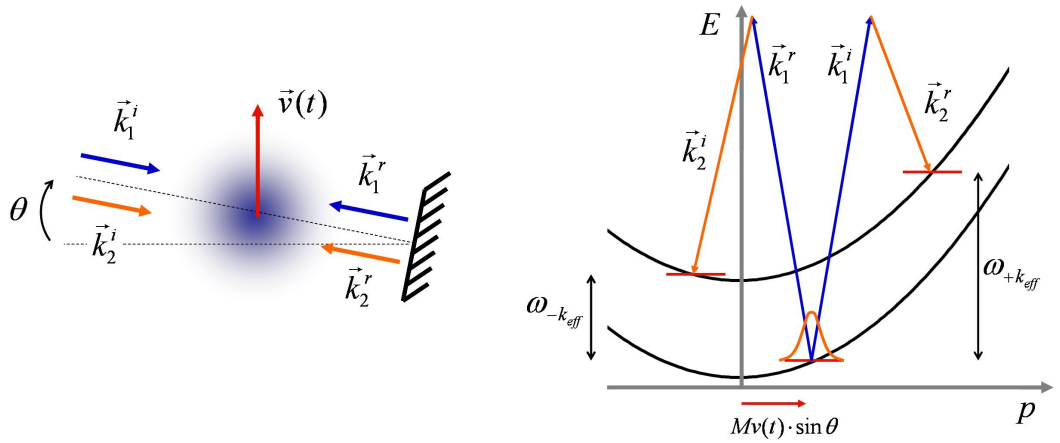

FIG. 6.9 – *Gauche* : Configuration Raman rétro-réfléchie utilisant un angle θ pour lever la dégénérescence des transitions $\pm k_{\text{eff}}$. *Droite* : Diagramme énergie impulsion mettant en évidence la levée de dégénérescence par l'introduction de l'effet Doppler.

Le balayage de la différence de fréquences des deux lasers Raman fait donc apparaître deux bosses à $\pm\omega_D$, symétriques par rapport à $(\omega_0 + \omega_R)$, correspondant respectivement aux deux transitions $\pm k_{\text{eff}}$.

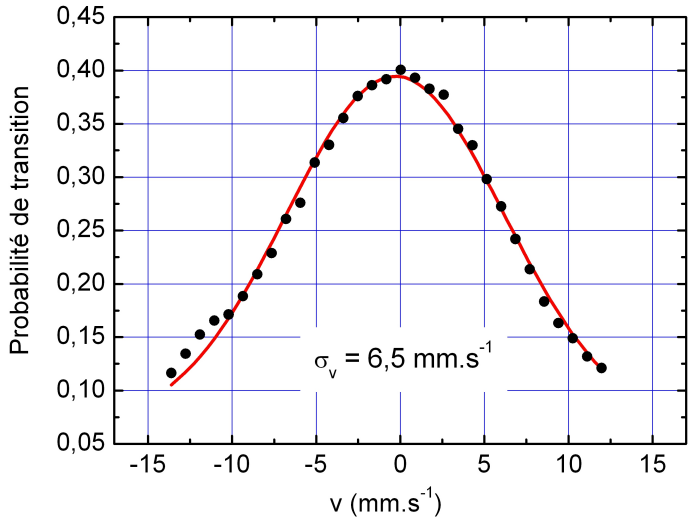

FIG. 6.10 – Ajustement gaussien du spectre Raman permettant d'extraire la largeur de la distribution en vitesse du nuage atomique dans la direction des faisceaux Raman. La durée de l'impulsion Raman réalisée est de 45 μs.

Mesure de la distribution en vitesse : La condition de résonance, fixée par l'effet Doppler, est donc différente pour chaque classe de vitesse du nuage atomique issue de la préparation. Dans le cas où la transition Raman est très sélective en vitesse

($\Omega_{\text{eff}} \ll k_{\text{eff}}\sigma_{\text{v}}$), le profil du spectre, autour des fréquences $\pm\omega_D$, est représentatif de la distribution en vitesse du nuage atomique dans la direction des faisceaux Raman. Une procédure d'ajustement à l'aide d'une gaussienne nous permet alors d'estimer la largeur de cette distribution atomique à $\sigma_v = 1,9$ V_{rec} (figure 6.10).

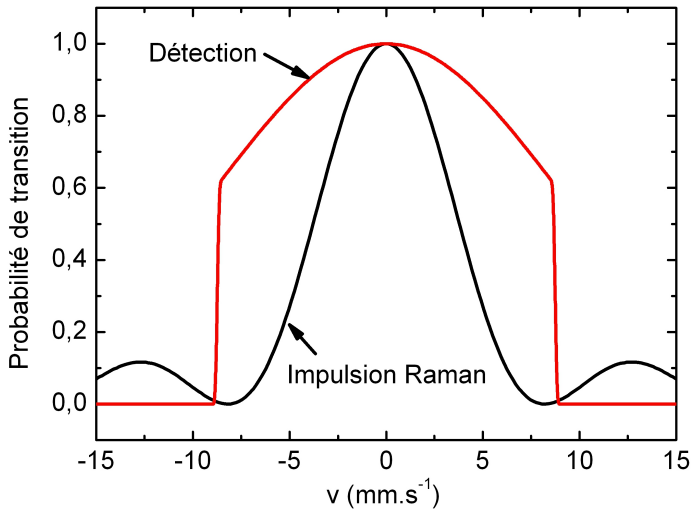

FIG. 6.11 – Profil de sélection en vitesse de l'impulsion Raman d'analyse (courbe noire) et du faisceau laser de détection (courbe rouge).

La largeur de la distribution en vitesse extraite de l'ajustement gaussien du spectre semble donc relativement faible comparée à la première mesure réalisée par une technique de temps de vol (chapitre 5). En réalité, deux effets doivent être pris en compte :

- **Sélectivité en vitesse de l'impulsion Raman :** La durée de l'impulsion Raman utilisée pour réaliser l'analyse de la distribution en vitesse est de $\tau_\pi = 45$ μs. La sélectivité en vitesse d'une telle impulsion est équivalente à $\sigma_v = 0,9$ V_{rec}. La distribution en vitesse observée correspond donc à la convolution entre la distribution en vitesse du nuage atomique et le profil de sélection en vitesse de l'impulsion réalisée. La distribution apparaît donc plus large qu'elle ne l'est en réalité.
- **Sélectivité en vitesse de la détection :** La nappe laser de détection temporaire possède une largeur de 10 mm et un *waist* de 5 mm. Celle-ci est orientée orthogonalement à la direction des faisceaux Raman. Les atomes étant détectés après un temps de vol de 570 ms, le système réalise donc une sélection en vitesse dans la direction des faisceaux Raman en détectant préférentiellement

les atomes situés au centre de la distribution en vitesse. La sélection en vitesse réalisée par la détection correspond à une largeur $\sigma_v = 2,5\ \mathrm{V_{rec}}$.

On représente sur la figure 6.11 la sélection en vitesse de l'impulsion Raman d'analyse ainsi que le profil de sélection en vitesse imposé par le faisceau de détection. La prise en compte de ces deux effets permet d'évaluer la largeur réelle de la distribution en vitesse du nuage atomique à $\sigma_v = 2,5\ \mathrm{V_{rec}}$, soit une température T de $1,2\ \mu$K, en accord avec la mesure réalisée par une méthode de temps de vol au chapitre précédent.

6.2.2 Oscillations de Rabi

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la dynamique des transitions Raman contre-propageante est semblable à celle d'un système à deux niveaux. Lorsque le système est soumis aux faisceaux lasers, celui-ci oscille donc entre les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\mathrm{eff}}\rangle$. A résonance, on met alors en évidence les oscillations de Rabi représentées sur la figure 6.12.

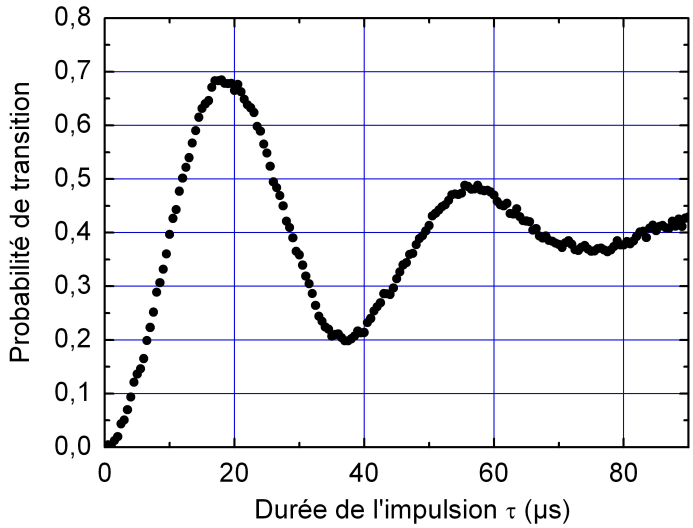

FIG. 6.12 – Oscillation de Rabi obtenues au centre du premier hublot H_1.

La durée de cohérence des oscillations de Rabi nous renseigne également sur la distribution en vitesse du nuage atomique. En effet les transitions Raman contre-propageantes sont sensibles aux désaccord $\delta(v)$ introduit par l'effet Doppler de chaque classe de vitesse du nuage atomique :

$$P(\tau) = \frac{\Omega_{\mathrm{eff}}^2}{\Omega_{\mathrm{eff}}^2 + \delta(v)^2} \sin^2\left(\sqrt{|\Omega_{\mathrm{eff}}|^2 + \delta(v)^2}\ \frac{\tau}{2}\right) \tag{6.14}$$

Les classes de vitesses proches de résonance ($\delta(v)$=0) oscillent donc avec une amplitude proche de 1 à la pulsation Ω_{eff}. Les atomes situés dans les classes de vitesses hors résonance oscillent à une pulsation plus rapide avec une amplitude plus faible. Les oscillations de Rabi que nous mesurons représentent donc la moyenne des oscillations de Rabi de l'ensemble de la distribution en vitesse du nuage atomique. Les oscillations s'atténuent donc progressivement suite à un brouillage des oscillations indépendantes des atomes contenus dans chaque classe de vitesse. Ainsi, plus la largeur de la distribution en vitesse du nuage est faible, plus les oscillations de Rabi restent cohérentes pendant une longue durée.

6.2.3 Interféromètre à 3 impulsions

Cette étude préliminaire des séparatrices lumineuses ouvre donc la voie à la réalisation d'un interféromètre. On choisit dans un premier temps de réaliser un interféromètre au niveau du premier hublot de l'enceinte à vide H_1 uniquement. La réalisation d'une séquence de 3 impulsions $\pi/2$-π-$\pi/2$ permet de former un interféromètre de temps d'interaction total $2T = 10$ ms. On met alors en évidence les franges d'interférence atomique avec un contraste de 51% (figure 6.13).

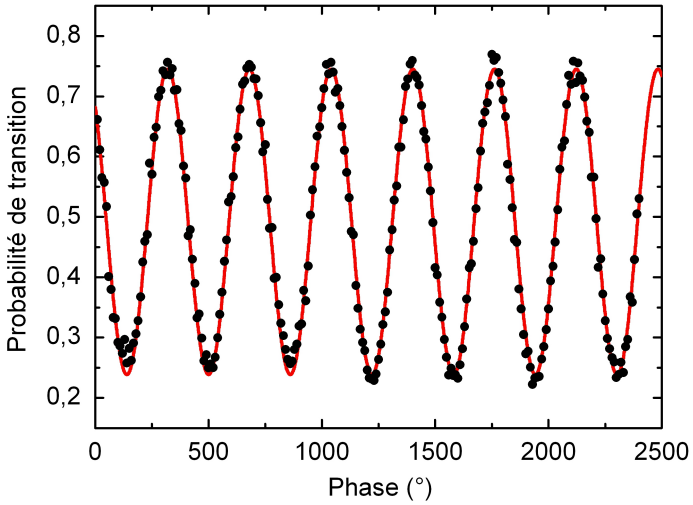

FIG. 6.13 – Franges d'interférence obtenues pour un interféromètre à 3 impulsions réalisé dans le premier hublot H_1 avec un temps d'interaction $2T = 10$ ms. Les franges sont mises en évidence en faisant défiler le saut de phase appliqué avant la dernière impulsion Raman. Le contraste des franges obtenues est de 51%.

Compensation de l'effet Doppler : Comme nous l'avons vu précédemment, l'introduction d'un effet Doppler pour lever la dégénérescence des transitions selon $\pm k_{\text{eff}}$ change la condition de résonance des faisceaux Raman. L'effet Doppler étant proportionnel à la vitesse des atomes, celui-ci évolue donc linéairement au cours de la chute du nuage. De manière à satisfaire la condition de résonance tout au long de l'interféromètre, le désaccord δ des deux faisceaux Raman doit suivre une rampe linéaire accompagnant l'évolution de l'effet Doppler au cours de la chute libre. Cette rampe est appliquée au signal de consigne du laser L2 par l'intermédiaire de la DDS 1 servant de référence pour le verrouillage en phase du laser. La valeur de cette fréquence est donc donnée par l'expression :

$$f_{DDS}^{+k_{\text{eff}}}(t) = f_0 + \frac{\sin\theta}{4\pi}\ (v_0 - gt)\ k_{\text{eff}} \tag{6.15}$$

$$f_{DDS}^{-k_{\text{eff}}}(t) = f_0 - \frac{\sin\theta}{4\pi}\ (v_0 - gt)\ k_{\text{eff}} \tag{6.16}$$

où $f_0 = 100$ MHz est la fréquence de base synthétisée par la DDS 1. La rampe de fréquence est générée à chaque cycle et synchronisée avec le lancement des atomes. On peut ainsi changer le signe de la rampe pour générer un interféromètre selon $+k_{\text{eff}}$ ou $-k_{\text{eff}}$ (equation 6.15). La moyenne des déphasages mesurés avec deux interféromètres d'aires opposées permet ainsi de rejeter les effets systématiques indépendants du signe de l'aire orientée (effet Zeeman, déplacements lumineux, ...) [57].

6.2.4 Interféromètre à 4 impulsions

Franges d'interférences :

Nous avons ensuite pu tester le fonctionnement d'un interféromètre utilisant 4 impulsions Raman réalisées avec un unique faisceau Raman au passage du premier hublot H_1. Dans cette configuration, le temps d'interaction de l'interféromètre est de $2T = 128$ ms. Les durées des impulsions $\pi/2$ et π sont respectivement de 15 μs et 25 μs. La durée totale d'un cycle de mesure est de 850 ms. On reporte sur la figure 6.14 les franges d'interférences obtenues dans cette configuration. En raison d'un bruit de détection important, le diagramme est ici moyenné sur 40 mesures.

Dans notre configuration, le capteur mesure la projection horizontale de la rotation de la Terre le long de son axe d'entrée. Celle-ci s'exprime de la manière suivante :

$$\Omega_y = \Omega_T \cos\lambda\ \sin\theta \tag{6.17}$$

où θ désigne l'angle entre la direction Est-Ouest et l'axe d'entrée du gyromètre. A l'Observatoire de Paris, situé à la latitude $\lambda = 48° \; 50' \; 08''$, la vitesse de rotation horizontale vaut $\Omega_T \cos\lambda = 4,8 \times 10^{-5}$ rad.s^{-1}. L'axe d'entrée du capteur est ici orienté à $\theta \approx 17°$.

L'ajustement sinusoïdal de l'interférogramme de la figure 6.14 permet de déterminer la valeur de la rotation éprouvée par l'appareil. On mesure ici $1,4 \times 10^{-5}$ rad.s^{-1} conformément à l'orientation de l'axe d'entrée du gyromètre dans le champ de rotation terrestre.

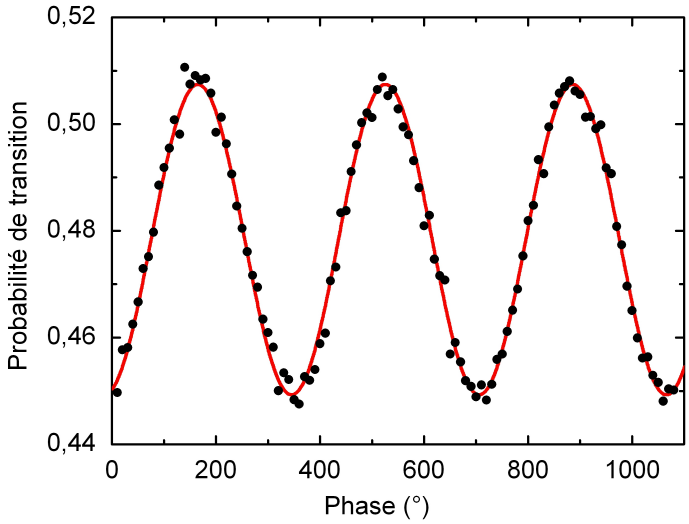

FIG. 6.14 – Franges d'interférence obtenues pour un interféromètre à 4 impulsions réalisé dans le premier hublot H_1 avec un temps d'interaction $2T = 128$ ms. Le contraste des franges obtenues est de 6%.

Contraste : Le contraste des franges d'interférences obtenues est de 6%. Cette valeur, relativement faible est cependant en accord avec les premières mesures analogues réalisées dans la référence [32]. Le contraste est ici limité par l'efficacité des impulsions Raman. En effet, dans cette configuration utilisant un unique faisceau Raman, les impulsions sont réalisées sur les flancs du faisceau de profil d'intensité gaussien afin de maximiser le temps d'interaction. Dans ce cas, le nuage atomique est donc soumis à un fort gradient d'intensité qui limite l'efficacité du processus de diffraction sur l'ensemble du nuage, comme représenté sur la figure 6.15a.

Le contraste de l'interféromètre est cependant un paramètre clé dans ce type d'expérience. En effet, nous verrons par la suite que lorsque le rapport signal à bruit de l'interféromètre est limité par le bruit de projection quantique, la sensibilité croît

proportionnellement au contraste. La réalisation d'un interféromètre utilisant deux faisceaux séparés (figure 6.15b) permettra de limiter le gradient d'intensité éprouvé par le nuage atomique lors des impulsions Raman. En effet, dans ce cas, les impulsions sont réalisées au centre du faisceau gaussien où le profil d'intensité est le plus homogène. On réalise donc une simulation de Monte-Carlo classique fondée sur une méthode analogue à celle présentée au chapitre 4. On calcule alors le contraste de l'interféromètre en prenant en considération la largeur effective de la distribution en vitesse du nuage atomique ($\sigma_v = 2,5\ \mathrm{V_{rec}}$) ainsi que sa dispersion en position lors de chaque impulsion Raman. Cette simulation tient compte de la taille finie du nouveau système de détection, présenté dans la partie suivante, et dont la largeur de la nappe sonde est de 30 mm. Le contraste calculé pour les différentes configurations interférométriques est présenté dans le tableau 6.2. On remarque que dans la configuration H_2-H_3 le contraste est de 30%. Celui-ci diminue légèrement pour passer à 27% dans la configuration H_1-H_4 sous l'effet croissant du gradient d'intensité du faisceau Raman sur le nuage atomique.

Estimation de la sensibilité :

Le déphasage de l'interféromètre est déduit de la mesure des populations dans chacun des bras de l'interféromètre. Le signal de sortie est donc relié au déphasage par l'expression :

$$P = \frac{1}{2}\ (M + C\cos\Delta\Phi) \tag{6.18}$$

Ainsi, une fluctuation affectant la grandeur P se traduit par l'apparition d'un bruit sur la mesure de rotation. On distingue ainsi les bruits ayant pour origine une fluctuation réelle du déphasage de l'interféromètre (bruit de rotation, bruit d'accélération, ...) des bruit liés au processus de mesure de la probabilité de transition P (bruit de détection). L'amplitude de ces fluctuations détermine donc la sensibilité de l'appareil.

Sensibilité : Afin de connaître la sensibilité des mesures de rotations effectuées avec l'interféromètre à 4 impulsions, on quantifie les fluctuations affectant le profil des franges d'interférences. Celles-ci sont caractérisées par l'écart type suivant :

$$\sigma_{\mathrm{P}} = 14,3 \times 10^{-3} \tag{6.19}$$

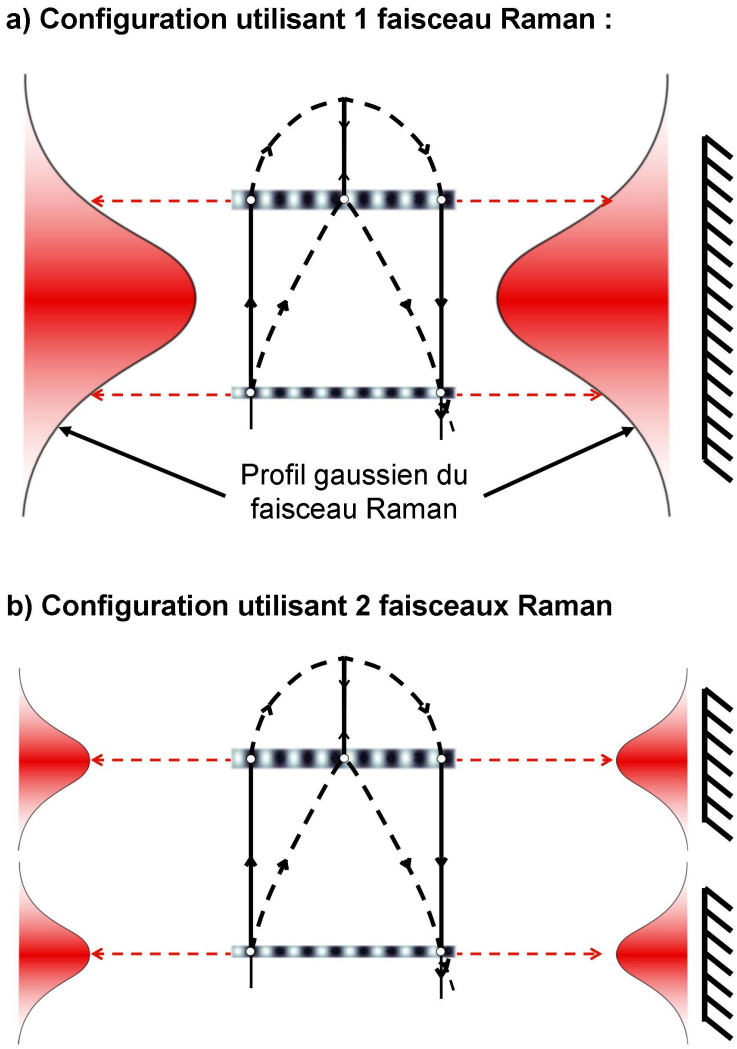

FIG. 6.15 – *a)* Interféromètre à 4 impulsions réalisé sur un hublot avec un unique faisceau Raman gaussien. Le gradient d'intensité affecte l'efficacité des impulsions Raman et limite donc le contraste. *b)* Interféromètre à 4 impulsions réalisé sur deux hublots au centre de deux faisceaux Raman distincts. L'effet du gradient d'intensité est diminué améliorant ainsi l'efficacité des impulsions Raman et le contraste des franges d'interférence.

