



HAL
open science

Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté

Remi Geiger

► **To cite this version:**

Remi Geiger. Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112207 . tel-00651016

HAL Id: tel-00651016

<https://theses.hal.science/tel-00651016>

Submitted on 12 Dec 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.



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS SUD XI

Spécialité : Physique Atomique

LABORATOIRE CHARLES FABRY DE L'INSTITUT D'OPTIQUE
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY
ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE

présentée par

REMI GEIGER

pour l'obtention du grade de Docteur en Sciences de l'Université Paris Sud XI

SENSEUR INERTIEL À ONDES DE MATIÈRE AÉROPORTÉ

I. ÉTUDE D'UN ACCÉLÉROMÈTRE À ATOMES FROIDS EMBARQUABLE
II. CONTRIBUTIONS À UNE EXPÉRIENCE D'INTERFÉROMÉTRIE ATOMIQUE DOUBLE-ESPÈCE
POUR UN TEST DU PRINCIPE D'ÉQUIVALENCE EN MICRO-GRAVITÉ

soutenue le **lundi 17 octobre 2011** devant le jury composé de :

| | |
|---|--------------------|
| M. Christophe Salomon (<i>Laboratoire Kastler-Brossel, ENS</i>) | Rapporteur |
| M. Ernst Rasel (<i>Institut für Quantenoptik, Universität Hannover</i>) | Rapporteur |
| M. Serge Reynaud (<i>Laboratoire Kastler-Brossel, UPMC</i>) | Examineur |
| Mlle. Linda Mondin (<i>Centre National d'Études Spatiales</i>) | Examineur |
| M. Pierre Pillet (<i>Laboratoire Aimé Cotton, UPS</i>) | Président du jury |
| M. Philippe Bouyer (<i>Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique</i>) | Directeur de thèse |
| M. Arnaud Landragin (<i>SYRTE, Observatoire de Paris</i>) | Directeur de thèse |
| M. Alain Aspect (<i>Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique</i>) | Membre invité |

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été pour moi une aventure scientifique et humaine déterminante, qui a impliqué de nombreuses personnes auxquelles je voudrais exprimer mes remerciements et mon amitié.

En premier lieu, j'aimerais remercier les membres de mon jury pour le temps qu'ils ont pris à lire mon manuscrit, à assister à ma soutenance, et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux. J'exprime un merci tout particulier aux rapporteurs de ma thèse, Christophe Salomon et Ernst Rasel, pour le regard critique qu'ils ont porté sur mon travail, et pour les échanges constructifs que nous avons eus. Les questions précises que m'a notamment posées Christophe m'ont montré son implication dans son travail de rapporteur et son intérêt pour nos résultats, et j'ai beaucoup apprécié les discussions que nous avons eues.

Ma thèse a été co-financée par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et le RTRA-Triangle de la Physique. Au sein du CNES, je remercie particulièrement Linda Mondin qui m'a encadré durant ces trois années, m'a conseillé, et a porté un intérêt tout particulier à mon projet de recherches.

Un grand merci à mes directeurs de thèse, Philippe Bouyer et Arnaud Landragin qui ont encadré avec confiance mes travaux, en m'accordant une grande autonomie et en m'encourageant à toujours approfondir les points obscurs et intéressants. Depuis notre première rencontre à Orsay en 2004 - alors que je préparais un projet de classe préparatoire sur les condensats de Bose-Einstein - Philippe m'a toujours communiqué son enthousiasme pour la science et pour la physique expérimentale. J'admire cet enthousiasme, car il nous amène à partager la science avec le plus grand nombre et à nous interroger sur la finalité de nos travaux, ce qui constitue, à mes yeux, une partie importante du métier de chercheur. C'est grâce à son enthousiasme que Philippe m'a convaincu de rejoindre le projet ICE (Interférométrie Cohérente pour l'Espace), en insistant sur les aspects de Physique et sur l'importance des tests du principe d'équivalence, et en passant presque sous silence la partie de la thèse a priori facile à vendre à un étudiant : les vols paraboliques ! (c'est après avoir fait mon choix que j'ai finalement réalisé que cela constituerait quand même un gros plus !) Philippe regorge d'idées nouvelles et intéressantes à approfondir. Lorsque j'interagissais avec lui, l'issue de nos discussions avait une double conséquence pour moi : (i) chouette, nous avons tant de problèmes auxquels répondre ! (ii) comment fait-il pour avoir tant d'idées ? Cette confrontation avec le dynamisme de Philippe m'a beaucoup stimulé et aidé à ne jamais me sentir isolé et perdu dans mon sujet de recherches. J'espère que les projets qu'il porte (notamment MIGA et ICE) seront appuyés par les instances décisionnelles et que ses liens avec l'industrie conduiront à des applications utiles. Je lui souhaite aussi de parvenir à communiquer son enthousiasme auprès des chercheurs du nouveau laboratoire LP2N qu'il dirige depuis peu à Bordeaux, et pour lequel il s'est tant impliqué durant les dernières années.

Arnaud a été d'un grand soutien pour moi durant ces trois années, tant sur le plan scientifique qu'humain. Du point de vue scientifique, il nous a beaucoup aidé en nous faisant partager son expérience de Physicien averti, notamment en nous communiquant les secrets de l'interférométrie atomique. En pratique, c'est grâce à lui que nous avons pu résoudre de nombreux

problèmes techniques, comprendre en profondeur le fonctionnement de notre expérience, et nous ouvrir aux applications des capteurs inertiels qui sortent du spectre de la physique fondamentale. Arnaud a mis à notre profit son recul sur son domaine, ce qui nous a conduit à nous intéresser à des thématiques qui s'éloignent de ce sur quoi nous travaillions au jour le jour, et a éveillé notre curiosité. C'est dans cet état d'esprit que je me trouvai lorsque j'échangeai avec Arnaud, ce travail d'ouverture étant d'autant plus exigeant qu'il a accordé beaucoup d'attention à notre projet durant ces trois ans. Outre ses qualités de chercheur, ce qui m'a plu chez Arnaud sont sa chaleur humaine, son intérêt pour l'autre, et son envie débordante de communiquer ! Dans ce métier où nous passons beaucoup de temps à réfléchir seul au problème que nous voulons résoudre, pouvoir partager sur des sujets aussi divers que le sport (le foot n'est pas un sport !), l'éducation des enfants (le rugby est un sport !), l'avenir de la France, la crise de la dette, les scientifiques psychopathes (H.M...), la vie de famille à l'étranger, les politiques de Recherche, la qualité d'un champagne, etc. amène à l'ouverture d'esprit et à l'écoute de l'autre. Je voudrais également remercier Arnaud d'avoir pris le temps de répondre à mes interrogations sur mon avenir, et de m'avoir encouragé à continuer dans la Recherche en trouvant les mots qui rassurent et qui permettent de donner le meilleur de soi-même. Je n'oublierai jamais cette capacité d'écoute, cette sensibilité et cette sympathie vers lesquelles j'aimerais tendre.

Philippe, Arnaud, merci pour ces trois années passionnantes, j'ai beaucoup appris grâce à vous.

Mes travaux ont été menés au sein du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), une structure propice à la recherche dans de nombreux domaines impliquant l'Optique sous toutes ses formes, des lasers pour les applications médicales au développement de nouveaux composants optiques, en passant par l'optique atomique. Je voudrais remercier les directeurs successifs du laboratoire, Pierre Chavel et Christian Chardonnet, pour leur accueil dans cette structure de recherche dynamique et pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre projet. Pierre m'a beaucoup aidé en tant que conseiller aux thèses, tant par les questions précises qu'il m'a posées sur mes recherches que par l'efficacité avec laquelle il a interagi avec mon jury et l'école doctorale à la fin de ma thèse.

Au sein du laboratoire, j'ai effectué mes recherches dans le Groupe d'Optique Atomique dont Alain Aspect est le responsable. Alain a pour principal souci d'enseigner la Physique en revenant aux concepts fondamentaux, et de formuler les problèmes et leurs solutions en termes simples et accessibles à l'expérimentateur naïf. Échanger avec lui a été pour moi une grande source de motivation, et m'a incité à prendre du recul sur mon sujet de thèse. Je le remercie pour l'intérêt qu'il a porté à mon projet et ses critiques utiles. Je le remercie aussi pour la passion pour la Physique qu'il nous transmet, qui donne envie de poursuivre dans la Recherche.

Notre projet a impliqué plusieurs services du laboratoire sur lesquels nous avons pu nous appuyer, notamment pour la préparation des campagnes de vols paraboliques à Bordeaux-Mérignac. Je voudrais tout particulièrement remercier Abdelaaziz Abboulahyane et Isabelle Soury pour leur disponibilité, et leur efficacité à organiser nos missions à Bordeaux et à suivre les demandes d'achats de dernières minutes nécessaires à l'expérience. Je remercie également Jean-Luc Cadoré et Jacky Robin de nous avoir aidé lors des transports de l'expérience, pour les campagnes de vols 0-g ainsi que pour son déménagement définitif au LP2N.

J'ai beaucoup apprécié mes expériences d'enseignement à l'Institut d'Optique avec Jean-Jacques Greffet et François Marquier pour le cours d'Electromagnétisme. Je les remercie de m'avoir donné cette possibilité de partager la Physique avec les étudiants. Ils sont pour moi un bel exemple d'enseignants enthousiastes et passionnés, sachant rendre leur discipline attrac-

Remerciements

tive en combinant des exemples physiques de la vie quotidienne et la rigueur nécessaire pour progresser. J'ai beaucoup appris grâce à eux et j'espère que je pourrai dans le futur mettre à profit leurs conseils. J'aimerais également remercier Sébastien de Rossi et Nathalie Westbrook qui m'ont amené à participer à la fête de la science, une expérience passionnante et dont j'ai beaucoup appris.

Parmi les personnels du laboratoire, je suis particulièrement reconnaissant à André Guibaud qui a eu un rôle décisif dans le succès de notre expérience. Outre sa gentillesse et sa disponibilité, André a voulu nous apprendre les bases de la conception mécanique et nous transmettre les idées générales pour rendre notre banc optique robuste (et léger!). C'était avec joie que nous nous rendions au service Mécanique de l'Institut, en sachant que nous y serions toujours bien reçus malgré les contraintes de délai que nous suggérions à André!

À ce stade, il est temps de définir ce « nous » et d'en défaire provisoirement l'unité, qui est restée entière tout au long de ma thèse. À mon arrivée en septembre 2008, j'ai commencé à travailler avec Guillaume Stern et Baptiste Battelier, avec lesquels j'ai pris beaucoup de plaisir à échanger et tisser progressivement liens d'amitié. Dès mon arrivée, Guillaume m'a pris sous son aile et m'a tout appris sur l'expérience, avec une grande simplicité et sans poser de barrière entre nous. Il m'a encouragé à ne jamais rester bloqué sur un problème particulier et à appréhender la manip avec souplesse, ce qui était nécessaire pour quelqu'un d'aussi maniaque que moi! Je le remercie d'avoir porté notre projet auprès du CNES pour faire en sorte que nous ne manquions jamais de rien et travaillions dans les meilleures conditions. Il a également assuré (avec courage et muni de ses mouffles!) le suivi du projet ICE auprès de Novespace, ce qui a été déterminant pour le bon déroulement des campagnes de vols 0-g. Je le remercie également d'avoir lu avec attention ce manuscrit et de m'avoir encouragé dans les derniers moments. J'ai eu la chance d'arriver sur une manip qui marchait et qui a donné des résultats durant ma thèse, et ce en grande partie grâce à Guillaume. Interagir avec un post-doc à la fois engagé et humain représente un luxe dont j'ai eu la chance de profiter, ce qui a rendu mes trois années de thèse heureuses. Je n'oublierai pas les expériences que nous avons partagées ensemble, qu'il s'agisse des vols 0-g, de la scopolamine, du double foie gras poêlé au Soufflet, du bouc façon Fred, ou de notre retour du Capitole aux JC2 CNES.... Guillaume, merci de m'avoir encadré durant ces trois années. Je te souhaite de t'épanouir dans ta nouvelle vie à Bordeaux, et j'espère que nous resterons amis.

Malgré tout le travail qu'il devait fournir pour MINIATOM, Baptiste a gardé un lien étroit avec ICE, en nous conseillant sur les technologies optiques à utiliser (ou à ne pas utiliser...), en nous aidant à la préparation des campagnes 0-g, et en optimisant nos séjours bordelais sur le plan gustatif! Je suis heureux qu'il reprenne en main la manip et espère qu'il l'amènera aussi loin que Guillaume l'a fait.

En mars 2009, Vincent Ménoret nous a rejoint pour son stage de M2, qu'il a (heureusement pour nous) poursuivi sur une thèse. Son arrivée a marqué un changement décisif sur la manip, car nous avons pu travailler à la fois mieux et plus vite grâce à lui. Vincent représente pour moi un modèle d'expérimentateur, car au lieu de discuter longuement sur comment résoudre un problème, il agit, fait ce qu'il faut faire, et le fait bien. Dès qu'il fallait comprendre certains points obscurs de la manip, nos échanges se révélaient toujours constructifs, en grande partie grâce à son ouverture d'esprit et son approche pratique des problèmes, dont j'ai beaucoup appris. Ensemble, nous avons partagé les chargements du « bébé » dans le camion (grâce à son expertise dans le maniement du transpalette!), les réveils à 5h du matin à la lumière des néons verts de l'Aérogriil, les TTLs à 9.4 avec la gorge sèche, les premières franges en 0-g, les

violations d'UFF entre Ratatouille et Karapuce, sans oublier les 95 slides de C.L., les galipettes de Miss France, Yannick et son maniement du transpalette, et les polylogs façon Clervoy. Si le lecteur extérieur à ICE ne relèvera dans tout cela que de mystérieuses anecdotes, il comprendra que tant de moments partagés ne restent inoubliables que grâce aux personnes avec lesquelles on les partage. Au delà de ce que nous avons accompli ensemble, c'est avant tout pour ces moments d'amitié, de joie, de déception, d'enthousiasme que je voudrais te remercier, Vincent. Merci également d'avoir été si présent et rassurant lors de mon dernier mois de rédaction et lors de la préparation de ma soutenance. Cette thèse est autant le fruit de ton travail que du mien, et j'espère que je pourrai te rendre tout ce que tu m'as apporté. Bon courage pour ta dernière année de thèse, profite bien des vols 0-g tant que tu n'en fais pas plus que 310, et n'abuse pas du canard!

Le dernier constituant du « nous » avec lequel j'ai eu la chance de travailler est Patrick Cheinet. En rejoignant le projet, il nous a apporté la rigueur dont nous avons besoin, mais aussi sa bonne humeur, son enthousiasme, et une possibilité pour moi de ne plus être le dernier à table! Patrick m'a encouragé à comprendre le fond des problèmes et a ainsi beaucoup contribué à améliorer le contenu de ma thèse. Je suis heureux qu'il ait enfin été reconnu comme un grand scientifique et ait obtenu son poste, et lui souhaite un avenir brillant dans la Recherche. J'espère que nous pourrons partager dans le futur des moments aussi heureux que durant ma thèse.

Enfin, je voudrais remercier Pierre-Alain Gominet pour les quelques mois que nous avons partagés ensemble, notamment lors du déménagement de l'expérience au LP2N à la fin de ma thèse. Je lui souhaite de bien prendre la manip en main, de s'épanouir dans la recherche, et de démontrer une violation du principe d'équivalence dans l'avion 0-g!

Le projet ICE est une collaboration entre trois laboratoires : l'Institut d'Optique, l'ONERA et le SYRTE à l'Observatoire de Paris. A l'ONERA, j'ai été amené à travailler avec Nassim Zahzam, Yannick Bidel, Renée Charrière, Olivier Carraz et Alexandre Bresson, et je les remercie pour leur aide et l'expertise dont ils nous ont fait profiter. Je remercie particulièrement Nassim pour son implication dans le projet ICE. Son regard critique sur nos résultats et sa rigueur ont été essentiels lors de la rédaction des articles que nous avons en commun et ont grandement contribué à les améliorer. Je remercie également les chercheurs et thésards du SYRTE qui nous ont apporté d'utiles conseils : Franck Pereira Dos Santos, Sébastien Merlet, Michel Lours, Carlos Garrido Alzar et Thomas Lévêque.

Les campagnes de vols 0-g sont organisées par la société Novespace, et je remercie les ingénieurs avec lesquels nous avons travaillé dans la bonne humeur et le souci de bien faire. Leur regard extérieur et leur rigueur du point de vue de la sécurité (qui a dit qu'un laser classe IV dans un avion était dangereux?) nous ont aidé à rendre l'expérience fiable, ce qui a beaucoup contribué à l'obtention de nos résultats. Je voudrais notamment remercier Patrice pour son implication et ses précieux conseils, ainsi que Christophe, Nicolas, Anne-Clotilde et Jean-Jacques pour leur gentillesse et leur bonne humeur.

Je reviens désormais au laboratoire, pour souligner la bonne ambiance de travail qui règne sein du groupe d'Optique Atomique. Chris, Nathalie, Denis, Isabelle, Thomas, Karen, Laurent, Vincent et David entretiennent sur le long terme cette atmosphère plaisante, et cherchent à rendre nos conditions de travail les plus agréables possibles. André Villing et Frédéric Moron nous ont apporté une aide précieuse pour la partie électronique de notre expérience, et je les remercie pour leur disponibilité, leur patience, et leur souci de nous transmettre leur savoir. Outre leurs compétences techniques, ils sont les garants de la bonne ambiance et de l'unité du groupe, et c'était pour moi toujours un bon moment d'échanger avec eux. Je remercie no-

Remerciements

tamment Frédéric pour l'intérêt qu'il porte à tous les thésards du groupe et pour l'importance qu'il attache, à juste titre, aux moments de partage lors des heureux événements (naissance, publications, nominations, ... tout est bon pour des gâteaux!). Je remercie également tous les membres du groupe, anciens, moins anciens et nouveaux, avec lesquels j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler, rigoler et échanger : Jeff, Jean-Philippe, Karim, Rob, Gaël, Valentina, Aurélien, Jean-Baptiste, Seb, David, Pierre, Martin, Thomas P et Thomas V, Baptiste, Guillaume, Thibaut, Bess, Julien, Ralf, Andréa, Juliette, Alain, Marie B et Marie P, Jean-Christophe, Josselin, Lynn, Raphaël, Lucas, Lam, Antoine, Nicolas, sans oublier un franc « servus » à Kilian, Fred et Stefan. Simon Bernon m'a introduit dans le groupe sur la manip BIARO en 2007, et m'a toujours impressionné par ses qualités humaines et de Physicien. Simon, je m'excuse d' « être passé du côté obscur de la force », et te souhaite plein de bonheur avec tes deux princesses!

Mon intérêt pour la Physique est né dans les livres de vulgarisation et a grandi grâce à mes professeurs, en classe préparatoire et en école d'ingénieur. Parmi eux, Stéphane Komilikis a eu un rôle déterminant en m'enseignant avec passion la première « vraie » Physique que l'on rencontre en tant qu'étudiant, celle de Maths-Sup. Stéphane s'est beaucoup impliqué dans mon TIPE sur les condensats de Bose-Einstein en cherchant à répondre à toutes mes questions, en me préparant un condensé de Physique Atomique compréhensible par un étudiant novice, et en allant même titillier Christophe Salomon et Philippe Bouyer lors de leurs conférences auprès des professeurs de classe prépa! Je le remercie pour les connaissances qu'il m'a transmises qui sont, même après huit années d'études, celles dont je suis le plus sûr. Il est pour moi un modèle de Professeur, et je souhaite qu'il continue longtemps à passionner ses étudiants. Je remercie également mon tuteur à Supélec, Jérôme Juillard, qui a appuyé mon projet de partir étudier la Physique à la TU Berlin, qui m'a incité à poursuivre dans la Recherche après l'école, et qui m'a apporté d'utiles conseils pour le choix de ma thèse.

Pour terminer, je voudrais remercier mes proches qui m'ont beaucoup soutenu durant ces trois années de thèse. J'ai la chance de pouvoir compter sur des parents et des frères et soeurs aimants et curieux, et c'est grâce à leurs encouragements que j'ai pu conduire à bien ce projet. La liberté que m'ont laissée mes parents dans mes études, leur ouverture d'esprit et leur soif de découverte m'ont certainement mis sur la voie de la Science et ont, entre autre ainsi, réussi à rendre ma vie heureuse. Papa, Maman, Merci pour votre Amour!

Mes amis ont contribué de manière déterminante au contenu de ma thèse par leurs questions naïves sur mon sujet et leur curiosité pour le milieu de la Recherche qu'ils connaissaient peu. Par leur enthousiasme lorsque nous parlions de Science et leurs boutades efficaces au « chercheur », ils m'ont encouragé à partager sur cette activité mystérieuse qu'est la Recherche, et qui intéresse beaucoup de personnes en dehors des laboratoires. Je voudrais tout particulièrement remercier ceux qui ont pris le temps de venir « visiter » la manip ou assister à ma soutenance, Hugues, Marc, les « Fils », Pétronille, Antoine, et mes compagnons du BG3G munis de leurs ssssssemi-conducteurs de type N! Merci à tous de partager cette passion pour la Science avec moi et de m'avoir encouragé dans la voie de la Recherche. Même descendu de mon avion, j'espère pouvoir continuer longtemps à débattre de Physique avec vous!