Cette estimation nous permet de déterminer le rapport signal à bruit (RSB) de l'interféromètre définit par :

$$RSB = \frac{C}{\sigma_{\mathrm{P}}} \approx 4,2 \tag{6.20}$$

Cette grandeur représente donc le rapport entre la visibilité des franges d'interférences et le bruit qui affecte leur mesure. Cette fluctuation induit alors un bruit sur la mesure du déphasage donné par :

$$\sigma_{\Delta\Phi} = \frac{2\sigma_{\mathrm{P}}}{C} \approx 475 \text{ mrad} \tag{6.21}$$

La sensibilité de la mesure de rotation réalisée avec l'interféromètre est donc de :

$$\sigma_{\Omega} = 2 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}} \tag{6.22}$$

Bruit de détection : La sensibilité de l'appareil est principalement limitée par le bruit de détection affectant le mesure de la probabilité de transition. En effet, le système de détection provisoire que nous utilisons ici présente une efficacité de collection médiocre. Sa mesure est donc entachée d'un bruit électronique dû à l'amplification des signaux. Il est possible de quantifier ce bruit indépendamment de l'interféromètre en effectuant une unique impulsion Raman réalisant un taux de transition tel que $P = M$. On mesure alors le bruit de détection affectant l'interféromètre en temps normal. Le résultat de cette mesure donne :

$$\sigma_{\mathrm{P}}^{\mathrm{det}} = 14,3 \times 10^{-3} \tag{6.23}$$

L'interféromètre est donc limité par le bruit de détection du système. En effet, le système de détection provisoire présente un certain nombre d'inconvénients. D'une part, les nappes lumineuses ne sont pas suffisamment larges pour sonder la totalité des classes de vitesse du nuage atomique. De plus, l'efficacité du faisceau pousseur, à l'issue de la première nappe lumineuse, est limité par la puissance de ce faisceau. Les atomes présents dans l'état $F = 4$ ne sont donc pas parfaitement éliminés à l'issue de la première phase de détection. D'autre part, le système de collection ne réalise pas une conjugaison parfaite du jeu de nappes sur le détecteur. L'effet cumulé de cette défocalisation et de l'efficacité limitée du faisceau pousseur induit un signal croisé entre les deux voies de détection de l'ordre de 80%. Les fluctuations de ce signal croisé, liées essentiellement aux variations de puissance du laser sonde, entraînent des défauts de normalisation lors du calcul de la probabilité de transition. Ces fluctuations se traduisent donc finalement par un bruit sur le signal de l'interféromètre.

Bruit de projection quantique : L'amélioration du système optique de détection permet de réduire considérablement le bruit de détection. La limite ultime de ce bruit est fixée par les fluctuations quantiques de la mesure des populations moyennes [106]. Ce bruit de projection quantique est donc relié au nombre d'atomes mesuré et son amplitude est définie par [37, 58] :

$$\sigma_{\Delta}^{\mathrm{BPQ}} = \frac{1}{C\sqrt{N_{\mathrm{at}}}} \tag{6.24}$$

Dans les conditions expérimentales, le piège est chargé durant 250 ms et le nombre d'atomes lancés dans l'état $|F = 3, m_F = 0\rangle$ est de $N_{\mathrm{at}} = 1,25 \times 10^8$. Il est donc possible de calculer la contribution du bruit de projection quantique affectant la mesure de rotation. Le tableau 6.2 résume l'ensemble de ces contributions pour les différentes configurations interférométriques. Ainsi, dans le cas de l'interféromètre que nous avons réalisé, l'utilisation d'un système permettant d'atteindre le bruit de projection quantique conférerait à l'appareil une sensibilité de 7×10^{-8} rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$.

Hublots	$2T$ (ms)	Contraste C	Facteur d'échelle (rad/rad.s^{-1})	σ_{BPQ} @ 1 s (rad.s^{-1}/Hz$^{1/2}$)	σ_{BPQ} @ 1000 s (rad.s^{-1})
H_1	128	6%	18818	7×10^{-8}	2×10^{-9}
H_2-H_3	313	$\sim 30\%$	277105	1×10^{-9}	4×10^{-11}
H_1-H_2	480	$\sim 29\%$	999390	3×10^{-10}	1×10^{-11}
H_1-H_3	572	$\sim 29\%$	1691216	2×10^{-10}	-
H_1-H_4	800	$\sim 27\%$	4626803	8×10^{-11}	-

TAB. 6.2 – Estimation de la contribution du bruit de projection quantique sur la sensibilité aux rotations pour cinq configurations distinctes.

6.3 Nouveau système de détection

Nous avons présenté les mesures préliminaires réalisées avec le nouveau prototype. La sensibilité des mesures effectuées est principalement limitée par le bruit du système de détection. En effet, ce système optique provisoire présente dans cette configuration une efficacité de collection très faible. Ainsi, seule une petite partie des photons émis par les atomes au passage des nappes de détection est effectivement mesuré par le système. De plus, le signal croisé entre les deux voies de détection est très important car, d'une part, la conjugaison optique n'est pas parfaitement respectée et d'autre part les atomes ne sont pas complètement poussés à l'issue de la première nappe lumineuse. Nous avons donc conçu un système de détection adapté à ce nouveau prototype et permettant une détection plus efficace des atomes.

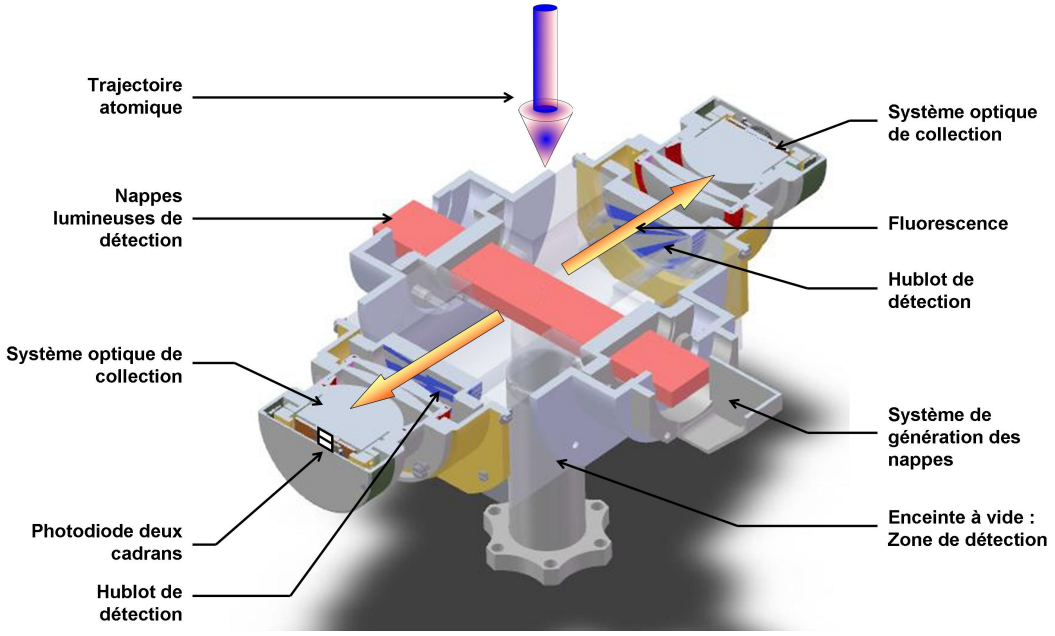

FIG. 6.16 – Principe du nouveau système de détection. Deux nappes lumineuses rétro-réfléchies de détection (30x10 mm) sont générées grace à un système de collimateur elliptique. La fluorescence émise par les atomes au passage des deux nappes est collectée, de manière symétrique, grâce à deux systèmes optiques à travers les hublots de détection. La fluorescence émise par les atomes au passage des nappes est imagée sur deux photodiodes deux cadrans.

Le nouveau système de détection est composé de deux parties. La première partie est destinée à la génération des nappes lumineuses et la seconde à la collection des photons émis par les atomes au passage de ces nappes.

6.3.1 Système de génération des nappes de détection

La première partie du système optique permet de générer deux nappes lasers de détection de section transverse 30x10 mm espacées de 10 mm. Entre ces deux nappes sondes est insérée, comme dans le système décrit au chapitre 5, une nappe de laser repompeur de section transverse 30x2 mm.

Les deux nappes de détection sont générées grâce à un unique collimateur elliptique permettant d'obtenir un faisceau de waists 30x10 mm suivant les deux directions transverses. Le faisceau ainsi formé est diaphragmé puis dédoublé grâce à un cube séparateur. La qualité du front d'onde obtenu est de $\lambda/30$ PV. La largeur de la nappe lumineuse permet d'assurer la détection de l'ensemble du nuage atomique malgré son expansion thermique et sa déviation par les faisceaux Raman. L'homo-

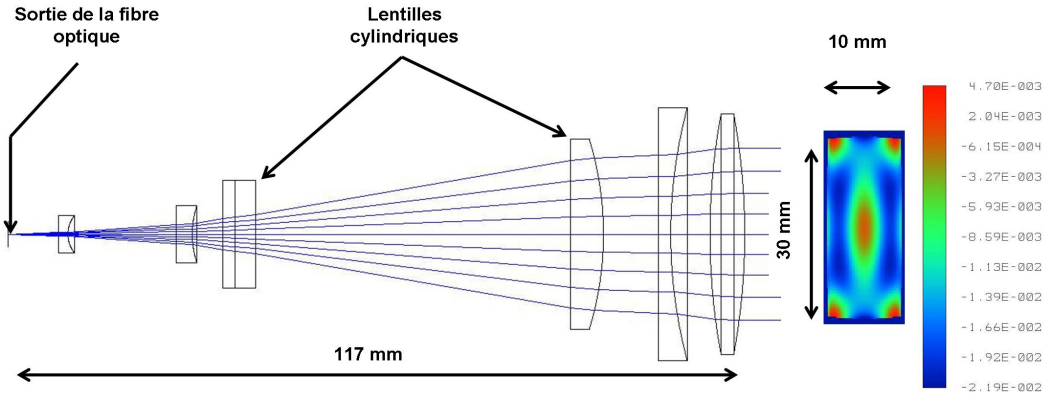

FIG. 6.17 – Schéma du collimateur elliptique permettant de générer les nappes lumineuses de détection. Deux lentilles cylindriques permettent de réaliser l'anamorphose du faisceau. L'encombrement total du système est de 117 mm. La planéité du front d'onde de sortie est de $\lambda/30$.

généité de puissance sur l'ensemble de la section permet de détecter de la même manière les atomes issus des différentes classes de vitesse.

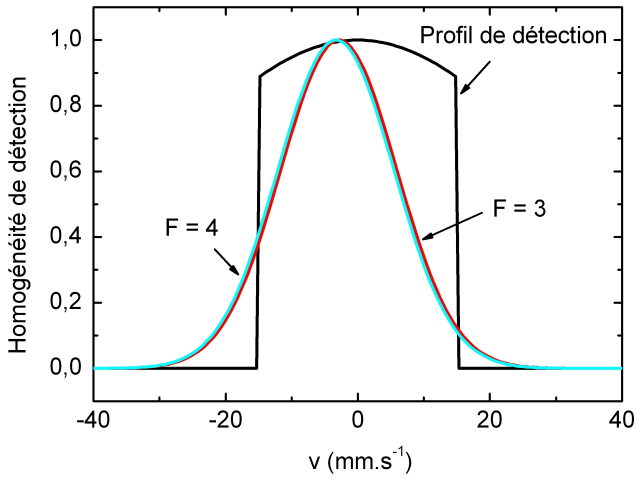

FIG. 6.18 – Profil de détection des nappes lumineuses sur l'ensemble des classes de vitesses atomiques dans la configuration H_1-H_4. On reporte également la distribution en vitesse des atomes à l'issue de l'interféromètre.

On représente sur la figure 6.18 la distribution en vitesse du nuage atomique pour les états $|F = 3\rangle$ et $|F = 4\rangle$ dans le cas d'un interféromètre réalisé dans la configuration H_1-H_4 où la sélection en vitesse des nappes de détection est la plus draconienne. Le centre du nuage atomique est décalé du centre du fait de l'impulsion communiquée aux atomes par les faisceaux Raman durant l'interféromètre. On reporte également sur cette figure le profil de détection des nappes lumineuses dans cette configuration.

Le défaut d'homogénéité d'éclairement pour les classes de vitesses situées au bord du faisceau est inférieur à 12%.

La nappe du faisceau repompeur est réalisé grâce à un collimateur analogue indépendant possédant des waists de 30x1 mm. Un système opto-mécanique permet d'assurer l'agencement et la limitation des faisceaux pour garantir un taux de lumière parasite réduit. L'ensemble des trois nappes lumineuses est rétro-réfléchi par un miroir de diamètre $\phi = 50$ mm. On place également deux obturateurs (~ 1 mm) bloquant la rétro-réflexion de la partie basse des nappes de détection. Les atomes sont ainsi poussés à l'issue de la phase de détection.

6.3.2 Système de collection

Les photons, émis par les atomes par émission spontanée au passage des deux nappes lumineuses, sont collectés et imagés sur une photodiode deux cadrans (Hamamatsu S5870) [107]. Le signal extrait de ce système permet de mesurer le déphasage de l'interféromètre atomique et d'en déduire la mesure de rotation. La photodiode deux cadrans a une dimension totale de 10x10 mm et est composée de deux cadrans de 10x5 mm. Le hublot de l'enceinte à vide en BK7, à travers lequel sont imagées les nappes lumineuses, a un diamètre utile de $\phi = 54$ mm et une épaisseur de 10 mm.

Le système optique de collection que nous avons conçu est présenté sur la figure 6.19. Il permet d'imager les atomes au passage des nappes lumineuses avec un grandissement $g_y = -0.29$ et une efficacité totale de collection pour les deux systèmes symétriques de 4% (soit 20 fois plus importante que sur le dispositif temporaire). L'ouverture du système est de F/0.5. Une optimisation fine des surfaces optiques permet de limiter au mieux les aberrations (sphérique et coma) et ainsi d'obtenir un taux de signal croisé très faible. Les simulations nous permettent ainsi d'estimer un taux de signal croisé entre les deux voies de détection de l'ordre de 0,01% (figure 6.20). L'utilisation de verres de haut indice (N-LASF46A : $n = 1.904$) permet également de limiter l'encombrement du système à une profondeur totale de 70 mm et peuvent ainsi être contenus à l'intérieur des blindages magnétiques.

La grande efficacité de collection du système optique doit permettre d'atteindre la limite du bruit de projection quantique et donc d'améliorer considérablement la sensibilité des mesures de rotation.

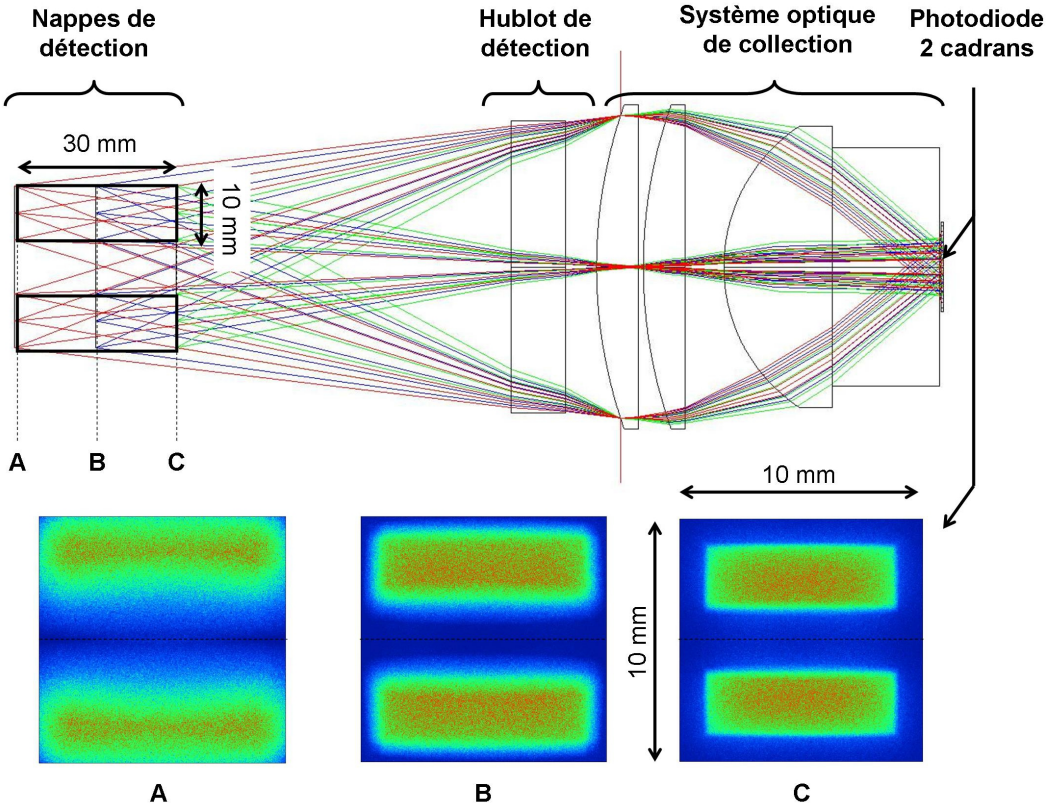

FIG. 6.19 – *Haut :* Schéma optique du système de collection permettant d'imager la fluorescence émise par les atomes dans les nappes lumineuses sur une photodiode deux cadrans. *Bas :* Image des nappes lumineuses obtenues sur la photodiode deux cadrans pour 3 défocalisations (A, B, C).

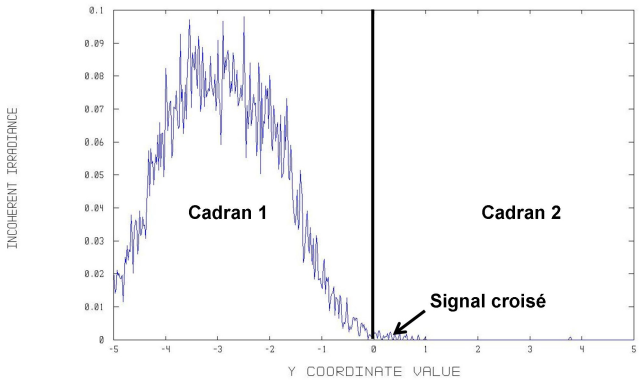

FIG. 6.20 – Calcul du profil d'intensité généré par une nappe sur la photodiode deux cadrans. On peut ainsi estimer le signal croisé entre les deux voies à 0,01%.

6.4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons décrit les résultats préliminaires obtenus avec le nouveau prototype de gyromètre. Nous avons présenté le système permettant de générer les faisceaux Raman et étudié en détail le processus d'amplification bifréquence par un semi-conducteur et quantifié son impact sur l'interféromètre. Ce système nous a permis de générer et de caractériser des transitions Raman sur le nouveau dispositif. Nous avons ainsi pu réaliser un test préliminaire de l'interféromètre à 4 impulsions.

Les mesures de rotation préliminaires que nous avons réalisées montrent le bon fonctionnement du nouveau dispositif. Cependant, la sensibilité reste limitée à $\sigma_\Omega = 2 \times 10^{-5}$ rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$, par le système de détection provisoire que nous avons utilisé. Nous avons donc conçu un nouveau système plus performant et adapté à la nouvelle expérience. Celui-ci permettra d'atteindre la limite du bruit de projection quantique et ainsi d'obtenir une sensibilité sur la mesure de rotation $\sigma_\Omega^{BPQ} = 5 \times 10^{-8}$ rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$ dans la configuration utilisant un unique faisceau Raman. L'augmentation de l'aire de l'interféromètre en utilisant des faisceaux Raman séparés permettra alors d'atteindre les niveaux de sensibilités attendus de $\sim 10^{-9}$ rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$. Ces mesures ouvriront la voie à une étude métrologique de ce nouveau capteur.

Chapitre 7

Conclusion

7.1 Conclusion sur ce travail

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont porté sur le développement d'un nouveau prototype de gyromètre à atomes froids fondé sur une configuration à 4 impulsions Raman. Les travaux préliminaires ont consisté en une caractérisation du premier prototype du laboratoire et à l'élaboration d'une nouvelle de méthode de diffraction atomique.

La caractérisation du premier prototype a permis, non seulement d'accéder à des mesures de rotation au niveau de $2,4 \times 10^{-7}$ rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$, mais également d'effectuer des mesures conjointes d'accélération avec une sensibilité égale à $5,5 \times 10^{-7}$ m.s^{-2}.Hz$^{-1/2}$. Par ailleurs, pour réaliser des mesures inertielles, il est important de connaître précisément le facteur d'échelle et les éventuelles erreurs systématiques, reliant les déphasages mesurés aux véritables grandeurs d'accélération et de rotation éprouvées par le capteur. Une telle étude permet également de connaître la linéarité de la réponse du capteur essentielle pour ses applications. Celle-ci a été testée en réalisant un ajustement polynomial de la réponse de l'appareil en fonction de la vitesse de rotation. La valeur relative du résidu quadratique est inférieure à 10^{-5}. Cette étude a permis de mettre en évidence une erreur systématique de 28,3 mrad sur la mesure de rotation liée aux défauts de front d'onde du faisceau Raman. Ces aberrations engendrent une déformation du réseau d'équiphases qui est alors perçu comme une accélération par l'interféromètre. Si les deux interféromètres qui constituent le capteur ne sont pas parfaitement superposés, ce déphasage conduit à un résidu sur le signal de rotation. La sensibilité de l'appareil sur les temps longs est principalement limitée par les fluctuations de ce biais au niveau de 10^{-8} rad.s^{-1} dues

aux fluctuations long-terme des trajectoires atomiques. Par ailleurs, nous avons mis en place une nouvelle méthode de mesure permettant de s'affranchir du bruit introduit par les vibrations ambiantes sur le signal de l'interféromètre. On utilise pour cela un sismomètre pour réaliser une mesure conjointe du bruit d'accélération. Le traitement de ce signal nous a ainsi permis de réaliser des mesures de rotation au niveau du bruit de projection quantique dans un environnement perturbé.

Nous avons ensuite développé une nouvelle méthode permettant d'accroître la sensibilité d'un interféromètre atomique aux effets inertiels sans changement importants du dispositif expérimental. Cette configuration repose sur un accroissement de l'aire interférométrique au moyen de séparatrices imposant une séparation au paquet d'ondes atomiques correspondant à $2\hbar k_{\text{eff}}$. Cette technique allie les avantages des interféromètres de Bragg avec la commodité des interféromètres à transitions Raman, notamment pour la mesure du déphasage. Enfin, cette technique de diffraction peut facilement être étendue pour atteindre une séparation en impulsion correspondant à $2N\hbar k_{\text{eff}}$ par le biais d'une séquence de N impulsions. Ce nouveau principe de diffraction offre des perspectives intéressantes dans le cadre de la réalisation d'interféromètres atomiques en micro-gravité et notamment dans l'espace. Par ailleurs, elle permet de réaliser des interféromètres plus compacts sans dégrader la sensibilité aux effets inertiels.

La dernière partie de ce travail s'est concentrée sur le développement d'un nouveau prototype de gyromètre à atomes froids visant à dépasser les limites techniques du premier appareil. Celui-ci utilise une configuration à 4 impulsions pour former un interféromètre replié sur lui-même sensible uniquement aux rotations autour de l'axe horizontal. Cette nouvelle architecture nous permet de réaliser des mesures avec une seule source d'atomes et d'atteindre facilement de grands temps d'interactions et des sensibilités aux rotations élevées. Le chargement de la source atomique via un piège magnéto-optique permet de réduire significativement les temps morts dans la séquence de mesure. En outre, dans ce nouveau prototype, les impulsions Raman sont réalisées au centre de deux collimateurs indépendants. La partie utile du faisceau utilisée présente donc un gradient de phase et d'intensité beaucoup plus faible que dans la première expérience. Par ailleurs, la fluctuation du biais introduit par les défauts de front d'onde est intrinsèquement liée aux variations de position des atomes dans le faisceau Raman. Cette variation croît donc proportionnellement

au temps d'interaction[1] T. Pour les grands temps d'interaction, cette contribution devient donc négligeable devant le terme de rotation en T^3.

Nous avons testé le bon fonctionnement de ce nouveau prototype et obtenu les premières mesures de rotation pour des temps d'interaction élevés ($2T = 128$ ms) avec une sensibilité de 2×10^{-5} rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$.

7.2 Perspectives

7.2.1 Améliorations techniques

Augmentation de la sensibilité : L'obtention des premières franges nous a permis de déterminer le rapport signal à bruit de l'appareil. Celui-ci est essentiellement limité par le bruit électronique du système de détection provisoire que nous avons utilisé. La mise en place du nouveau système optique de détection permettra donc d'atteindre la limite du bruit de projection quantique. Cette amélioration permettra d'obtenir rapidement une sensibilité sur les mesures de rotations au niveau de $\sim 7\times10^{-8}$ rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$ dans une configuration analogue. L'aire de l'interféromètre pourra ensuite être augmentée en utilisant deux faisceaux Raman distincts pour réaliser les impulsions. En limitant l'effet du gradient d'intensité et de phase du faisceau sur le nuage atomique, cette configuration permettra d'augmenter le contraste de l'interféromètre à 30% et ainsi d'atteindre des niveaux de sensibilité au niveau de 10^{-9} rad.s^{-1}.Hz$^{-1/2}$.

Réjection du bruit d'accélération : L'augmentation de l'aire, et donc de la sensibilité de l'interféromètre laissera néanmoins apparaître de nouvelles perturbations liées au bruit d'accélération horizontal. En effet, bien qu'étant insensible aux accélérations constantes, l'interféromètre perçoit cependant les variations d'accélérations entre les deux *demi-interféromètres* qui le constituent. L'utilisation d'un sismomètre permettra de mesurer conjointement ce bruit et de le soustraire au signal de l'interféromètre afin de conserver le meilleur niveau de sensibilité. Par ailleurs, la réalisation de mesures jointives permettra, dans l'avenir, une mesure quasi-continue du signal. Les séquences de mesure seront alors entrelacées de manière à assurer en permanence la présence d'une boule d'atomes dans l'interféromètre. Cette technique permettra

[1] Pour une fluctuation de vitesse de lancement δv, la fluctuation de position correspondante à un instant t est donnée par $\delta x = \delta v\ t$.

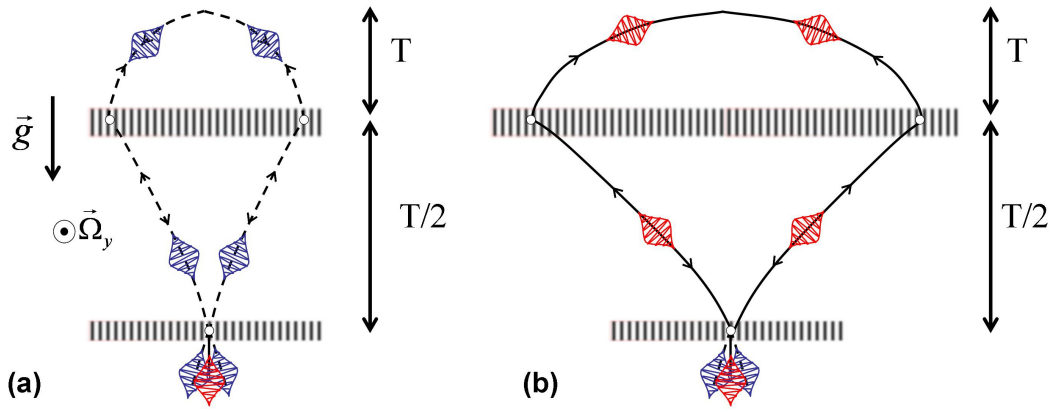

FIG. 7.1 – *a)* Interféromètre à 4 impulsions Raman utilisant la *double-diffraction*. L'aire de l'interféromètre est multiplié par deux comparé à la configuration classique. *b)* Interféromètre utilisant des séparatrices multi-impulsions en *double-diffraction* et réalisant une séparation en impulsion des deux bras correspondant à $4\hbar k_{\text{eff}}$.

également de moyenner plus efficacement les perturbations induites par les accélérations parasites tout en supprimant les temps morts.

Utilisation de la double diffraction : De nouvelles configurations interférométriques pourront être testées en mettant à profit le principe de la double-diffraction présentée au chapitre 4. Cette méthode permettra d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre tout en limitant l'influence des effets parasites (déplacement lumineux, champ magnétique...). Il sera ainsi possible de réaliser un interféromètre utilisant 4 impulsions Raman et donc deux fois plus sensible que dans la configuration classique (figure 7.1). Par ailleurs, la multiplicité des accès optiques de l'enceinte à vide permet d'envisager la mise en place de séquences multi-impulsions réalisant ainsi des niveaux de sensibilité encore jamais atteinte par ce type de capteur. Cette nouvelle méthode de diffraction peut avantageusement être couplée à des oscillations de Bloch. Cette méthode, déjà mise en place sur des interféromètres à transitions Raman traditionnelles et sur des interféromètres de Bragg [77, 79, 80], permettra d'élargir encore la séparation des paquets d'ondes atomiques.

7.2.2 Tests de physique fondamentale

Les différentes voies d'améliorations proposées permettront, tout en augmentant la sensibilité, d'atteindre une séparation macroscopique des paquets d'ondes le long de l'interféromètre. Le prototype ouvrira alors un nouveau champ d'investigation

pour les tests de physique fondamentale. On pourra par exemple envisager de soumettre l'un des bras de l'interféromètre à un potentiel électrique V. L'étude du déphasage de l'interféromètre en fonction de ce potentiel constituera un moyen expérimental efficace pour tester la neutralité de l'atome par l'intermédiaire de *l'effet Aharonov-Bohm* [108, 109] et ainsi éprouver les limites du modèle standard [110].

7.2.3 Géophysique

Les performances visées par le nouveau prototype, au niveau de 10^{-10} rad.s^1 sur des durées d'intégration de l'ordre de 1000 s, laisse entrevoir de nouvelles applications dans le domaine de la géophysique. L'étude des variations de la rotation terrestre, notamment dues aux *mouvements du pôle*[2], est un enjeu important pour la compréhension de la dynamique interne de la planète [111]. Aujourd'hui, ces mesures sont réalisées en combinant des mesures astrométriques effectuées par un ensemble d'observatoires répartis sur toute la planète (*Very Long Baseline Interferometry*) avec des mesures de positionnement par satellite (GPS, SLR, DORIS, ...) afin d'obtenir une sensibilité suffisante. Ces mesures nécessitent des temps d'intégration relativement longs et il apparaît également difficile d'obtenir des mesures locales par cette technique. L'utilisation de capteurs inertiels apporterait donc des informations complémentaires aux études déjà réalisées. Elle permettrait d'une part d'obtenir une mesure de sensibilité équivalente sur une échelle de temps beaucoup plus courte et ainsi d'étudier des phénomènes de fréquences caractéristiques plus élevées. Les gyromètres laser géants offrent aujourd'hui des niveau de sensibilité permettant de réaliser de telles mesures suivant l'axe vertical [112]. Cependant leur encombrement les rend difficilement utilisables pour des applications de terrain. La réalisation d'un capteur à atome froids transportable ouvre donc la voie à des mesures locales d'accélération et de rotation liées par exemple au mouvement relatif des plaques tectoniques qui reste aujourd'hui difficile à évaluer sur de grandes échelles.

[2] L'axe de rotation terrestre subit des variations annuelles d'environ 100 millisecondes d'arc dues majoritairement à des variations saisonnières du moment d'inertie de la Terre. La position du pôle connaît également des variations périodiques (433 jours) dont l'amplitude varie de 0 à 400 millisecondes d'arc (terme de Chandler). Ces fluctuations entraînent une modification de la rotation éprouvée localement au niveau de $\sim 10^{-10}$ rad.s^{-1}.

Annexe A

L'atome de césium

	valeur
Structure atomique	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3f^{10} 4p^6 5s^2 4f^{10} 5p^6 6s^1$
Numéro atomique Z	55
Nombre de masse	133
Masse atomique	220,7 10^{-27} kg
Spin nucléaire I	7/2
Fréquence de la transition hyperfine	9 192 631 770 Hz
Longueur d'onde de la raie (Air) D_2	852,12 nm
Longueur d'onde de la raie (vide) D_2	852,35 nm
Largeur de raie D_2	$\Gamma/2\pi \simeq$ 5,234 MHz
Intensité de saturation, raie D2	I_{sat}=1,09 mW.cm^{-2}
Vitesse de recul raie D_2	$\text{V}_{\text{rec}} \simeq$3,5mm.s^{-1}
Fréquence de recul (transition Raman)	$\omega_R = 2\pi\ 8,2654$ kHz
Vecteur d'onde effectif	$k_{\text{eff}} = 1,474 \times 10^7$ m^{-1}

Tab. A.1 – Quelques valeurs utiles sur l'atome de césium.

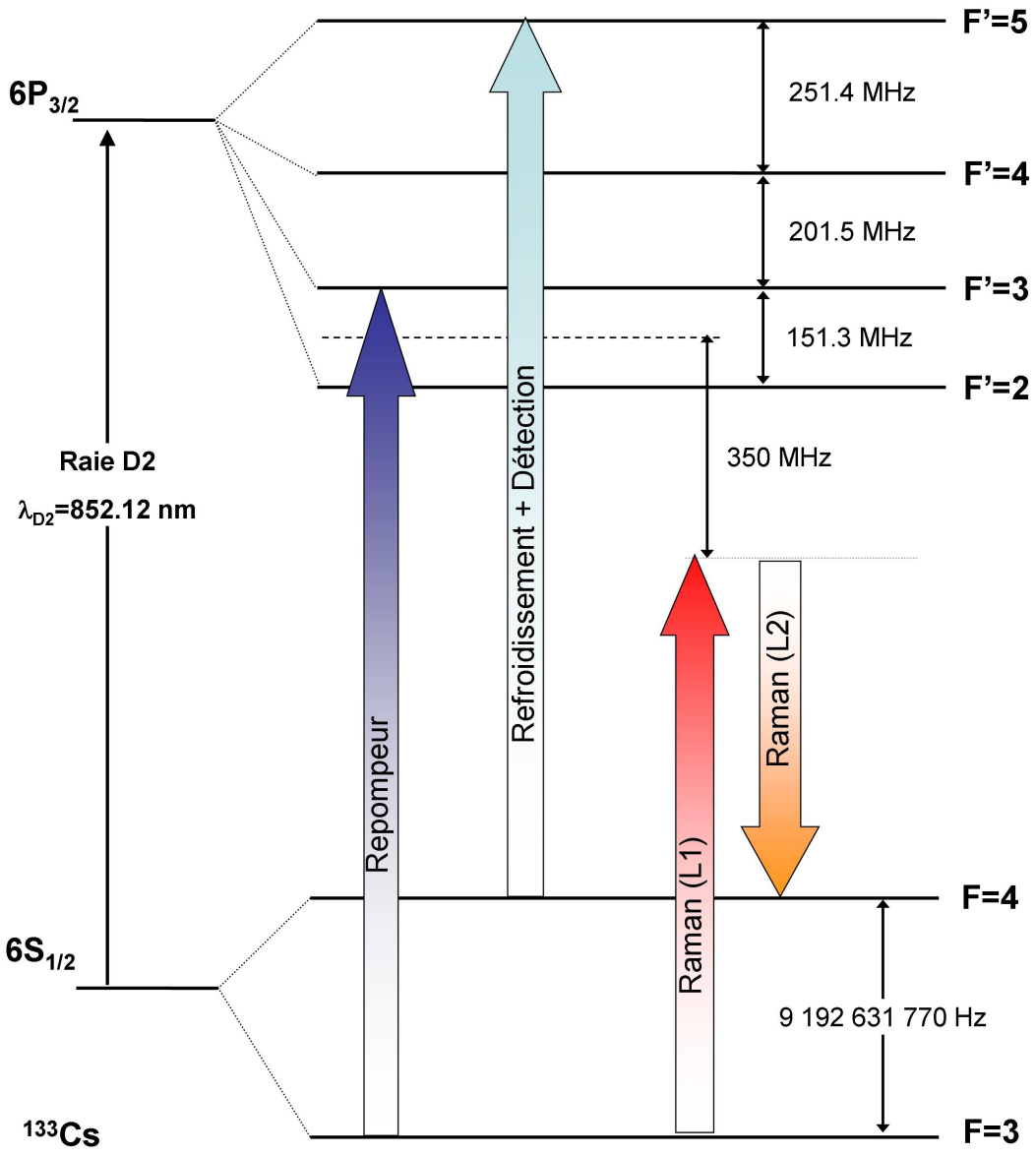

FIG. A.1 – Diagramme d'énergie de l'atome de césium. Seule la raie D_2 est représentée.

Annexe B

État de l'art des gyromètres

Le tableau suivant présente les performances de différents types de gyromètre en terme de sensibilité [113]. Ce tableau dresse un état de l'art de l'ensemble des technologies utilisées pour réaliser des mesures de vitesse de rotation. Pour comparer ces instruments il est important de noter que certains de ces appareils utilisent des technologies traditionnelles très largement éprouvées et sont aujourd'hui des produits commerciaux. Les technologies utilisant des atomes froids sont en revanche plus récentes et font encore aujourd'hui l'objet de recherches. Ces appareils présentent donc une marge de progression plus grande que les appareils traditionnels.

Type de gyromètre	Sensibilité ($\mathrm{rad.s^{-1}/\sqrt{Hz}}$)	Long terme ($\mathrm{rad.s^{-1}}$)	Durée d'intégration
Gyro atomique Kasevich [21]	6.10^{-10}	2.10^{-9}	100 s
Gyro atomique Kasevich [57]	8.10^{-8}	4.10^{-9}	30 minutes
Gyro SYRTE, chapitre 3, [58]	$2,4.10^{-7}$	10^{-8}	30 minutes
Gyro atomique Pritchard [26]	4.10^{-6}	-	-
Gyro spin nucléaire [114]	5.10^{-7}	4.10^{-9}	-
Gyro à hélium superfluide	2.10^{-7}	-	-
Gyro à fibre IXSEA (IMU 120)	3.10^{-7}	10^{-8}	30 minutes
Gyro laser navigation	(qq 10^{-8})	qq 10^{-9}	qq heures
Gyro laser géant [112]	8 10^{-11}	8 10^{-13}	5 heures

Tab. B.1 – Comparaison des performances à court et à long terme de gyromètres optiques et à ondes de matière. La dernière colonne donne la durée typique pour atteindre le palier Flicker, dont la valeur est donnée dans la colonne "long terme".

Annexe C

Articles

- **Enhancing the area of a Raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique**
  T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos et A. Landragin.
  ***Physical Review Letters*, 103, 080405 (2009)**.

- **Characterization and limits of a cold atom Sagnac interferometer**
  A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi et A. Landragin.
  ***Physical Review A*, 80, 063604 (2009)**.

- **Low phase noise amplification of an optically carried micro-wave signal: application to atom interferometry**
  T. Lévèque, A. Gauguet, W. Chaibi, et A. Landragin.
  ***Applied Physics B*, 101, 723 (2010)**.

PRL **103,** 080405 (2009) PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 21 AUGUST 2009

Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique

T. Lévèque, A. Gauguet,* F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin†

LNE-SYRTE, UMR 8630 CNRS, UPMC, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

(Received 21 April 2009; published 21 August 2009)

In this Letter, we demonstrate a new scheme for Raman transitions which realize a symmetric momentum-space splitting of $4\hbar k$, deflecting the atomic wave packets into the same internal state. Combining the advantages of Raman and Bragg diffraction, we achieve a three pulse state labeled an interferometer, intrinsically insensitive to the main systematics and applicable to all kinds of atomic sources. This splitting scheme can be extended to $4N\hbar k$ momentum transfer by a multipulse sequence and is implemented on a $8\hbar k$ interferometer. We demonstrate the area enhancement by measuring inertial forces.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.080405 PACS numbers: 03.75.Dg, 06.30.Gv, 37.25.+k, 67.85.−d

Atom interferometers are of interest for precision measurements of fundamental constants [1–4] and for inertial measurements [5,6]. The sensitivity of these apparatuses is closely related to the ability to diffract atomic wave packets in a coherent way. The angular splitting of this process determines the enclosed area of the interferometer and also its sensitivity. Many techniques have been implemented to coherently separate atomic waves and increase the angular deflection using material gratings [7], magneto-optical beam splitters [8,9], or momentum transfer by adiabatic passage [10]. For precision measurements, the use of two photon transitions is the most frequently used since they guarantee the control of the momentum transfer during the diffraction process.

Matter wave gratings made of a near resonant standing light wave permit the diffraction of the atoms along several coherent paths, separated by $2\hbar k$, in the Kapitza-Dirac or Bragg regime. As in this kind of interferometer [11–13] atoms always travel in the same internal state, the output phase shift is intrinsically insensitive to many systematics such as the ac Stark shift and temporal fluctuations of the Zeeman effect. These methods require the use of highly collimated atomic sources for detection on the external degree of freedom or careful analysis for a multiple path fringe pattern [13]. Alternatively, stimulated Raman transitions [14], which split a wave packet into two distinct internal states, are well adapted for use with noncollimated atomic sources such as optical molasses. In addition, they allow one to realize interferometers which benefit from an internal state labeling [15] for the output phase measurement, as populations of the output ports can be detected using a state selective technique.

Many improvements have been made to increase the momentum-space splitting of Bragg [12,16–20] and Raman [21] based interferometers. Recent works have also permitted an enhancement in the momentum-space splitting by using conventional Raman and Bragg schemes coupled to Bloch oscillations [22–25].

Here we demonstrate a new scheme based on Raman transitions, which achieves a symmetric momentum-space splitting of $4\hbar k$ (Fig. 1). It combines the advantages of these two methods. First, starting with atoms from an optical molasses, we realize an interferometer where partial wave packets propagate along its two arms in the same internal state. Second, the measurement of the output phase shift can still be realized thanks to the state labeling. The area of the interferometer is then increased by a factor of 2 compared to the traditional $\pi/2$-π-$\pi/2$ three pulse configuration. This scheme can be easily extended to perform a $4N\hbar k$ momentum splitting thanks to a multipulse sequence technique. As an example, we utilize a $8\hbar k$ interferometer for inertial measurements.

In our apparatus, described in Ref. [26], 10^7 cesium atoms are loaded from a vapor into two independent magneto-optical traps. Two cesium clouds are then launched at a temperature of 1.2 μK into two opposite parabolic trajectories using moving molasses at velocity $v = 2.4\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$, oriented at an angle of 8° with respect to the vertical direction. At the apex of their trajectory, the atoms interact with horizontal Raman laser pulses which

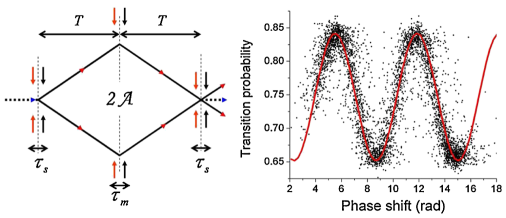

FIG. 1 (color online). Left: Scheme of the $4\hbar k$ interferometer realized using three double-diffraction pulses of duration τ_s, τ_m, and τ_s. Dotted and solid lines, respectively, represent wave packets in the state $|g\rangle$ and $|e\rangle$. Right: Interferometer signal for the source S_1 as a function of the phase shift calculated from the tilt meter signal.

 © 2009 The American Physical Society

PRL 103, 080405 (2009) PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 21 AUGUST 2009

act on the matter wave as beam splitters or mirrors and generate an interferometer with $2T = 60$ ms of total interaction time. The use of two atomic sources (S_1 and S_2) launched along opposite directions allows discrimination between the acceleration and rotation [6].

Raman transitions are implemented in a retroreflected geometry. The two laser beams of parallel polarizations at $\lambda = 852$ nm are guided to the setup through the same polarizing fiber. The beams pass through the vacuum chamber and are reflected by a mirror, crossing a quarter-wave plate twice. The wave plate is set in such a way that the reflected lasers have orthogonal linear polarization compared to the incident ones. As a result, counterpropagating Raman transitions are allowed while copropagating Raman transitions are forbidden. This commonly used geometry limits the impact of wave-front aberrations and provides a simple way to implement the k reversal technique [27]. In fact, in this scheme, atoms interact with four laser waves which drive Raman transitions with effective wave vectors $\pm\mathbf{k_{eff}} = \pm(\mathbf{k_1} - \mathbf{k_2})$.

Atoms are initially prepared in the ground state $|6S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$, which is written as $|g\rangle$. Our four laser design efficiently couples this initial state to the excited state $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = 0\rangle$ by transferring a $2\hbar k$ momentum along two opposite directions. The state $|g, p\rangle$ is then coupled to the two states $|e, p + 2\hbar k\rangle$ and $|e, p - 2\hbar k\rangle$, where p is the initial momentum state of the atom [26]. Because of the Doppler shift $\omega_D = (\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\rm eff})/M$, employing a retroreflected configuration allows the deflection of matter waves in only one momentum state or the other [5,26,28,29]. In our new method, we take advantage of a null Doppler shift to simultaneously couple the atoms in the two symmetric momentum states. This double-diffraction scheme results in a momentum splitting of $4\hbar k$ with the same internal state $|e\rangle$ in the two paths.

First, we investigate the efficiency of this beam splitter scheme by comparing experimental results and numerical simulations of the evolution of the atomic states, when interacting with the four laser waves. Figure 2 shows the measurement of the transition probability from the ground state $|g\rangle$ to the excited state $|e\rangle$ obtained for the atomic clouds as a function of pulse duration. The effective Rabi frequency, defined as usual [30], is $\Omega_{\rm eff} = 2.77 \times 10^4$ rad $\cdot$ s^{-1}. Experimental data are in good agreement with the results of a numerical calculation, displayed as a thick line, in which the basis states are restricted to five momentum states, adding the $|g, p \pm 4\hbar k\rangle$ detuned states to the three previous ones $|g\rangle$ and $|e, p \pm 2\hbar k\rangle$. We verified that the populations in the higher momentum states are negligible taking into account our experimental parameters. We consider the case in which the frequency difference between the lasers is set to $\delta\omega_1 = (\omega_e - \omega_g) + \omega_R$, where $\omega_R = (\hbar k_{\rm eff}^2)/2M$ is the recoil frequency. By extension of the calculation presented in Ref. [30], we solve the Schrödinger equation and calculate the evolution of the populations. The calculation takes into account the Doppler shift linked to the velocity dispersion of the atoms and the spatial dependence of $\Omega_{\rm eff}$ due to the expansion of the atomic clouds in the Gaussian profile of the Raman beam. In order to keep only the atoms in the two symmetric states $|e, p \pm 2\hbar k\rangle$, a pushing beam is implemented after the Raman pulse so as to remove remaining atoms in the ground state $|g\rangle$. In addition, using this scheme, we have verified on the experiment that the beam splitter also realizes a velocity selection of the input momentum state (5.9 mm $\cdot$ s^{-1} FWHM).

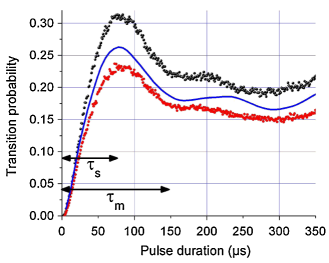

FIG. 2 (color online). Rabi oscillation profiles obtained for the two atomic sources S_1 and S_2 at the apex of their trajectory (dots). The curve is the result of a numerical simulation.

Using this double-diffraction scheme, we realize an interferometer with a three pulse sequence (Fig. 1). The first pulse of duration $\tau_s = \pi/\sqrt{2}\Omega_{\rm eff}$ splits the input state $|g, p\rangle$ into $|e, p \pm 2\hbar k\rangle$ symmetrically. The second pulse of duration $\tau_m = \sqrt{2}\pi/\Omega_{\rm eff}$ acts as a mirror by coupling each path to its opposite momentum state. Finally, matter waves are recombined thanks to a third pulse, of duration τ_s, to form a symmetric interferometer in which the matter waves propagate in the same internal state $|e\rangle$. A pushing beam is implemented after each of the two first Raman pulses so as to suppress spurious interferometers. An important feature of this Raman transition scheme is the use of state labeling at the output of the interferometer even if the matter waves travel in the same internal state. The output phase shift can thus easily be measured thanks to a fluorescence technique. The output atomic phase shift of our device is sensitive to acceleration a and rotation Ω as $\Delta\Phi = 2\mathbf{k_{eff}} \cdot [\mathbf{a} - 2(\mathbf{v} \times \mathbf{\Omega})]T^2$ [26], increasing the sensitivity of the traditional $\pi/2$-π-$\pi/2$ three pulse geometry by a factor of 2.

Similar to a Bragg interferometer, our apparatus is, in principle, insensitive to the main systematic effects: ac Stark shift, temporal fluctuations of the Zeeman effect, and a magnetic field gradient along the direction of propagation of the atomic cloud. Moreover, the interferometer phase does not depend on the laser phase difference as its influence is identical over the two paths.