Ces trois années ont représenté pour moi une passionnante période d'apprentissage, mais aussi de constante remise en question de mes connaissances. Dans tous les moments de doute, j'ai été guidé par celle que j'aime : Léa. Par son Amour, elle a cru en moi, en ma passion pour la Physique, et m'a sans cesse encouragé à approfondir mon sujet. Son souci de bien faire et de comprendre m'ont amené à aller au fond des choses, ce qui est le plus important dans la

Recherche. Sa curiosité et sa volonté de transmettre m'ont également fait voir l'importance de l'enseignement dans le métier de chercheur, et plus généralement de vulgariser la Science auprès du public le plus large. Ma chérie, je n'oublierai jamais ton enthousiasme lorsque je te parlais de ce que nous faisons au labo, et je m'excuse pour toutes les fois où le mien n'était pas à la hauteur de ta soif de découverte. Cette thèse est avant tout la tienne, car au-delà de par ta vivacité d'esprit et ta curiosité, c'est avant tout par ta tendresse et ton Amour que tu l'as enrichie. Merci de m'accompagner dans cette aventure, et de m'apprendre tant de choses. J'espère pouvoir toujours nous passionner de Physique !

à Léa,

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Remerciements | i |
| Principales abréviations utilisées dans le manuscrit | 1 |
| Introduction | 3 |
| 1 Description théorique de l'accéléromètre atomique | 11 |
| 1.1 Transitions Raman stimulées et interféromètre atomique | 11 |
| 1.1.1 Transition Raman à deux photons | 11 |
| 1.1.2 Dynamique du vecteur d'état | 14 |
| 1.1.3 Séparatrice, miroir et interféromètre à atomes | 15 |
| 1.1.4 Sélectivité en vitesse de la transition Raman | 17 |
| 1.2 Déphasage dans un interféromètre atomique | 19 |
| 1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse | 24 |
| 1.3.1 Dynamique du système | 26 |
| 1.3.2 Spectroscopie des transitions Raman | 31 |
| 1.3.3 Double interféromètre en simple diffraction | 36 |
| 1.3.4 Conclusion et perspectives | 38 |
| 1.4 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations | 39 |
| 1.4.1 Réponse fréquentielle du capteur atomique | 39 |
| 1.4.2 Dynamique de l'accéléromètre atomique | 42 |
| 1.4.3 Estimation de la réponse et du rapport signal sur bruit de l'interféromètre | 44 |
| 1.5 Conclusion sur l'étude théorique | 51 |
| 2 Méthodes et dispositifs expérimentaux | 53 |
| 2.1 Contraintes relatives aux vols paraboliques | 53 |
| 2.1.1 Description des campagnes de vols paraboliques | 53 |
| 2.1.2 Contraintes pour notre expérience | 55 |
| 2.2 Génération des fréquences optiques | 59 |
| 2.2.1 Cahier des charges | 59 |
| 2.2.2 Sources laser à 1560 nm | 61 |
| 2.2.3 Doublage de fréquence et banc espace libre | 63 |
| 2.2.4 Agilité et stabilité de la référence de fréquence à 6.8 GHz | 65 |
| 2.3 Chambre de science | 68 |
| 2.4 Source d'atomes froids | 70 |
| 2.4.1 Piège magnéto-optique (MOT) | 70 |
| 2.4.2 Mélasse optique | 70 |
| 2.5 Préparation et détection des atomes | 73 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.5.1 | Préparation de l'état quantique des atomes | 73 |
| 2.5.2 | Détection | 74 |
| 2.6 | Conclusion | 77 |
| 3 | Interféromètre à atomes de ^{87}Rb | 79 |
| 3.1 | Résultats préliminaires | 79 |
| 3.1.1 | Franges de Ramsey à deux photons en micro-gravité | 79 |
| 3.1.2 | Premières mesures d'accélération au laboratoire | 81 |
| 3.1.3 | Premier interféromètre atomique en apesanteur | 85 |
| 3.2 | Accéléromètre atomique à bord de l'Airbus A300-0g | 87 |
| 3.2.1 | Principe de la corrélation et optimisation | 87 |
| 3.2.2 | Analyse des résultats du premier jour de vol (J1) | 88 |
| 3.2.3 | Analyse des résultats des deux derniers jours de vol | 93 |
| 3.2.4 | Conclusion | 98 |
| 3.3 | Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté | 99 |
| 3.3.1 | Principe de l'accéléromètre hybride | 99 |
| 3.3.2 | Erreurs sur la détermination de l'indice de frange | 100 |
| 3.3.3 | Accéléromètre hybride aéroporté | 105 |
| 3.3.4 | Perspectives d'amélioration et applications envisagées | 107 |
| 3.3.5 | Conclusion | 110 |
| 3.4 | Réjection des vibrations basses fréquences | 112 |
| 3.4.1 | Interféromètre à quatre impulsions | 112 |
| 3.4.2 | Comparaison des géométries d'interféromètre en 0-g | 114 |
| 3.4.3 | Conclusion | 118 |
| 3.5 | Étude de l'interféromètre au laboratoire | 119 |
| 3.5.1 | Corrélations à longs temps d'interrogation avant mars 2010. | 119 |
| 3.5.2 | Améliorations des performances | 119 |
| 3.5.3 | Étude de certains effets systématiques | 122 |
| 3.6 | Conclusion | 125 |
| 4 | Vers un test du principe d'équivalence par interférométrie atomique | 127 |
| 4.1 | Introduction et motivations | 127 |
| 4.1.1 | Le principe d'équivalence | 127 |
| 4.1.2 | Tests actuels du principe d'équivalence | 130 |
| 4.1.3 | Tests par interférométrie atomique | 134 |
| 4.2 | Dispositif expérimental pour la réalisation de l'interféromètre double-espèce | 138 |
| 4.2.1 | Système laser double-espèce | 138 |
| 4.2.2 | Refroidissement du ^{39}K et transition Raman | 142 |
| 4.3 | Mesure de l'accélération différentielle entre les deux atomes | 145 |
| 4.3.1 | Modèle de mesure | 145 |
| 4.3.2 | Estimation du déphasage différentiel | 147 |
| 4.4 | Réjection des vibrations | 150 |
| 4.4.1 | Réponse de l'accéléromètre différentiel | 150 |
| 4.4.2 | Calcul de la réjection des vibrations | 152 |
| 4.4.3 | Réjection supplémentaire à l'aide d'accéléromètres mécaniques. | 157 |
| 4.4.4 | Conclusion sur la réjection des vibrations | 159 |
| 4.5 | Conclusion | 160 |

TABLE DES MATIÈRES

| | |
|---|------------|
| Conclusion et perspectives | 161 |
| A Pulsation de Rabi effective et déplacements lumineux | 165 |
| A.1 Pulsation de Rabi effective des transitions Raman | 165 |
| A.2 Déplacements lumineux à un photon | 168 |
| A.3 Émission spontanée | 170 |
| B Caractérisation des accéléromètres mécaniques | 171 |
| B.1 Réponse fréquentielle | 171 |
| B.2 Bruit intrinsèque | 175 |
| C Lois d'échelle pour la réjection des vibrations dans un test de WEP | 177 |
| C.1 Influence de ω_L et ω_H sur la réjection | 177 |
| C.2 Évolution du bruit différentiel en fonction de la structure du spectre | 178 |
| D Publications | 181 |
| D.1 Résumé des articles | 181 |
| D.2 Light-pulse atom interferometry in microgravity | 183 |
| D.3 How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle | 189 |
| D.4 Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry | 204 |
| D.5 Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry | 212 |
| Bibliographie | 218 |

Principales abréviations utilisées dans le manuscrit

- **AM** : Accéléromètre Mécanique (*Mechanical accelerometer*).
- **AOM** : Modulateur acousto-optique (*Acousto Optic Modulator*).
- **BAT** : Méthode d'analyse statistique permettant d'estimer les paramètres de réponse de l'interféromètre atomique et le rapport signal sur bruit.
- **CQF** : Facteur de qualité des corrélations entre l'interféromètre atomique et les accéléromètres mécaniques (*Correlation Quality Factor*).
- **DFB** : Diode laser à rétro-action distribuée (*Distributed Feed-Back*).
- **FWHM** : Largeur totale à mi-hauteur (*Full Width at Half Maximum*).
- **IA** : Interféromètre Atomique (*Atom interferometer*).
- **ICE** : Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace.
- **MOT** : Piège magnéto-optique (*Magneto Optical Trap*).
- **PDF** : Densité de probabilité d'une variable aléatoire (*Probability Density Function*).
- **PPLN** : Cristal de Niobate de Lithium périodiquement retourné (*Periodically Polled Lithium Niobate*).
- **RG** : Théorie de la Relativité Générale.
- **SNR** : Rapport signal sur bruit (*Signal to Noise Ratio*).
- **UFF** : Universalité de la chute libre (*Universality of Free Fall*).
- **WEP** : Principe faible d'équivalence (*Weak Equivalence Principle*).
- **0-g** : Phases de micro-gravité des vols paraboliques.
- **1-g** : Phases de gravité standard correspondant au vol en pallier stabilisé entre les paraboles.

Introduction

La sensation de mouvement ou de non-mouvement relativement au monde qui nous entoure figure parmi les expériences les plus fascinantes. Tel est le cas pour le pilote d'avion lorsqu'il actionne les commandes de vol, pour le skieur lorsqu'il dévale la piste, pour le voyageur regardant par la fenêtre dans le train quittant la gare, ou pour l'astronaute lorsqu'il jouit de l'impesanteur. L'appréhension de cette sensation de mouvement a depuis toujours passionné les scientifiques et les philosophes qui ont cherché à la décrire et à comprendre comment l'esprit humain la perçoit et la traite.

La compréhension des phénomènes à l'origine du mouvement des corps a animé l'Homme depuis qu'il a souhaité lancer plus vite et plus loin divers objets afin de mieux se nourrir ou mieux se défendre, et passionne les savants depuis deux millénaires. Pour décrire ces phénomènes, les Physiciens ont imaginé et réalisé des expériences, et ont théorisé sur les observations qui en ont découlé. Plonger des objets dans des liquides, analyser la rotation des astres et le mouvement de pendules ou s'imaginer dans un ascenseur sont des exemples d'expériences qui ont permis à des scientifiques comme Archimède, Newton ou Einstein d'élaborer les théories de la dynamique des corps telles que nous les connaissons aujourd'hui. L'amélioration de nos connaissances dans la description du mouvement des objets a mené aux applications que nous utilisons fréquemment, qu'il s'agisse du train à grande vitesse, de notre positionnement par satellite lors d'une randonnée ou des accéléromètres situés dans notre téléphone portable.

Pour raffiner notre compréhension des phénomènes à l'origine de la dynamique des corps et proposer de nouvelles applications, il est nécessaire de repousser les limites de la précision avec laquelle nous pouvons suivre et prédire le mouvement des objets. Pour cela, nous avons besoin d'instruments capables de ressentir exactement les effets mettant toute particule en mouvement, et en mesure de distinguer des différences toujours plus faibles entre ces effets : les senseurs inertiels sont de tels dispositifs. Deux types d'effets à l'origine du mouvement sont à distinguer : les accélérations, responsables de l'augmentation de notre vitesse dans une direction donnée, et les rotations, à l'origine du changement d'orientation d'un objet par rapport à un axe fixe. Pour améliorer nos connaissances sur la dynamique des corps, nous avons donc besoin de senseurs inertiels exacts et capables de résoudre des différences d'accélération et de rotations toujours plus faibles. C'est dans ce contexte que se positionne mon travail de thèse dont je vais dans cette introduction donner les motivations et quelques antécédents historiques.

Senseurs inertiels et applications

Un capteur inertiel est un instrument mesurant le mouvement d'un objet par rapport à un référentiel d'inertie attaché à un corps libre de toute contrainte, i.e. un corps en chute libre. Ce mouvement peut être causé par une accélération, à l'origine de la variation dans le temps de la vitesse de l'objet dans une direction donnée, ou par une rotation, responsable d'un changement d'orientation de l'objet par rapport aux axes du référentiel d'inertie. Il existe de nombreux types de senseurs inertiels selon les domaines d'application auxquels ils s'adressent, qu'il s'agisse des

capteurs visant à détecter les décélérations brutales d'une voiture, à mesurer l'activité sismique d'un site, à déterminer les accélérations et les rotations d'un avion pour le guider, à sonder le sous-sol en résolvant les variations spatiales de l'accélération de la pesanteur, à mesurer localement la vitesse de rotation de la Terre pour la comparer aux modèles de géophysique, ou à capter les déformations de l'espace-temps prédites par la théorie de la Relativité Générale et disposer d'un nouvel outil d'observation de l'Univers. Selon l'application visée, on se concentrera donc sur une caractéristique particulière du capteur : sur son étendue de mesure si l'on souhaite détecter d'importantes accélérations ou rotations (senseurs dans une voiture ou dans un avion), sur sa résolution pour discriminer des variations de faible amplitude de ces grandeurs (étude du sous-sol, physique fondamentale), ou sur son exactitude pour se focaliser avant tout sur la vraie valeur de ces champs et pas seulement sur leurs variations dans le temps et dans l'espace (métrologie, géophysique). C'est pour répondre à un besoin d'exactitude et de haute résolution que sont menées des recherches sur de nouveaux types de capteurs inertiels, notamment celles sur les senseurs à ondes de matière.

Senseurs inertiels à ondes de matière

Depuis les expériences de Young convaincant les Physiciens de la nature ondulatoire de la lumière au début du XIX^{ème} siècle, l'interférométrie a permis une révolution dans le domaine des mesures de mouvements. Elle a rendu possible la détection d'infimes variations de longueur, plusieurs milliards de fois plus faibles que la période spatiale d'une onde lumineuse pour les meilleurs interféromètres contemporains, c'est-à-dire bien inférieures à la taille du noyau d'un atome. Ce formidable outil a été utilisé dans de nombreuses expériences visant à détecter des mouvements relatifs très faibles entre des objets, depuis le montage historique de Michelson et Morley [Michelson 87] démontrant l'isotropie de la vitesse de la lumière, aux expériences modernes visant à détecter des ondes gravitationnelles [Sissakian 06]. À partir de la seconde moitié du XX^{ème} siècle, l'avènement du laser et la possibilité de stabiliser leur longueur d'onde sur des références atomiques ouvre la voie à des mesures absolues de champs gravito-inertiels par interférométrie. Les expériences consistent à mesurer le plus exactement possible le déphasage entre les deux bras d'un interféromètre et à en déduire la valeur absolue d'une accélération ou d'une rotation grâce à la connaissance de la longueur d'onde de la lumière utilisée avec une incertitude relative inférieure à 10^{-10} . Parmi cette famille de dispositifs, on compte notamment les gravimètres à coin de cube développés à partir de la fin des années 1960 [Faller 67], qui mesurent la vitesse de défilement des franges d'interférences dans un interféromètre de Michelson ou de Mach-Zehnder dont l'un des miroirs est en chute libre, et qui offrent des exactitudes de quelques 10^{-9} g [Faller 02]. Pour les mesures de rotation, les gyromètres à effet Sagnac offrent des résolutions allant de quelques 10^{-7} rad.s⁻¹/√Hz pour les gyromètres à fibre optique commerciaux employés dans les centrales inertielles embarquées dans les avions, à moins de 10^{-11} rad.s⁻¹/√Hz pour les gyro-lasers géants (d'aire physique de 1 à 800 m²) utilisés pour les applications de géophysique ou de physique fondamentale [Chow 85, Schreiber 08]. Ces gyromètres jouissent des importants flux de particules (et donc des excellents rapports signal sur bruit) accessibles grâce aux lasers dans les interféromètres optiques, mais ils pâtissent du temps limité (< 1 ms dans [Schreiber 08]) que passent les photons dans l'interféromètre en raison de leur vitesse, i.e. du temps limité qu'ils ont pour accumuler une information sur les rotations que l'on souhaite mesurer.

Pour augmenter le facteur d'échelle d'un gyromètre d'aire physique donnée (égale à l'aire

délimitée par les bras de l'interféromètre), une solution consiste à utiliser une onde associée à une particule qui puisse interagir le plus longtemps possible avec le champ d'inertie que l'on souhaite mesurer, i.e. une particule possédant une vitesse initiale faible relativement à l'objet en mouvement [Clauser 88, Cohen-Tannoudji 92]. Les particules matérielles pouvant avoir des vitesses de cinq à dix ordres de grandeur plus faibles que celle des photons utilisés dans les gyro-mètres optiques, la sensibilité des interféromètres à ondes de matière est donc amenée à être significativement plus grande que celle des interféromètres optiques [Gustavson 00, Gauguet 09].

La possibilité d'exploiter la nature ondulatoire de la matière pour mesurer des effets inertiels a débuté avec les expériences utilisant des paires de Cooper d'électrons dans un circuit supraconducteur sensibles à la rotation de l'expérience dans le référentiel du laboratoire [Zimmerman 65], puis avec des interféromètres à neutrons initialement réalisés par [Rauch 74] et capables mesurer l'accélération de la pesanteur [Colella 75] ou la rotation de la Terre [Werner 79]. Ces preuves de principe du fonctionnement d'un senseur inertiel à ondes de matière ont ensuite été étendues au cas des atomes neutres à partir des années 1990. Les interféromètres employaient des atomes diffractés sur des réseaux de fentes dans une géométrie analogue à celle utilisée pour les interféromètres à neutrons [Keith 91], ou dans lesquels les ondes de matière étaient manipulées en contrôlant l'état d'énergie interne et externe de l'atome à l'aide de son interaction avec un ou plusieurs lasers. Cette dernière solution a permis le succès de deux expériences pionnières pour les senseurs inertiels à atomes [Riehle 91, Kasevich 91a]. La première, effectuée à Braunschweig en Allemagne employait un jet d'atomes de Calcium absorbant des photons d'un laser accordé sur une transition optique de l'atome. Les ondes de matière associées aux particules sont ainsi défléchies et recombinaées pour former un interféromètre sensible à la rotation du référentiel soutenant les lasers. La seconde, réalisée à l'Université de Stanford utilisait un nuage d'atomes refroidis par laser ainsi qu'une transition à deux photons entre deux états hyperfins de l'atome de Sodium de manière à manipuler les ondes de matière pour créer un interféromètre sensible à l'accélération de la pesanteur. La maîtrise des techniques de refroidissement d'atomes par laser et du contrôle de leur état quantique a conduit plusieurs groupes (principalement aux États-Unis, en France, en Allemagne et en Italie) à développer leurs propres capteurs inertiels à atomes froids, dont les performances ont commencé à concurrencer voir surpasser celles de leurs homologues optiques en terme de résolution et de stabilité long terme à partir du début des années 2000.

Senseurs inertiels aéroportés

Disposer de capteurs inertiels de grande stabilité à bord d'un avion représente une motivation majeure pour le développement des interféromètres atomiques. Si les accéléromètres aujourd'hui intégrés dans les unités de navigation des avions offrent un bon compromis compacité/résolution, ils présentent des biais dont la connaissance imparfaite est à l'origine d'une dérive en position de l'appareil que l'on souhaite guider. Cette dérive représente typiquement une centaine de mètres par heure pour les meilleurs accéléromètres et correspond à des incertitudes sur les mesures d'accélération de l'ordre de quelques μg [Jekeli 05]. Pour éviter cette dérive, un ré-étalonnage de la centrale inertielle par comparaison avec un système de positionnement par satellite comme le GPS est nécessaire. La possibilité de conduire un véhicule ne disposant pas d'une telle information constitue une problématique centrale pour les systèmes de navigation modernes. Rendre un avion (ou un sous-marin) totalement autonome nécessite donc un instrument présentant un biais aussi faible que possible et une bonne stabilité long

terme. L'utilisation des senseurs inertiels à atomes froids apparaît ici comme une solution très prometteuse pour atteindre des dérives de l'ordre du mètre par heure, correspondant à une maîtrise des biais au niveau de de quelques 10^{-8} g, déjà démontrée en laboratoires. Les brevets relatifs à ces problématiques déposés par le groupe de Mark Kasevich à Stanford (voir par exemple [Kasevich 08]), et plus généralement sur les capteurs inertiels atomiques par l'Observatoire de Paris, l'Institut d'Optique et les fabricants de centrales inertiels témoignent de la position stratégique de ce domaine de recherches (voir par exemple [Bouyer 09]). Dans le même registre d'applications, la possibilité de pouvoir procéder à des campagnes de mesure aéroportées du champ de pesanteur terrestre pour la détermination du géoïde (surface équipotentielle de pesanteur proche du niveau moyen des mers) pourra également bénéficier de la stabilité long terme et de l'exactitude des gravimètres à atomes froids [Novák 03, Scheinert 08].