In order to scan the phase, a controlled acceleration phase shift is induced on the interferometer. This is simply

PRL **103,** 080405 (2009) PHYSICAL REVIEW LETTERS week ending 21 AUGUST 2009

achieved by tilting the apparatus (± 50 μrad) to get a small projection of the gravity along the axis of the light pulses. The inclination is measured thanks to a calibrated tilt meter (Applied Geomechanics 701-2A). In Fig. 1 is displayed the transition probability as a function of the phase shift deduced from the tilt measurement. We observed a contrast of 20% identical for the two atomic sources, attributed to inhomogeneity of the Raman intensity over the atomic cloud.

Using horizontal Raman beams makes the interferometer sensitive to the vertical component of the Earth rotation rate $\Omega_z^E = 5.49 \times 10^{-5}$ rad $\cdot$ s^{-1} at the latitude of Observatoire de Paris. The quadratic scaling of the rotation and acceleration phase shifts with the interaction time T is verified from $T = 10$ to 30 ms (Fig. 3). The fits of experimental phase shifts give measurements of the scale factors compatible with the expected values, respectively, to 3% and 4% for acceleration and rotation. We deduce a rotation rate of $\Omega_z = 5.75 \times 10^{-5}$ rad $\cdot$ s^{-1} in agreement with the expected projection of Earth's rotation rate within the error bar.

The double-diffraction scheme can be extended to higher momentum-space splitting thanks to the retroreflected configuration. After splitting the atoms into the two symmetric states $|e, p \pm 2\hbar k\rangle$ with the first pulse, a second pulse can be implemented to efficiently couple these two resulting states to the next momentum states $|g, p \pm 4\hbar k\rangle$. The Raman frequency difference of the second pulse has to be changed to $\delta\omega_2 = (\omega_e - \omega_g) - 3\omega_R$ in order to fulfill the resonance condition between the momentum states and the two pairs of Raman lasers. This scheme can be extended to a N pulse sequence to reach up to $4N\hbar k$ momentum-space splitting. In order to conserve the resonance condition, the Raman frequency difference of the ith pulse has to be changed and set to $\delta\omega_i = (\omega_e - \omega_g) + (-1)^{i-1}(2i - 1)\omega_R$. Following this argument, symmetric Raman transitions are suitable to realize a large area interferometer with $4N\hbar k$ momentum-space splitting.

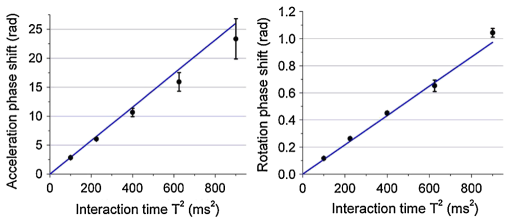

FIG. 3 (color online). Quadratic scaling of the acceleration phase shift induced by the projection of g for an angle of 100 μrad with respect to the horizontal plane (left) and of the rotation phase shift induces by the vertical component of the rotation rate Ω_z^E (right) as a function of the interaction time T^2. The measurements (dots) are compared with the expected behaviors (lines).

Here we demonstrate an interferometer realized with $N = 2$, reaching a $8\hbar k$ momentum-space splitting between the two paths, using seven Raman pulses. In this configuration (Fig. 4), the first atomic beam splitter is composed of two light pulses, respectively, set with detunings $\delta\omega_1$ and $\delta\omega_2$. In this manner, matter waves are coupled from the state $|g, p\rangle$ to $|g, p \pm 4\hbar k\rangle$. The mirror is realized by three successive pulses at $\delta\omega_2$, $\delta\omega_1$, and $\delta\omega_2$ in order to deflect the atoms in their opposite momentum state. Finally, the two interferometric paths are recombined with the symmetric $\delta\omega_2$, $\delta\omega_1$ light-pulse sequence. The durations of the seven pulses are, respectively, τ_s, τ_π, τ_π, τ_m, τ_π, τ_π, and τ_s, where $\tau_\pi = \pi/\Omega_{\text{eff}}$. In addition, four pushing pulses are applied to blow away residual atoms remaining in the internal state $|g\rangle$.

The total interaction time of this interferometer is $2T = 60$ ms. Atoms propagate in the states $|g, p \pm 4\hbar k\rangle$ during $2\delta t = 40$ ms with a delay of $(T - \delta t)/2$. The interferometric area increases by a factor of $\alpha = 2(1 + \delta t/T)$ compared with the $\pi/2$-π-$\pi/2$ configuration. The sensitivity to inertial effects is then proportionally enhanced up to $\Delta\Phi = \alpha \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot [\mathbf{a} - 2(\mathbf{v} \times \mathbf{\Omega})]T^2$. As before, this phase is scanned by tilting the interferometer. In Fig. 5, we show the fringe patterns of the two sources, obtained with the $8\hbar k$ interferometer. The phase shift between the two interferometers corresponds to the rotation phase shift induced by the vertical component of the Earth rotation rate Ω_z^E. The linear scaling of the acceleration phase shift with α was investigated by changing δt. Figure 5 displays the result of the measurement for $\delta t = 0$–20 ms which shows good agreement with the expected slope within 2%. This corresponds to an enhanced sensitivity of a factor of 3.46 compared to the usual $\pi/2$-π-$\pi/2$ configuration.

With respect to the $4\hbar k$ case of a three pulse interferometer, the atoms do not remain into the same internal state all along the two paths. Nevertheless, as the internal state changes at the same time for the two partial wave packets,

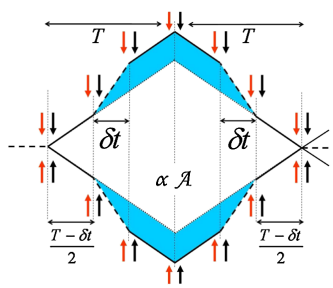

FIG. 4 (color online). Recoil diagram for the $8\hbar k$ interferometer reaching a total area enhanced by a factor of α. Dotted lines represent wave packets in the $|g\rangle$ hyperfine ground state, while solid lines depict the $|e\rangle$ ground state. The colored surface represents the area enhancement compared with the corresponding three pulse configuration.

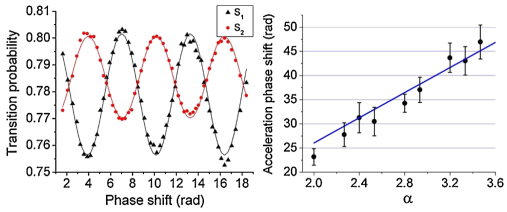

FIG. 5 (color online). Left: Fringe patterns averaged over 450 samples. Right: Linear scaling of the acceleration phase shift induced by the projection of g for an angle of 100 μrad with respect to the horizontal plane as a function of the area enhancement factor α. The measurement (dots) is compared with the expected values (line).

the enhanced interferometer remains insensitive to the same systematics as in the Bragg case.

In conclusion, we demonstrated a new method of achieving symmetric Raman transitions with $4\hbar k$ momentum-space splitting, deflecting the atoms into the same internal state. Using this double-diffraction technique, we have realized an interferometer of increased area which has been tested by performing acceleration and rotation measurements. The splitting scheme has been extended to reach a $8\hbar k$ interferometric geometry in a seven pulse configuration, opening the way for enhanced $4N\hbar k$ path separation geometry.

This scheme provides a simple way to increase the sensitivity of the apparatus without any significant changes in the experimental setup thanks to the retroreflected Raman configuration. In particular, it does not require extra laser power compared to standard Raman transition based interferometers, in contrast with other methods. Furthermore, as matter waves are symmetrically driven in the same ground state, interferometers are intrinsically insensitive to the ac Stark shift, the Zeeman effect, and Raman laser phase noise. The enhanced area geometry thus combines the advantages of Raman and Bragg based interferometers. Moreover, the principle of double diffraction can be extended to the case of a nonzero Doppler shift, providing that the two opposite Raman transitions remain resonant simultaneously. This general case requires at least three different laser frequencies.

Finally, this work provides insight into space-atom interferometer design [28]. Indeed, for inertial sensors in zero-gravity environments, the Doppler effect cannot be used to select one or the other effective Raman transitions in the current retroreflected configuration needed for accuracy [29]. The symmetric Raman diffraction offers a promising solution to circumvent this constraint.

We thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (FINAQS STREP/NEST project Contract No. 012986 and EuroQUASAR/IQS project) for financial support. T. L. thanks the DGA for supporting his work. We also thank P. Bouyer for careful reading.

*Present address: Department of Physics, Durham University, Rochester Building, South Road, Durham DH1 3LE, United Kingdom.
†arnaud.landragin@obspm.fr

[1] A. Wicht *et al.*, Phys. Scr. **T102**, 82 (2002).
[2] P. Cladé *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 033001 (2006).
[3] J. B. Fixler *et al.*, Science **315**, 74 (2007).
[4] G. Lamporesi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 050801 (2008).
[5] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **38**, 25 (2001).
[6] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich, Classical Quantum Gravity **17**, 2385 (2000).
[7] D. W. Keith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
[8] T. Pfau *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3427 (1993).
[9] T. Schumm *et al.*, Nature Phys. **1**, 57 (2005).
[10] M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **73**, 2563 (1994).
[11] E. M. Rasel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995).
[12] D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
[13] S. B. Cahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 784 (1997).
[14] M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
[15] Ch. J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
[16] A. Miffre *et al.*, Eur. Phys. J. D **33**, 99 (2005).
[17] A. E. A. Koolen *et al.*, Phys. Rev. A **65**, 041601(R) (2002).
[18] Y. J. Wang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 090405 (2005).
[19] S. Gupta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 140401 (2002).
[20] H. Müller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 180405 (2008).
[21] J. M. McGuirk, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **85**, 4498 (2000).
[22] P. Cladé *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 240402 (2009).
[23] H. Müller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 240403 (2009).
[24] B. Dubetsky and P. R. Berman, Phys. Rev. A **66**, 045402 (2002).
[25] T. Salger *et al.*, Phys. Rev. A **79**, 011605(R) (2009).
[26] B. Canuel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 010402 (2006).
[27] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **97**, 240801 (2006).
[28] See, for instance, Special issue on Quantum Mechanics for Space Application: From Quantum Optics to Atom Optics and General Relativity, edited by P. Bouyer and A. Bresson [Appl. Phys. B **84** 2006].
[29] A. Landragin and F. Pereira Dos Santos, in *Atom Optics and Space Physics*, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CLXVIII, edited by E. Arimondo, W. Ertmer, E. M. Rasel, and W. P. Schleich (IOS Press, Amsterdam, 2009).
[30] K. Moler *et al.*, Phys. Rev. A **45**, 342 (1992).

PHYSICAL REVIEW A **80**, 063604 (2009)

Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer

A. Gauguet,* B. Canuel,† T. Lévèque, W. Chaibi,‡ and A. Landragin§
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
(Received 10 July 2009; published 1 December 2009)

We present the full evaluation of a cold-atom gyroscope based on atom interferometry. We have performed extensive studies to determine the systematic errors, scale factor and sensitivity. We demonstrate that the acceleration noise can be efficiently removed from the rotation signal, allowing us to reach the fundamental limit of the quantum projection noise for short term measurements. The technical limits to the long term sensitivity and accuracy have been identified, clearing the way for the next generation of ultrasensitive atom gyroscopes.

DOI: 10.1103/PhysRevA.80.063604 PACS number(s): 03.75.Dg, 06.30.Gv, 37.25.+k, 67.85.−d

I. INTRODUCTION

Inertial sensors are of interest in both science and industry. High precision sensors find scientific applications in the areas of general relativity [1], geophysics [2], and navigation [3]. In these fields, matter-wave interferometry is promising since it is expected to be an extremely sensitive probe for inertial forces [4]. In 1991, atom interferometry techniques were used in proof-of-principle demonstrations to measure rotations [5] and accelerations [6]. The first demonstrations of highly sensitive atomic gyroscopes using thermal beams [7,8] were obtained in 1997, followed by sensors with sensitivities at the state-of-the-art level [9,10]. For practical applications, cold-atom interferometry is of fundamental interest thanks to its intrinsic stability and accuracy, as the measurement of inertial forces is realized with respect to the inertial frame of the free-falling atoms. The use of cold atoms allows better control of atomic velocity and interaction time, leading to a better accuracy in a much more compact instrument [11–14].

In this paper we present the full characterization of a gyroscope based on atom interferometry, sensitive to the Sagnac effect. Different parameters have been taken into account for the study: the short term noise, the stability of the systematic effects, the scale factor, and its linearity. The apparatus uses cesium atoms and Raman transition to manipulate the matter wave packets. In our setup, we use a single Raman beam interacting with slow atoms, which makes the setup very versatile. Thus the experiment enables us to measure the full basis of inertia (three components of acceleration and rotation) with the same apparatus [11], making it suitable for applications such as inertial navigation. In this paper, we emphasize the possibility to measure the systematic effects and the scale factor accurately thanks to our polyvalent apparatus. In Sec. II we describe the experimental setup and the measurement process. A detailed analysis of the different sources of systematic errors and tests of the scaling factor are presented in Sec. III. Finally, the analysis of the stability of the rotation measurement and its main limitations are described in Sec. IV.

II. APPARATUS

A global view of the experimental setup is presented in Fig. 1. The whole experiment is surrounded by two layers of mu-metal shield in order to reduce the impact of external magnetic fields. Cesium atoms are first loaded from a vapor into two independent magneto-optical traps (MOT), called A and B in the following. The two cesium clouds are then launched into two opposite parabolic trajectories using the moving molasses technique. At the top of their trajectory, the atoms interact successively three times with a unique pair of retro-reflected Raman beams, which acts on matter waves as beam splitters or mirrors. This creates an interferometer of 80 ms total maximum interaction time. The atomic phase shift is then obtained from the population in each output port, which is measured by a fluorescence technique thanks to the

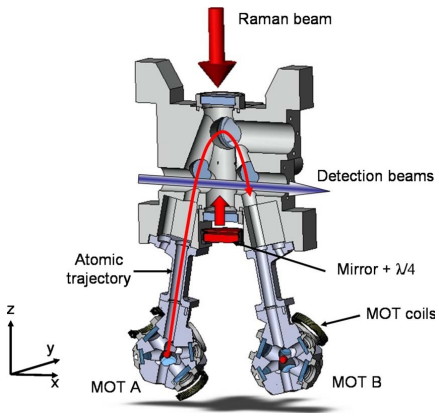

FIG. 1. (Color online) Scheme of the vacuum chamber showing the two MOTs, the interferometer zone and detection probe. The total dimensions of the system are $30\times10\times50$ cm^3.

*Present address: Department of Physics, Durham University, Rochester Building, South Road, Durham DH1 3LE, England.
†Present address: European Gravitational Observatory, Via E. Amaldi, 56021 S. Stefano a Macerata–Cascina (PI), Italy.
‡Present address: ARTEMIS–Observatoire de Nice, Boulevard de l'Observatoire, 06305 Nice, France.
§arnaud.landragin@obspm.fr

 ©2009 The American Physical Society

state labeling of the interferometer output ports [15].

In this paper we will focus on the configuration based on vertical Raman beams. The use of two atomic sources allows us to discriminate between the acceleration along the vertical direction and the rotation around the y horizontal axis. The experiment is mounted on a horizontal rotating platform, which enables us to vary the projection of the Earth's rotation rate along the sensitive axis of the gyroscope.

A. Atomic preparation

Cesium atoms are loaded from a thermal vapor during 140 ms into two independent MOTs. After the MOT coils are turned off, the atoms are kept in an optical molasses for 15 ms, to allow the stray magnetic field to decay. A frequency shift between the upper and the lower cooling beams is then applied, to launch the atoms thanks to the moving molasses technique. The independent control of the lower and upper cooling beam frequencies is achieved by passing through two different acousto-optic modulators (AOM). By applying a frequency shift of 3.2 MHz on the AOM controlling the lower cooling beams, the atoms are launched with a velocity of 2.4 m s^{-1} at an angle of 8° with respect to the vertical direction. In addition, the atoms are cooled down to a temperature of about 1.2 μK in the molasses by chirping the mean frequency down to -15Γ, with respect to the closed transition $|F=4\rangle \leftrightarrow |F'=5\rangle$.

Following this launching stage, the atoms are distributed among all Zeeman sublevels of the $|6S^{1/2},F=4\rangle$ state. In order to reduce the sensitivity to parasitic magnetic fields, atoms are selected in the sublevel $m_F=0$. For this purpose, a static magnetic field of 30 mG is applied in the z direction to lift the degeneracy of the Zeeman sublevels. Atoms in $|6S^{1/2},F=4,m_F=0\rangle$ are transferred to $|6S^{1/2},F=3,m_F=0\rangle$ when passing through a microwave cavity. Any atoms remaining in $|6S^{1/2},F=4\rangle$ are then removed by means of a pusher beam. After this preparation stage, we obtain typically 10^7 atoms in the $|6S^{1/2},F=3,m_F=0\rangle$ ground state with a residual in the other states of less than 1%, for both sources.

B. Implementation of the interferometer

1. Three pulse interferometer

When the atoms arrive close to the apex of the parabolic trajectories, occurring at $t_{ap}=244$ ms after launch, the wave packets are split, deflected, and recombined by stimulated Raman transitions [6] in order to realize the interferometer. Since the Raman beams are vertically oriented the interferometric area is created in the (x,z) plane (Fig. 2).

The output phase shifts $\Delta\Phi^A$ and $\Delta\Phi^B$ of the two interferometers are composed of three terms which depend, respectively, on the acceleration $\mathbf{a}$, the rotation $\mathbf{\Omega}$, and the Raman laser phase differences of the three pulses [16],

$$\Delta\Phi^{A,B} = \Delta\Phi_a + \Delta\Phi_\Omega^{A,B} + \Delta\Phi_{laser}. \quad (1)$$

In the vertical Raman configuration studied here, these contributions are written as a function of the vertical acceleration a_z, the horizontal rotation Ω_y and the Raman laser phase differences ϕ_i, $i=1,2,3$,

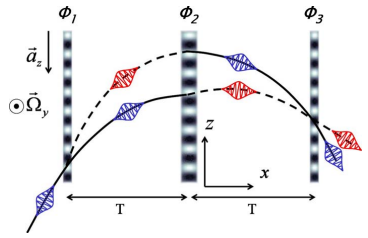

FIG. 2. (Color online) Scheme of the $\pi/2-\pi-\pi/2$ interferometer in the vertical Raman configuration with a total interaction time of $2T$. The interferometer is sensitive to the vertical acceleration a_z and the rotation Ω_y. Solid and dotted lines, respectively, represent the partial wave packets in the states $|6S_{1/2},F=3\rangle$ and $|6S_{1/2},F=4\rangle$.

$$\Delta\Phi_a = k_{\text{eff}} a_z T^2,$$

$$\Delta\Phi_\Omega^{A,B} = 2\ k_{\text{eff}} V_x^{A,B} \Omega_y T^2,$$

$$\Delta\Phi_{laser} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3, \quad (2)$$

where $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ is the effective wave vector of the Raman beam. The rotation phase shifts $\Delta\Phi_\Omega^{A,B}$ measured by the two interferometers are related to the horizontal velocities $V_x^{A,B}$ and have opposite signs for the two sources. The use of two counterpropagating sources allows to discriminate between the acceleration and rotation phase shifts [9].

2. Raman lasers

In order to drive Raman transitions between $|6S_{1/2},F=3,m_F=0\rangle$ and $|6S_{1/2},F=4,m_F=0\rangle$, two counterpropagating laser beams, with a frequency difference of 9.192 GHz, are required. These two optical frequencies are generated by two extended cavity laser diodes [17] emitting at $\lambda=852$ nm. The first laser is locked by frequency comparison to the MOT repumper beam with a detuning of 350 MHz with respect to the $|6S_{1/2},F=3,m_F=0\rangle \leftrightarrow |6P_{3/2}\rangle$ transition. A second laser is phase locked to the previous one by comparing the beat note between the two beams with a microwave reference [18]. In order to get sufficient power to drive the transitions, the two laser beams are injected into a common semiconductor tapered amplifier (EYP-TPA-0850–01000–3006-CMT03) [19]. The power ratio between the two lasers is adjusted close to 0.5 in order to cancel the effect of the ac Stark shift (see part IIIC2). This ratio is then finely tuned by means of Raman spectroscopy on the cold-atom samples. After amplification, the two lasers have the same polarization and are guided to the atoms through the same polarizing fiber. At the output of the fiber, the beam is collimated with an achromatic doublet lens of 240 mm focal length, giving a diameter at $1/e^2$ of 35 mm. The intensity at the center of the beam is 20 mW cm^{-2}. The two counterpropagating beams are obtained thanks to a retro-reflected configuration in which the two frequency beam passes through the vacuum

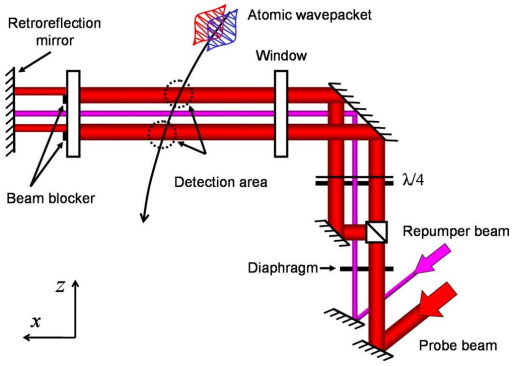

FIG. 3. (Color online) Scheme of the detection system. Two retro-reflected probe beams are generated from the same laser while a repumper beam is inserted between them. These three beams are shaped to form horizontal slices using two slits.

chamber and is reflected by a mirror, crossing a quarter-wave plate twice (Fig. 1). The quarter-wave plate is set in such a way that retro-reflected polarizations are orthogonal with respect to the incident ones. In this manner, counterpropagating Raman transitions are allowed while copropagating ones are forbidden. This retro-reflected configuration limits the parasitic effects induced by the wave-front distortions, which are critical in order to achieve good accuracy and long term stability (see Sec. III C 4).

Moreover, since the atoms are in free fall, the frequency difference between the two atomic levels is Doppler shifted in the vertical direction by $\omega_D = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}(t - t_{ap})$, which depends on the gravity g. In order to satisfy the resonance condition during the whole atomic flight, the frequency difference between the two Raman lasers is chirped thanks to a direct digital synthesizer (DDS). Additionally the interferometers are realized with a delay of 5 ms with respect to the apex of the trajectories in order to avoid a null Doppler shift during the π pulse.

C. Detection system

1. Detection apparatus

With Raman transitions, state labeling [15] enables one to determine the momentum state of the atoms by measuring their internal state. Thus, the phase shift of the interferometer can be obtained simply by measuring the transition probability of the atoms between the two ground states $|6S_{1/2}, F=3, m_F=0\rangle$ and $|6S_{1/2}, F=4, m_F=0\rangle$ at the output of the interferometer. The population measurement is performed by counting the number of fluorescence photons emitted by the atoms at the crossing of successive resonant laser beams. These beams are shaped to form horizontal slices of light with a rectangular section of 10×5 mm so as to probe the whole atomic clouds.

The detection system is made up of three counter propagating beams circularly polarized as shown in Fig. 3. The upper and lower beams are used as probes with a saturation parameter of 0.3. They are obtained from the same laser, tuned to the closed atomic transition $|6S_{1/2}, F=4\rangle \leftrightarrow |6P_{3/2}, F'=5\rangle$. A repumper beam is inserted between these two probes and tuned to the transition $|6S_{1/2}, F=3\rangle \leftrightarrow |6P_{3/2}, F'=4\rangle$.

After the interferometric sequence, the atoms pass through the first probe. The fluorescence light emitted by the cycling transition $|6S_{1/2}, F=4\rangle \leftrightarrow |6P_{3/2}, F'=5\rangle$ is collected by an imaging system (3.7% efficiency) and focused onto a photodiode (Hamamatsu 1327BQ). The output signal s_1, given by the area of the time-of-flight signal, is proportional to the number of atoms projected into the $|6S_{1/2}, F=4\rangle$ state. The lower part of this first probe beam is not retro reflected in order to eliminate these atoms. The remaining cloud, made up of atoms in the $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ ground state, is optically pumped to the $|6S_{1/2}, F=4\rangle$ state while passing through the repumper beam. These atoms are finally detected with the second probe beam, providing a signal s_2 proportional to the number of atoms initially in the state $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ at the output of the interferometer. Each interferometer uses two imaging systems in order to collect the signal emitted by the atoms in the two respective ground states. The transition probability P is deduced from the fluorescence signals obtained on the two photodiodes (s_1 and s_2) and is written: $P = \frac{s_1}{s_1+s_2}$.

2. Detection noise analysis

The noise affecting the fluorescence signals can be separated into three main contributions [20]. The first is related to power or frequency fluctuations of the probe beams that induce a noise which scales linearly with the total number of atoms N^A and N^B in each source. The second contribution consists of a technical noise related to the detection system (photodiode dark current and amplifier noise) that gives a contribution independent of the total number of atoms in the probe. Finally, the quantum projection noise (QPN) gives a fundamental limit of the measurement [21] and scales as $[P^{A,B}(1-P^{A,B})N^{A,B}]^{1/2}$. These independent sources of noise can be added quadratically, giving a variance of the transition probability,

$$\sigma^2_{P^{A,B}} = \alpha + \frac{P^{A,B}(1-P^{A,B})}{N^{A,B}} + \frac{\gamma}{N^{A,B^2}}. \tag{3}$$

In order to determine the parameters α and γ when working at one side of a fringe of the interferometer, we use a single Raman laser pulse giving an average transition probability close to 0.5. In such a case, the noise detection properties are similar to those of the interferometer without being sensitive to the interferometer phase noise. In practice, the Raman laser power is reduced so that the Raman pulse duration $\tau = \pi/\Omega_{Rabi}$ limits the average transition probability to $P^{A,B} = 0.5$ by velocity selection. By this means, the measurement is made almost insensitive to any power fluctuations of the Raman beam.

The detection noise σ_P is evaluated as a function of the number of detected atoms, which is changed by varying the loading time of the MOTs (see Fig. 4). The data are scaled as a function of the fluorescence signal $S = s_1 + s_2$, which is pro-

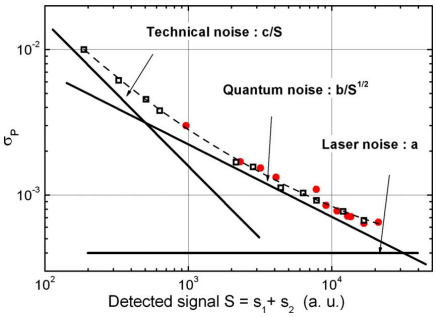

FIG. 4. (Color online) Detection noise analysis. The shot-to-shot Allan standard deviation of the transition probability is plotted versus the detected signal S in the same arbitrary unit for the two sources (respectively, black squares and red dots). The dashed curve corresponds to the fit of the data by the noise model, which can be separated into three terms corresponding to the three solid lines.

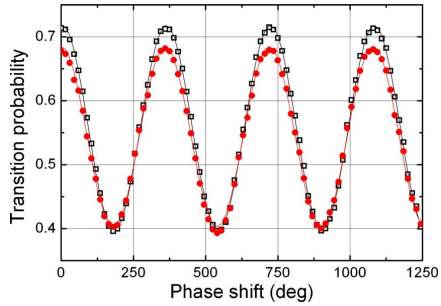

FIG. 5. (Color online) Atomic fringe patterns obtained for the interferometers A (black squares) and B (red dots) with an interaction time of $2T=80$ ms and a pulse duration of 13 μs. In order to scan the fringe patterns we incremented the effective Raman laser phase at each measurement cycle.

portional to the actual atom number $N^{A,B}=\eta S$. The two detection systems clearly show identical noises for the two atomic sources. A fit of the experimental data has been realized by Eq. (3) in which the scaling of the number of atoms is a free parameter. This leads to a fit with three parameters (a,b,c), related to α, γ, and η, which are reported in Table I. For the usual experimental parameters, the number of atoms detected corresponds to $S=7000$ and the signal to noise ratio is then limited by the quantum detection noise. In this case, the parameter b allows the determination of the actual number of atom detected for each source, giving $N=3.6\times10^5$ atoms, which is in agreement with additional measurements realized by absorption.

D. Measurement process

Interference fringe patterns are scanned by taking advantage of the Raman laser phase control. Indeed, by adding a laser phase offset $\delta\varphi_n$ between the second and the third pulses of the nth measurement, the atomic phase measured evolves as $\Delta\Phi_{laser}=\phi_1-2\phi_2+(\phi_3+\delta\varphi_n)$. In practice, the phase increment $\delta\varphi_n$ is applied to the microwave signal used as a reference to phase-lock the two Raman lasers. The fringe patterns, shown in Fig. 5, were obtained with the usual parameters, $2T=80$ ms and Raman pulse durations of $\tau=13$ μs. Both atomic sources exhibit a contrast C close to 30% mainly limited by the Raman transition efficiency. Two phenomena are responsible for this limitation. On the one hand, the atomic cloud velocity distribution is broader than the velocity linewidth of the Raman transition. On the other hand, because of the thermal expansion of the atomic cloud, all the atoms do not experience the same laser power in the Gaussian Raman beam, and therefore do not experience the same Rabi frequency.

TABLE I. Table of the fitted parameters deduced from the measurement of the detection noise, presented in Fig. 4.

Noise	Fitted parameters	
Laser	$a=\sqrt{\alpha}$	$=4\times10^{-4}$
QPN	$b=1/(2\sqrt{\eta})$	$=7\times10^{-2}$
Technical	$c=\sqrt{\gamma}/\eta$	$=1.6$

The transition probability measured at the output of the interferometer is written as a function of the following terms: an offset $M^{A,B}$, a contrast $C^{A,B}$, a phase shift due to inertial effects $\Delta\Phi_I^{A,B}$ (acceleration and rotation) and a laser phase shift $\Delta\Phi_{laser}$,

$$P^A = M^A + C^A\cos(\Delta\Phi_I^A + \Delta\Phi_{laser}),$$

$$P^B = M^B + C^B\cos(\Delta\Phi_I^B + \Delta\Phi_{laser}). \quad (4)$$

The phase shift accumulated by the two interferometers can then be deduced by fitting each fringe pattern with the Eq. (4). The acceleration and rotation phase shifts are then discriminated by calculating, respectively, the half sum and half-difference of the two fitted phase shifts,

$$\Delta\Phi_a = \frac{\Delta\Phi^A + \Delta\Phi^B}{2} \quad \Delta\Phi_\Omega = \frac{\Delta\Phi^A - \Delta\Phi^B}{2}. \quad (5)$$

In the general case, the interferometric phase shift can always be extracted from four points: $\Delta\Phi_{laser}=0°$, +90°, +180°, and 270°.

With the retro-reflected configuration, atoms are submitted to four laser waves which couple Raman transitions along two opposite effective wavevectors $\pm\mathbf{k}_{\text{eff}}$. The opposite Doppler shift between these two effective transitions allows the deflection of the atomic wave packets along one or the other direction by changing the sign of the frequency ramp delivered by the direct digital synthesizer. The sign of the inertial phase shifts $\Delta\Phi_I^{A,B}$ changes according to $\pm\mathbf{k}_{\text{eff}}$. Consequently, by processing the half-difference of the phase shift measured at $\pm\mathbf{k}_{\text{eff}}$, parasitic phase shifts independent of the direction of the effective wave vector are removed thanks to this k-reversal technique.

To sum up, the experimental sequence consists in acquiring transition probability measurements on the two sources,

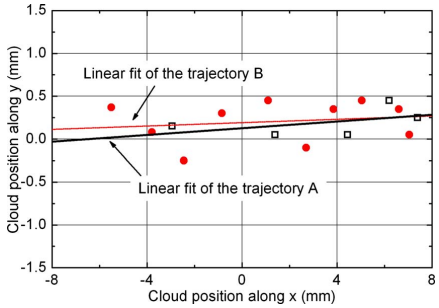

FIG. 6. (Color online) Trajectories of the atomic clouds A (black squares) and B (red dots) in the *xy* plane, in the interaction area. Two linear fits of experimental data show that the overlap is better than 0.5 mm, limited by the measurement resolution.

alternately for each direction of the wave vector $\pm\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}$. The fit is processed afterward and we infer a measurement of the inertial phase shifts for each set of eight acquisition points.

III. SYSTEMATIC ERRORS AND SCALE FACTOR

A. Characterization of the atomic trajectories

A crucial point, when measuring a differential phase shift between two interferometers [9,22,23], is the overlap of the two atomic trajectories. Indeed, if the trajectories are perfectly overlapped, many systematic effects cancel out, as explained in paragraph IIIC. Consequently, the two cold-atom sources were realized with particular care. In this section, we study both the overlap and the stability of the two trajectories.

1. Overlap of the atomic trajectories

When using Raman laser beams oriented in the vertical direction, the atomic trajectories have to be overlapped in the orthogonal plane (*xy*) since the Raman laser system remains invariant along the *z* direction. In addition, the two atomic clouds must be resonant simultaneously with the single Raman beams which implies that vertical velocities must be equal. The key parameters allowing to fulfill these requirements are the initial positions and velocities of the two atomic sources. Despite a careful alignment and power adjustment of the twelve trap laser beams, the overlap of the two trajectories has to be finely tuned. The adjustment of the velocities is achieved by modifying the launching directions (thanks to the tilt of the experiment) and by changing independently the values of the launch velocities. The relative positions at the moment of the Raman pulses were optimized by adjusting the timing sequence and the positions of the zeros of the quadratic magnetic fields in the two traps.

We directly map the two trajectories in the interferometer zone thanks to the Raman laser beams, with a movable aperture of diameter 5 mm. By maximizing the transfer efficiency of a Raman pulse, we deduce the actual position of each atomic cloud in the *xy* plane at a given time. Figure 6 shows the two trajectories which are overlapped to better than 0.5 mm over the whole interferometer zone. The measurement resolution is limited by the spatial extension of the atomic clouds (5 mm FWHM at the apex).

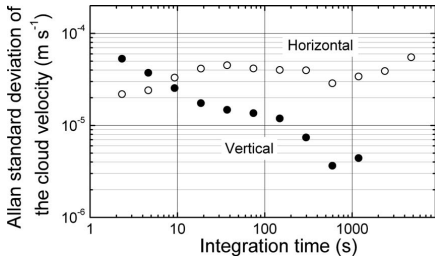

FIG. 7. Allan standard deviation of the atomic velocity for source A measured by Raman spectroscopy. The analysis is carried out from a 12 h continuous acquisition.

2. Stability of the trajectory overlap

The stability of the overlap is of primary interest for the stability of the rotation rate measurements (paragraph IV). Ideally, independent measurements of the initial velocities and positions of the two sources in the (*xy*) plan should be performed. Unfortunately, the use of the time-of-flight method and Raman lasers along either the *y* or the *z* axes only gives access to the initial position stabilities in the *z* axis and velocities in the *y* and *z* directions. Nevertheless, this measurement gives an evaluation of the typical fluctuations of position and velocity which are needed in the analysis of the long term stability.

The atomic velocity stability is measured by Raman spectroscopy, using horizontal or vertical Raman laser beams. For counterpropagating Raman beams, the resonance condition depends on the Doppler effect and leads to a measurement of the atomic velocity. In addition, to discriminate the Doppler effect from other sources of frequency shift, we use the *k*-reversal method described in chapter IID. Figure 7 shows the Allan standard deviations of velocities along the *z* and *y* directions for source A. Similar behaviors have been recorded for source B, with stabilities between 2 and 30 μm s^{-1} for time scales from 1 to 5000 s. In addition, the fluctuations of the initial position along the vertical direction can be obtained by combining the previous velocity data with simultaneous time of flight measurements. Therefore we can estimate the Allan standard deviation of the initial position, which is 28 μm at 2 s, averaging over the long times (1000 s) to 15 μm. Combining these position and velocity fluctuations independently, we infer a typical overlap fluctuation of around 20 to 30 μm in the interferometer zone. In order to explain the sources of these fluctuations, additional studies have been performed. They demonstrate that relative power and polarization fluctuations of the opposing cooling beams can explain this result. Indeed, we measured a change of the launch velocity of 36 μm s^{-1} for 1% of polarization fluctuation and a initial displacement of 50 μm for 1% of intensity fluctuation between the three top and the three bottom cooling beams [24]. In normal operation, polarization

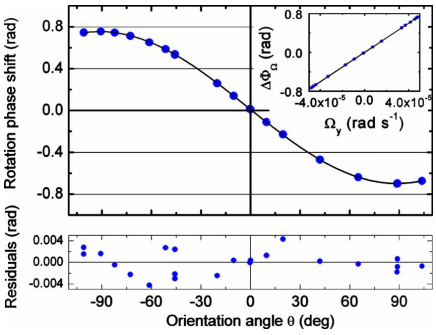

FIG. 8. (Color online) Measurement of the rotation phase shift as a function of the orientation θ of the experimental setup with respect to the east-west direction. Experimental data (dots) and their sinusoidal fit (line) are displayed on the top graph while their residuals are shown at the bottom. The inset exhibits the same data reported as a function of the rotation rate.

fluctuations are the dominant contributions affecting the stability of the trajectories.

B. Measurement of the systematic errors and the scale factor

In order to perform inertial force measurements, we need to know accurately the scale factors and the systematic errors, which link the actual rotation and acceleration quantities to the measured phase shifts $\Delta\Phi_{\rm rot}$ and $\Delta\Phi_{\rm acc}$. In order to determine these two parameters for rotation, we change, in a controlled way, the rotation rate measured by the gyroscope. In addition, taking advantage of the single Raman laser beam pair, the interaction time T can be changed continuously from $T=0$ to 40 ms. The systematic error and scale factor measurements were performed for various interaction times, giving a test of the quadratic scaling of the rotation phase shift with T.

1. Dependence on the rotation rate

The first test of the rotation scale factor consists in checking the proportionality between the rotation phase shift and the rotation rate. For this purpose, the orientation θ between the sensitive axis of the gyroscope and the east-west direction, is changed to measure different horizontal projections of the Earth rotation rate, $\Omega_y=\Omega_h \sin\theta$. At the Observatoire de Paris, located at the latitude $\lambda=48°\ 50'\ 08''$, the horizontal rotation rate Ω_h is 4.8×10^{-5} rad s^{-1}. The whole device is placed on a rotation mount, which determines the orientation with a relative accuracy of 50 μrad.

In Fig. 8 the rotation phase shift is plotted with respect to the orientation of the gyroscope. The experimental data are fitted by a sinusoidal function $\Delta\Phi=\Delta\Phi_\Omega^{er}+A^{(0)}\sin(\theta-\theta_0)$. The magnitude $A^{(0)}$ is used to calibrate the rotation scale factor: we find $A^{(0)}/(\Omega_T \sin\lambda)=15124\pm12$ rad rad^{-1} s^{-1}. Moreover this measurement allows to deduce the systematic error of the rotation signal: $\Delta\Phi_\Omega^{er}=28.3\pm0.7$ mrad.

The same data, when plotted as a function of the rotation rate, are well aligned with a slope equal to the scale factor. Nonlinearities appear as deviations to the straight line and can be evaluated by fitting with a quadratic term. Their relative contributions are below 10^{-5} in the range of measurement.

2. T scaling of the rotation phase shift

In order to test the T^2 scale factor dependence, the experimental setup is oriented at $\theta\simeq\pm90°$, for which the sensitivity of the gyroscope to the Earth rotation is maximum. We also take advantage of the fact that, for these two orientations, an error in the orientation angle θ has a second-order effect on the rotation phase shift. Therefore we write

$$\Delta\Phi_\Omega^{+90°}(T)=\Phi_{rot}^{er}(T)-2k_{\rm eff}V_x\Omega_yT^2,$$

$$\Delta\Phi_\Omega^{-90°}(T)=\Phi_{rot}^{er}(T)+2k_{\rm eff}V_x\Omega_yT^2, \qquad (6)$$

where $\Phi_{rot}^{er}(T)$ is the systematic error on the rotation signal for a given interaction time T. The half-difference of the signal measured at $\theta=+90°$ and $\theta=-90°$ [Fig. 9(a)] gives a test of the scaling of the rotation phase shift as T^2. It shows excellent agreement with the expected behavior. In addition, the systematic error which affects the rotation signal is deduced from the half sum of the signals for the two orienta-

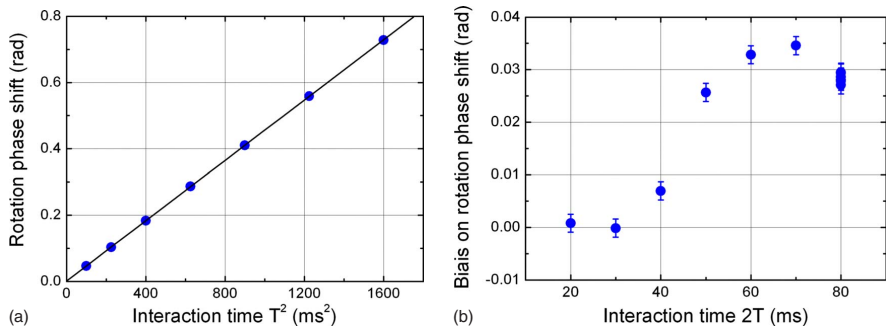

FIG. 9. (Color online) (a) Evaluation of the rotation phase shift versus the interaction time T^2. In this figure the systematic error is cancelled by the subtraction of the rotation signals obtained at $\pm90°$. (b) Systematic error on the rotation signal as a function of the interaction time 2T. The systematic error is evaluated by calculating the half sum of the rotation signals measured at $\pm90°$.

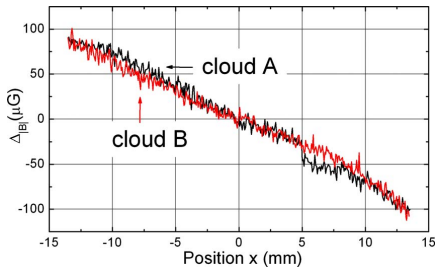

FIG. 10. (Color online) Measurement of the magnetic field as a function of the position of the atoms along their trajectory in the interaction zone.

tions. The evolution of the error phase shift is displayed as a function of the interaction time in Fig. 9(b). Negligible for small interaction times, it increases up to 34 mrad. For the usual interaction time of $2T=80$ ms, this systematic error reaches 28.3 mrad. The study of the different sources of systematic errors is performed in the following section.

C. Investigation of the sources of systematic errors

1. Quadratic Zeeman effect

The first expected source of systematic error in the interferometer phase shift comes from the Zeeman shift induced by the magnetic field. In order to limit its impact, the interferometer is realized between the two $m_F=0$ Zeeman sublevels, whose energy difference evolves quadratically with the magnetic field as $\Delta_{mag}=K^{(2)}B^2$, with $K^{(2)}=427.45$ Hz G^{-2} for cesium atoms. In addition, thanks to the symmetric features of the interferometer, the phase shift is not sensitive to a constant frequency shift. However, a magnetic field gradient breaks the symmetry and gives rise to a phase shift. Assuming a linear gradient δ_{bx} along the atomic trajectories the phase shift induced is

$$\Delta\Phi_{mag}=-4\pi K^{(2)}B_0T^2V_x\delta_{bx}. \tag{7}$$

The MOTs and the interaction region are set into three independent magnetic shields and the whole experiment is inside a second layer of shield so as to limit the influence of the ambient magnetic field. The magnitude of the residual magnetic field has been measured by selecting the atoms in the $m_F=2$ sublevel and driving magnetic transitions thanks to a microwave antenna. By measuring the frequency of the transition between the $|6S_{1/2},F=3,m_F=2\rangle$ and $|6S_{1/2},F'=4,m_{F'}=2\rangle$ states along the trajectories, we mapped the value of the magnetic field in the interaction zone. The results of these measurements are displayed in Fig. 10 for the two atomic clouds. We measured a gradient of $\delta_{bx}=7$ mG m^{-1} giving a small phase shift of 0.6 mrad on the rotation signal. This Zeeman phase shift does not depend on the laser wave vectors, therefore it cancels out with the k-reversal technique and so disappears on the total interferometer phase shift.

2. ac Stark shift

We study the effect of a frequency shift induced by the ac Stark shift Δ_{ac} on the interferometer phase shift [25]. This frequency shift between the two hyperfine levels can be cancelled by setting a proper intensity ratio between the two Raman beams. However, if the ratio is flawed, a phase shift $\Delta\Phi_{ac}$ is induced on the interferometer. Assuming the ac Stark shift to be constant during each laser pulse gives

$$\Delta\Phi_{AC}=\left(\frac{\Delta_{ac}^{(3)}}{\Omega_{eff}^{(3)}}-\frac{\Delta_{ac}^{(1)}}{\Omega_{eff}^{(1)}}\right) \tag{8}$$

where $\Delta_{ac}^{(1,3)}$ are the frequency shifts of the Raman transition at the time of the first and the third pulses, and $\Omega_{eff}^{(1,3)}$ are the respective effective Rabi frequencies [26]. In our experimental setup, the two Raman lasers are provided by a single optical fiber and are retro reflected, ensuring the stability of the intensity ratio between the two lasers throughout the Raman beam.

Equation (8) shows that if the atomic trajectories are perfectly overlapped and symmetric with respect to the center of the Raman beam, the phase shift $\Delta\Phi_{ac}$ remains equal to zero as the contributions of the first and last pulses are identical. However, a parasitic phase shift appears on the acceleration signal if the Gaussian profile of the Raman beam is not centered with respect to the three pulse sequence of the interferometer. A similar effect would be induced by time fluctuations of the laser power at the output of the fiber. Moreover, this phase shift also affects the rotation signal if the two trajectories are not perfectly superimposed.

The sensitivity of the rotation signal to the ac Stark shift was characterized by changing the intensity ratio between the two Raman lasers so as to induce a frequency shift of $\Delta_{ac}=10$ kHz. A sensitivity of 5 mrad kHz^{-1} was measured. This ac Stark shift is however independent of the effective wave vector $\mathbf{k}_{eff}$ so it can be rejected by the k-reversal method, considering that the fluctuation of $\Delta\Phi_{ac}$ is slow compared with the repetition rate of the measurement. Using this technique, we measure a residual error due to the ac Stark shift at the level of 0.1 mrad kHz^{-1} corresponding to a sensitivity to this effect reduced by a factor of 50. When running the interferometer, we directly optimize the ac Stark shift on the atomic signal with an accuracy better than 500 Hz, leading to a residual systematic error below 0.05 mrad which is negligible.

3. Two-photon light shift

As explained above the retro-reflected Raman beams couple the ground state $|6S_{1/2},F=3,\mathbf{p}\rangle$ with the two states $|6S_{1/2},F=4,\mathbf{p}\pm\hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$. Since these two possible Raman transitions are Doppler shifted, we can choose only one state by adjusting the Raman detuning. However, the nonresonant coupling induces a two-photon light shift (TPLS) on the selected Raman transition which results in an atomic phase shift ($\Delta\Phi_{TPLS}$) [27],

$$\Delta\Phi_{TPLS}=\frac{\Omega_{eff}^{(1)}}{4\delta_D^{(1)}}-\frac{\Omega_{eff}^{(3)}}{4\delta_D^{(3)}}, \tag{9}$$

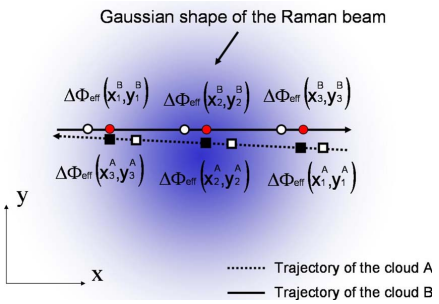

FIG. 11. (Color online) Wave-front defects induce a phase shift related to the laser phases seen by the atoms at the moments of the three laser pulses (black squares and red dots). By changing the moments when the pulses occur we simulate a relative displacement of the atomic clouds with respect to the Raman beam (white squares and white dots).

where $\Omega_{\text{eff}}^{(i)}$ is the effective Rabi frequency and $\delta_D^{(i)}$ the Doppler shift for the ith pulse. This phase shift depends on $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ and cannot be cancelled out with the k-reversal method. It is shown that this shift is similar for the two interferometers and induces an error on the acceleration signal of only 12 mrad while remaining below 0.3 mrad on the rotation signal.