Pour répondre à ces besoins, il est d'une part nécessaire de réaliser des systèmes compacts et transportables, et d'autre part de réussir à faire fonctionner les capteurs atomiques dans des environnement caractérisés par un niveau de vibration et des fluctuations de température sans commune mesure avec les conditions rencontrées en laboratoire. Des expériences d'interférométrie atomique transportables ont été conçues à Stanford pour cartographier le gradient de gravité à l'aide d'un gradiomètre à atomes froids installés dans un camion déplacé avec précaution et stabilisé pour les mesures [Wu 09]. Le gravimètre atomique développé par l'Observatoire de Paris dans le cadre du projet de balance du Watt a été déplacé de Paris à Trappes et est en ce sens transportable, mais l'instrument peut encore être qualifié d'objet de laboratoire [Merlet 10a]. Des efforts vers la réalisation de systèmes robustes et compacts pour des applications de terrain sont effectués dans les groupes d'A. Bresson à l'ONERA [Carraz 09b] et d'A. Peters à Berlin [Schmidt 11] (gravimètres), ainsi que dans le groupe de N. Yu au CalTech pour l'utilisation de gradiomètres atomiques dans l'espace [Yu 06]. Le consortium européen SAI (Space Atom Interferometers) développe également un prototype d'accéléromètre atomique transportable pour des applications spatiales [SAI 11]. Dans ce cadre de compétition internationale, nous sommes pour l'instant les seuls à avoir démontré le fonctionnement d'un capteur inertiel à atomes froids à bord d'un véhicule en mouvement et *a fortiori* d'un avion. Ces résultats, ainsi que la manière dont nous avons procédé pour y parvenir sont l'objet du présent manuscrit. Dans les prochaines années, il est très probable que les recherches menées par les différents groupes d'interférométrie atomique poussent à la construction de senseurs inertiels à ondes de matière commerciaux et embarquables.

Applications spatiales

Un nouveau défi que souhaite relever la communauté de la physique atomique et de la métrologie consiste à conduire des missions spatiales utilisant les capteurs inertiels atomiques pour des tests de physique fondamentale [Cosmic-Vision 11]. Ces missions sont amenées à repousser les limites de précision des expériences actuelles testant les lois de la gravitation grâce au haut degré de contrôlabilité des atomes froids. Parmi ces tests fondamentaux, la comparaison de l'accélération de deux masses différentes et en chute libre représente une expérience emblématique, car le principe de l'universalité de la chute des corps (qui a constitué la pierre angulaire des sciences physiques pendant de nombreux siècles) est aujourd'hui remis en cause par la plupart des modèles souhaitant étendre le cadre théorique actuel de la Physique. Ces missions spatiales permettront également d'explorer de nouvelles gammes de paramètres pour tester ces théories en utilisant des instruments dont le principe de mesure repose sur un phéno-

mène d'interférences d'ondes de matière associées à des particules délocalisées sur des distances de l'ordre du micro-mètre pour des atomes ultra-froids (températures de l'ordre de 100 nK). De nombreux efforts expérimentaux et théoriques sont apportés pour repousser les performances de ces capteurs, montrer leur spécificité par rapport aux senseurs inertiels utilisant des masses macroscopiques, et formaliser leur fonctionnement dans un cadre relativiste.

Le principe d'un senseur inertiel à ondes de matière consiste à mesurer le mouvement du référentiel soutenant les éléments de base de l'interféromètre (réseaux lumineux dans les interféromètres atomiques modernes) par rapport à la particule en chute libre associée à l'onde de matière. Pour ce faire, on marque d'une phase différente les ondes se propageant dans les différents bras de l'interféromètre de manière à mesurer en sortie un déphasage dépendant de l'accélération ou de la rotation du référentiel en mouvement par rapport à la particule libre. Ce déphasage, dont l'origine physique sera donnée dans le premier chapitre du manuscrit, est simplement proportionnel à la différence de position du centre de masse du paquet d'onde entre le début et la fin de l'interféromètre. Dans le cas d'une accélération constante, il évolue donc comme le carré du temps passé par les ondes de matière dans l'interféromètre, appelé temps d'interrogation, ou temps d'interaction de l'atome avec le champ d'inertie. Ainsi, la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations évolue comme le carré du temps d'interrogation, ce qui pousse à élaborer des dispositifs permettant d'interroger les atomes pendant le plus longtemps possible, en construisant des expériences de plusieurs mètres de haut [Dimopoulos 07, Zhou 11], ou en se plaçant dans un environnement de micro-gravité [Nyman 06a, van Zoest 10].

L'espace permet d'accéder à des temps d'interrogation de plusieurs secondes, et donc d'augmenter significativement la sensibilité des senseurs inertiels à ondes de matière par rapport aux expériences au sol. Sur le plan expérimental, parvenir à l'espace nécessite un haut niveau d'intégration et de qualification des composants utilisés, mais les défis technologiques pour adapter la technologie des atomes froids à un environnement spatial sont en passe d'être remplis. Le projet d'horloge atomique PHARAO financé par le CNES, et conduit par l'Observatoire de Paris et l'École Normale Supérieure, en partenariat avec les sociétés Sodern, Thales, Eremis et CS [Laurent 06] contribue notamment au positionnement stratégique des atomes froids pour les missions de physique fondamentale dans l'espace, et génère un enthousiasme certain dans les communautés de physique atomique et relativiste.

Contexte de la thèse

C'est pour répondre à cette problématique des tests de physique fondamentale dans l'espace avec des senseurs inertiels à ondes de matière qu'est né en 2006 le projet d'Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace (I.C.E.) financé majoritairement par le CNES et conduit par l'Institut d'Optique en collaboration avec l'Observatoire de Paris et l'ONERA [Nyman 06a]. Ce projet vise à tester le principe faible d'équivalence (universalité de la chute libre) dans l'espace à un niveau d'incertitude de 10^{-15} à l'aide d'un interféromètre atomique double-espèce mesurant la différence d'accélération entre des atomes de Rubidium et de Potassium soumis au champ de gravitation de la Terre. Pour parvenir à ce niveau d'incertitude, il est nécessaire de réaliser un senseur inertiel à long temps d'interrogation (typiquement quelques secondes), donc de disposer d'une part d'une source atomique très collimatée (température de l'ordre de 10 nK), et d'autre part d'effectuer l'expérience en micro-gravité pour s'affranchir de la chute des atomes relativement au référentiel de l'expérience. Pour ce faire, la première étape clé du projet consiste à démontrer la faisabilité du test à bord de l'Airbus 0-g de Novespace en atteignant un niveau

d'incertitude de quelques 10^{-10} m.s⁻² sur la différence d'accélération des deux espèces.

En parallèle d'une réponse à l'intérêt grandissant de la communauté scientifique pour un test du principe d'équivalence avec des ondes de matière, le projet couvre la thématique du développement des capteurs inertiels de grande stabilité pour les applications embarquées que j'ai mentionnées au paragraphe précédent. En outre, il permet de soutenir l'effort de recherche sur les technologies spatiales au sein du CNES en encourageant notamment le test de nouveaux composants laser. Il met également en valeur l'excellence des laboratoires de recherche français dans le domaine des atomes froids et assure leur positionnement dans le cadre de projets européens comme la mission STE-QUEST de l'Agence Spatiale Européenne visant à tester le principe d'équivalence d'Einstein avec des atomes froids dans un satellite [STE-QUEST 10].

Pour appréhender à la fois la thématique des sources atomiques collimatées et la réalisation d'un senseur inercial en micro-gravité, le projet a débuté avec les thèses de G. Varoquaux [Varoquaux 08] et de J.P. Brantut [Brantut 09], et s'est poursuivi avec l'arrivée de Baptiste Battelier et de Guillaume Stern en septembre 2007. À ce stade, deux résultats importants avaient été obtenus par notre équipe : l'un sur l'expérience I.C.E. « sol » démontrant la possibilité de produire un condensat de Bose-Einstein rapidement (en une seconde) par des méthodes de refroidissement tout optique [Clément 09] ; l'autre sur l'expérience « 0-g » avec l'obtention des premiers nuages d'atomes froids de ⁸⁷Rb en micro-gravité [Varoquaux 07]. J'ai rejoint l'équipe de l'expérience 0-g en septembre 2008, et nous avons travaillé avec Guillaume et Baptiste à la préparation de la campagne de vols d'octobre 2008, qui nous a permis de réaliser le premier interféromètre atomique avec des transitions Raman en micro-gravité, et de montrer la possibilité d'augmenter le temps d'interrogation des atomes dans l'interféromètre par rapport à la configuration de notre expérience au laboratoire [Stern 09]. C'est donc dans ce contexte de résultats encourageants que j'ai débuté ma thèse, dont l'objectif a été de réaliser une première version d'un accéléromètre atomique en 0-g, et de commencer la conception de l'expérience d'interférométrie à deux espèces (³⁹K et ⁸⁷Rb) pour le test du principe d'équivalence. Vincent Ménoret est venu compléter notre équipe à partir de mars 2009, tandis que Guillaume a pris les rênes du projet à Palaiseau (organisation des campagnes de vol et interaction avec Novespace, coordination avec le CNES, gestion de la collaboration I.C.E., travail sur les choix scientifiques pour la version 2 de l'expérience). Vincent et moi-même avons travaillé ensemble à la construction de l'expérience ³⁹K/⁸⁷Rb et notamment du système laser double-espèce, en parallèle de l'optimisation de l'interféromètre à atomes de ⁸⁷Rb.

Organisation des recherches

Ce mémoire présente l'étude d'un senseur inercial à ondes de matière aéroporté, et se situe à la frontière entre physique fondamentale et applications. S'il s'agit avant tout d'un travail de laboratoire, mes trois années de thèse ont été rythmées par les campagnes de vols paraboliques à Bordeaux-Mérignac, en octobre 2008, octobre 2009, mars 2010, et mai 2011. L'organisation des campagnes et la planification de nos travaux fait partie intégrante de cette expérience, et nous avons cherché le bon compromis entre prendre le temps d'approfondir les problèmes nouveaux et difficiles à résoudre (géométrie d'interféromètre en 0-g, traitement du signal de l'accéléromètre, conception d'un système laser compact et robuste), et à avancer sur le dispositif expérimental de manière à pouvoir produire à chaque campagne de nouveaux résultats nécessaires à la pérennité du projet.

Le temps d'expérience utile est limité à la durée des vols paraboliques (3 jours de vols par

Introduction

campagne, 31 paraboles par jour) et il est difficile, de retour au laboratoire, de simuler les conditions d'impesanteur ou de reproduire les niveaux de vibration dans l'avion. Il est donc parfois difficile de comprendre et d'interpréter les données des vols car on ne peut répéter l'expérience en variant les paramètres pour tester la validité d'une hypothèse. Cette démarche est contraire aux expériences traditionnelles d'atomes froids où la quantité de données et la possibilité de répéter une expérience dépendent essentiellement des humeurs du dispositif expérimental et du temps que l'on accorde à un problème particulier. Pour comprendre les données des vols et justifier mes hypothèses, j'aurais recours dans le manuscrit à des calculs numériques ou à des modèles simples permettant de simuler en partie les conditions d'expérimentation dans l'avion. Si ces modèles ne valent pas la répétition de l'expérience, ils permettent dans certains cas de rendre compte d'un phénomène particulier ou de comprendre l'impact d'une source de bruit sur la mesure.

Enfin, l'association de l'environnement d'un avion et d'une expérience d'atomes froids, qui constitue aujourd'hui encore un objet de laboratoire résulte en des imprévus et des aléas techniques auxquels nous avons du faire face. Malgré des déconvenues lors de certaines campagnes (octobre 2009, mai 2011), le travail passé à comprendre la physique de l'interféromètre et à améliorer le dispositif a en général payé sur le long terme, nous permettant des prises de beaucoup de données intéressantes en vol (octobre 2008, mars 2010), ou nous poussant à nous concentrer sur la validation des systèmes optiques que nous concevons et utilisons (mai 2011).

Contenu du manuscrit

Le chapitre 1 du mémoire donne les outils théoriques pour comprendre le fonctionnement d'un accéléromètre à atomes froids. Outre une présentation rapide du principe des transitions Raman (1.1) et de l'origine du déphasage dans un interféromètre atomique (1.2), je m'attache à décrire dans les paragraphes 1.3 et 1.4 deux situations spécifiques à notre expérience qui fonctionnent en micro-gravité et dans un avion présentant un haut niveau de vibrations. La section 1.3 souligne les particularités du fonctionnement d'un accéléromètre atomique dans un régime correspondant à une accélération et une vitesse nulles, comme c'est le cas notamment pour l'expérience en 0-g. La section 1.4 présente la manière dont l'interféromètre atomique répond à des variations d'accélération grandes devant sa plage de linéarité, comme c'est le cas dans un avion, et s'intéresse à l'estimation in situ de la réponse et de la sensibilité du senseur inertielle à atomes, i.e. sans étalonnage du capteur ultérieur aux vols.

Le chapitre 2 détaille le dispositif expérimental que j'ai utilisé et développé durant ma thèse en se concentrant sur la réalisation d'un accéléromètre à atomes de ^{87}Rb . L'accent est mis sur le système laser et la justification des choix techniques (2.2), ainsi que sur une méthode de préparation et de détection des atomes (2.5) qui soit compatible à la fois en 0-g et sous 1-g.

Le chapitre 3 présente les principaux résultats obtenus avec l'interféromètre à atomes de ^{87}Rb . Après une description succincte de l'évolution de l'expérience entre septembre 2008 et mars 2010 (3.1), je montre et analyse les résultats de la campagne de vols paraboliques de mars 2010. Dans un premier temps (3.2), j'explique comment l'emploi de capteurs mécaniques auxiliaires permet de retrouver l'information inertielle délivrée par le senseur à ondes de matière qui est noyée dans le bruit d'accélération de l'avion dont l'amplitude est bien supérieure à la dynamique de mesure intrinsèque du capteur atomique. Dans un second temps, je montre comment la combinaison d'un interféromètre atomique et d'accéléromètres mécaniques peut permettre d'atteindre d'importantes dynamiques de mesure d'accélération (3.3). Ce paragraphe donne

une preuve de principe du fonctionnement d'un tel capteur inertielle hybride et propose des perspectives d'améliorations de ce capteur permettant d'atteindre des dynamiques de mesure très supérieures à l'état de l'art. Ces deux sections (3.2 et 3.3) fournissent la première preuve du fonctionnement d'un capteur inertielle à ondes de matière de haute résolution à bord d'un avion caractérisé par un haut niveau de vibration. La section 3.4 présente l'étude de l'accéléromètre atomique en micro-gravité. Elle montre la possibilité de rejeter le bruit d'accélération de l'avion en utilisant une géométrie d'interféromètre différentielle inspirée d'expériences effectuées au sol dans d'autres laboratoires et dégage deux types de limite à la sensibilité des capteurs inertiels atomiques en 0-g pour les tests de physique fondamentale : le bruit de phase dû aux vibrations de l'avion, et le bruit de l'interféromètre dû à un faible rapport signal sur bruit. Enfin, le paragraphe 3.5 présente quelques résultats obtenus en laboratoire indiquant des perspectives d'amélioration de la résolution du capteur aéroporté, ainsi qu'une estimation de certains effets systématiques.

Le chapitre 4 se concentre sur un futur test du principe faible d'équivalence (universalité de la chute libre) avec des atomes froids, qui représente le principal objectif du projet I.C.E.. Après une introduction sur les motivations d'un test de ce principe, qui constitue une des clés de voûte de la Physique, ainsi qu'une discussion sur les expériences actuelles les plus précises et sur la place de l'interférométrie atomique dans ce contexte (4.1), je présente les premiers développements expérimentaux du dispositif d'interférométrie à deux espèces dans la section 4.2. J'explique ensuite comment estimer la différence d'accélération entre les deux atomes interrogés dans l'interféromètre double-espèce et pourquoi les accélérations de l'avion ou du satellite dans lequel est conduit l'expérience introduisent du bruit sur cette mesure (4.3). Je montre que l'impact de cette source de bruit peut être atténué de deux à trois ordres de grandeur grâce à la mesure différentielle par rapport au cas d'un interféromètre à une espèce, et analyse l'efficacité de la réjection des vibrations en fonction de la nature du bruit d'accélération de la plateforme expérimentale (l'Airbus 0-g dans notre cas) et du temps d'interrogation de l'interféromètre (4.4).

Après une conclusion sur les recherches menées durant ma thèse, je donne des perspectives d'amélioration de notre expérience relatives à l'application des capteurs inertiels aéroportés utilisant les ondes de matière et à l'utilisation des atomes froids pour des tests de physique fondamentale.

Description théorique de l'accéléromètre atomique

Je présente dans ce chapitre les outils théoriques nécessaires pour comprendre le fonctionnement d'un accéléromètre à atomes froids. Dans un premier temps, je montre comment réaliser un interféromètre atomique à l'aide de faisceaux laser jouant le rôle des séparatrices et des miroirs utilisés dans les interféromètres optiques. Je rappelle l'origine physique du déphasage de l'interféromètre et montre qu'il est proportionnel à l'accélération relative des atomes par rapport au référentiel attaché à l'expérience. Je m'intéresse ensuite au cas d'un interféromètre fonctionnant autour d'une accélération et d'une vitesse nulles. Cette situation est naturelle dans le cas d'expériences réalisées en micro-gravité et nécessite une étude théorique spécifique pour optimiser les paramètres expérimentaux. Enfin, je décris la réponse en fréquence d'un accéléromètre atomique et m'intéresse à sa dynamique de mesure. Je présente une méthode originale que nous avons développée et qui permet une estimation directe en vol des paramètres de la réponse d'un interféromètre atomique et du rapport signal sur bruit à partir des données de probabilité de transition.

1.1 Transitions Raman stimulées et interféromètre atomique

Un interféromètre à onde de matière requiert l'utilisation de séparatrices et de miroirs à atomes, réalisés dans nos expériences par couplage de l'atome avec un champ laser. Ce couplage permet de placer l'atome dans une superposition cohérente de deux états d'impulsion différant de la quantité de mouvement $\hbar\vec{k}_L$ des photons du laser. Une technique très efficace mise en oeuvre en 1991 à l'université de Stanford consiste à utiliser des transitions Raman stimulées qui associent le changement d'état d'impulsion de l'atome à un changement d'état d'énergie interne [Bordé 89, Kasevich 91a]. Cette technique permet une mesure simple du déphasage en sortie de l'interféromètre par lecture de la population relative d'atomes dans chaque état d'énergie. Les interféromètres atomiques utilisant des transitions Raman contrapropageantes ont depuis conduit à des mesures d'effets inertiels de précision croissante dans de nombreux laboratoires dans le monde [Peters 98, Yver-Leduc 04, Cheinet 06, Fixler 07, Lemporetti 08, Wu 09, Louchet-Chauvet 11].

1.1.1 Transition Raman à deux photons

Le système peut être décrit comme un atome à trois niveaux $|f\rangle$, $|e\rangle$, $|i\rangle$ interagissant avec deux champs électromagnétiques classiques \vec{E}_α ($\alpha = 1, 2$), définis par

$$\vec{E}_\alpha(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}\hat{e}_\alpha E_{0\alpha} e^{i(\omega_\alpha t + \phi_\alpha(\vec{r}, t))} + c.c. \quad (1.1)$$

Dans cette expression, \hat{e}_α et ω_α désignent respectivement la polarisation et la pulsation du laser L_α , $\phi_\alpha(\vec{r}, t) = -\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r} + \Phi_\alpha^0(t)$ sa phase au point \vec{r} et à l'instant t , et \vec{k}_α son vecteur d'onde. La différence de phase $\Phi_1^0(t) - \Phi_2^0(t)$ traduit les fluctuations du déphasage existant entre les deux lasers libres et est stabilisée dans les expériences, son contrôle permettant en pratique de balayer les franges d'interférence atomique.

Les deux niveaux atomiques stables $|f\rangle$ et $|e\rangle$ d'énergie respective $\hbar\omega_f^0$ et $\hbar\omega_e^0$ sont couplés au niveau excité $|i\rangle$ d'énergie $\hbar\omega_i^0$ de largeur naturelle Γ ($\approx 3.7 \times 10^7 \text{ rad.s}^{-1}$ pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K que nous utilisons). L'Hamiltonien du système atomique s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{at}} = \frac{\hat{P}^2}{2M} + \hbar\omega_f^0|f\rangle\langle f| + \hbar\omega_e^0|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_i^0|i\rangle\langle i|. \quad (1.2)$$

Les états propres de l'Hamiltonien externe $\hat{P}^2/2M$ sont notés $|\vec{p}\rangle$. Les états de base de l'Hamiltonien (1.2) s'écrivent comme produit tensoriel des états interne et externe, sous la forme $|\beta, \vec{p}\rangle = |\beta\rangle \otimes |\vec{p}\rangle$, avec $\beta = f, e, i$. L'interaction de l'atome avec la lumière laser est décrite dans l'approximation dipolaire électrique par l'Hamiltonien

$$\hat{H}_{\text{int}} = -(\hat{d}_{fi} + \hat{d}_{ei}) \cdot (\vec{E}_1(\hat{R}, t) + \vec{E}_2(\hat{R}, t)), \quad (1.3)$$

où \hat{d}_{ji} est l'opérateur de moment dipolaire atomique réduit de la transition optique $j - i$ ($j = f, e$) et \hat{R} l'opérateur position de l'atome. Nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation semi-classique, consistant à traiter quantiquement la dynamique des états internes de l'atome mais à traiter classiquement son mouvement, i.e. à considérer un atome au point moyen $\vec{r}(t)$ avec une impulsion moyenne $\vec{p}(t)$ à l'instant t . La phase $\phi_\alpha(\hat{R}, t)$ des ondes lumineuses est ainsi évaluée au point $\vec{r}(t)$ de la trajectoire classique moyenne de l'atome [Dalibard 06]. Cette approximation est valable tant que la longueur de cohérence de la source atomique reste très inférieure à la longueur d'onde des lasers. Elle n'est plus vérifiée dès que l'on travaille avec des échantillons ultra-froids ($T < 1 \mu\text{K}$) pour lesquels une description plus rigoureuse de l'interaction du paquet d'ondes avec la lumière est nécessaire [Antoine 04].