4. Wave-front distortion

The atomic phase shift depends on the effective laser phases ϕ_i imprinted on the atomic wave at the moments of the three pulses. Because of a nonuniform laser wave front, the phase shift measured by each interferometer depends on the position of the atomic cloud in the Raman wave front (x_i, y_i) at the ith pulse and can be written as

$$\Delta\Phi_{\text{wf}} = \phi_1(x_1,y_1) - 2\phi_2(x_2,y_2) + \phi_3(x_3,y_3). \qquad (10)$$

The spatial variations of the laser phase along the wave-front induce a phase shift on the interferometric measurements. In our setup, the use of a retro-reflected configuration allows to reduce the number of optical elements and hence to decrease the aberrations between the two opposite Raman beams. Therefore, the wave-front defects are mainly induced by the Raman window, the quarter wave plate and the retro-reflection mirror, which affect only the reflected beam.

When the trajectories of the two atomic clouds are perfectly overlapped, the wave-front defects are identical for both interferometers, which is equivalent to a constant acceleration. If the paths are not perfectly overlapped, the phase shifts due to these wave-front defects are not identical and appear as an error on the rotation signal when subtracting the phase shifts of the two interferometers [28]. This is illustrated in Fig. 11, which represents the positions of the atomic clouds at the times of the three pulses $\pi/2-\pi-\pi/2$. The error on the rotation signal results from the half-difference of the two wave-front distortion phase shifts: $\Delta\Phi_{\text{wf}} = \frac{\Delta\Phi_{\text{wf}}^A - \Delta\Phi_{\text{wf}}^B}{2}$.

A first estimation of this effect was performed by measuring the wave-front distortion induced by a single Raman window with a Zygo wave-front analyzer [29]. From these measurements, we deduce a wave-front phase shift of 20 mrad on the rotation signal for an interaction time of $2T = 80$ ms, which is consistent with the error measured on the rotation signal. A second method was implemented to estimate this effect by moving the positions $(x_i, y_i)^{A,B}$ of the atomic clouds in the Raman beam at the moments of the pulses. This can be performed by changing the delay between the launch and the first Raman pulse, keeping the duration of the interferometer constant ($2T = 80$ ms). Consequently, the positions of the two atomic clouds are shifted in opposite directions, as shown on Fig. 11. In Fig. 12, the rotation phase is displayed as a function of the delay compared to the usual laser sequence, and translated into trajectory shift.

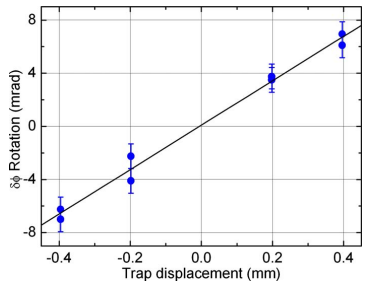

FIG. 12. (Color online) Rotation phase shift measured as a function of the atomic cloud positions along the x direction. The displacements of the atomic position compared to the laser beam are applied by changing the timing of the laser pulse sequence.

For small deviations, the phase shift due to wave-front defects can be linearized. Therefore we infer the sensitivity of the rotation measurement to a relative displacement along the x direction between the two sources by performing a linear fit of the data. The sensitivity obtained is

$$\frac{\Delta\Phi_{\text{wf}}}{\delta x} = 17 \ \mu\text{rad}\ \mu\text{m}^{-1}. \qquad (11)$$

5. Conclusion on systematic errors

We studied the relative contributions of different sources of parasitic phase shifts. The dominant contribution to the systematic effects has been identified as coming from the wave-front distortions. Indeed, an independent evaluation of its contribution ($\sim$20 mrad) is in agreement with the actual parasitic phase shift (28.3 mrad) for $2T = 80$ ms [Fig. 9(b)]. This effect becomes significant when the interrogation time exceeds 30 ms. We attribute this to the growth of wave-front distortions on the edges of the windows. Using a larger window or the centers of three separated windows for the three pulses would limit its impact.

IV. SENSITIVITY

The bias stability of the acceleration and rotation signals was studied by orienting the area of the interferometer in the

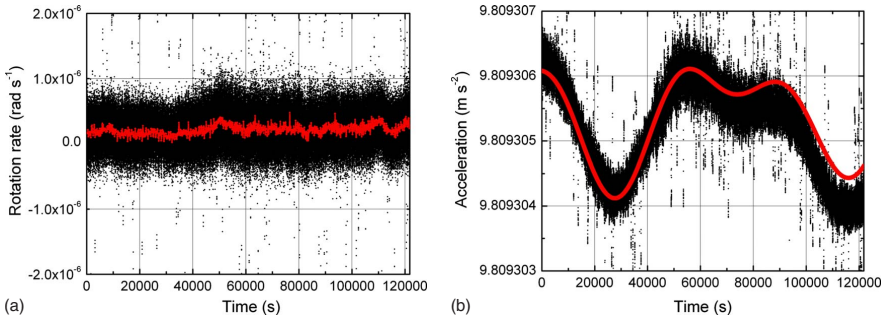

FIG. 13. (Color online) Rotation (a) and acceleration (b) measurements as a function of the time, obtained for an interaction time of $2T=80$ ms on a 34 h continuous acquisition. The rotation data (a) are presented shot-to-shot (black dots) and averaged over 100 s (red line). The shot-to-shot acceleration measurement (b) is compared to expected variations of the gravity (line) due to tidal effects.

east-west direction so that the rotation rate measured is zero. Consequently, it is possible to measure a phase shift by setting the interferometers on the side of the fringe for both interferometers simultaneously. Then we calculate the phase shift from the measured probabilities $P^{A,B}$, the contrast $C^{A,B}$ and the offsets $M^{A,B}$.

Since the interferometers operate at the side of a fringe, the fluctuations of the contrast parameters $C^{A,B}$ do not impact significantly the measured probabilities. Consequently, the contrast values are determined once at the beginning of the measurement, by fitting the fringe pattern with a sinusoidal function. To eliminate offset fluctuations, the experimental sequence alternates measurements on both sides of the central fringe. The half-difference between two successive measurements yields the atomic phase shift rejecting the offset fluctuations. Moreover, the sign of the effective wave vector $\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}$ is reversed between two successive steps.

Figure 13 shows the two inertial signals as a function of time, for an interaction time of $2T=80$ ms and a repetition rate of 1.72 Hz. The large oscillations which appear on the acceleration signal are due to tidal effects and are removed on the rotation signal illustrating a key feature of our geometry. A more quantitative study of the separation between the acceleration and rotation signal demonstrated a 76 dB rejection rate, the details of this study are presented in Appendix. The efficiency of this rejection is due to the fact that the wave packets of the two sources interact with the same equiphase plane of the Raman beams at exactly the same time.

A. Acceleration measurements

The acceleration signal is deduced from the sum of the two interferometer phase shifts. The short term sensitivity obtained on these measurements is 5.5×10^{-7} m s^{-2} Hz$^{-1/2}$. This sensitivity is mainly limited by the residual vibrations of the platform, as for the atomic gravimeter [30]. The Allan standard deviation [Fig. 15(a)] of the acceleration signal shows an improvement of the sensitivity proportional to $\tau^{-1/2}$ as expected. By integrating our measurement over 5000 s, we reach a sensitivity of 10^{-8} m s^{-2}, which is close to our atomic gravimeter characteristics presented in [30]. The difference between the sensitivity of the two apparatuses is explained by our slightly lower repetition rate and interrogation time. In order to reach this sensitivity, the noise contribution from vibrations is filtered out thanks to a passive isolation platform (nanoK 350BM-1). The residual noise is further reduced by a correlated measurement performed with a low noise seismometer (Guralp T40) [30]. Additionally, variations of the gravity g due to tidal effects are computed from a model provided by tide parameters extracted from [31] and subtracted from the signal in order to infer the long term stability of the sensor.

B. Noise on the rotation signal

The rotation phase shift is extracted from the difference between the signals of the two interferometers. The Allan standard deviation is plotted in Fig. 15(b). The short term sensitivity of the rotation signal is 2.4×10^{-7} rad s^{-1} Hz$^{-1/2}$. The Allan standard deviation decreases with integration time as $\tau^{-1/2}$, down to 1000 s, reaching a sensitivity of 10^{-8} rad s^{-1}.

The Allan standard deviation of the rotation signal at one second is limited by the quantum projection noise evaluated in Sec. II C 2. In order to confirm this point, we perform measurements for different numbers of atoms by changing the loading time of the two MOTs. Assuming that the detection noise is independent for the two interferometers A and B, its impact on the standard deviation σ_Φ of the rotation phase shift yields,

$$\sigma_\Phi^2=\frac{1}{4C^2}\left[2\alpha+\frac{1}{4}\left(\frac{1}{N^A}+\frac{1}{N^B}\right)+\gamma\left(\frac{1}{N^{A^2}}+\frac{1}{N^{B^2}}\right)\right]. \tag{12}$$

The contrasts of the two interference fringes are identical for the two interferometers, and denoted by C. The coefficients α and γ are related to the detection features and were determined in Sec. II C 2. In order to characterize the contribution of the detection noise, it is convenient to plot the rotation phase noise versus the number of atoms. For a given

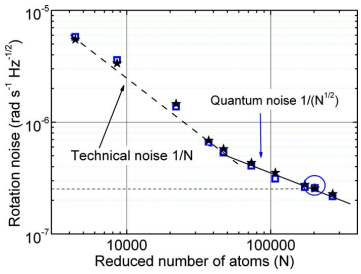

FIG. 14. (Color online) Rotation noise at 1 s measured on the interferometer (blue squares) and estimated taking into account the parameters of the detection system (stars) as a function of reduced atom number. The circle shows the usual parameters of the experiment corresponding to a reduced number of 2×10^5 atoms per shot.

loading time, the number of trapped atoms is different for the two atomic sources A and B, so we define a reduced atom number $N=\frac{N_A N_B}{N_A+N_B}$. Thus Eq. (12) becomes

$$\sigma_\Phi^2 \simeq \frac{1}{4C^2}\left(2\alpha+\frac{1}{4N}+\frac{\gamma}{N^2}\right). \tag{13}$$

In Fig. 14 the rotation noise (blue squares) is displayed versus reduced atom number. The data correspond to the Allan standard deviation at 1 s of the rotation phase shift calculated from series of 10 min of measurements. The black stars correspond to the noise estimated from Eq. (13) in which the coefficients α, γ were measured independently of the interferometric measurement (Sec. II C 2). We note excellent agreement between rotation noise measured with the

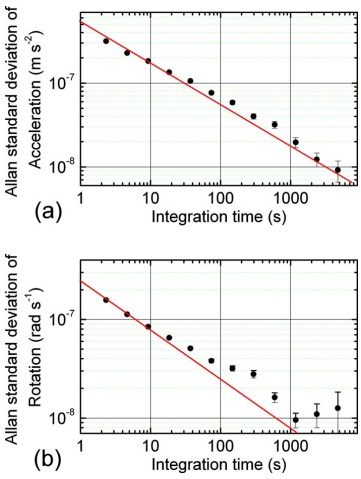

FIG. 15. (Color online) Allan standard deviation calculated for acceleration (a) and rotation (b) measurements (dots) from a 34 h continuous acquisition. The lines show the expected improvement of the sensitivity proportional to $\tau^{-1/2}$

two interferometers and the detection noise evaluated independently.

The number of atoms in the usual conditions is indicated by the circle in Fig. 14, which corresponds to a rotation noise of 2.4×10^{-7} rad s^{-1} Hz$^{-1/2}$, limited by the quantum projection noise. An improvement by a factor of 45 on the atom number ($\sim10^7$ atoms), would allow to reach the detection noise plateau independent of the atom number, estimated from the parameter γ to be 4×10^{-8} rad s^{-1} Hz$^{-1/2}$. Such a number of atoms is now obtained during the usual loading time of our interferometer by using a 2D MOT [32].

C. Long term stability

The long term sensitivity achieves a plateau at 10^{-8} rad s^{-1} for time scales longer than 1000 s. We have carried out a systematic study of all possible sources of drift, which can limit the sensitivity for longer measurement times. First, we have verified that the orientation of the sensitive rotation axis is stable in space. Second, we have quantified the effect of a possible drift from every systematic error source. Only the fluctuations of trajectories, coupled to the wave-front distortions of the Raman laser, can explain the observed drift. The typical position fluctuations (20 μm) and drift sensitivity of 10^{-9} rad s^{-1} μm^{-1} gives a typical limit of the order of 2.10^{-8} rad s^{-1}, in agreement with the observed value.

This main limitation can be reduced drastically by combining an improvement of the wave front of the Raman laser and a reduction of the position fluctuations. Placing the retroreflection system ($\lambda/4$+mirror) inside the vacuum chamber removes aberrations induced by the window, which represents the highest contribution. The stabilities of the trajectories can be improved by the use of other kinds of optical fibers (having better stability of the polarization) or an active stabilization of polarization and intensity of each cooling beam.

V. CONCLUSION

We carried out the characterization of a cold-atom gyroscope in terms of sensitivity, systematic errors and scale factor. A study of the scale factor demonstrated excellent linearity and stability, limited by the resolution due to the drift of the systematic effects. This first study of the limits of a gyroscope using cold atoms has already demonstrated a sensitivity at the level of the best commercial optical gyroscopes (fiber and ring laser gyroscopes). In other work, a 400 times better short term performance was demonstrated using an atomic beam interferometer [9]. However, considering both at short and long term sensitivity, our gyroscope is three times less sensitive than the best atomic one [10]. Moreover, this work has clearly identified the limits to the sensitivity, pointing the way to further improvements.

The short term sensitivity was dominated by the quantum projection noise thanks to the use of a double interferometer, which perfectly cancels the phase shift due to parasitic vibrations. The main contribution to the drift is related to the fluctuations of the atomic trajectories. When coupled to the

Raman wave-front distortions, these fluctuations also limit the long term stability of the rotation measurements. More generally, similar effects from wave-front distortions should appear in the other kinds of dual cold-atom interferometers, based on molasses techniques, such as the gravity gradiometers [22,23], or on in tests of the universality of free fall by comparing the accelerations of two clouds of different species [33,34].

Finally, these limits are not fundamental and can be improved by at least one order of magnitude through various improvements. The parasitic shifts due to wave-front distortions can be reduced by improving the quality of the optics and the stability of the launch velocities. Furthermore, their impact in terms of rotation rate can be reduced by modifying the geometry. Indeed, atoms can be launched in straighter trajectories with a higher longitudinal velocity as in Ref. [14] or by using the four pulse configuration previously demonstrated in Ref. [11], with a longer interaction time. In both cases, the area of the interferometer is significantly increased while keeping the phase shift due to wave-front distortions almost constant. Long term performance should then be improved to reach an expected level below 10^{-10} rad s^{-1}, as achieved with giant ring laser gyroscopes [35], opening the way to new fields of application for atomic gyroscopes.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank Ch. Bordé, P. Bouyer, A. Clairon, N. Dimarcq, J. Fils, D. Holleville, P. Petit, and F. Yver-Leduc, who contributed to build the setup in the early stage of the experiment. We also thank F. Pereira Dos Santos for fruitful discussions and P. Tuckey for careful reading. We thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (FINAQS STREP/NEST project Contract No. 012986 and EuroQUASAR/IQS project) for financial support. T.L. thanks the DGA for supporting his work. W.C. thanks the IFRAF for supporting his work.

APPENDIX: SEPARATION OF ACCELERATION AND ROTATION PHASE SHIFTS

As our apparatus measures simultaneously two independent effects (acceleration and rotation), it is crucial to quantify how these two phase shifts are discriminated by the dual interferometer technique. Since the experiment enables the measurement of the six axes of inertia [11], this characterization was carried out in the horizontal Raman configuration which enables us to easily vary the acceleration phase shift over a large range and in a controlled way. The best performances, using this configuration, have been presented in Ref. [36] and are summarized in the following section.

1. Horizontal Raman beam configuration

In the horizontal configuration, the retro-reflected Raman beam is orientated in the y direction so as to realize the two interferometers in the (xy) plane at the apex of the trajectories. Therefore the interferometric phase shift is sensitive to the horizontal acceleration a_y and the vertical rotation rate Ω_z. When the Raman beams are perfectly horizontal, the absolute value of the acceleration measured by the interferometer is close to zero while the rotation measurement records the vertical component of the Earth rotation rate $\Omega_z^E = 5.49 \times 10^{-5}$ rad s^{-1}.

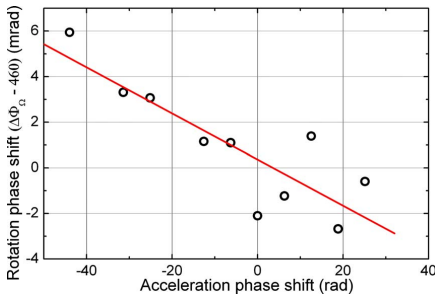

FIG. 16. (Color online) Measurement of the rotation phase shift as a function of the acceleration induced by varying the inclination of the interferometer plane. The measurements are performed in the horizontal Raman configuration with interferometers of $2T = 60$ ms of total interaction time. Each point corresponds to a measurement achieved for a given angle ε.

This configuration allows inertial measurements with a total interaction time up to $2T = 60$ ms. Data are acquired in a similar way as in the vertical configuration, alternating measurements on the two sides of the central fringe, and for two opposite effective wave vectors. The short term sensitivity to rotation is 5.5×10^{-7} rad s^{-1} Hz$^{-1/2}$. The results are similar to those obtained on the vertical axis, taking in account the shorter interaction time T and the reduced contrast (20% instead of 30%).

2. Test of the separation

The horizontal configuration is well adapted to the measurement of the rejection of the acceleration phase shift on the rotation measurement. Indeed, as the interferometer is realized in the horizontal plane, it is possible to induce a large controlled change of the acceleration by tilting the device by an angle of ε with respect to the horizontal direction. The interferometer then measures a residual component of the gravitation g given by

$$\Delta\Phi_a = k_{\text{eff}} g \sin \varepsilon T^2. \tag{A1}$$

By tilting the interferometer plane over a range of 0.5 mrad, we change the acceleration phase shift from $\Delta\Phi_a = -45$ rad to 25 rad. Figure 16 displays the rotation phase shift as a function of the acceleration induced on the interferometer. The measurements exhibit a very small slope of 1.5×10^{-4}. Thus the effect of the acceleration on the rotation signal is cancelled at a level better than 76 dB.

This measurement demonstrates the efficiency of a dual interferometer gyroscope for applications in the presence of a relatively high level of acceleration noise.

[1] C. M. Will, Living Rev. Relativ. **9**, 3 (2006).
[2] H. Igel, A. Cauchard, J. Wassermann, A. Flaws, U. Schreiber, A. Velikoseltsev, and N. P. Dinh, Geophys. J. Int. **168**, 182 (2007).
[3] A. Lawrence, *Modern Inertial Technology* (Springer, New York, 1998).
[4] J. F. Clauser, Physica B **151**, 262 (1988).
[5] F. Riehle, Th. Kister, A. Witte, J. Helmcke, and Ch. J. Bordé, Phys. Rev. Lett. **67**, 177 (1991).
[6] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
[7] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).
[8] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **78**, 760 (1997).
[9] T. L. Gustavson, A. Landragin, and M. A. Kasevich, Class. Quantum Grav. **17**, 2385 (2000).
[10] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **97**, 240801 (2006).
[11] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, Phys. Rev. Lett. **97**, 010402 (2006).
[12] S. Wu, E. Su, and M. Prentiss, Phys. Rev. Lett. **99**, 173201 (2007).
[13] P. Wang, R. B. Li, H. Yan, J. Wang, and M. S. Zhan, Chin. Phys. Lett. **24**, 27 (2007).
[14] T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, Ch. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer, and E. M. Rasel, Eur. Phys. J. D **53**, 273 (2009).
[15] Ch. J. Bordé, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
[16] Ch. Antoine and Ch. J. Bordé, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **5**, S199 (2003).
[17] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch, Opt. Commun. **266**, 609 (2006).
[18] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer, and A. Landragin, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **5**, S136 (2003).
[19] T. Lévèque, W. Chaibi, A. Gauguet, and A. Landragin (unpublished).
[20] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **82**, 4619 (1999).
[21] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland, Phys. Rev. A **47**, 3554 (1993).
[22] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. A **65**, 033608 (2002).
[23] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, Phys. Rev. Lett. **100**, 050801 (2008).
[24] Similar results have been observed in a gravimeter experiment [30] while atomic clouds are not launched but only dropped.
[25] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **59**, 217 (1994).
[26] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. A **45**, 342 (1992).
[27] A. Gauguet, T. E. Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin, Phys. Rev. A **78**, 043615 (2008).
[28] J. Fils, F. Leduc, P. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, and A. Landragin, Eur. Phys. J. D **36**, 257 (2005).
[29] J. Fils, Ph.D. thesis, Université Paris XI, 2002.
[30] J. Le Gouët, T. E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **92**, 133 (2008).
[31] L. Robertson *et al.*, Metrologia **38**, 71 (2001).
[32] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven, Phys. Rev. A **58**, 3891 (1998).
[33] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **84**, 673 (2006).
[34] W. Ertmer *et al.*, Exp. Astron. **23**, 611 (2009).
[35] K. U. Schreiber, J.-P. R. Wells, and G. E. Stedman, Gen. Relativ. Gravit. **40**, 935 (2008).
[36] A. Landragin, B. Canuel, A. Gauguet, and P. Tuckey, Revue Française de Métrologie **10**, 11 (2007).

Appl Phys B (2010) 101: 723–729
DOI 10.1007/s00340-010-4082-y

Applied Physics B
Lasers and Optics

Low noise amplification of an optically carried microwave signal: application to atom interferometry

T. Lévèque · A. Gauguet · W. Chaibi · A. Landragin

Received: 25 February 2010 / Published online: 15 June 2010
© Springer-Verlag 2010

Abstract In this paper, we report a new scheme to amplify a microwave signal carried on a laser light at $\lambda = 852$ nm. The amplification is done via a semiconductor tapered amplifier and this scheme is used to drive stimulated Raman transitions in an atom interferometer. Sideband generation in the amplifier, due to self-phase and amplitude modulation, is investigated and characterized. We also demonstrate that the amplifier does not induce any significant phase-noise on the beating signal. Finally, the degradation of the performances of the interferometer due to the amplification process is shown to be negligible.

1 Introduction

Optically carried microwave signals are of special interest in a large field of applications, from optical communication to opto-electronics techniques for detection such as Lidar-Radar [1], and to fundamental metrology and spectroscopy. For instance, time and frequency dissemination at long distances by optical fibers has shown extremely high performances [2]. Furthermore, this principle is also widely used in atomic physics. As an example, it is at the basis of the Coherent Population Trapping (CPT) clocks [3], which benefits from the reduction of size compared to standard microwave clocks. This method is also used in most of the atom interferometers to generate Raman lasers for manipulating atomic wave-packets [4]. In fact, it enables reduction of the propagation noise over the laser paths and systematic errors. The signal is composed of two optical frequencies separated by a frequency in the microwave range. This can be achieved by different means: directly from a two frequency laser [1], by a single sideband electro-optic modulator [5], by filtering two sidebands from an optical comb [6, 7] or from a phase-lock between two independent lasers [8], as used in this work. In most of the applications, these sources are not powerful enough and would benefit from being amplified without adding extra sidebands or extra phase-noise onto the microwave signal.

In this paper, we report a study of the influence of a semiconductor tapered amplifier on a two frequency laser system. This setup is dedicated to the generation of a pair of Raman lasers at $\lambda = 852$ nm, with a fixed frequency difference close to 9.192 GHz for further use in an atom interferometer [9]. The experimental setup is described in Sect. 2. Sections 3 and 4 are dedicated to the characterization and measurement of the optical spectrum and to the analysis of the spurious sideband generation due to non-linear effects in the gain medium [10]. Then we measure the extra noise added by the amplifier on the microwave signal in Sect. 5. Finally, the impact on our atom interferometer is quantified in Sect. 6.

2 Experimental setup

The laser setup consists of two external-cavity laser diodes using SDL 5422 chip. These sources are based on an in-

T. Lévèque (✉) · A. Gauguet · W. Chaibi · A. Landragin
LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France
e-mail: thomas.leveque@obspm.fr

Present address:
A. Gauguet
Department of Physics, Durham University, Rochester Building, South Road, Durham DH1 3LE, England

Present address:
W. Chaibi
ARTEMIS–Observatoire de Nice, Boulevard de l'Observatoire, 06305 Nice, France
e-mail: arnaud.landragin@obspm.fr

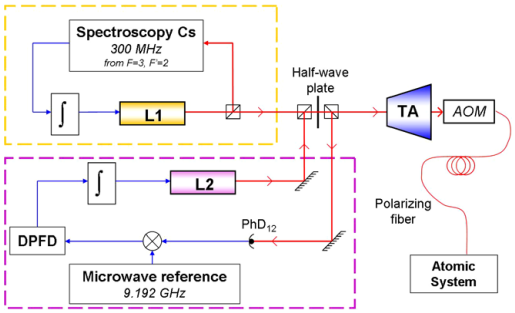

Fig. 1 Laser setup. The frequency-reference laser L1 is locked on a spectroscopy signal. The L2 laser frequency is mixed with the frequency-reference laser and the optical beat note is compared to a microwave reference and phase-locked through a Digital Phase and Frequency Detector (DPFD). L1 and L2 are combined on a polarizing beam splitter cube and amplified using the same tapered amplifier (TA). The output power is injected in a polarizing fiber through an acousto-optical modulator (AOM)

tracavity wavelength selection by an interference-filter [11] and benefit from a narrow linewidth (14 kHz) and a wide tunability (44 GHz). The diodes are regulated around room temperature and supplied by a current of 80 mA to provide an optical output power of 45 mW. The frequency locks are achieved with a feedback to the diode current and the length of the external cavity.

The first laser L1 (Fig. 1), is used as an absolute frequency reference. It is locked 300 MHz red detuned from the atomic transition between the $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ and $|6P_{3/2}, F=2\rangle$ states of Caesium (D2 line) using a frequency modulation spectroscopy technique [12].

The phase difference between L1 and L2 is locked with the method described in [13] and summarized in the following. Small amounts of light of L1 and L2 are superimposed on a fast photoconductor (PhD_{12}, Hamamatsu G4176, bandwidth: 15 GHz). The beat note at $\nu_{12} = 9.192$ GHz is then mixed with a reference signal, given by a microwave synthesizer [14]. The output signal is sent to a Digital Phase and Frequency Detector (DPFD, MCH 12140) which derives an error signal proportional to the phase difference between the two lasers. After shaping and filtering, this output signal is used to generate the feedback allowing to phase-lock the laser L2 on L1. In this way, the features of the microwave reference is mapped on the optical signal with a bandwidth of 3.5 MHz.

In order to provide sufficient optical power, the output signals of L1 and L2 are injected with the same linear polarization in a GaAs tapered semiconductor waveguide amplifier (TA, EYP-TPA 0850-01000-3006 CMT03) pumped by a current of $I = 2$ A and stabilized to room temperature. A half-wave plate and a polarizing cube allow the power ratio between the two lasers to be adjusted at the input of the TA. In a normal operation, 11.2 mW of L1 and 16.2 mW of L2 are injected in the TA, which runs in a saturated gain regime. Then the output beam (with a power of 770 mW) passes through an acousto-optical modulator (AOM), driven at 80 MHz, from which the first output order is coupled to a polarizing fiber. This scheme enables the laser light to be pulsed on the atomic system by switching the RF signal of the AOM.

3 Self-phase and amplitude modulation

In this part, we study the sideband generation due to simultaneous phase and amplitude modulation in the gain medium. As two closely detuned optical frequencies are injected in the TA, it is crucial to determine the spectral impact of potential non-linear effects in the semiconductor during the amplification process. Indeed, the beat note at $\nu_{12} = 9.192$ GHz between L1 and L2 induces a strong modulation of the power through the TA which affects the gain and the optical index in the semiconductor [10]. In this situation, the resulting sidebands could cause undesirable effects on our experiment: for instance detuned excitations can shift the energy levels of our atomic system, called light shift [15], or it could drive unwanted Raman transitions. For this reason, we conducted simulations which were compared to experimental measurements.

The total electric field propagating through the TA can be described by,

$$E(t,z) = A(t,z)e^{-i(\omega_0 t - kz)} = \left|A(t,z)\right|e^{i\psi(t,z)} \times e^{-i(\omega_0 t - kz)}, \quad (1)$$

where $A(t,z)$ is the wave envelope which varies at the microwave frequency, k is the wave vector, and ω_0 is the optical carrier frequency. By referring $P(t,z) = |A(t,z)|^2$ to the envelope power ($\psi(t,z)$ is its phase), we obtain at the TA input the modulation profile,

$$P(t, z=0) = P_0\big(1 + m \cdot \cos(2\pi\nu_{12}t + \phi)\big), \quad (2)$$

where P_0 is the nominal modulation power, m is the modulation factor and ϕ is the phase difference between L1 and L2 (see Appendix). In our case, we have $P_0 \simeq 27.4$ mW and $m \simeq 0.983$. The amplifier is then driven between a saturated state and a non-saturated state at the frequency ν_{12}. In order to calculate the sideband generation expected from the amplification process, we write, as for any amplification medium, the interaction between the carriers and the light field equations. This was widely described in [16, 17] for the case of a constant cross section amplifier. Taking into account the amplifier splay (see Appendix), these equations

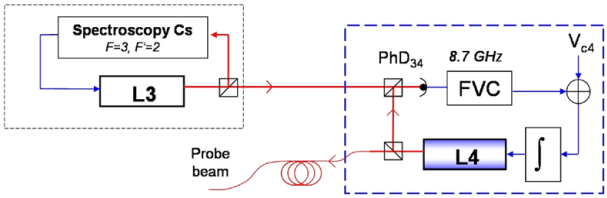

Fig. 2 Probe laser setup. The frequency-reference laser L3 is locked on a spectroscopy signal. The L4 laser beam is mixed with the L3 beam and the beat note signal at 8.7 GHz is servo looped through a Frequency to Voltage Converter (FVC). The L4 laser, used to generate the probe beam, is injected in a fiber

become,

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial P}{\partial t} = gP, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{2}\alpha g, \tag{4}$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{gP}{E_{\text{sat0}}(1+\mu z)}, \tag{5}$$

where τ_C is the carrier lifetime in the semiconductor, E_{sat0} the saturation energy for the initial amplifier cross section, μ is the amplifier splay factor, α the linewidth enhancement factor and v_g is the wave group velocity. g refers to the linear gain and the small-signal gain g_0 is defined as,

$$g_0 = \Gamma a N_0\left(\frac{I}{I_0} - 1\right), \tag{6}$$

where I_0 and N_0 are the current and carrier density required for transparency, a the gain coefficient and Γ the confinement factor (see Appendix).

The sideband generation is due to a phase and an amplitude modulation resulting from a non-linear gain modulation. This gain modulation depends on the field amplitude along the amplifier and leads to a non-linear distortion of the signal at the output of the TA. A modification of the optical index (4) induces an optical phase modulation. Indeed, an increase of the gain modulation exacerbates the phase and the power modulation distortions at the same time.

The evaluation of this effect requires the set of equations (3)–(5) to be solved. Since the relaxation time τ_c and the excitation characteristic time $1/\nu_{12}$ are of the same order of magnitude, the usual adiabatic approximation can't be used. Therefore, the system has been numerically solved to obtain the steady state electric field at the output of the TA for comparison with experimental measurements.

4 Optical spectrum measurement

Due to the weak power expected in each sideband, usual methods to measure optical spectrum such as the transmission through a Fabry–Pérot cavity or the diffraction on a high resolution grating are not suitable. Instead, we use the beat note with a close known optical frequency in order to achieve the precise measurement of the different components of the laser beam. The output signal of a beat note contains a frequency component corresponding to the difference between the two mixed frequencies. It can be measured with a fast photodetector. The power of the beat note is then proportional to the product of the fields of the two components.

In order to realize a spectrum measurement, we set up a probe laser L4. As shown on Fig. 2, the frequency of L4 can be adjusted around the Cesium D2 line by the comparison to a reference laser L3. This frequency lock is achieved by measuring the beat note of the two lasers, through a Frequency to Voltage Converter (FVC). A reference DC voltage (VC4) allows the frequency detuning between L3 and L4 to be set around 8.6 GHz. As a result, L4 is detuned from L1 by $\nu_{14} = 8.3$ GHz (Fig. 3a). The optical frequency spectrum of the phase-locked lasers (L1 + L2) can be analyzed by superimposing the probe beam L4 on the photoconductor PhD_{12}, which exhibits the microwave components of the beat note between L1, L2 and L4. As explained before, mixing three optical frequencies on a photodetector gives rise to three frequencies in the microwave domain. In this setup, L2 and L4 are sufficiently close that the beat note between these two lasers (950 MHz) is filtered out by the detection bandwidth. Thus, we verify that before optical amplification, the microwave spectrum of the PhD_{12} signal is composed of a component at ν_{12} of power P_{12} and a component at frequency ν_{14} of power P_{14}. In order to investigate impact of the amplification on the spectral content, the same beat note is measured again at the output of the polarizing fiber and displayed on Fig. 3b. Compared to the expected microwave spectrum, containing the two previous frequencies (ν_{12} and ν_{14}), it exhibits an additional signal at $\nu_{s4} = 10.142$ GHz of power P_{s4} which is related to the beat note between L4 and an additional sideband detuned by 9.197 GHz from L2. Another symmetric sideband at 9.192 GHz above L1 leads to a beating signal with L4 out of the bandwidth of detection. Small spurious side-

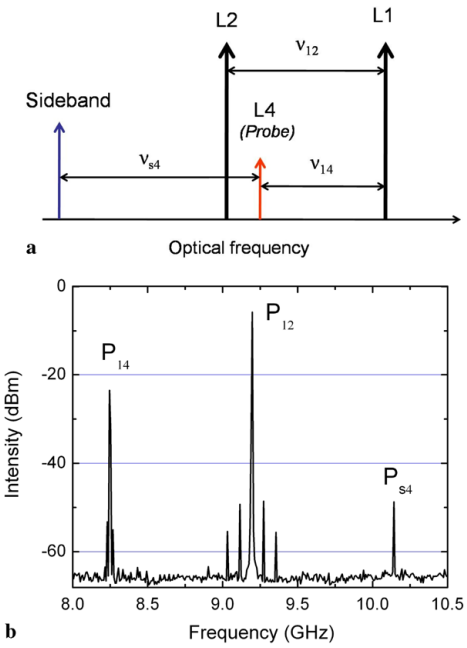

Fig. 3 (**a**) Position of the different components in the optical spectrum. (**b**) Measured beat note between L1, L2 and the probe laser L4 at the output of the polarizing fiber. Three main frequencies are obtained: ν_{12} (9.192 GHz), ν_{14} (8.245 GHz) and ν_{s4} (10.142 GHz)

bands around ν_{12} are generated by the acousto-optic modulator (AOM) at 80 MHz and can be ignored in the following.

The TA characterization requires the determination of the set of parameters ($g_0, E_{\text{sat0}}, \alpha, I_0, a, N_0$). For this purpose, we perform three measurements, which are displayed in Fig. 4. First, we measure P_{12} as a function of the total optical input power (Fig. 4a). Then we record the two magnitudes P_{14} and P_{s4} as a function of the total input optical power (Fig. 4b) and the current (Fig. 4c). From P_{s4}/P_{14}, we deduce the ratio between the fields of L1 and the sideband.

Using (Fig. 4a) and (Fig. 4b), we infer $g_0 \simeq 1.33 \times 10^3$ m^{-1}, $E_{\text{sat0}} \simeq 8$ pJ and $\alpha \simeq 6$, which are in agreement with the values indicated in reference [16]. From E_{sat0}, we get $a = 5.2 \times 10^{-15}$ cm^2. Then, we use (Fig. 4c) to work out $I_0 \simeq 0.12$ A and $N_0 \simeq 1.8 \times 10^{20}$ m^{-3}. It gives the active volume $V \simeq 8 \times 10^{-13}$ m^3, in good agreement with the geometrical calculation $V \simeq 5 \times 10^{-13}$ m^3.

In normal operation, the ratio (P_{s4}/P_{14}) of the microwave power is of -22 dB, corresponding to an optical power ratio between the sideband and L1 of 4×10^{-5}. As expected, increasing the current or the input power leads to an increase in sideband generation. Finally, we work out from the simulation that the index modulation is responsible for 90 percent of the sideband generation and the amplitude modulation is responsible for the last 10 percent.

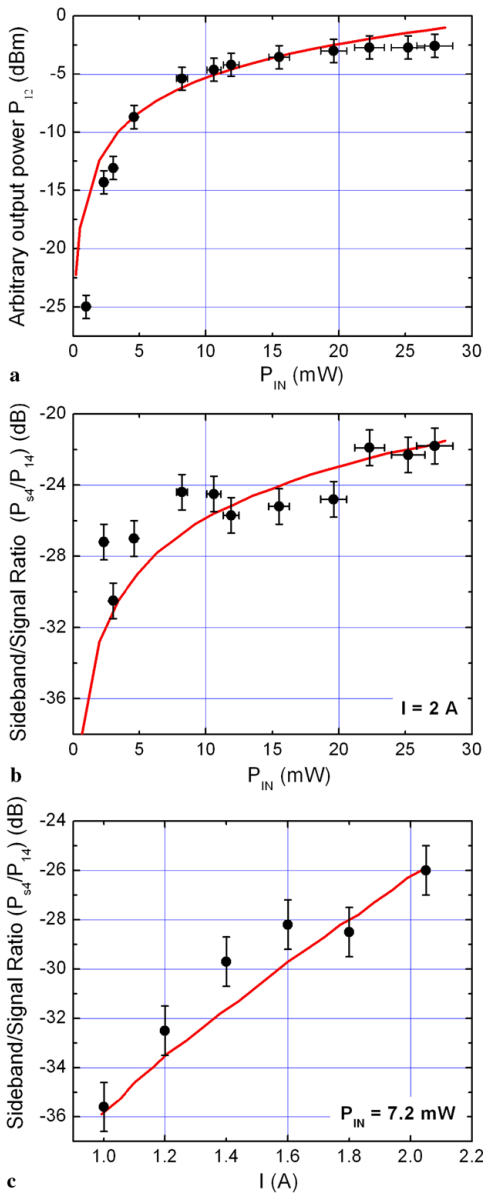

Fig. 4 (**a**) Evolution of the microwave signal at frequency ν_{12} versus the total optical input power. Variation of the ratio between the microwave signals P_{14} and P_{s4} at frequencies ν_{14} and ν_{s4} (i.e. ratio of the electric field in the sideband and in L1) as a function of the total optical input power in the TA (**b**) and of the input current in the TA (**c**)

5 Phase-noise measurement

The residual phase-noise between the two lasers is crucial for the sensitivity of our experiment. Indeed, the laser phase difference is imprinted on the atomic wave function during the stimulated Raman transitions [18]. The effective phase-noise affecting the interferometer is the sum of different contributions: the noise induced by the microwave frequency reference [14], the residual noise in the phase-lock loop [13] and the noise added along the propagation through the TA and the fiber. The present study is focused on the characterization of these two last terms.

The additional phase-noise is measured by mixing the beat notes of the two lasers (L1 and L2) before and after the propagation along the TA and the fiber. The two microwave signals are then amplified and combined together on a mixer (ZMX-10G). Their relative phase ϕ_A is adjusted with a phase-shifter and set around $\pi/2$ to reach the optimal phase sensitivity at the mixer output. After filtering the high frequency components, the output signal is given by,

$$s_{\text{Mixer}} = K_d \cos\left(\tilde{\phi}_n + \phi_A\right) \approx K_d \cdot \tilde{\phi}_n, \tag{7}$$

where K_d represents the scaling factor (0.3 V/rad) between the phase shift and the output level of the mixer. $\tilde{\phi}_n$ is the phase-noise between the two beat notes. The measurement of the power spectral density of phase-noise S_ϕ is obtained with a FFT analyzer and displayed on Fig. 5. It exhibits the phase-noise contribution induced by the TA and the fiber. The measurement is compared to the detection noise, which is obtained using the same signal in both inputs of the mixer. This detection noise represents the lower limit of the phase-noise which can be detected by this setup. No significant additional phase-noise from the TA and the fiber is measured above 1 Hz.

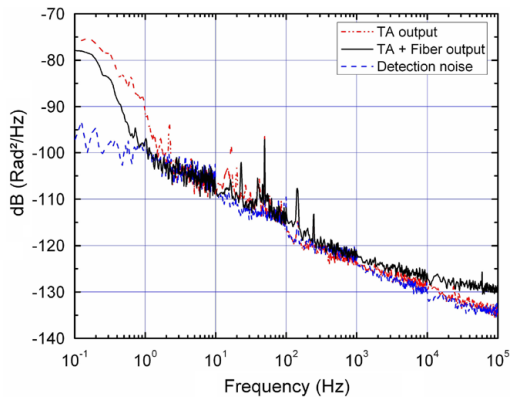

Fig. 5 Phase-noise power spectral density. *The dash blue curve* shows the noise from the detection system and *the dotted red* and *black full curves* respectively represent the noise after the TA and the fiber

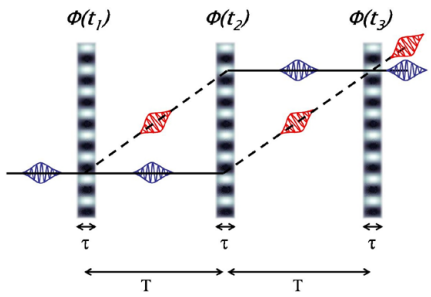

Fig. 6 Scheme of the $\pi/2$–π–$\pi/2$ interferometer. The Raman beam splitters of duration τ are separated by a free evolution time T. Atomic wave-packets are split, deflected and recombined by the Raman lasers to realize the equivalent of a Mach-Zehnder interferometer

6 Impact on an atom interferometer

Raman transitions enable the manipulation of atomic wave-packets by coupling two internal states of an atom using a two photon transition [4]. In order to drive these transitions, two lasers with a difference of frequency in the microwave range are needed. This laser setup is implemented to realize the functions of mirrors and beam splitters for atoms [19] in a six-axis inertial sensor [9]. A sequence of three optical pulses ($\pi/2$, π, $\pi/2$) of duration τ, separated by free propagation time T is used to create the equivalent of a Mach-Zehnder interferometer (Fig. 6) for atoms [20]. Here, we estimate the possible limitations induced by the common amplification of the two Raman lasers in our specific device which come from unwanted Raman transitions due to the sideband generation or additional phase-noise in the TA.

First, the sideband generation in the TA is small enough to not give rise to significant Raman transitions between laser L1 or L2 and one of the sidebands. The diffraction process is characterized by the effective Rabi frequency [21] which scales as the product of the fields of the two lasers and the inverse of the Raman detuning. The amplitude of the sideband is 22 dB smaller and 9 GHz further detuned than the main optical fields. Therefore the corresponding Rabi frequency is reduced by almost four orders of magnitude.

Second, we estimate the additional phase shift from the TA. The phase shift at the output of the interferometer is deduced from the transition probability of the atoms between the two coupled states. It depends on the inertial forces and on the phase-noise between the two lasers $\Delta\phi_{\text{laser}}$ [18], as the phase difference between L1 and L2 ($\phi(t_i)$) is imprinted on the atomic wave function at the moment of each pulse,

$$\Delta\phi_{\text{laser}} = \phi(t_1) - 2\phi(t_2) + \phi(t_3). \tag{8}$$

The transfer function of the spectral power density phase-noise simplifies at low frequency ($f \ll 1/\tau$) as,

$$\left|H(2\pi f)\right|^2 = \frac{4}{\pi^2 \cdot f^2} \sin^4(\pi f T), \tag{9}$$

where T, the interaction time, is typically 40 ms. For high frequencies, the transfer function decreases as a second order low pass filter with effective cutoff frequency $(1/(4\sqrt{3}\tau))$. The total phase-noise added by the TA and the fiber is given by the integration over the full spectral range of S_ϕ weighted by the transfer function. It leads to fluctuations on the output atomic phase-noise of 0.21 mrad from shot to shot. This contribution is negligible compared to the noise generated by the present microwave synthesizer (2.51 mrad), or best frequency synthesizer based on current quartz oscillator (∼1 mrad).

7 Conclusion

To conclude, we demonstrate that amplifying an optically carried microwave signal with a tapered amplifier induces neither microwave phase-noise nor significant spurious optical sidebands. This setup does not give any additional limitation on the sensitivity of our device, which uses relevant parameters for cold atom interferometers. The sideband generation has been carefully characterized and shows a good agreement with the calculations. This effect becomes more significant as the microwave frequency gets smaller. For instance, the model shows that similar results should be found for an interferometer based on Rb atoms (microwave frequency of 6.834 GHz), with an increase of the sideband generation as small as 2 dB.

To a great extent, it shows that a powerful optically carried microwave signal can be realized in two stages: one performing the optical carried microwave signal and the other supplying the optical power. The quality of the amplification does not depend on a particular method to generate the optical signal and should be similar when sideband generation in an electro-optic modulator is used to generate the microwave signal. This can lead to simplifications of optical systems in atom interferometry [22] and of amplification for frequency and time dissemination at long distance. In addition, this method could simplify atom interferometer experiments in which several separated powerful Raman beams are required [23], as they can be amplified independently without special care. Finally, this study has been realized in the steady state regime, and might be extended to the pulsed regime [24] which allows for higher laser power.

Acknowledgements We would like to thank G. Lucas-Leclin for fruitful discussions, E. Foussier for her contribution to the experimental setup, J.D. Pritchard and C. Garrido Alzar for careful readings. We also thank the Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF) and the European Union (FINAQS STREP NEST project contract no 012986 and EuroQUASAR IQS project) for financial support. T.L. thanks the DGA for supporting his work. W.C. thanks IFRAF for supporting his work.

Appendix: Light–semiconductor interaction equations

The theory of self-phase modulation in semiconductor amplifiers has been developed for pulse propagation in [16] to the case where the pulse width τ_p is assumed to be much larger than the interband relaxation time $\tau_{\text{in}} = 0.1$ ps which governs the dynamics of the induced polarization. Our case concerns the beat note of two lasers, whose frequencies are separated by the beat frequency ν_{12}, and amplified through a tapered semiconductor $L = 2.5$ mm long (7). In [16], it is shown that the dynamics of a semiconductor with a constant cross section are given by the set of equations,

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial P}{\partial t} = gP, \tag{10}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{1}{2}\alpha g, \tag{11}$$

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{gP}{E_{\text{sat0}}}. \tag{12}$$

In our case, the electric field input is given by,

$$\begin{aligned} E(t, z=0) &= E_1 e^{-i(\omega_1 t - \phi_1)} + E_2 e^{-i(\omega_2 t - \phi_2)} \\ &= A(t,0) \times e^{-i\omega_0 t}, \end{aligned} \tag{13}$$

where the envelope $A(t, 0)$ at the amplifier input is given by,

$$A(t,0) = \left[P_0\left(1 + m\cos(2\pi\nu_{12}t + \phi)\right)\right]^{\frac{1}{2}} \times e^{i\psi(t,0)}, \tag{14}$$

$$\begin{aligned} \psi(t,0) = \phi_0 &+ \arctan\left(\sqrt{\frac{1-m}{1+m}}\tan\left(\pi\nu_{12}t + \frac{\phi}{2}\right)\right) \\ &+ \pi \times \text{floor}\left(\frac{\pi\nu_{12}t + \frac{\phi}{2}}{\pi}\right), \end{aligned} \tag{15}$$

where $P_0 = E_1^2 + E_2^2$, $m = \frac{2E_1E_2}{E_1^2+E_2^2}$, and $\phi = (\phi_1 - \phi_2)$, and where we set ω_0 equal to $(\omega_1 + \omega_2)/2$ and ϕ_0 to $(\phi_1 + \phi_2)/2$.