Le principe de la transition Raman repose sur le couplage des deux états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ par l'intermédiaire de l'état excité $|i\rangle$ au moyen d'une transition à deux photons opérant lorsque la différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2$ des lasers est proche de la différence d'énergie entre les deux niveaux couplés (voir figure 1.1). Pour un atome initialement dans $|f\rangle$, la transition Raman vers $|e\rangle$ consiste en l'absorption d'un photon dans le mode du laser L_1 et en l'émission stimulée d'un photon dans le mode du laser L_2 . Lors de ce cycle absorption-émission stimulée, la quantité de mouvement de l'atome passe de \vec{p} à $\vec{p} + \hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, ce transfert d'impulsion étant maximal lorsque les deux lasers se propagent en sens opposé. Dans ce système, le transfert d'impulsion est relié de manière bijective au changement d'état interne de l'atome et nous noterons $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ les états couplés par la transition Raman, où $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ désigne le vecteur d'onde effectif associé à la transition à deux photons.

Lors de la transition Raman via l'état intermédiaire $|i\rangle$ de durée de vie $1/\Gamma$, la probabilité de désexcitation par émission spontanée se traduit par une perte de la cohérence entre $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Pour limiter cet effet, la fréquence des lasers $L_{1,2}$ par rapport à la transition vers l'état $|i\rangle$ est désaccordée d'une valeur $\Delta \gg \Gamma$. Le taux d'émission spontanée évolue comme $1/\Delta^2$ tandis que nous verrons que la fréquence de Rabi de la transition Raman est proportionnelle à $1/\Delta$, de sorte qu'il est possible de limiter la décohérence au prix d'une augmentation de la puissance laser.

1.1 Transitions Raman stimulées et interféromètre atomique

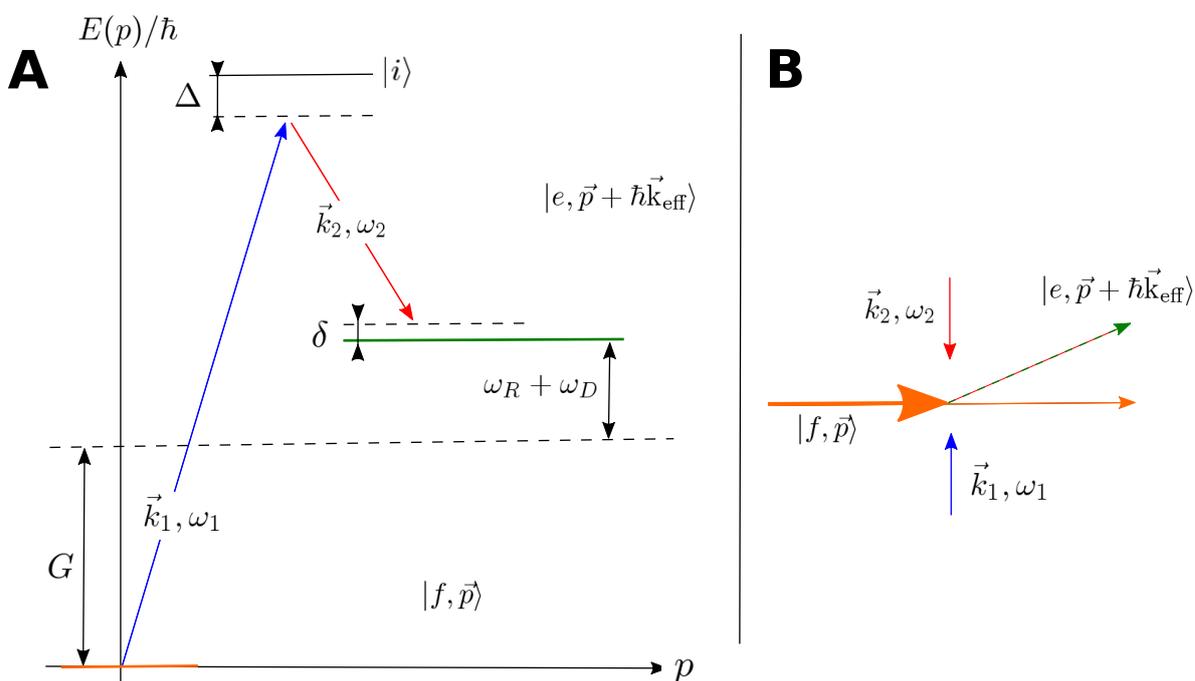


FIGURE 1.1 – **A** : Représentation de l'atome à trois niveaux en interaction avec les deux lasers. La transition Raman couple les niveaux $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et s'accompagne d'un transfert d'impulsion de la lumière vers l'atome, permettant une séparation spatiale des deux paquets d'onde (**B**). Pour la clarté de la figure, nous avons négligé les déplacements lumineux des niveaux.

L'efficacité de la diffraction $|f, \vec{p}\rangle \rightarrow |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ est maximale lorsque la différence de fréquence des lasers coïncide avec la différence d'énergie des deux niveaux couplés (condition de résonance). On note $\hbar\omega_f$ et $\hbar\omega_e$ l'énergie totale de l'atome respectivement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$, données par

$$\hbar\omega_f = \hbar\omega_f^0 + \frac{p^2}{2M}, \quad \hbar\omega_e = \hbar\omega_e^0 + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}})^2}{2M}. \quad (1.4)$$

La condition de résonance s'écrit

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e - \omega_f + \delta^{\text{AC}}, \quad (1.5)$$

où $\delta^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_f^{\text{AC}}$ désigne la différence de déplacement lumineux entre les deux niveaux Raman (son expression est donnée dans l'annexe A). La différence d'énergie $\hbar(\omega_e - \omega_f)$ entre les deux niveaux Raman en l'absence de déplacement lumineux est donnée par

$$\omega_e - \omega_f = G + \omega_R + \omega_D, \quad (1.6)$$

où $\omega_R = \hbar k_{\text{eff}}^2/2M$, $\omega_D = \vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}/M$ sont respectivement la pulsation de recul et le désaccord Doppler associés à la transition Raman à deux photons, et $\hbar G$ l'écart en énergie entre les deux niveaux de l'atome au repos ($G/2\pi$ est appelée la fréquence d'horloge, et vaut environ 6.834 GHz pour le ^{87}Rb). Dans la suite, nous utiliserons la notation

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e - \omega_f), \quad (1.7)$$

la condition de résonance s'exprimant alors simplement par l'égalité $\delta = \delta^{\text{AC}}$. Nous utiliserons également la notation $\delta^{\text{RF}} = (\omega_1 - \omega_2) - G$ (fréquence dans le domaine du MHz), la condition de résonance s'écrivant :

$$\delta^{\text{RF}} = \delta^{\text{AC}} + \omega_R + \omega_D. \quad (1.8)$$

1.1.2 Dynamique du vecteur d'état

Nous définissons les pulsations de Rabi $\Omega_{j\alpha}$ décrivant le couplage entre le niveau $|j\rangle$ ($j = f, e$) et le niveau excité $|i\rangle$ par l'intermédiaire du laser L_α par

$$\Omega_{j\alpha} = -\frac{E_{0\alpha}}{\hbar} \langle i | \hat{d} \cdot \vec{\epsilon}_\alpha | j \rangle, \quad (1.9)$$

où \hat{d} désigne l'opérateur de moment dipolaire électrique [Steck 08]. Dans le cas où le désaccord Δ est grand devant les pulsations de Rabi Ω_{f1} et Ω_{e2} correspondant respectivement aux transitions optiques $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$, on montre qu'il est possible d'éliminer adiabatiquement l'état intermédiaire $|i\rangle$ pour se ramener à l'étude de la dynamique du système à deux niveaux $\{|f\rangle, |e\rangle\}$ couplés par la transition Raman [Cohen-Tannoudji 92]. En écrivant le vecteur d'état $|\psi(t)\rangle = c_f e^{-i\omega_f t} |f\rangle + c_e e^{-i\omega_e t} |e\rangle$, l'évolution du système est alors donnée par :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} c_f(t) \\ c_e(t) \end{pmatrix} = -i \begin{pmatrix} \Omega_f^{\text{AC}} & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i(\delta t + \delta\phi)} \\ \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\delta t + \delta\phi)} & \Omega_e^{\text{AC}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_f(t) \\ c_e(t) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

1.1 Transitions Raman stimulées et interféromètre atomique

Dans cet expression, $\delta\phi = \phi_1(\vec{r}(t_0), t_0) - \phi_2(\vec{r}(t_0), t_0) = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_0) + [\Phi_1^0 - \Phi_2^0]$ est la différence de phase des lasers Raman à l'instant $t = t_0$ et Ω_{eff} la pulsation de Rabi effective de la transition Raman, donnée par :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}}{2\Delta}. \quad (1.11)$$

La résolution du système (1.10) est bien connue et peut être trouvée dans [Cohen-Tannoudji 92]. L'évolution à partir de l'état initial $|\psi(t_0)\rangle$ peut être mise sous la forme

$$|\psi(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \varphi)|\psi(t_0)\rangle, \quad (1.12)$$

la matrice d'évolution S étant donnée par

$$S(t_0, \tau, \varphi) = \begin{pmatrix} [\cos(\frac{\Omega_{R\tau}}{2}) - i \cos \theta \sin(\frac{\Omega_{R\tau}}{2})]e^{-i\tilde{\omega}_f\tau} & -ie^{i\varphi} \sin \theta \sin(\frac{\Omega_{R\tau}}{2})e^{-i\tilde{\omega}_f\tau} \\ -ie^{-i\varphi} \sin \theta \sin(\frac{\Omega_{R\tau}}{2})e^{-i\tilde{\omega}_e\tau} & [\cos(\frac{\Omega_{R\tau}}{2}) + i \cos \theta \sin(\frac{\Omega_{R\tau}}{2})]e^{-i\tilde{\omega}_e\tau} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

où nous avons introduit la pulsation de Rabi généralisée

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta - \delta^{\text{AC}})^2}, \quad (1.14)$$

et utilisé les notations $\cos \theta = (\delta - \delta^{\text{AC}})/\Omega_R$, $\sin \theta = |\Omega_{\text{eff}}|/\Omega_R$ et $\varphi = (\omega_1 - \omega_2)t_0 + \delta\phi$. Pour alléger l'expression de la matrice, nous avons également posé :

$$\tilde{\omega}_f = \omega_f + \frac{AC - \delta}{2} \text{ et } \tilde{\omega}_e = \omega_e + \frac{AC + \delta}{2}, \quad (1.15)$$

avec $AC = \Omega_e^{\text{AC}} + \Omega_f^{\text{AC}}$ le déplacement lumineux moyen (voir annexe A). Dans les termes de phase $\tau\tilde{\omega}_{e,f}$ figurant dans l'équation (1.13), il existe un terme en $\tau AC/2$ commun à chaque élément de la matrice d'évolution. Ce terme ne doit a priori pas être simplifié, car le déplacement lumineux moyen $AC(\vec{r})$ pourrait être différent pour les deux paquets d'onde séparés spatialement en raison du profil gaussien du faisceau Raman et d'une position différente des atomes dans le faisceau, du à une rotation par exemple. Nous n'envisagerons pas cette dépendance spatiale du déplacement lumineux moyen dans la suite du manuscrit, et simplifions donc $\delta\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_e - \tilde{\omega}_f$ en $\delta\tilde{\omega} = \omega_e - \omega_f + \delta$.

1.1.3 Séparatrice, miroir et interféromètre à atomes

Nous considérons ici le cas où le système est préparé à l'instant t_0 dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$. La probabilité de transiter vers $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ s'écrit comme une oscillation de Rabi à la pulsation Ω_R , et est donnée par :

$$p_R(\tau) = |\langle e | \psi(t_0 + \tau) \rangle|^2 = \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_R}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_{R\tau}}{2}\right). \quad (1.16)$$

Dans le cas où la condition de résonance est vérifiée ($\Omega_{\text{eff}} = \Omega_R$), il est possible de créer une superposition cohérente équiprobable des état $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ en ajustant la durée de l'impulsion Raman de sorte que $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$. L'interaction Raman joue alors le rôle d'une séparatrice atomique. Si la durée de l'impulsion est choisie telle que $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$, on diffracte alors l'onde atomique vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ avec une probabilité de 100%, et le couplage

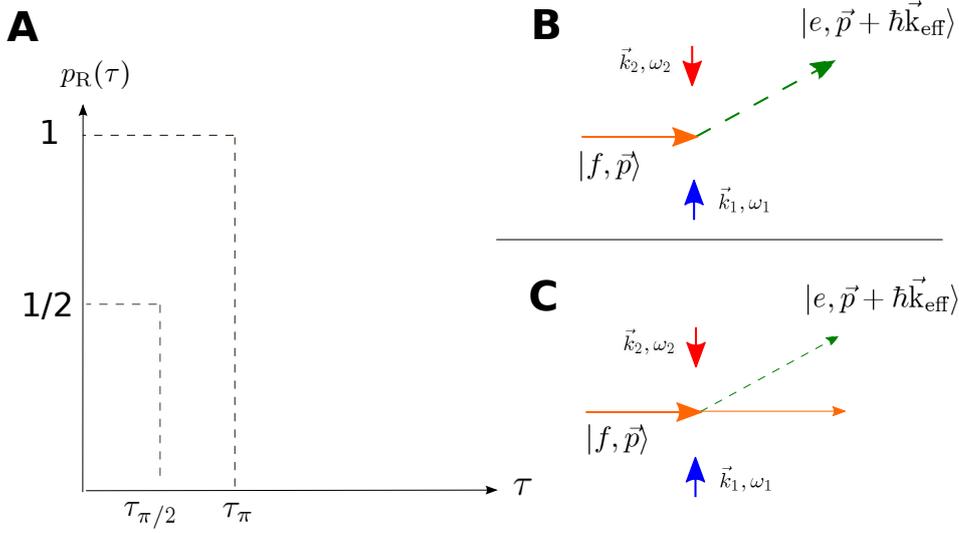


FIGURE 1.2 – Oscillation de Rabi de la probabilité de transition entre les deux niveaux Raman (A) et illustration de la séparatrice (impulsion $\pi/2$, C) et du miroir (impulsion π , B) à atomes.

Raman joue le rôle d'un miroir pour l'atome. Ces deux opérations sont schématisées en figure 1.2 et constituent les briques élémentaires pour la réalisation d'interféromètres à atomes.

Les matrices d'évolution associées aux impulsions $\pi/2$ et π s'écrivent respectivement :

$$S_{\pi/2}(t_0, \varphi) = e^{-i\tilde{\omega}_f \tau_{\pi/2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{i}{\sqrt{2}} e^{i\varphi} \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} e^{-i\varphi - i\delta\tilde{\omega}\tau_{\pi/2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\delta\tilde{\omega}\tau_{\pi/2}} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

$$S_{\pi}(t_0, \varphi) = e^{-i\tilde{\omega}_f \tau_{\pi}} \begin{pmatrix} 0 & -ie^{i\varphi} \\ -ie^{-i\varphi - i\delta\tilde{\omega}\tau_{\pi}} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Lors de l'événement de diffraction, la différence de phase $\varphi = (\omega_1 - \omega_2)t_0 - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_0) + [\Phi_1^0 - \Phi_2^0]$ entre les lasers Raman est inscrite sur l'onde atomique diffractée. **L'onde emporte ainsi une information sur la phase locale du réseau de lumière Raman.** On retiendra pour la suite que la phase imprimée sur l'onde atomique est $+\varphi$ pour une transition $|f, \vec{p}\rangle \rightarrow |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$, et $-\varphi$ pour une transition $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |f, \vec{p}\rangle$. Des termes de phase additionnels sont également imprimés sur l'onde atomique : une phase de $-\pi/2$ correspondant aux facteurs $-i$ dans les termes anti-diagonaux des matrices S est emportée à chaque diffraction et déterminera la teinte de la frange d'interférence. Le terme de phase $e^{-i\delta\tilde{\omega}\tau}$, lié à la durée finie de l'impulsion et à la différence d'énergie entre les deux niveaux Raman est également inscrit sur l'onde. Nous verrons cependant qu'il n'intervient pas dans la phase totale de l'interféromètre à trois impulsions que nous considérons.

Interféromètre : Nous utilisons la séparatrice et le miroir atomique pour réaliser l'équivalent atomique de l'interféromètre photonique de Mach-Zehnder et représenté en figure 1.3. À partir d'un atome préparé dans $|f, \vec{p}\rangle$, une première impulsion $\pi/2$ à l'instant t_0 crée une superposition

1.1 Transitions Raman stimulées et interféromètre atomique

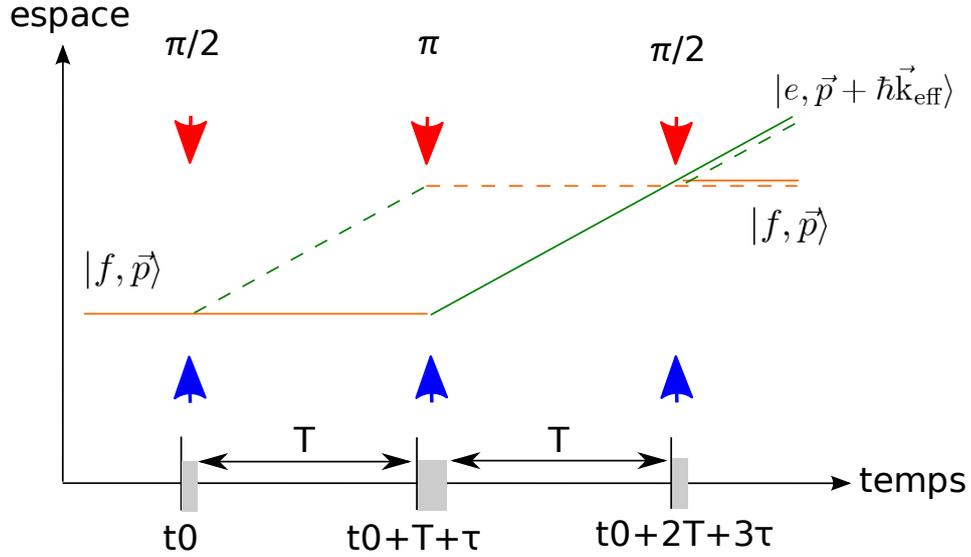


FIGURE 1.3 – Schéma de principe de l'interféromètre atomique à trois impulsions.

cohérente de $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ qui évolue librement pendant la durée T . Une impulsion π défléchit alors les deux ondes de sorte qu'elles puissent se superposer après une nouvelle phase de libre évolution d'une durée T . Une dernière impulsion $\pi/2$ permet alors aux ondes d'interférer. Entre les impulsions Raman, les ondes atomiques se propagent librement et la matrice d'évolution vaut :

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix}. \quad (1.19)$$

La matrice de transfert de l'interféromètre $\pi/2 - \pi - \pi/2$ est donnée par le produit des matrices élémentaires décrivant la séparatrice, le miroir et l'évolution libre et s'écrit

$$S_{\text{interfero}} = S_{\pi/2}(t_0 + 2T + 3\tau, \varphi_3) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi}(t_0 + T + \tau, \varphi_2) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi/2}(t_0, \varphi_1), \quad (1.20)$$

où τ est la durée de l'impulsion $\pi/2$ et $\varphi_j = (\omega_1 - \omega_2)t_j - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_j) + [\Phi_1^j - \Phi_2^j]$ désigne la différence de phase entre les lasers Raman à l'instant de l'impulsion j (ici supposée constante durant l'impulsion). Si l'atome entre dans l'interféromètre dans l'état $|f\rangle$, la probabilité de le détecter dans l'état $|e\rangle$ en sortie est facilement calculable et donnée par :

$$P = |\langle e | S_{\text{interfero}} | f \rangle|^2 = \frac{1 - \cos(\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3)}{2}. \quad (1.21)$$

L'interféromètre est ainsi sensible à tout effet modifiant la différence de phase des lasers Raman entre la première et la troisième impulsion. Dans la suite, nous appellerons $\Phi_{\text{laser}} = \varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3$ le déphasage interférométrique associé aux impulsions Raman.

1.1.4 Sélectivité en vitesse de la transition Raman

L'équation (1.16) fait intervenir la pulsation de Rabi généralisée donnée en (1.14) qui dépend du désaccord à la résonance ($\delta - \delta^{\text{AC}}$). La transition Raman est donc sélective en vitesse

[Kasevich 91b] car le taux de transfert dépend de la vitesse des atomes via le terme ω_D apparaissant dans la condition de résonance (1.6). Nous avons considéré jusqu'à présent les ondes de matière comme des ondes planes associées à des particules d'impulsion $p = Mv$, alors que nous travaillons en pratique avec un nuage d'atomes de température finie T , les vitesses atomiques étant distribuées suivant la loi gaussienne

$$f_V(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} \exp -\frac{(v - v_0)^2}{2\sigma_v^2}, \quad (1.22)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T / M}$ représente la dispersion en vitesse des atomes et v_0 leur vitesse de groupe. L'impulsion Raman de durée τ possède une largeur fréquentielle à mi-hauteur environ égale à $1/\tau$, et seuls les atomes ayant une vitesse correspondant à un effet Doppler ω_D faible devant cette largeur seront adressés par la transition. De manière précise, le taux de transfert s'écrit comme une somme pondérée sur toutes les vitesses possibles de la probabilité de transition à un atome p_R donnée par (1.16) :

$$P = \int dv f_V(v) p_R(\tau, v). \quad (1.23)$$

Nous avons explicitement fait apparaître la vitesse de l'atome dans p_R , car elle intervient dans la pulsation de Rabi généralisée via le désaccord Doppler $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}$. En supposant le déplacement lumineux compensé ($\delta^{\text{AC}} = 0$), et en notant $\delta^{\text{RF}} = (\omega_1 - \omega_2) - G$ la différence de fréquence des lasers Raman par rapport à la fréquence d'horloge, le taux de transfert s'écrit comme le produit de convolution de f_V par p_R dans l'espace des vitesses :

$$P(\delta^{\text{RF}}) = \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right)^2 \int dv f_V(v) \text{sinc}^2 \left[\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta^{\text{RF}} - \omega_R - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}}{\Omega_{\text{eff}}}\right)^2} \right]. \quad (1.24)$$

Cette formule est très utile pour interpréter la spectroscopie des transitions Raman, réalisée en pratique en balayant la différence de fréquence des lasers via δ^{RF} , à τ fixé. Cette équation indique que la transition Raman sélectionne une classe de vitesse centrée autour de la vitesse de groupe v_0 , et dont la largeur à mi-hauteur est environ $\Delta v_{1/2} = 1/(k_{\text{eff}}\tau)$. Maximiser le taux de transfert Raman lors d'une impulsion π (i.e. telle que $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$) correspond à adresser une classe de vitesse la plus large possible. L'efficacité de transfert est ainsi liée à la puissance laser disponible, étant donnée la largeur σ_v de la distribution en vitesse initiale et le désaccord Raman Δ utilisé.

1.2 Déphasage dans un interféromètre atomique

Le déphasage dans un interféromètre atomique détermine la probabilité d'observer l'atome dans un état d'impulsion donné à l'issue de la séquence d'impulsions lumineuses (par exemple l'état $|\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$). L'intérêt majeur des transitions Raman (par rapport aux transitions Bragg par exemple) est de permettre d'accéder à cette probabilité par une simple mesure de l'état d'énergie interne de l'atome, l'écart en énergie entre $|f\rangle$ et $|e\rangle$ pouvant être facilement résolu par les sources laser actuelles. Ainsi, l'observation des franges d'interférences ne nécessite pas une imagerie résolue en position pour discriminer entre les différents états d'impulsion de sortie. En pratique, nous réalisons l'expérience avec un ensemble d'atomes ($N \sim 10^6$) et mesurons la proportion d'atomes dans l'état $|e\rangle$ définie par

$$P_e = \frac{N_e}{N_f + N_e} = P_0 + A \cos \Phi, \quad (1.25)$$

où N_e (resp. N_f) est le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ (resp. $|f\rangle$), P_0 et A sont respectivement l'offset et l'amplitude des franges d'interférences, et Φ est le déphasage interférométrique. Le contraste des franges est donné par $\mathcal{C} = A/P_0$. La mesure de P_e accompagnée du modèle donnant l'expression du déphasage Φ permet d'accéder à une information sur l'effet inertiel que l'on souhaite mesurer. Pour améliorer la précision sur la mesure d'un effet en particulier, deux ingrédients sont nécessaires : d'une part augmenter la sensibilité de l'interféromètre, i.e. sa capacité à résoudre de petites valeurs de Φ , et d'autre part bien modéliser les effets systématiques. L'exactitude du calcul du déphasage est alors essentielle pour l'amélioration de la mesure.

La modélisation des interféromètres à onde de matière représente un champ de recherche à part entière, et de nombreux travaux théoriques sont menés par plusieurs groupes sur ces questions [Wolf 99, Antoine 03, Bongs 06, Dimopoulos 08]. Ce paragraphe a pour objectif de présenter très brièvement les méthodes les plus couramment utilisées pour déterminer le déphasage interférométrique et de les appliquer à des cas simples de fonctionnement de l'accéléromètre atomique.

Calcul du déphasage. En optique, le calcul du déphasage peut être mené en déterminant d'une part la différence de phase associée à la propagation des ondes jusqu'au point $(\vec{r}_{\text{detect}}, t_{\text{detect}})$ où la phase de l'interféromètre est mesurée, et d'autre part la phase acquise par chaque onde lorsqu'elle traverse un élément optique ou un milieu donné (séparatrices, cristal placé dans l'interféromètre, etc.). La phase totale de l'interféromètre est obtenue en sommant les différentes contributions ; elle seule a un sens physique.

Cette procédure appliquée aux interféromètres atomiques conduit à écrire le déphasage interférométrique comme la somme d'un terme associé à la propagation des ondes de matière et d'un terme Φ_{laser} traduisant l'interaction avec les séparatrices/miroir Raman [Kasevich 91a]. Nous avons calculé Φ_{laser} au paragraphe précédent, pour un interféromètre à trois impulsions (équation (1.21)). Le terme de propagation peut lui-même être décomposé en deux parties : un terme Φ_{prop} lié à la propagation des ondes dans l'interféromètre entre les points $a = (\vec{r}_a, t_a)$ et $b = (\vec{r}_b, t_b)$, et un terme Φ_{sep} associé à une séparation éventuelle des paquets d'onde avant leur entrée dans l'interféromètre, ou entre la dernière impulsion et la détection (i.e. pour $t > t_b$, comme représenté en figure 1.4). Le déphasage interférométrique peut ainsi être décomposé de la manière suivante :

$$\Phi = \Phi_{\text{laser}} + \Phi_{\text{prop}} + \Phi_{\text{sep}}. \quad (1.26)$$

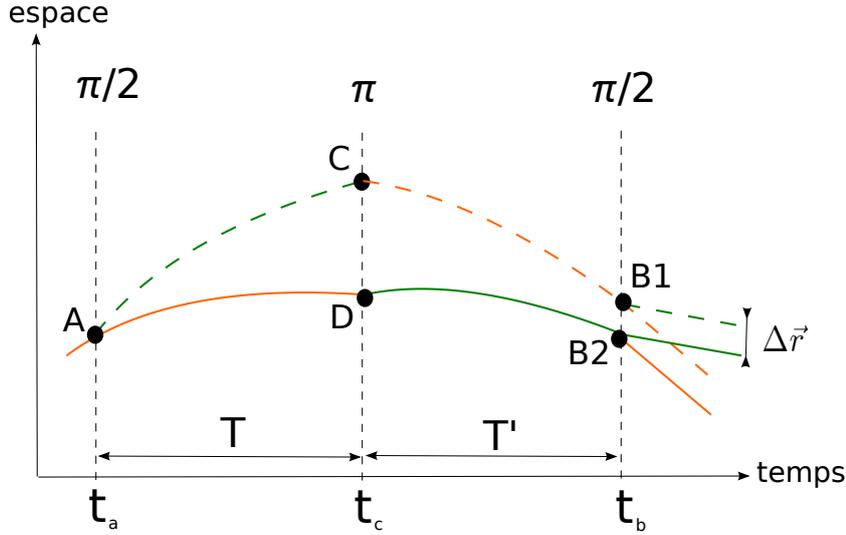


FIGURE 1.4 – Diagramme d'espace temps d'un interféromètre atomique à trois impulsions. Pour un interféromètre fermé, $B_1 = B_2$.

Le terme associé à la séparation des paquets d'onde peut être écrit sous la forme

$$\Phi_{\text{sep}} = \frac{\bar{\mathbf{p}} \cdot \Delta \vec{r}}{\hbar}, \quad (1.27)$$

où $\bar{\mathbf{p}} = (\vec{p}(B_1) + \vec{p}(B_2))/2$ désigne l'impulsion moyenne de l'atome dans le bras de sortie considéré, et où $\Delta \vec{r} = B_1 B_2$ désigne la séparation spatiale entre les centres de masse des deux paquets d'ondes qui interfèrent¹.

Déphasage associé à la propagation dans l'interféromètre. Une méthode pratique pour obtenir le terme Φ_{prop} dans les interféromètres atomiques consiste à utiliser l'interprétation de Feynman de la mécanique quantique en terme d'intégrale de chemins [Feynman 48]. Dans cette approche, on calcule le propagateur quantique $K(b; a)$ permettant d'accéder à la fonction d'onde au point b étant donnée celle au point a par la relation suivante :

$$\psi(\vec{r}_b, t_b) = \int d\vec{r}_a K(\vec{r}_b, t_b; \vec{r}_a, t_a) \psi(\vec{r}_a, t_a). \quad (1.28)$$

Le propagateur est obtenu en sommant les contributions des différents chemins possibles Γ menant du point a au point b , chaque chemin contribuant par un terme de phase $e^{iS_\Gamma/\hbar}$ où S_Γ est l'action calculée le long du chemin Γ . Formellement, l'expression du propagateur est donnée par

$$K(b; a) = \int_a^b \mathcal{D}x_\Gamma(t) e^{iS_\Gamma/\hbar}, \quad (1.29)$$

où $\mathcal{D}x_\Gamma(t)$ désigne l'élément d'intégration sur tous les chemins possibles menant de a à b . Les expériences d'interférométrie atomique pouvant être traitées dans la limite classique $S_\Gamma \gg \hbar$,

1. Lorsque tous les termes sont pris en compte, le déphasage interférométrique total (Φ) ne dépend pas du bras de sortie B_1 ou B_2 . En effet, la différence apparaissant dans le calcul de Φ_{sep} entre les deux bras de sortie possibles est exactement compensée par un terme de phase laser imprimée au moment de la dernière impulsion lumineuse sur l'onde quittant l'interféromètre en B_1 ou en B_2 .

1.2 Déphasage dans un interféromètre atomique

seuls les chemins infiniment voisins du chemin classique maximisant l'action sont pris en compte dans le calcul du propagateur [Storey 94].

Dans le cas où le Lagrangien du système $L(\vec{r}, \dot{\vec{r}})$ est au plus quadratique en position et en impulsion (QPI), P. Storey et C. Cohen-Tannoudji ont montré que la phase du propagateur $K(b; a)$ est entièrement déterminée par l'action classique $S_{\text{cl}}(b, a)$ évaluée le long du chemin reliant le point a au point b [Storey 94]. Pour un interféromètre à deux chemins comme celui que nous avons considéré dans le paragraphe précédent et représenté en figure 1.4, le déphasage interférométrique associé à la propagation s'écrit ainsi :

$$\Phi_{\text{prop}} = S_{\text{cl}}(B_1, A) - S_{\text{cl}}(B_2, A) = \int_{ACB_1} L(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) dt - \int_{ADB_2} L(\vec{r}, \dot{\vec{r}}) dt. \quad (1.30)$$

La résolution des équations d'Euler-Lagrange pour le Lagrangien $L(\vec{r}, \dot{\vec{r}})$ permet d'accéder aux équations du mouvement et de calculer les trajectoires ACB_1 et ADB_2 étant donnés les conditions initiales $\{\vec{r}(t_a), \dot{\vec{r}}(t_a)\}$ et les transferts d'impulsion $\pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}$ aux instants des impulsions Raman ; on accède alors à Φ_{prop} grâce à (1.30). Lorsque le Lagrangien du système devient compliqué (rotation, gradient de gravité) ou que la résolution des équations du mouvement n'est pas possible dans le cas général, le déphasage est calculé de manière perturbative : on détermine les trajectoires non perturbées associées à un Lagrangien simplifié L_0 , et on obtient le déphasage Φ_{prop} grâce à (1.30) en intégrant la perturbation $\epsilon L_1 = L - L_0$ le long des trajectoires non perturbées [Storey 94].

Le cas d'un Lagrangien QPI représente une perte de généralité mineure car il permet de décrire les principales expériences actuelles d'interférométrie atomique visant à mesurer le champ de pesanteur terrestre [Merlet 10b], des gradients de gravité [Wu 09], et des accélérations ou des rotations [Lévêque 10]. De nouvelles expériences d'interférométrie atomique en cours de construction (et en projet) ont pour objectif de détecter des effets relativistes [Dimopoulos 07], notamment des ondes gravitationnelles [Hogan 10], et ne rentrent a priori pas dans le cadre QPI. Cependant, l'évaluation du déphasage Φ_{prop} est toujours effectuée en utilisant (1.30), i.e. en calculant l'action classique associée à chaque chemin. On se reportera par exemple à [Dimopoulos 08] pour le calcul du déphasage dans ce cas, et les hypothèses permettant un tel calcul.

Lorsque l'interféromètre est fermé ($B_1 = B_2 = B$) et gouverné par un Lagrangien QPI, le déphasage associé à la propagation se réduit au déphasage $(\omega_e^0 - \omega_f^0)(T - T')$ dû à la différence d'énergie interne des atomes le long des deux chemins [Wolf 99, Storey 94, Wolf 11]. Il est donc rigoureusement nul dans le cas d'un interféromètre symétrique où $T = T'$, ce qui sera le cas dans notre expérience. Dans un tel interféromètre le terme Φ_{sep} est évidemment nul, de sorte que seul le terme d'interaction avec les séparatrices laser contribue au déphasage. Ainsi, on retiendra :

$$\text{Lagrangien QPI, interféromètre fermé} \Rightarrow \Phi_{\text{prop}} = 0, \quad \Phi_{\text{sep}} = 0, \quad \Phi = \Phi_{\text{laser}}. \quad (1.31)$$

Lorsque l'interféromètre n'est pas fermé, comme dans les gyromètres atomiques ou en présence d'un gradient de gravité par exemple, les termes Φ_{prop} et Φ_{sep} pris isolément ne sont plus rigoureusement nuls en général. Il est cependant possible de démontrer que ces deux termes se compensent exactement dans le cas d'un Lagrangien QPI [Antoine 03]. Je reviens sur les outils théoriques utilisés dans ces démonstrations à la fin de cette section.

Cas d'une accélération constante. Nous considérons ici un cas particulier d'interféromètre fermé gouverné par un Lagrangien QPI, correspondant à une situation où les atomes sont uniformément accélérés *dans le référentiel du laboratoire*. Nous notons \vec{a}_0 l'accélération relative du référentiel en chute libre lié aux atomes par rapport au référentiel de l'expérience. Le déphasage interférométrique est calculé en évaluant la différence de phase des lasers Raman, $\varphi(\vec{r}(t), t)$, imprimée sur la fonction d'onde atomique lors des impulsions Raman, où $\vec{r}(t)$ désigne la position de l'atome à l'instant de l'impulsion. Dans le cas de l'interféromètre à trois impulsions, le déphasage associé aux séparatrices laser est :

$$\Phi_{\text{laser}} = [\varphi(A) - \varphi(C) + \varphi(B)] - [\varphi(D)], \quad (1.32)$$

où $\varphi(\vec{r}(t), t) = (\omega_1 - \omega_2)t - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t)$. Pour un interféromètre symétrique tel que $t_b - t_c = t_c - t_a = T$, le déphasage interférométrique se réduit à :

$$\Phi = \Phi_{\text{laser}} = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}_0 T^2. \quad (1.33)$$

Cette formule très simple permet de décrire le déphasage dans tous les accéléromètres atomiques et notamment les gravimètres ($a_0 = g \approx 9.8 \text{ m.s}^{-2}$), en première approximation (nous avons négligé ici la durée des impulsions laser devant T). Le facteur d'échelle du senseur inertiel, $\mathcal{S} = k_{\text{eff}} T^2$, ne dépend que de la longueur d'onde des lasers d'interrogation (lasers Raman) et du temps durant lequel les atomes interagissent avec \vec{a}_0 . Il est important de comprendre le caractère *local* de la mesure : si l'expérience est en chute libre, alors $\vec{a}_0 = \vec{0}$ et le déphasage interférométrique est nul. Si l'expérience est fixée au sol terrestre, alors l'interféromètre atomique mesure la projection de l'accélération locale de la pesanteur sur l'axe des faisceaux Raman.

Pour expliquer (1.33), on parle parfois de la différence de phase *accumulée* par les ondes lors de leur trajet dans l'interféromètre. Le terme accumulée peut être compris comme le fait que l'atome engrange une *information* sur \vec{a}_0 au cours de sa chute libre, cette information étant imprimée sur la fonction d'onde aux instants des impulsions laser, la quantité d'information augmentant avec le temps d'interaction. L'information est finalement restituée à l'observateur à l'issue de l'interféromètre, sous la forme de la probabilité de transition $P \propto \cos \Phi$. Le principe de l'accéléromètre atomique peut être comparé à celui d'un gravimètre à coin de cube [Niebauer 95], dans lequel un des miroirs composant un interféromètre photonique (de Michelson par exemple) est en chute libre, l'analyse de la vitesse de défilement des franges d'interférence fournissant la mesure g . Le principe du gravimètre est donc de suivre la trajectoire de l'objet en chute libre (le miroir) à l'aide d'un laser, le facteur d'échelle de l'interféromètre étant donné par $k_1 T^2$, où $\lambda_1 = 2\pi/k_1$ est la longueur d'onde de la lumière utilisée. Si le principe de l'accéléromètre atomique repose sur un phénomène d'interférence d'ondes de matière, il peut être compris simplement comme le suivi de la chute libre de l'atome à l'aide d'une règle laser, le pas de la règle étant donné par $2\pi/k_{\text{eff}}$.

Outils théoriques pour l'interférométrie atomique. Les études menées par Christian Bordé et ses collaborateurs fournissent un calcul exact du déphasage dans un interféromètre à ondes de matière gouverné par un Lagrangien QPI, en tenant compte de la structure gaussienne du paquet d'onde et de la propagation durant les impulsions laser [Bordé 01, Antoine 03, Bordé 04]. Ces travaux mettent également en évidence une analogie complète entre les capteurs inertiels et les horloges [Bordé 02]. La description de la propagation du paquet d'onde entre les séparatrices de l'interféromètre est effectuée au moyen du formalisme ABCD ξ , qui généralise le concept de matrices ABCD utilisées en optique photonique à l'interférométrie atomique. Leurs

1.2 Déphasage dans un interféromètre atomique

travaux ont également adressé le problème de la modélisation des séparatrices en présence d'effets inertiels (accélération, rotation, gradient de gravité) et démontré le théorème *ttt*, qui donne une expression simple du déphasage associé aux séparatrices lasers. En particulier, l'article [Antoine 03] donne une expression compacte du déphasage en fonction des coordonnées et des impulsions du centre des paquets d'onde uniquement. Ces recherches ont conduit à la proposition d'un nouveau cadre théorique [Bordé 08] permettant de traiter avec le même formalisme la propagation d'un paquet d'ondes lumineuses (résolution de l'équation de Helmholtz) et la propagation d'un paquet d'ondes de matière (résolution de l'équation de Klein-Gordon). Cette généralisation repose sur la formalisation de l'optique atomique à partir d'une équation d'onde dans un espace à cinq dimensions (dont quatre dimensions d'espace), où le temps propre (variable conjuguée de la masse au repos de l'atome) joue le rôle de la quatrième dimension. Elle offre ainsi un cadre mathématique complet pour traiter les interféromètres atomiques et photoniques, et justifie, à un niveau fondamental, l'utilisation des méthodes issues de l'optique (matrices ABCD, équation eikonale) pour résoudre l'équation d'onde dans des cas pratiques.

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

Nous nous intéressons dans ce paragraphe au cas d'un senseur inertielle à ondes de matière mesurant de *faibles* accélérations sur l'échelle de temps correspondant à la durée t_{chute} de chute libre des atomes. Nous entendons par faible une accélération \vec{a} vérifiant la relation

$$\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} t_{\text{chute}} < \Omega_{\text{eff}}, \quad (1.34)$$

i.e. telle qu'elle ne modifie pas significativement la vitesse des atomes durant leur chute libre. La chute libre débute à l'instant où les atomes sont relâchés des faisceaux laser de la mélasse optique et se termine au moment de la dernière impulsion de l'interféromètre. La condition (1.34) correspond au cas d'une accélération ayant au cours du temps t_{chute} un effet faible, relativement à la pulsation de Rabi effective, sur le désaccord Doppler $\omega_D(t) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} t$, et ne modifiant donc pas de manière notable la condition de résonance Raman (équation (1.8)). Nous parlerons de *régime de faible accélération* dans la suite du manuscrit pour désigner le fonctionnement de l'accéléromètre dans ces conditions.

Ce régime correspond au cas d'un senseur inertielle atomique en micro-gravité, et notamment de notre instrument embarqué dans l'avion 0-g dont le signal d'accélération varie au maximum de 0.5 m.s^{-2} sur l'échelle de la seconde. Afin d'étudier cette situation à la fois dans l'avion 0-g et au laboratoire, nous avons choisi d'interroger les atomes suivant un axe orthogonal à la direction du champ de pesanteur terrestre (axe Y, voir figure 1.5). Le capteur est ainsi en régime de faible accélération quelle que soit la pesanteur locale. Les gyromètres à atomes froids fonctionnent également dans ce régime. En effet, les accélérations de Coriolis $a_C = 2\Omega v_{\text{at}}$ auxquelles ils sont sensibles sont suffisamment faibles pour respecter la condition (1.34), étant donné les vitesses $v_{\text{at}} \approx 1 \text{ m.s}^{-2}$ auxquelles les atomes sont typiquement lancés et les vitesses de rotations $\Omega \approx 7 \times 10^{-5} \text{ rad.s}^{-1}$ (vitesse de rotation de la Terre) qu'ils sont amenés à mesurer.