These equations are inferred from a combination of the electromagnetic field propagation equation, on which the slowly varying envelope approximation has been applied, and the carrier density equation. In the latter, the carrier density diffusion has been neglected in the z direction (the carrier diffusion length $d_{\text{diff}} \simeq 40\ \mu\text{m} \ll L$). However, it tends to make uniform the carrier density in the transverse directions ($d_{\text{diff}} \gg d_{\text{min}}$). The carrier density equation is therefore

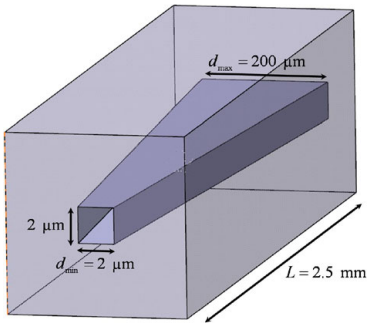

Fig. 7 Scheme of the tapered amplifier (TA). $d_{\min}$ and $d_{\max}$ are the input and the output horizontal width of the waveguide

averaged over the directions x and y and appears through the factor,

$$\Gamma = \frac{\int_0^{d_{\min}} \int_0^{d_{\min}} |F(x,y)|^2 \, dx \, dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 \, dx \, dy}, \tag{16}$$

where $F(x, y)$ represents the transverse mode.

In the case of a TA, shown on Fig. 7, as the amplifier gets larger, the carrier diffusion tends to make the carrier density uniform, which distorts the transverse mode. Nevertheless, since the mode is kept guided, the factor Γ remains of the order of 0.9 and is considered constant in the following. Therefore, the set of equation (10)–(12) is still valid in the case of a tapered amplifier provided we change the last equation to,

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{gP}{E_{\text{sat0}}(1 + \mu z)}, \tag{17}$$

where $\mu = (d_{\max} - d_{\min})/L$ describes the amplifier splay. It has to be noticed that all losses and dispersion effects have been neglected.

In order to solve the set of equations (10), (11), (17), we consider the amplifier as a succession of equally Δz long subdivisions of fixed transverse cross section. The combination of (17) and (10) can be analytically integrated over z along each subdivision and then numerically solved according to the shifted time $t - z/v_g$. Afterwards, (11) is easily integrated to obtain the electric field $E(z, t)$. Using a Fourier transform, we compute the electric field spectrum at the TA output.

References

1. L. Morvan, N.D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, A. Le Floch, Appl. Opt. **41**, 5702 (2002)
2. C. Daussy, O. Lopez, A. Amy-Klein, A. Goncharov, M. Guinet, C. Chardonnet, F. Narbonneau, M. Lours, D. Chambon, S. Bize, A. Clairon, G. Santarelli, M.E. Tobar, A.N. Luiten, Phys. Rev. Lett. **94**, 203904 (2005)
3. R. Wynands, A. Nagel, Appl. Phys. B **68**, 1 (1999)
4. M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991)
5. A.J. Seeds, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **50**, 877 (2002)
6. L. Goldberg, H.F. Taylor, J.F. Weller, D.M. Bloom, Electron. Lett. **19**, 491 (1983)
7. F. Kéfélian, R. Gabet, P. Gallion, Opt. Quantum Electron. **38**, 467 (2006)
8. G. Santarelli, A. Clairon, S.N. Lea, G. Tino, Opt. Commun. **104**, 339 (1994)
9. B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, C.J. Bordé, A. Landragin, P. Bouyer, Phys. Rev. Lett. **97**, 010402 (2006)
10. G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck, C. Salomon, Opt. Lett. **24**, 151 (1999)
11. X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon, P. Rosenbusch, Opt. Commun. **266**, 609 (2006)
12. J.L. Hall, L. Hollberg, T. Bear, H.G. Robinson, Appl. Phys. Lett. **39**, 680 (1981)
13. 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)
14. F. Yver Leduc, Ph.D. thesis, Université Paris XI (2004)
15. D.S. Weiss, B.C. Young, S. Chu, Appl. Phys. B **59**, 217 (1994)
16. G.P. Agrawal, N.A. Olsson, IEEE J. Quantum. Electron. **25**, 2297 (1989)
17. M.J. O'Mahony, J. Lightwave Technol. **6**, 531 (1988)
18. P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, A. Landragin, IEEE Trans. Instrum. Meas. **57**, 1141 (2008)
19. C.J. Bordé, in *Laser Spectroscopy X* (World Scientific, Singapore, 1991), p. 239
20. C.J. Bordé, Metrologia **39**, 435 (2002)
21. K. Moler, D.S. Weiss, M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. A **45**, 342 (1992)
22. R.A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.F. Clément, T. Muller, G. Santarelli, F.P. Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, P. Bouyer, Appl. Phys. B **84**, 673 (2006)
23. T. Müller, M. Gilowski, M. Zaiser, T. Wendrich, W. Ertmer, E.M. Rasel, Eur. Phys. J. D **53**, 273 (2009)
24. K. Takase, J.K. Stockton, M.A. Kasevich, Opt. Lett. **32**, 2617 (2007)

Bibliographie

[1] A. Lawrence. *Modern Inertial Technology : Navigation, Guidance, and Control* (Springer, New York, 1998) ISBN: 3-540-97868-2 (1998).

[2] S. Schwartz. *Gyrolaser à état solide Application des lasers à atomes à la gyrométrie.* Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique (2006).

[3] J. Lense et H. Thirring. Über den Einfluss der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie. *Physikalische Zeitschrift* **19**, 156 (1918).

[4] L. Foucault. Démonstration physique du mouvement de la rotation de la terre au moyen du pendule. *Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des Sciences* **32**, 135–138 (1851).

[5] G. Sagnac. L'éther lumineux démontré par l'effet vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* **157**, 708–710 (1913).

[6] V. Vali et R. W. Shorthill. Fiber ring interferometer. *Applied Optics* **15**, 1099 (1976).

[7] L. De Broglie. Waves and quanta. *Nature* **112**, 540 (1923).

[8] C. Davisson et L. H. Germer. Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel. *Physical Review* **30**, 705–740 (1927).

[9] L. Marton. Electron Interferometer. *Physical Review* **85**, 1057 (1952).

[10] J. F. Clauser. Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry. *Physica B* **151**, 262–272 (1988).

[11] D. W. Keith, C. R. Ekstrom, Q. A. Turchette, et D. E. Pritchard. An interferometer for atoms. *Physical Review Letters* **66**, 2693–2696 (1991).

[12] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, et Ch. J. Bordé. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Physical Review Letters* **67**, 177–180 (1991).

[13] O. Carnal et J. Mlynek. Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer. *Physical Review Letters* **66**, 2689–2692 (1991).

[14] C. Cohen-Tannoudji. Cours de physique atomique et moléculaire - Collège de France (1991-1992).

[15] M. Kasevich et S. Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters* **67**, 181–184 (1991).

[16] A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, et S. Chu. A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry. *Physica Scripta Volume T* **102**, 82–88 (2002).

[17] P. Cladé, E. De Mirandes, M. Cadoret, S. Guellati-Khelifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, et F. Biraben. A new determination of the fine structure constant based on bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattic. *Physical Review Letters* **96**, 033001 (2006).

[18] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, et M. A. Kasevich. Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity. *Science* **315**, 74 (2007).

[19] 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).

[20] A. Peters, K. Y. Chung, et S. Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia* **38**, 25–61 (2001).

[21] T. L. Gustavson, A. Landragin, et M. A. Kasevich. Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope. *Classical Quantum Gravity* **17**, 2385–2398 (2000).

[22] R. Berman, editor. *Atom Interferometry.* Academic Press (1997).

[23] Ch. J. Bordé. Atomic clocks and inertial sensors. *Metrologia* **39**, 435–463 (2002).

[24] H. Rauch, W. Treimer, et U. Bonse. Test of a single crystal neutron interferometer. *Physics Letters A* **47**, 369–371 (1974).

[25] S. A. Werner, J.-L. Staudenmann, et R. Colella. Effect of Earth's Rotation on the Quantum Mechanical Phase of the Neutron. *Physical Review Letters* **42**, 1103–1106 (1979).

[26] A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, et D. E. Pritchard. Rotation Sensing with an Atom Interferometer. *Physical Review Letters* **78**, 760–763 (1997).

[27] T. L. Gustavson, P. Bouyer, et M. A. Kasevich. Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope. *Physical Review Letters* **78**, 2046–2049 (1997).

[28] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, et P. Bouyer. Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry. *Physical Review Letters* **97**, 010402 (2006).

[29] T. Muller, M. Gilowski, M. Zaiser, P. Berg, Ch. Schubert, T. Wendrich, W. Ertmer, et E. M. Rasel. A compact dual atom interferometer gyroscope based on laser-cooled rubidium. *European Physical Journal D* **53**, 273 (2009).

[30] S. Wu, E. Su, et M. Prentiss. Demonstration of an Area-Enclosing Guided-Atom Interferometer for Rotation Sensing. *Physical Review Letters* **99**, 173201 (2007).

[31] W. Ping, Li Run-Bing, Y. Hui, W. Jin, et Z. Ming-Sheng. Demonstration of a Sagnac-Type Cold Atom Interferometer with Stimulated Raman Transitions. *Chinese Physics Letters* **24**, 27–30 (2007).

[32] F. Yver Leduc. *Caractérisation d'un capteur inertiel à atomes froids.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2004).

[33] S. Bize. *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI (2001).

[34] D. Holleville. *Conception et réalisation d'un gyromètre à atomes froids fondé sur l'effet Sagnac pour les ondes de matières.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2001).

[35] J. Fils. *Réalisation et caractérisation et d'un gyromètre à ondes de de Broglie.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2001).

[36] B. Canuel. *Étude d'un gyromètre à atomes froids.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2007).

[37] A. Gauguet. *Gyromètre à atomes froids : Etude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI (2008).

[38] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, et A. Landragin. Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer. *IEEE Trans. Instrum. Meas* **57**, 1141–1148 (2008).

[39] Ch. J. Bordé. Atomic interferometry with internal state labelling. *Physics Letters A* **140**, 10–12 (1989).

[40] Ch. J. Bordé. Atomic interferometry and laser spectroscopy. In M. Ducloy, E. Giacobino, et G. Camy, editors, *Laser spectroscopy X*, pages 239–245. World Scientific, Singapore (1991).

[41] D.A. Steck. Cesium D Line Data. *http://steck.us/alkalidata* (2003).

[42] K. Moler, D.S. Weiss, M. Kasevich, et S. Chu. Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions. *Physical Review A* **45**, 342–348 (1992).

[43] D. S. Weiss, B. C. Young, et S. Chu. Precision measurement of $\hbar/m_{Cs}$ based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **59**, 217–256 (1994).

[44] P. Cheinet. *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI (2006).

[45] P. Storey et C. Cohen-Tannoudji. The Feynman path integral approach to atomic interferometry : A tutorial. *Journal de Physique II France* **4**, 1999–2027 (1994).

[46] C. Antoine et Ch. J. Bordé. Quantum theory of atomic clocks and gravito-inertial sensors: an update. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **5**, 199 (2003).

[47] M. Kasevich et S. Chu. Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer. *Applied Physics B* **54**, 321–332 (1992).

[48] W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti, V. E. Sanders, W. Schleich, et M. O. Scully. The ring laser gyro. *Reviews of Modern Physics* **57**, 61–104 (1985).

[49] B. Dubetsky et M. A. Kasevich. Atom interferometer as a selective sensor of rotation or gravity. *Physical Review A* **74**, 023615 (2006).

[50] G.F. Dick. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. pages 133–147 (1987).

[51] A. Landragin, B. Canuel, A. Gauguet, et Ph. Tuckey. Capteur inertiel six axes fondé sur l'interférométrie. *Revue française de métrologie* **2**, 11–16 (2007).

[52] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, et W. D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhysics Letters* **16**, 165 (1991).

[53] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, P. Clairon, et P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications* **266**, 609–613 (2006).

[54] T. Lévèque, A. Gauguet, W. Chaibi, et A. Landragin. Low noise amplification of an optically carried microwave signal: application to atom interferometry. *Applied Physics B: Lasers and Optics* (2010).

[55] J. Fils, F. Leduc, Ph. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, et A. Landragin. Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope. *European Physical Journal D* **36**, 257–260 (2005).

[56] A. Landragin et F. Pereira Dos Santos. Accelerometer using atomic waves for space applications. In E. Arimondo, W. Ertmer, E.M. Rasel, et W.P. Schleich, editors, *Atom Optics ans Space Physics, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CLXVIII*, volume 168, pages 337–350. IOS Press, Amsterdam (2009).

[57] D. S. Durfee, Y. K. Shaham, et M. A. Kasevich. Long-term stability of an area-reversible atom-interferometer sagnac gyroscope. *Physical Review Letters* **97**, 240801 (2006).

[58] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi, et A. Landragin. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer. *Physical Review A* **80**, 063604 (2009).

[59] A. Gauguet, T.E. Mehlstäubler, T. Lévèque, J. Le Gouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, et A. Landragin. Off-resonant Raman transitions impact in an atom interferometer. *Physical Review A* **78**, 043615 (2008).

[60] L. Robertson *et al.* International Comparison: Results from the fifth international comparison of absolute gravimeters, ICAG'97. *Metrologia* **38**, 71 (2001).

[61] J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, et F. Pereira Dos Santos. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **92**, 133–144 (2008).

[62] J. Le Gouët. *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2008).

[63] S. Merlet. *Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt.* Thèse de Doctorat, Observatoire de Paris (2010).

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

[65] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer, et A. Landragin. Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **5**, 136–142 (2003).

[66] T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, et A. Landragin. Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique. *Physical Review Letters* **103**, 080405 (2009).

[67] T. Pfau, Ch. Kurtsiefer, C. S. Adams, M. Sigel, et J. Mlynek. Magneto-optical beam splitter for atoms. *Physical Review Letters* **71**, 3427–3430 (1993).

[68] D.S. Weiss, B.C. Young, et S. Chu. Precision measurement of the photon recoil of an atom using atomic interferometry. *Physical Review Letters* **70**, 2706–2709 (1993).

[69] P. D. Featonby, G. S. Summy, C. L. Webb, R. M. Godun, M. K. Oberthaler, A. C. Wilson, C. J. Foot, et K. Burnett. Separated-Path Ramsey Atom Interferometer. *Physical Review Letters* **81**, 495–499 (1998).

[70] E. M. Rasel, M. K. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, et A. Zeilinger. Atom Wave Interferometry with Diffraction Gratings of Light. *Physical Review Letters* **75**, 2633–2637 (1995).

[71] R. Delhuille, C. Champenois, M. Büchner, L. Jozefowski, C. Rizzo, G. Trénec, et J. Vigué. High-contrast Mach-Zehnder lithium-atom interferometer in the Bragg regime. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **74**, 489–493 (2002).

[72] D. M. Giltner, R. W. McGowan, et S. A. Lee. Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves. *Physical Review Letters* **75**, 2638–2641 (1995).

[73] A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Trénec, et J. Vigué. Lithium atom interferometer using laser diffraction: description and experiments. *European Physical Journal D* **33**, 99–112 (2005).

[74] A. E. A. Koolen, G. T. Jansen, K. F. E. M. Domen, H. C. W. Beijerinck, et K. A. H. van Leeuwen. Large-angle adjustable coherent atomic beam splitter by bragg scattering. *Physical Review A* **65**, 041601 (2002).

[75] Y.-J. Wang, D. Z. Anderson, V. M. Bright, E. A. Cornell, Q. Diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R. A. Saravanan, S. R. Segal, et S. Wu. Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters* **94**, 090405 (2005).

[76] S. Gupta, K. Dieckmann, Z. Hadzibabic, et D. E. Pritchard. Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure h/m and α. *Physical Review Letters* **89**, 140401 (2002).

[77] H. Müller, S.-W. Chiow, Q. Long, S. Herrmann, et S. Chu. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters. *Physical Review Letters* **100**, 180405 (2008).

[78] J. M. McGuirk, M. J. Snadden, et M. A. Kasevich. Large Area Light-Pulse Atom Interferometry. *Physical Review Letters* **85**, 4498–4501 (2000).

[79] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, et F. Biraben. Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations. *Physical Review Letters* **102**, 240402 (2009).

[80] T. Salger, G. Ritt, C. Geckeler, S. Kling, et M. Weitz. Bloch oscillations of a Bose-Einstein condensate in a subwavelength optical lattice. *Physical Review A* **79**, 011605 (2009).

[81] G. Tackmann, M. Gilowski, Ch. Schubert, P. Berg, T. Wendrich, W. Ertmer, et Rasel E.M. Phase-locking of two self-seeded tapered amplifier lasers. *Optics Express* **18**, 9258–9265 (2010).

[82] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévèque, A. Landragin, et F. Pereira Dos Santos. Double diffraction in an atomic gravimeter. *Physical Review A* **81**, 013617 (2010).

[83] Special issue on Quantum Mechanics for Space Application: From Quantum Optics to Atom Optics and General Relativity, *édité par P. Bouyer et A. Bresson.* *Applied Physics B* **84**, 545–550 (2006).

[84] F. Chapelet. *Fontaine atomique double de césium et de rubidium avec une exactitude de quelques* 10^{-16} *et applications.* Thèse de Doctorat, Université Paris XI (2008).

[85] B.F. Chao et R.D. Ray. Oceanic tidal angular momentum and Earth's rotation variations. *Progress in Oceanography* **40**, 399 (1997).

[86] K. Takase. *Precision rotation rate measurements with a mobile atom interferometer.* Thèse de Doctorat, Stanford University (2008).

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

[88] S. Merlet, Q. Bodart, N. Malossi, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, O. Gitlein, et L. Timmen. Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia* **47**, L9–L11 (2010).

[89] K. Dieckmann, R. J. Spreeuw, M. Weidemüller, et J. T. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A* **58**, 3891–3895 (1998).

[90] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y. B. Ovchinnikov, et T. Pfau. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Physical Review A* **66**, 023410 (2002).

[91] 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**, 2631–2634 (1987).

[92] Y. Sortais. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs ; Etude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI (2001).

[93] P. Lemonde. *PHARAO: Étude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser; Réalisation d'un prototype.* Thèse de Doctorat, Université Paris VI (1997).

[94] J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, et H. G. Robinson. Optical heterodyne saturation spectroscopy. *Applied Physics Letters* **39**, 680–682 (1981).

[95] L. Morvan, N. D. Lai, D. Dolfi, J.-P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch. Building Blocks for a Two-Frequency Laser Lidar-Radar: A Preliminary Study. *Applied Optics* **41**, 5702–5712 (2002).

[96] A. J. Seeds. Microwave photonics. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* **50**, 877–887 (2002).

[97] P. Bouyer, T. L. Gustavson, K. G. Haritos, et M. A. Kasevich. Microwave signal generation with optical injection locking. *Optics Letters* **21**, 1502–1504 (1996).

[98] L. Goldberg, H.F. Taylor, J.F. Weller, et D.M. Bloom. Microwave Signal Generation with Injection-locked Laser Diodes. *Electron. Lett.* **19**, 491–493 (1983).

[99] F. Kéfélian, R. Gabet, et P. Gallion. Characteristics of the Phase Noise Correlation of Injection Locked Lasers for RF Signal Generation and Transmission. *Optical and Quantum Electronics* **38**, 467–478 (2006).

[100] G. Santarelli, A. Clairon, S. N. Lea, et G. M. Tino. Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz. *Optics Communications* **104**, 339–344 (1994).

[101] P. Cheinet, F. Pereira Dos Santos, T. Petelski, J. Le Gouët, J. Kim, K. T. Therkildsen, A. Clairon, et A. Landragin. Compact laser system for atom interferometry. *Applied Physics B* **84**, 643–646 (2006).

[102] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clément, T. Müller, G. Santarelli, F. Pereira Dos Santos, A. Clairon, A. Bresson, A. Landragin, et P. Bouyer. I.C.E.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **84**, 673–681 (2006).

[103] G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck, et C. Salomon. High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier. *Optics Letters* **24**, 151–153 (1999).

[104] G. P. Agrawal et N. A. Olsson. Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses insemiconductor laser amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**, 2297–2306 (1989).

[105] M. J. O'Mahony. Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Use in Future Fiber Systems. *Journal of Lightwave Technology* **6**, 531–544 (1988).

[106] 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**, 3554 (1993).

[107] 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**, 347–349 (2009).

[108] Y. Aharonov et D. Bohm. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. *Physical Review* **115**, 485–491 (1959).

[109] Y. Aharonov et A. Casher. Topological Quantum Effects for Neutral Particles. *Physical Review Letters* **53**, 319–321 (1984).

[110] A. Arvanitaki, S. Dimopoulos, A.A. Geraci, J. Hogan, et M. Kasevich. Testing atom and neutron neutrality with atom interferometry. *Physical Review Letters* **100**, 120407 (2008).

[111] W. Zerhouni. *Systèmes de référence et rotation terrestre : apport de la télémétrie laser sur la Lune.* Thèse de Doctorat, Observatoire de Paris (2010).

[112] K. U. Schreiber, J.-P. R. Wells, et G. E. Stedman. Noise process in large ring lasers. *General Relativity and Gravitation* **40**, 935–943 (2008).

[113] A. Landragin. *Interférométrie atomique : applications aux capteurs inertiels.* Thèse d'Habilitation à Diriger les Recherches, Université Paris VI (2009).

[114] T. W. Kornack, R. K. Ghosh, et M. V. Romalis. Nuclear Spin Gyroscope Based on an Atomic Comagnetometer. *Physical Review Letters* **95**, 230801 (2005).

Résumé

Depuis les premières expériences de principe, l'interférométrie atomique a connu un essor important lié notamment à la maîtrise des processus de refroidissement d'atomes par laser et à l'utilisation de transitions cohérentes à deux photons pour les manipuler. Nous présentons dans ce manuscrit le développement d'un gyromètre atomique à effet Sagnac de haute sensibilité fondé sur une configuration repliée. Les choix expérimentaux réalisés lors de la conception de ce nouvel appareil ont été guidés par l'étude d'un premier prototype afin de repousser ses limites techniques. La première partie du travail a consisté en la caractérisation du premier gyromètre et à l'étude de ses performances limites liées à la fluctuation du biais introduit par les défauts de front d'onde du faisceau Raman. Cet appareil nous a également permis de mettre en place une méthode de mesure utilisant un sismomètre pour mesurer puis soustraire les accélérations parasites du signal de l'interféromètre assurant ainsi un niveau de sensibilité intéressant dans un environnement perturbé. L'étude s'est ensuite portée sur le test de nouvelles séparatrices atomiques en double-diffraction permettant d'accroître l'aire d'un interféromètre. La dernière partie de ce travail s'est concentrée sur le développement d'un nouveau prototype. Nous présentons ici les résultats préliminaires de cette expérience fondée sur une configuration à 4 impulsions Raman stimulées. Cette première caractérisation ouvre la voie à des mesures atteignant des niveaux de sensibilité inégalés pour ce type de capteurs.

Mots-clés

Interférométrie atomique, atomes froids, gyromètre, effet Sagnac, transitions Raman stimulées, capteur inertiel.

Abstract

Since the first proof-of-principle experiments, atom interferometry has developed rapidly thanks to the mastery of the techniques of laser cooling and of coherent two-photon transitions for manipulating the atoms. In this manuscript we present the development of a high-sensitivity Sagnac atomic gyroscope based on a "folded" configuration. The design of this new prototype was guided by the lessons learnt in the study of a first apparatus. The first part of this work consisted in the characterization of the first gyroscope and the study of its limits, in particular the bias fluctuations induced by the Raman laser beam wavefront distortions. This phase also included the development of a method using a seismometer to measure parasitic accelerations and then correcting for their effects on the interferometer signal, achieving good sensitivities even in noisy environments. Next, a new double-diffraction atomic beam splitter was developed and tested, allowing a significant increase of the area of an atom interferometer. The final phase of this work concentrated on the realization of the new gyroscope. We present the preliminary results of this experiment, based on a configuration using four stimulated Raman pulses. The initial characterization of the device confirms its promise for reaching higher sensitivities than ever before achieved for this type of sensor.

Key words

Atom interferometry, cold atoms, gyroscope, Sagnac effect, stimulated Raman transitions, inertial sensor.