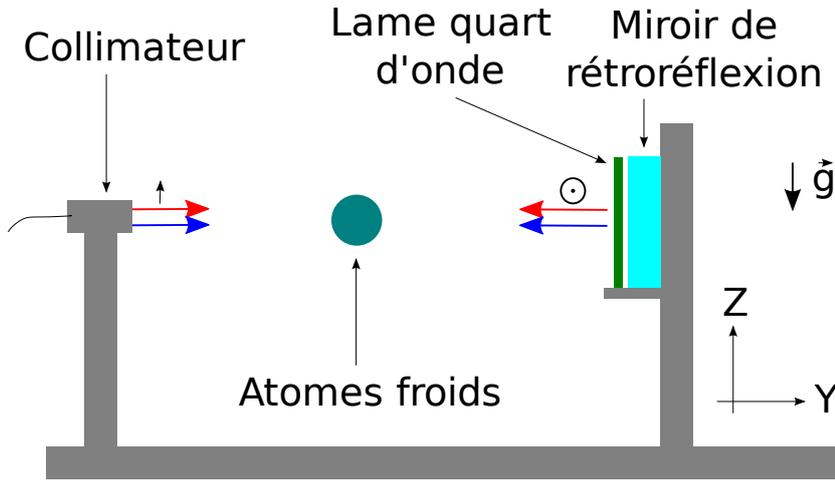


FIGURE 1.5 – Schéma du dispositif d'interrogation des atomes. Les faisceaux Raman sont guidés dans une même fibre optique puis collimatés. La polarisation en entrée est linéaire, selon l'axe Z. Après rétro-réflexion et double passage à travers la lame quart d'onde, la polarisation est linéaire, selon l'axe orthogonal à la figure.

Dans ce mode de fonctionnement, et étant donnée la configuration rétro-réfléchie de nos

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

faisceaux Raman (voir figure 1.5), le paquet d’ondes atomiques peut être diffracté dans deux directions possibles $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$ représentées sur la figure 1.6A. Pour que cette double diffraction soit possible, il faut également que le désaccord Doppler $\omega_D(t=0)$ dû à la vitesse initiale du nuage relativement au miroir de rétro-réflexion à l’instant du lâché soit faible devant Ω_{eff} , ce que nous supposons dans la suite du manuscrit (cette condition signifie que les atomes ne sont pas poussés avec une vitesse importante dans la direction des faisceaux Raman à l’issue de la mélasse optique, ce que nous vérifions expérimentalement). Ce deuxième critère justifie l’appellation *régime de faible vitesse* dans le titre de ce paragraphe. Dans le régime de faible accélération et faible vitesse, la modélisation des transitions Raman que nous avons présentée au paragraphe 1.1 n’est plus valable car il faut prendre en compte des états d’impulsion supplémentaires pour décrire le couplage atome-lasers, notamment l’état $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. On entre alors dans le régime dit de double diffraction [Lévêque 09]. Dans ce régime, il est possible de réaliser un interféromètre utilisant les ondes diffractées dans les directions opposées $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$ après la première séparatrice, comme représenté dans la figure 1.6B. La double diffraction permet ainsi de doubler le facteur d’échelle de l’interféromètre par rapport à la configuration de simple diffraction présentée au paragraphe 1.1, i.e. permet de doubler sa sensibilité. Les ondes se propageant dans l’interféromètre étant par ailleurs associées au même état d’énergie interne de l’atome, cette géométrie rend l’interféromètre insensible au déplacement lumineux différentiel δ^{AC} , à l’effet Zeeman ou au bruit de phase des lasers. Elle permet donc de s’affranchir de nombreuses sources de bruit de phase interférométrique.

Bien qu’elle présente de nombreux avantages, cette configuration d’interféromètre est plus difficile à mettre en oeuvre que l’interféromètre standard de simple diffraction. Réaliser une séparatrice en double diffraction consiste à créer une superposition cohérente de $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et nécessite donc de transférer un atome initialement dans l’état f vers l’état e avec une probabilité de 100% (voir figure 1.6B), ce qui revient à réaliser une impulsion π . À puissance laser donnée (Ω_{eff} donnée), la séparatrice atomique sera donc plus longue en double diffraction que dans la configuration décrite au paragraphe 1.1, d’où une sélectivité en vitesse plus importante. L’accès à ce régime nécessite donc des atomes très froids ($T \sim 1 \mu\text{K}$) et/ou une puissance laser plus importante. Étant donnée la température de notre nuage ($T \approx 8 \mu\text{K}$) et la puissance laser dont nous disposons (voir chapitre 2), nous nous sommes tournés dans un premier temps vers une géométrie d’interféromètre de type simple diffraction adaptée au régime de faible accélération. Pour réaliser un interféromètre simple diffraction en régime de faible accélération, il est nécessaire de lever la dégénérescence entre les deux transitions $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$. Ceci est effectué en sélectionnant des atomes ayant vitesse de groupe v_0 non nulle correspondant à un désaccord Doppler supérieur au désaccord de recul ω_R . La condition de résonance n’est alors plus vérifiée simultanément pour les deux transitions, et la séparatrice atomique crée une superposition cohérente de $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ d’une part, et de $|f, -\vec{p}\rangle$ et $|e, -\vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ d’autre part. La géométrie de l’interféromètre est alors celle de deux interféromètres de simple diffraction évoluant en parallèle (voir figure 1.6C) et que nous étudions au paragraphe 1.3.3.

La double diffraction dans un interféromètre atomique a initialement été étudiée à l’Observatoire de Paris dans le cas d’un gyromètre à atomes froids [Lévêque 09, Lévêque 10]. Elle a ensuite été étendue au cas d’un gravimètre atomique ($\vec{a} = \vec{g}$) où la double diffraction est rendue possible en introduisant un troisième laser Raman L'_1 [Malossi 10]. La différence de fréquence $\omega'_1 - \omega_2$ évolue au cours de la durée de l’interféromètre de manière opposée à $\omega_1 - \omega_2$ de manière à satisfaire simultanément les deux conditions de résonance (équation (1.5)) associées à $\pm\omega_D = \pm\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g}t/M$.

Dans ce paragraphe, nous présentons les calculs qui nous permettront d’analyser les don-

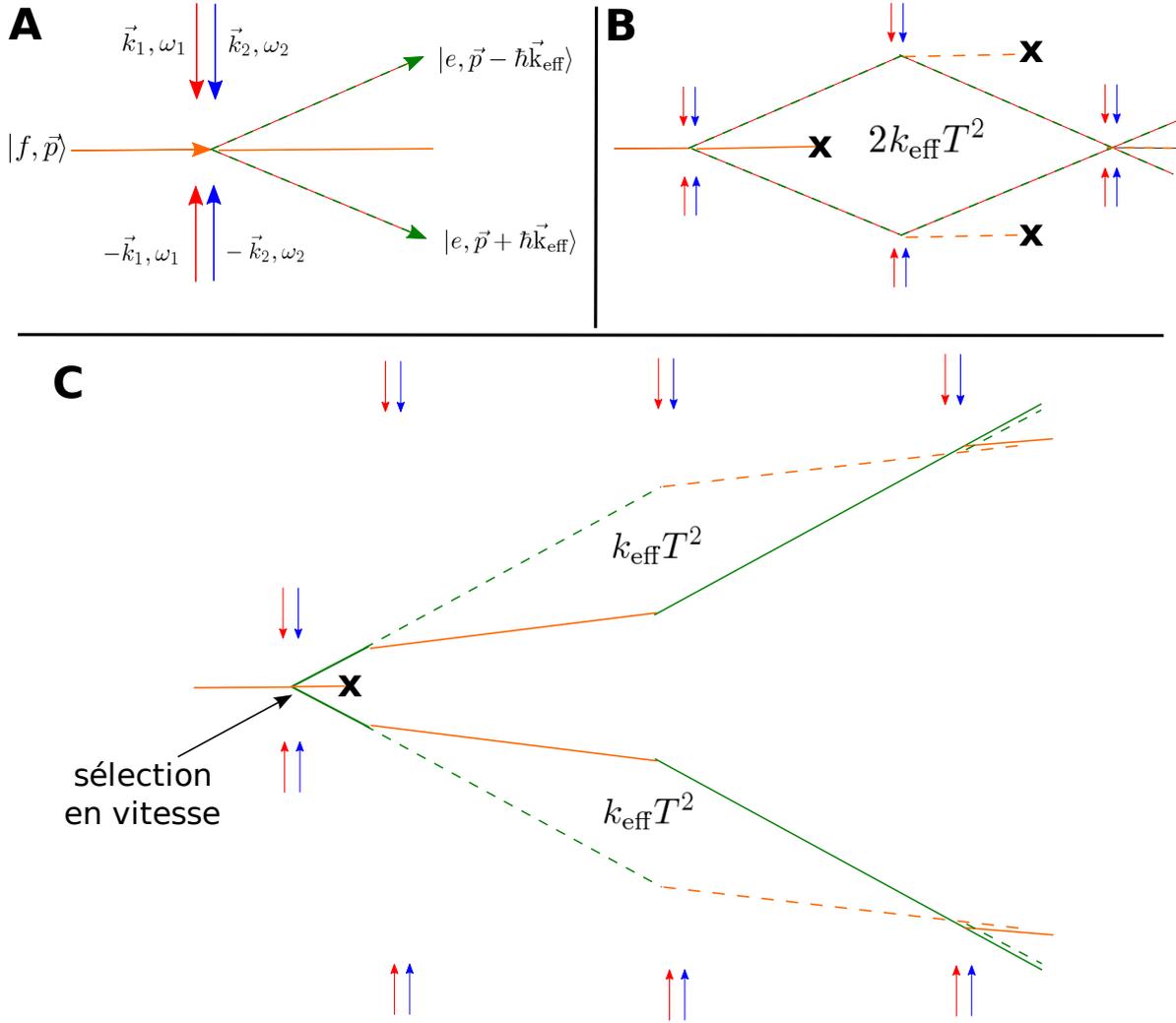


FIGURE 1.6 – **A** - Séparatrice atomique en double diffraction. **B** - Interféromètre en double diffraction. Les ondes de matière se propageant dans cet interféromètre sont associées au même état d'énergie interne $|e\rangle$ de l'atome, mais à des états d'impulsions séparées de $2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Le facteur d'échelle $2k_{\text{eff}}T^2$ de cet interféromètre est donc le double de celui d'un interféromètre de type simple diffraction. Les croix représentent les impulsions de faisceau pousseur. **C** - Double interféromètre de type simple diffraction en régime de faible accélération. Nous sélectionnons deux classes de vitesse opposées et non nulles et réalisons ensuite l'interféromètre avec les atomes sélectionnés. C'est cette géométrie que nous avons utilisée durant ma thèse.

nées expérimentales, en particulier d'interpréter la spectroscopie des transitions Raman et de comprendre les conditions de résonance et les amplitudes de transition.

1.3.1 Dynamique du système

Nous introduisons dans cette section l'Hamiltonien du système décrivant l'interaction de l'atome avec les deux lasers Raman rétro-réfléchis (sont donc présents quatre champs électromagnétiques en tout, de fréquence $\omega_{1,2}$ et de vecteur d'onde $\pm\vec{k}_{1,2}$). Le calcul détaillé de l'évo-

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

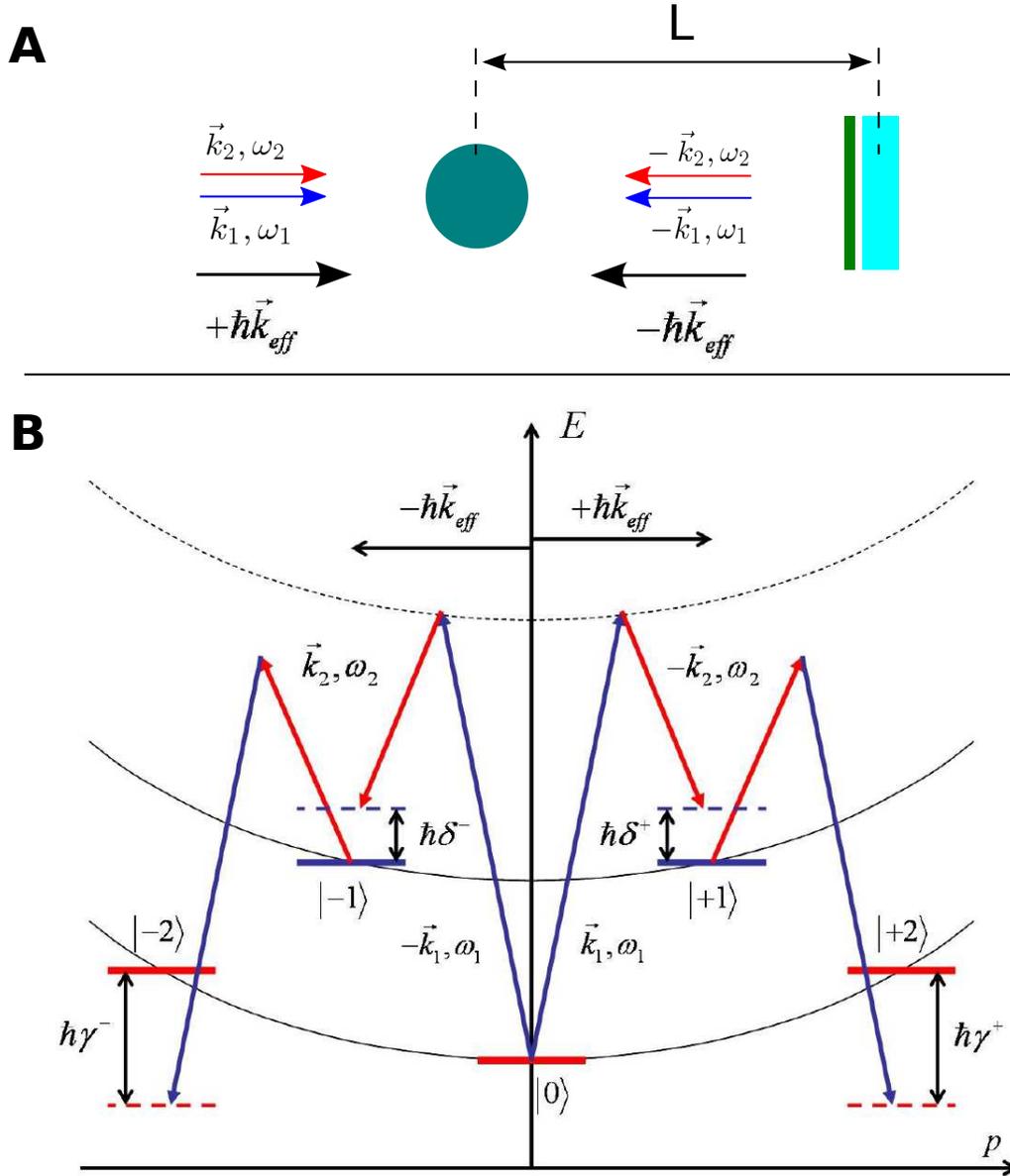


FIGURE 1.7 – **A** : Configuration des lasers et convention de signe pour le sens de \vec{k}_{eff} . **B** : Diagramme énergie-impulsion du système couplé à 5 niveaux en l'absence d'effet Doppler. On reporte sur le schéma les notations des différents désaccords (figure extraite de [Lévêque 10]).

lution de la fonction d'onde a été effectué dans [Lévêque 10], nous en reprenons ici les grandes lignes et les notations. L'exercice consiste essentiellement à se ramener à un Hamiltonien effectif \mathcal{H} indépendant du temps et gouvernant l'évolution de la fonction d'onde sur la base des niveaux Raman. Nous considérons les cinq niveaux Raman suivants, couplés par les quatre champs laser :

$$\begin{aligned}
 |0\rangle &= |f, \vec{p}\rangle \\
 |\pm 1\rangle &= |e, \vec{p} \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |\pm 2\rangle &= |f, \vec{p} \pm 2\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle
 \end{aligned} \tag{1.35}$$

Il faut bien noter que dans les états $|0\rangle$ et $|\pm 2\rangle$, l'atome est dans le même état d'énergie interne ($|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$ par exemple, pour l'atome de ^{87}Rb).

Prise en compte des états de diffraction élevés. Comme nous allons le voir, la prise en compte des ordres de diffraction $|\pm 2\rangle$ est nécessaire pour interpréter la spectroscopie des transitions Raman. Par ailleurs, elle permet de décrire dans la géométrie de double diffraction (figure 1.6B) l'apparition d'interféromètres parasites résultant de diffraction vers ces états et risquant de dégrader le contraste de l'interféromètre principal si ces ondes diffractées ne sont pas supprimées. Une possibilité pour supprimer ces ordres de diffraction supérieurs consiste à pousser les atomes présent dans l'état interne $|f\rangle$ après les impulsions séparatrice et miroir, à l'aide d'un laser dit pousseur que nous présenterons dans le chapitre 2. Cette opération est représentée par les croix noires dans la figure 1.6B. Lorsque ces ordres de diffraction élevés ne sont pas supprimés, ils peuvent donner lieu à une figure d'interférences complexe résultant de recombinaisons faisant intervenir plusieurs chemins quantiques (interférences à ondes multiples), et de la somme incohérente de signaux associés à plusieurs interféromètres élémentaires caractérisés par des déphasages interférométriques différents. Ce type de figure d'interférences a été observée par une autre équipe de notre groupe, qui a utilisé une source atomique très collimaté (un condensat de Bose-Einstein) et une succession d'impulsions Bragg pour réaliser l'interféromètre [de Saint-Vincent 10]. Nous ne reviendrons pas sur cette problématique dans la suite du manuscrit car elle relève essentiellement du régime de double diffraction que nous n'avons pas étudié expérimentalement. Cependant, le calcul que j'ai développé permettra dans le futur de simuler de telles figures d'interférences.

Hamiltonien du système. Nous reprenons les notations adoptées dans [Lévêque 10] pour les désaccords entre les lasers Raman et les différences d'énergie des états couplés :

$$\delta^\pm = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|\pm 1\rangle} - \omega_{|0\rangle}) \tag{1.36}$$

$$\gamma^\pm = (\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{|\pm 2\rangle} - \omega_{|\pm 1\rangle}), \tag{1.37}$$

où $\hbar\omega_{|j\rangle}$ désigne l'énergie du niveau $|j\rangle$.

L'élimination adiabatique du niveau excité permet d'écrire le vecteur d'état sur la base des niveaux Raman $|j\rangle$, sous la forme $|\psi(t)\rangle = \sum_j c_j(t) e^{-\omega_{|j\rangle} t} |j\rangle$. On effectue ensuite le changement de variable

$$\begin{aligned}
 c_{\pm 2}(t) &= a_{\pm 2}(t) e^{-i(\gamma^\pm + \delta^\pm)t} \\
 c_{\pm 1}(t) &= a_{\pm 1}(t) e^{-i\delta^\pm t} \\
 c_0(t) &= a_0(t)
 \end{aligned} \tag{1.38}$$

pour obtenir la dynamique

$$i\hbar \frac{d}{dt} [a(t)]_j = \mathcal{H} [a(t)]_j. \tag{1.39}$$

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

Cette dynamique est gouvernée par un Hamiltonien indépendant du temps, qui s'écrit dans la base indépendante du temps :

$$\mathcal{H} = \hbar \begin{pmatrix} -(\gamma^+ + \delta^+) & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & -\delta^+ & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & -\delta^- & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & -(\gamma^- + \delta^-) \end{pmatrix}. \quad (1.40)$$

Nous avons noté $\varphi_I = (\omega_1 - \omega_2)t + \delta\Phi^0$ la phase associée au changement d'état interne de l'atome lors de la transition Raman, et qui s'inscrit sur la fonction d'onde lors du changement d'état interne $f \rightarrow e$ (convention choisie pour l'impression des termes de phase sur l'onde atomique). Nous l'avons distinguée de la phase $\varphi_E = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t)$ qui s'imprime sur la fonction d'onde lors d'un changement d'état externe de l'atome, au cours de la transition $\vec{p} \rightarrow \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ (nous reprenons ainsi les mêmes conventions qu'au paragraphe 1.1.3). Nous avons résumé les termes de phase laser inscrits sur la fonction d'onde atomique lors des transitions Raman dans le tableau 1.1.

| absorption à l'aller-émission au retour | | absorption au retour-émission à l'aller | |
|---|---|---|---|
| $ f, \vec{p}\rangle \rightarrow e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ | $ e, \vec{p}\rangle \rightarrow f, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ | $ f, \vec{p}\rangle \rightarrow e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ | $ e, \vec{p}\rangle \rightarrow f, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ |
| $\varphi_I + \varphi_E - 2k_2L$ | $-\varphi_I + \varphi_E - 2k_1L$ | $\varphi_I - \varphi_E + 2k_1L$ | $-\varphi_I - \varphi_E + 2k_2L$ |

TABLE 1.1 – Termes de phase laser imprimée sur l'onde atomique lors des différentes transitions Raman. Nous avons fait apparaître explicitement le terme de phase dû à la propagation des faisceaux Raman sur la distance $2L$ correspondant à l'aller-retour atome-miroir (voir figure 1.7A) et supposée constante sur la durée de l'interféromètre.

Déphasage interférométrique. À partir du tableau 1.1, on peut calculer simplement le déphasage des interféromètres présentés en figure 1.6 B et C. Dans le cas de l'interféromètre en double diffraction (figure 1.6 B), il faut calculer la phase $\Phi_{+1 \rightarrow -1}$ imprimée sur la fonction d'onde atomique lors de la transition $|+1\rangle \rightarrow |-1\rangle$. Pour cela, on décompose cette diffraction en deux étapes élémentaires $|+1\rangle \rightarrow |0\rangle \rightarrow |-1\rangle$ correspondant aux termes de la colonne de droite dans le tableau 1.1, de sorte que l'onde de matière emporte une phase

$$\Phi_{+1 \rightarrow -1} = (-\varphi_I - \varphi_E + 2k_2L) + (\varphi_I - \varphi_E + 2k_1L) = -2\varphi_E + 2k_{\text{eff}}L. \quad (1.41)$$

La phase $\Phi_{-1 \rightarrow +1}$ s'obtient en considérant la colonne de gauche du tableau. Pour l'interféromètre en double diffraction, le déphasage se calcule ainsi en déterminant les phases Φ^{up} et

Φ^{down} correspondant respectivement aux bras supérieurs et inférieurs :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \Phi^{\text{up}} - \Phi^{\text{down}} \\ &= [\varphi_I(0) + \varphi_E(0) - 2k_2L - 2\varphi_E(T) + 2k_{\text{eff}}L - \varphi_I(2T) + \varphi_E(2T) - 2k_1L] \quad (1.42) \\ &\quad - [\varphi_I(0) - \varphi_E(0) + 2k_1L - (-2\varphi_E(T) + 2k_{\text{eff}}L) - \varphi_I(2T) - \varphi_E(2T) + 2k_2L].\end{aligned}$$

On constate que les termes φ_I associés aux changements d'état interne s'annulent deux à deux. En outre, les termes de déphasage faisant intervenir la distance L des atomes au miroir de réflexion se simplifient, dans le cas où k_{eff} reste constant sur la durée de l'interféromètre². Le déphasage est finalement donné par :

$$\Delta\Phi = 2[\varphi_E(0) - 2\varphi_E(T) + \varphi_E(2T)] \equiv 2\Psi_E. \quad (1.43)$$

Dans le cas d'une accélération constante \vec{a}_0 , le déphasage vaut $\Delta\Phi = -2\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}_0 T^2$. Le facteur d'échelle $2k_{\text{eff}}T^2$ de l'interféromètre est donc le double de celui d'un interféromètre simple diffraction.

Pour le double interféromètre simple diffraction de la figure 1.6 C, nous calculons séparément les déphasages $\Delta\Phi^{\text{sup}}$ et $\Delta\Phi^{\text{inf}}$ correspondant respectivement aux boucles supérieure et inférieure, et sommons de manière incohérente les probabilités de transition en sortie des deux interféromètres. En effet, la séparation spatiale entre leurs ports de sortie égale à $2k_{\text{eff}}T$ et de l'ordre du centimètre est bien supérieure à la longueur de cohérence de la source atomique qui est de l'ordre de quelques centaines de nanomètres pour des atomes de ^{87}Rb à une température de $1 \mu\text{K}$. Les déphasages sont analogues à ceux que l'on obtient dans le cas d'interféromètre en simple diffraction, et s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi^{\text{sup}} &= \Psi_E + \Psi_I - 2L[k_2(0) - 2k_2(T) + k_2(2T)] \\ \Delta\Phi^{\text{inf}} &= \Psi_E - \Psi_I - 2L[k_1(0) - 2k_1(T) + k_1(2T)],\end{aligned} \quad (1.44)$$

avec $\Psi_I \equiv \varphi_I(0) - 2\varphi_I(T) + \varphi_I(2T)$. En négligeant les fluctuations de fréquence du laser, le signal de l'interféromètre (probabilité de détecter les atomes dans l'état interne $|e\rangle$, les atomes étant initialement dans $|f\rangle$) est donné par :

$$P = P_0 + A \cos(\Psi_E + \Psi_I) + A \cos(\Psi_E - \Psi_I). \quad (1.45)$$

Cette équation montre que les deux interféromètres peuvent se retrouver en opposition de phase si le déphasage inertiel $\Psi_E = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}_0 T^2$ est un multiple impair de $\pi/2$. Les conséquences de cette propriété du double interféromètre seront discutées aux chapitres 3 et 4. La plus importante tient au fait qu'il n'est pas possible a priori d'opérer l'interféromètre à flanc de frange (là où sa sensibilité à la phase est maximale) en jouant sur la différence de phase des lasers Raman pour se placer autour de $\Psi_I = \pi/2$, comme cela est réalisé en général dans les expériences d'interférométrie atomique (horloges, gravimètres, gyromètres).

2. Des variations temporelles de $k_{\text{eff}} = k_1 + k_2 \approx 2k_2 = 2\omega_2/c$ sont principalement induites par des fluctuations de fréquence $\omega_2(t)$ du laser maître. En double diffraction, la sensibilité de l'interféromètre à ces fluctuations est égale à deux fois le délai de réflexion $t_d = 2L/c$. En rassemblant les termes proportionnels à L dans l'équation (1.43) et en faisant apparaître la dépendance temporelle des vecteurs d'onde, le terme de phase interférométrique associé à la réflexion s'écrit en effet : $\Phi_{\text{r-r}} = -2t_d(\omega_2(0) - 2\omega_2(T) + \omega_2(2T))$. Cet effet a été mesuré dans [Le Gouët 07] dans le cas d'un interféromètre simple diffraction.

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

Choix de l'interféromètre. Expérimentalement, la réalisation d'un interféromètre en double diffraction est plus difficile que celle d'un double interféromètre, en raison :

- a. de la sélectivité en vitesse accrue des séparatrices atomiques en double diffraction, correspondant à une durée d'impulsion $\tau_{\text{sep}} = \pi/\sqrt{2}\Omega_{\text{eff}}$ supérieure à celle des séparatrices en simple diffraction égale à $\pi/2\Omega_{\text{eff}}$;
- b. de la proximité de la condition de résonance de double diffraction ($\delta^{\text{RF}} = \omega_R$) à celle correspondant aux transitions Raman co-propageantes ($\delta^{\text{RF}} = 0$). Pour minimiser le couplage par transition co-propageante, il faut s'assurer de la qualité de la polarisation linéaire des lasers en sortie du collimateur et après double passage dans la lame quart d'onde située devant le miroir de rétro-réflexion, à un niveau meilleur que 1% ce qui est difficile à atteindre en pratique. Pour réduire la probabilité de transition co-propageante, on a donc intérêt à effectuer des impulsions longues (de largeur inférieures à $\omega_R/2\pi \approx 15$ kHz), ce qui accentue l'effet de sélection en vitesse.
- c. de la nécessité de supprimer les interféromètres parasites dus aux imperfections des séparatrices, avec un laser pousseur comme discuté précédemment. Cette opération allonge le temps d'interrogation minimal réalisable car elle suppose dans notre expérience de désaccorder les lasers pour passer du désaccord Raman à celui du pousseur et y revenir, ce qui nécessite environ 10 ms (l'architecture laser sera décrite en détail au paragraphe 2.2). Sous 1-g, cet allongement du temps d'interrogation total (2×10 ms au minimum) se traduit par une réduction du rapport signal sur bruit de détection en raison de la géométrie de notre système (le système de détection sera présenté au paragraphe 2.5) ;
- d. enfin, de l'impossibilité de balayer simplement les franges d'interférences en variant la différence de phase des lasers Raman, le terme Ψ_I associé au changement d'état d'énergie interne de l'atome lors des diffractions n'intervenant pas dans l'expression du déphasage interférométrique (équation (1.43)).

Pour ces quatre raisons, nous ne nous sommes pas tournés vers l'utilisation de la double diffraction pour réaliser l'accéléromètre atomique, mais nous sommes concentrés sur la géométrie de double interféromètre de la figure 1.6 C.

1.3.2 Spectroscopie des transitions Raman

Afin d'interpréter les résultats expérimentaux relatifs à la spectroscopie des transitions Raman, nous résolvons numériquement l'équation (1.39). Dans nos simulations comme dans l'expérience, nous pouvons varier la durée τ des impulsions Raman pour chercher le maximum d'efficacité de transfert. Nous pouvons également balayer la différence de fréquence des lasers autour de la fréquence d'horloge. Pour cela, nous rappelons la notation $\delta^{\text{RF}} = (\omega_1 - \omega_2) - G$ introduite au paragraphe 1.1.4, et ré-exprimons les désaccords donnés dans (1.36) en fonction de δ^{RF} :

$$\delta^{\pm} = \delta^{\text{RF}} - (\omega_R \pm \omega_D), \quad (1.46)$$

$$\gamma^{\pm} + \delta^{\pm} = -(4\omega_R \pm 2\omega_D). \quad (1.47)$$

Nous considérons un atome initialement dans l'état $|0\rangle$ (état interne $|f\rangle$) et déterminons la probabilité de transition $p_{|\pm 1\rangle}(\tau, v, \delta^{\text{RF}})$ vers les états $|\pm 1\rangle$ pour une durée d'impulsion τ , un désaccord δ^{RF} et une vitesse v donnés. Nous sommes ensuite selon l'équation (1.23) sur toutes les vitesses v possibles de l'atome et obtenons ainsi la probabilité d'observer l'atome dans l'état interne $|e\rangle$. La spectroscopie de la transition Raman est obtenue en variant le désaccord δ^{RF} .

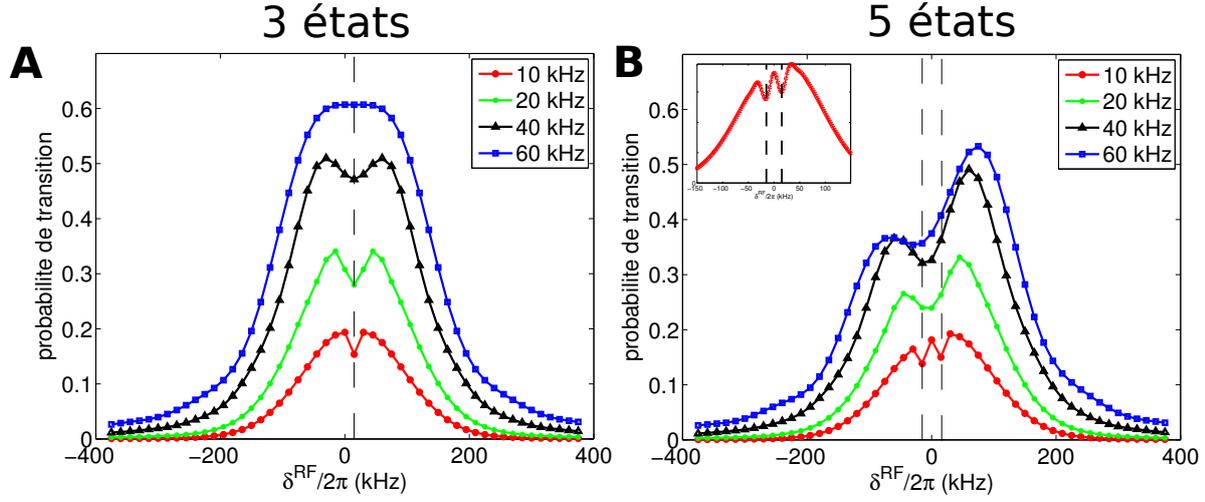


FIGURE 1.8 – **A** : calcul du profil de la transition Raman pour une distribution en vitesse gaussienne d'écart type $\sigma_v = 5 v_r$ et différentes valeurs de la fréquence de Rabi $\Omega_{\text{eff}}/2\pi$, la condition $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$ étant imposée. Le calcul est ici mené sans prendre en compte les états $|\pm 2\rangle$. **B** : résultat du calcul mené en prenant en compte les états $|\pm 2\rangle$. La courbe fait apparaître une deuxième structure associée au processus à quatre photons. L'insert est un zoom autour de $\delta^{\text{RF}} = 0$ de la courbe correspondant à $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 10 \text{ kHz}$. Les tirets verticaux correspondent à $\delta^{\text{RF}} = \pm\omega_R$.

La figure 1.8 présente les profils des transitions Raman calculés pour différentes valeurs de Ω_{eff} , en maintenant la condition $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$. Nous considérons un nuage d'atomes de ^{87}Rb présentant une dispersion en vitesse $\sigma_v = 5 v_r$, qui reflète la température ($T \approx 8 \mu\text{K}$) des atomes en sortie de la mélasse optique (voir chapitre 2.4.2). La sélectivité en vitesse de la transition Raman s'exprime par la diminution de l'efficacité de transfert pour des durées d'impulsion croissantes (Ω_{eff} décroissants). À faible fréquence de Rabi (10 kHz), on constate la présence d'un double creux en $\delta^{\text{RF}} = \pm\omega_R$ dans le profil gaussien du spectre.

Premier creux en $\delta^{\text{RF}} = \omega_R$. En présence de $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$, la probabilité de transition sur l'ensemble de l'enveloppe est deux fois plus élevée qu'en présence d'un seul \vec{k}_{eff} , car des atomes dans les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|f, -\vec{p}\rangle$ vérifient la même condition de résonance pour transiter vers $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, -\vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. De manière précise, les deux conditions de résonance suivantes sont vérifiées simultanément :

$$\delta^{\text{RF}} = \omega_R + \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{p}/M \quad \text{pour } |f, \vec{p}\rangle \rightarrow |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle, \quad (1.48)$$

$$\delta^{\text{RF}} = \omega_R + (-\vec{k}_{\text{eff}}) \cdot (-\vec{p}/M) \quad \text{pour } |f, -\vec{p}\rangle \rightarrow |e, -\vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle. \quad (1.49)$$

À δ^{RF} fixé, ces deux équations admettent deux solutions distinctes $\pm\vec{p}$, traduisant une probabilité de transition de l'état $|f\rangle$ vers l'état $|e\rangle$ deux fois plus élevée en présence des deux vecteurs d'onde $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$. Ceci est vrai sauf si $\delta^{\text{RF}} = \omega_R$; à cette valeur de désaccord, seule la classe de vitesse nulle ($\vec{p} = \vec{0}$) contribue à la probabilité de transition, d'où le creux dans l'enveloppe Doppler. Ce creux représente à proprement parler le processus de double diffraction d'un atome de vitesse nulle vers les états $|e, \vec{0} \pm \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$.

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

Second creux en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$. Le second creux en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ traduit l'existence de processus à 4 photons (2 photons effectifs) lors desquels un atome initialement dans l'état $|f, \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ (i.e. avec une vitesse $\pm 2v_r$ double de la vitesse de recul) peut transiter vers $|e, \vec{0}\rangle$ et être à nouveau diffracté vers $|f, \mp \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Considérons un atome initialement dans l'état $|f, -\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$: pour $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$, la condition de résonance pour la transition $|f, -\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |e, \vec{0}\rangle$ par absorption d'un photon effectif d'impulsion $+\hbar \vec{k}_{\text{eff}}$ est vérifiée. Une fois dans cet état, l'atome peut être diffracté vers $|f, +\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$, car la condition de résonance pour cette transition s'écrit à nouveau $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$. Un raisonnement analogue peut être mené sur un atome initialement dans $|f, +\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et diffracté vers $|f, -\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ par absorption successive de deux photons d'impulsion $-\hbar \vec{k}_{\text{eff}}$. La figure 1.9 schématise les différents chemins quantiques ramenant un atome initialement dans l'état d'énergie interne $|f\rangle$ vers ce même état d'énergie interne, et ayant pour conséquence une diminution de la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ à l'issue de l'impulsion Raman, comme le montre le calcul du spectre de la transition autour de $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ (figure 1.8B). La figure 1.8A présente le calcul du spectre pour un atome initialement dans $|f, \vec{p}\rangle$ sans prendre en compte les états $|\pm 2\rangle = |f, \vec{p} \pm 2\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ dans l'Hamiltonien de l'équation (1.40). Les courbes montrent l'absence du second creux dans le profil Raman et confirment l'interprétation de la diminution de la probabilité de transition $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$ en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ comme effet d'un processus à quatre photons.

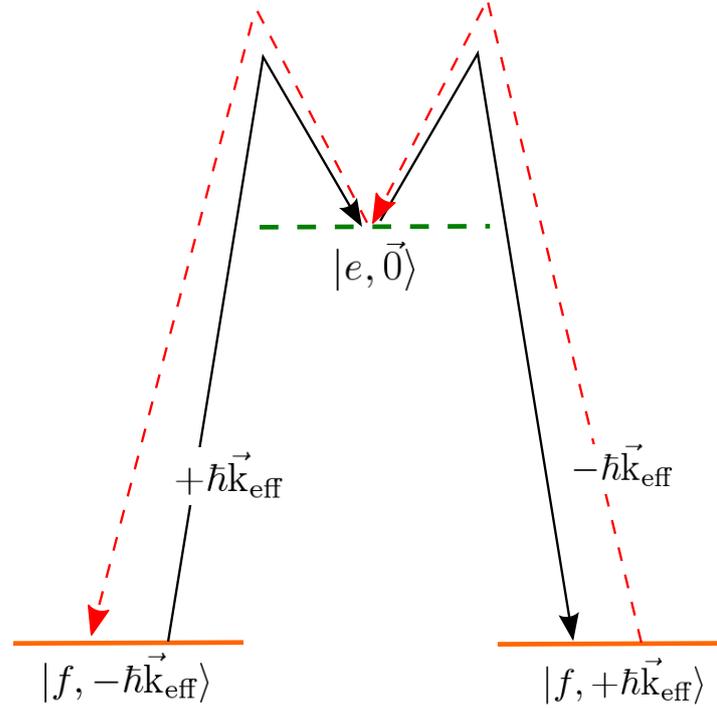


FIGURE 1.9 – Schéma du processus de diffraction à quatre photons responsable du second creux en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ dans le spectre de la transition.

Dissymétrie du spectre. Pour des valeurs plus élevées de la pulsation de Rabi ($\Omega_{\text{eff}} \geq 2\pi \times 20$ kHz), le spectre présente une dissymétrie entre les désaccords positifs et négatifs, d'autant plus marquée que Ω_{eff} augmente (voir figure 1.8B). Cette dissymétrie traduit une probabilité de transition $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$ moins élevée pour les désaccords négatifs que positifs et s'explique par

l'augmentation de l'efficacité du processus de diffraction à quatre photons avec la pulsation de Rabi : au niveau du creux de double diffraction en $\delta^{RF} = \omega_R$, seule la classe de vitesse nulle contribue à creuser le spectre ; au contraire, la diffraction vers $|\pm 2\rangle$ autour de $\delta^{RF} = -\omega_R$ adresse deux classes de vitesse différentes ($\pm 2v_r = \pm \hbar k_{\text{eff}}/M$) et contribue donc doublement à diminuer la probabilité de transfert vers $|e\rangle$, d'où l'apparition d'une dissymétrie. Celle-ci est d'autant plus marquée que l'efficacité du processus à quatre photons augmente, i.e. que le couplage Raman Ω_{eff} est important, ce que l'on vérifie bien par le calcul. En outre, la figure montre que le maximum de probabilité de transition se déplace vers les valeurs positives de δ^{RF} lorsque Ω_{eff} augmente, ce qui indique que la plage de désaccords sur laquelle agit le processus à quatre photons augmente avec le paramètre de couplage Ω_{eff} . La simulation sans prendre en compte les états $|\pm 2\rangle$ (figure 1.8A) montre bien l'absence de cette seconde structure.

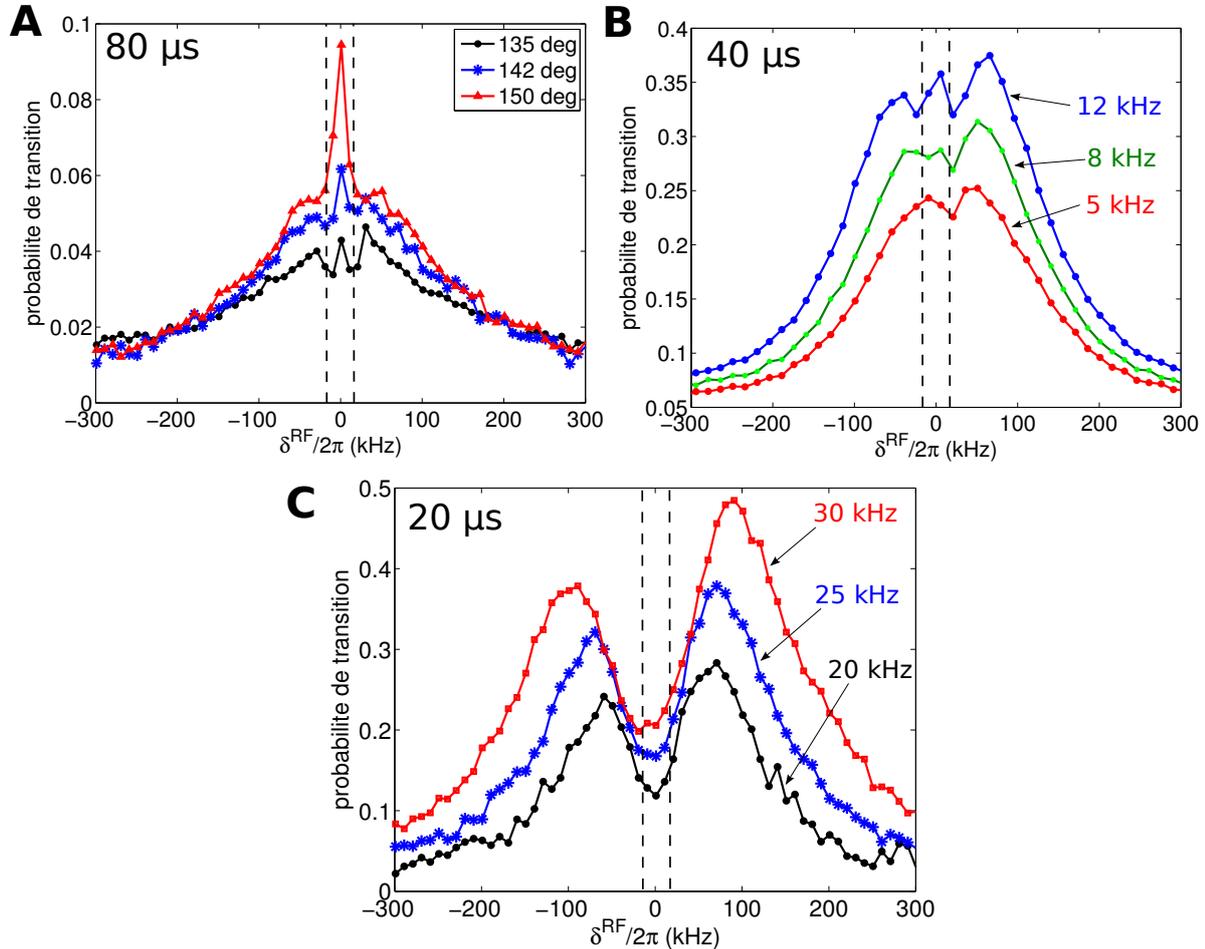


FIGURE 1.10 – **A** : Spectroscopie de la transition avec une impulsion de 80 μs , pour différentes valeurs de l'angle de la lame quart d'onde située devant le miroir de rétro-réflexion. **B** : Spectroscopie de la transition avec une impulsion de 40 μs pour des valeurs croissantes de $\Omega_{\text{eff}}/2\pi$, et montrant l'apparition progressive du second creux associé au processus à quatre photons. **C** : Spectroscopie de la transition avec une impulsion de 20 μs témoignant de l'accroissement de la dissymétrie avec l'augmentation de $\Omega_{\text{eff}}/2\pi$. Les tirets verticaux correspondent à $\delta^{RF} = \pm\omega_R$.

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

Comparaison avec l'expérience. En pratique, nous réalisons la spectroscopie de la transition en utilisant des atomes initialement dans l'état $|f\rangle$ (atomes de ^{87}Rb dans $|5^2\text{S}_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$) et en mesurant la probabilité de transition vers l'état $|e\rangle$ ($|F=2, m_F=0\rangle$). La figure 1.10 montre des spectres expérimentaux illustrant en partie les points décrits précédemment (durant ma thèse, nous n'avons pas pu affiner la prise des données pour comparer quantitativement les spectres calculés et expérimentaux, mais la figure permet une comparaison qualitative avec la théorie). La figure A illustre tout d'abord l'influence d'un résidu de transition co-propageante sur le spectre. Lorsque la polarisation des faisceaux Raman n'est pas parfaitement linéaire, le couplage par transition co-propageante (condition de résonance en $\delta^{\text{RF}} = 0$) peut masquer totalement les deux creux en $\delta^{\text{RF}} = \pm\omega_R$ associés à la double diffraction (courbe rouge avec les triangles). Au contraire, lorsque la polarisation est bien ajustée, le double creux est bien visible (courbe noire avec les cercles). La figure B montre l'apparition progressive du second creux en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ lorsque le couplage Ω_{eff} augmente, i.e. lorsque la probabilité d'une transition à quatre photons augmente. La ressemblance entre les données expérimentales correspondant à $\Omega_{\text{eff}}/2\pi \approx 12$ kHz et la courbe de la figure 1.8B pour $\Omega_{\text{eff}}/2\pi = 10$ kHz montre l'accord qualitatif entre le calcul et l'expérience. Pour des durées d'impulsion plus faibles ($20 \mu\text{s}$, figure 1.10C), i.e. pour une sélectivité en vitesse moindre de la transition Raman, il apparaît la dissymétrie entre désaccords positifs et négatifs discutée au paragraphe précédent. On observe dans l'expérience que cette dissymétrie est d'autant plus grande que Ω_{eff} augmente, ce qui est en accord qualitatif avec le calcul présenté en figure 1.8B. Cependant, on constate sur les résultats expérimentaux un creusement du spectre plus important que celui donné par le calcul. Une hypothèse pour expliquer cette différence est la suivante : dans le régime de double diffraction correspondant à $\delta^{\text{RF}} \approx \omega_R$, la probabilité de transition $P_{|f\rangle \rightarrow |e\rangle}$ oscille plus rapidement d'un facteur $\sqrt{2}$ que dans le régime de simple diffraction associé à $|\delta^{\text{RF}}| > \omega_R$. Ainsi, il existe une zone intermédiaire de valeurs de Ω_{eff} où l'augmentation de $P_{|f\rangle \rightarrow |e\rangle}$ à durée d'impulsion constante (ce qui est le cas dans l'expérience) contribue à augmenter le taux de transfert pour $|\delta^{\text{RF}}| > \omega_R$ et à le réduire pour $\delta^{\text{RF}} \approx \omega_R$, d'où un creux plus prononcé dans le spectre. Cet argument peut expliquer la différence entre l'expérience conduite à durée d'impulsion τ constante et les calculs présentés en figure 1.8B qui ont été effectués en augmentant Ω_{eff} et en réduisant τ pour satisfaire la condition $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$.

Conclusion sur le choix du désaccord pour la sélection en vitesse. Le temps a manqué durant ma thèse pour développer un calcul permettant de décrire une situation plus proche de l'expérience (en prenant par exemple en compte un résidu de transition co-propageante de l'ordre de 1%), et pour pousser l'étude expérimentale des spectres de manière à comparer quantitativement l'expérience avec la théorie. Les résultats que j'ai présentés ici permettent une analyse qualitative, et montrent que la prise en compte des ordres de diffraction élevés est nécessaire pour interpréter les données expérimentales et pour choisir le désaccord δ_0^{RF} où effectuer la sélection en vitesse avant de réaliser l'interféromètre.

Dans notre expérience, le faisceau pousseur ne nous permet que de supprimer les atomes dans l'état interne $|e\rangle$ (voir chapitre 2.5). Nous effectuerons donc la sélection en vitesse sur des atomes initialement dans $|e\rangle$, et chercherons à maximiser le transfert vers $|f\rangle$. Dans cette situation, la condition de résonance de double diffraction $|e, \vec{0}\rangle \rightarrow |f, \pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ intervient pour $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$, tandis que la diffraction à quatre photons est située en $\delta^{\text{RF}} = +\omega_R$. La dissymétrie de la figure 1.8B est donc inversée par rapport à celle discutée précédemment. Nous choisissons la géométrie de double interféromètre présentée en figure 1.6C, pour laquelle on souhaite s'écar-

ter de la condition de résonance de double diffraction ($\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$) de manière à ne pas créer d'interféromètre parasite, tout en conservant un maximum d'atomes. La stratégie à adopter pour le choix du désaccord δ_0^{RF} est donc la suivante : en partant d'atomes initialement dans l'état $|e\rangle$, on maximisera le transfert vers l'état $|f\rangle$ en se plaçant à des valeurs négatives de δ_0^{RF} , là où la dissymétrie du spectre joue favorablement. La valeur de δ_0^{RF} sera choisie d'autant supérieure en valeur absolue à ω_R que la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} est importante, de manière à limiter l'efficacité du processus de double diffraction. La probabilité de transition diminuant lorsque l'on s'écarte trop loin de $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ vers les désaccords négatifs, il existe un compromis qui correspond à des valeurs de δ_0^{RF} typiquement comprises entre $-4\omega_R$ et $-7\omega_R$ pour $\Omega_{\text{eff}} \sim 2\pi \times 20$ kHz.

1.3.3 Double interféromètre en simple diffraction

Pour réaliser le senseur inertiel à atomes froids en régime de faible accélération et faible vitesse, nous allons nous ramener à un interféromètre de type simple diffraction en levant la dégénérescence entre les transitions à $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$. Pour cela, nous introduisons un désaccord Doppler ω_D non nul en effectuant avant la séquence d'impulsions de l'interféromètre une sélection en vitesse centrée en une valeur de δ_0^{RF} différente de ω_R . La durée τ_{sel} de l'impulsion de sélection est choisie supérieure à la durée $\tau_\pi \approx 20 \mu\text{s}$ de l'impulsion centrale de l'interféromètre de manière à augmenter la longueur de cohérence de la source atomique et donc à augmenter le contraste des franges d'interférences.

Sélection en vitesse. L'impulsion Raman effectuée en δ_0^{RF} va sélectionner deux classes de vitesses centrées en $\pm v_0$ données par

$$v_0 = \frac{\delta_0^{\text{RF}} - \omega_R}{k_{\text{eff}}}. \quad (1.50)$$

La largeur à mi-hauteur $\Delta v_{1/2}$ de ces classes de vitesse est donnée par la durée τ_{sel} de l'impulsion de sélection selon $\Delta v_{1/2} = 1/(k_{\text{eff}}\tau_{\text{sel}})$ (voir équation (1.24)), et le nombre d'atomes sélectionnés dépend directement de τ_{sel} ainsi que de la valeur du désaccord δ_0^{RF} choisi. Affiner la classe de vitesse sélectionnée en augmentant τ_{sel} permet d'améliorer le contraste des franges d'interférences mais réduit le nombre d'atomes participant à l'interféromètre et donc le rapport signal sur bruit.

En pratique, notre nuage d'atomes de ^{87}Rb possède une largeur en vitesse déterminée par la température $T \approx 8 \mu\text{K}$ en fin de notre mélasse optique, correspondant à une distribution en vitesse gaussienne d'écart type $\sigma_v \approx 5 v_r$. Une telle dispersion en vitesse se traduit par une largeur à mi-hauteur du spectre de la transition Raman donné par :

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)}k_{\text{eff}}\sigma_v \approx 2\pi \times 175 \text{ kHz}, \quad (1.51)$$

Cette largeur est grande devant les 50 kHz correspondant aux durées typiques $\tau_\pi \approx 20 \mu\text{s}$ de l'impulsion centrale de l'interféromètre. Pour augmenter le contraste des franges d'interférences, nous utilisons une impulsion de sélection de durée $\tau_{\text{sel}} \approx 40 \mu\text{s}$ (25 kHz FWHM), ce qui revient à choisir des classes de vitesse correspondant à des distributions gaussiennes d'écart type environ égal à v_r . Le nombre total d'atomes sélectionnés dépend alors du désaccord δ_0^{RF} auquel est effectué la sélection.

La figure 1.11 présente les profils de transitions Raman calculés en considérant une distribution en vitesse initiale gaussienne d'écart type égal à v_r (25 kHz FWHM) et de vitesse moyenne

1.3 Interféromètre atomique en régime de faible accélération et faible vitesse

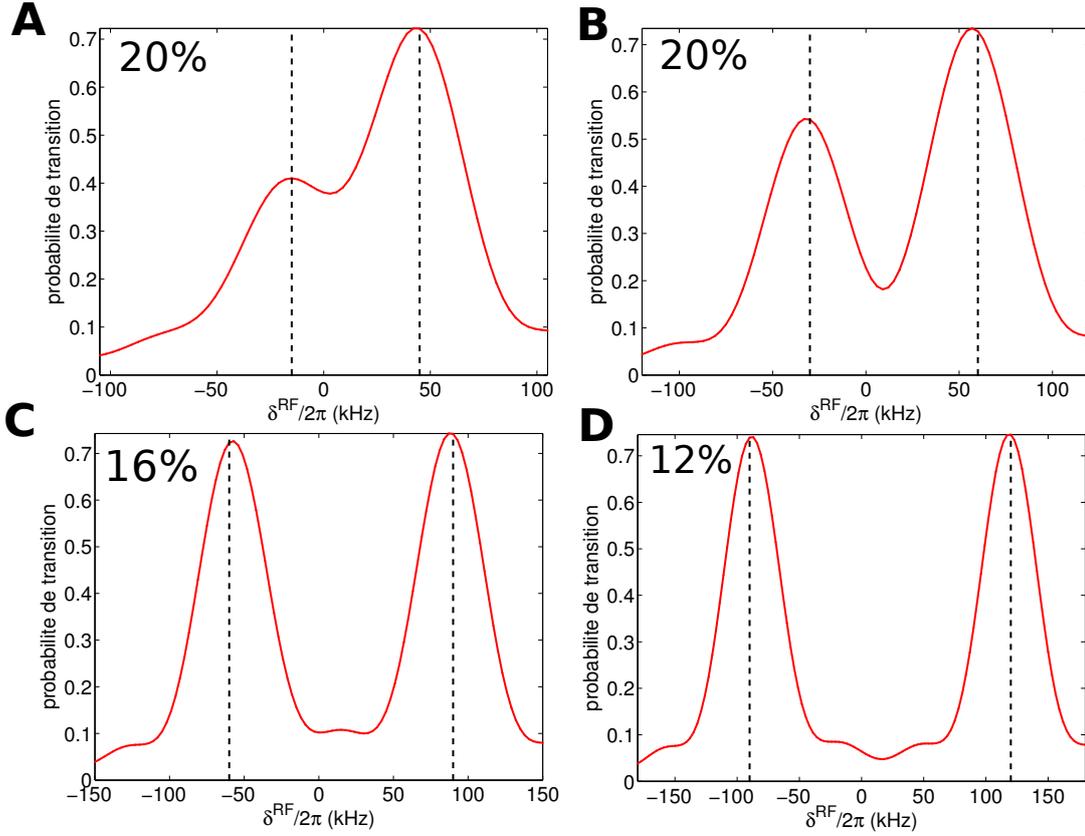


FIGURE 1.11 – Spectroscopie des transitions Raman pour une distribution en vitesse gaussienne d'écart type v_r et de moyenne v_0 variable. La durée de l'impulsion utilisée pour la spectroscopie est $\tau_\pi = 20 \mu s$, et la pulsation de Rabi vaut $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 25 \text{ kHz}$. **A** : $v_0 = 2 v_r$; **B** : $v_0 = 3 v_r$; **C** : $v_0 = 5 v_r$; **D** : $v_0 = 7 v_r$. Les pointillés représentent les conditions de résonance $\delta^{RF} = \omega_R \pm k_{\text{eff}} v_0$. Les valeurs dans les coins en haut à gauche donnent le pourcentage d'atomes restants après l'impulsion de sélection en vitesse.

v_0 variable, et dont la spectroscopie est réalisée avec une impulsion de durée $\tau_\pi = 20 \mu s$. Ce graphique permet de visualiser les deux classes de vitesse centrées en $\pm v_0$ qui seraient sélectionnées par une impulsion centrée en δ_0^{RF} , et dont la durée $\tau_{\text{sel}} = 40 \mu s$ reviendrait à choisir les atomes présentant une dispersion en vitesse d'écart type égal à v_r . La courbe montre ensuite comment les atomes sélectionnés répondent à l'impulsion π de l'interféromètre. On constate qu'effectuer la sélection en une valeur de δ_0^{RF} trop proche de la plage d'action de la double diffraction associée à l'impulsion π de l'interféromètre ($\sim \omega_R + \pi/\tau_\pi$) introduit une dissymétrie dans l'amplitude de transition pour les deux interféromètres (figures **A** et **B**). Lorsque l'on s'écarte de cette plage, les deux classes sont adressées de manière identique pour les deux interféromètres (figures **C** et **D**), mais le nombre d'atomes sélectionnés chute (seulement 12% des atomes ont été conservés lorsque $\delta_0^{RF} = 7\omega_R$). De manière à obtenir deux interféromètres d'amplitude A identique (équation (1.45)), on choisira pour la sélection un désaccord $\delta_0^{RF} \approx 5\omega_R$ pour conserver au moins 15% des atomes après la sélection.

Interféromètre. À l'issue de la sélection en vitesse, nous réalisons le double interféromètre en simple diffraction représenté en figure 1.6C. Il s'agit de deux interféromètres de facteur d'échelle $k_{\text{eff}}T^2$ faisant intervenir des paquets d'ondes de vitesse de groupe $\pm v_0$ et évoluant en parallèle. On détecte à l'issue de la séquence d'impulsions Raman un signal d'interférences P résultant de la somme des intensités des deux interféromètres, et donné par l'équation (1.45). Un avantage de cette géométrie est qu'il est possible de balayer simplement les franges d'interférences en variant le terme Ψ_I , i.e. en balayant la phase relative des lasers Raman (avant la dernière impulsion par exemple). En revanche, cet interféromètre est sensible au bruit de phase des lasers Raman, et plus généralement aux effets affectant l'état d'énergie interne de l'atome (déplacement lumineux différentiel, inhomogénéité de champ magnétique, etc.), contrairement au cas de l'interféromètre en double diffraction. Un autre inconvénient de cette géométrie est la perte de sensibilité de l'interféromètre aux effets inertiels lorsque le terme Ψ_I est égal à $\pi/2$.

Grâce au code de calcul que j'ai développé, il est possible de simuler la figure d'interférences et d'estimer le contraste des franges en fonction de différents paramètres (σ_v , τ_{sel} , δ_0^{RF} , Ω_{eff} , T). Pour déterminer la figure d'interférences, nous recensons les différents chemins possibles, sommions les amplitudes des ondes se recombinant au même point à l'instant de la dernière impulsion Raman, et sommions les probabilités de transition associées à chaque point de sortie. Le programme offre ainsi la possibilité de simuler la figure d'interférences correspondant à un jeu de paramètres expérimentaux, pour les deux types de géométrie (double diffraction et double interféromètre).

1.3.4 Conclusion et perspectives

L'outil de calcul que j'ai développé permet de simuler deux configurations d'interféromètre possibles en régime de faible accélération et faible vitesse. Il aide à comprendre qualitativement les spectres des transitions Raman et à choisir la différence de fréquence des lasers pour la sélection en vitesse précédant le double interféromètre. Cet outil permet d'optimiser le nombre d'atomes sélectionnés, et de se représenter les classes de vitesse sélectionnées et la manière dont elles répondent aux impulsions de l'interféromètre. Si la mise en place de cet outil a été progressive et que les leçons sur l'interprétation des spectres n'ont pas toutes pu être tirées avant les campagnes de vol, je pense que les réflexions que nous avons eues au sein de l'équipe contribueront à améliorer l'expérience dans le futur.

Dans la mesure où nous n'avons pas utilisé la géométrie de double diffraction lors de ma thèse, il ne m'a pas paru utile de présenter dans cette section les calculs relatifs à cette géométrie. Le programme pourra cependant être utilisé pour analyser les données expérimentales lors de la mise en oeuvre de la double diffraction, qui apparaît comme une géométrie prometteuse en régime de faible accélération et faible vitesse. Le calcul pourra en outre être complété pour inclure les effets d'imperfections de l'interféromètre, notamment le couplage par transition co-propageante, la sélection de vitesse transverse ou l'émission spontanée. Parmi les questions encore ouvertes, il sera intéressant de discuter dans le futur de la possibilité de sélectionner une classe de vitesse nulle pour entrer dans un interféromètre en double diffraction avec une source plus cohérente que le nuage issu directement de la mélasse optique. Une comparaison quantitative des deux géométries (double diffraction et double interféromètre) en terme de sensibilité aux effets inertiels, en incluant notamment une analyse du rapport signal sur bruit pour les deux interféromètres sera également très utile.

1.4 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations

Dans cette partie, nous décrivons la réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations. Dans un premier temps, nous présentons la réponse temporelle et en fréquence d'un accéléromètre à onde de matière au moyen du concept de fonction de sensibilité, initialement introduit pour les horloges atomiques [Dick 87, Santarelli 98]. Ce concept permet de rendre compte de manière très générale de l'influence sur la phase interférométrique de perturbations affectant la différence de phase des faisceaux Raman (bruit de fréquence des lasers, vibrations) ou modifiant l'énergie des atomes durant l'interféromètre (déplacement lumineux, effet Zeeman, etc.). Dans un second temps, nous nous intéressons à la dynamique de mesure de l'accéléromètre. Nous montrons qu'un capteur aéroporté est amené à fonctionner au delà la plage de réciprocity de l'interféromètre atomique, et qu'il est nécessaire d'utiliser des accéléromètres mécaniques auxiliaires pour atteindre une étendue de mesure optimale. Enfin, nous présentons une méthode originale permettant la mesure directe de la réponse et des performances de l'interféromètre atomique aéroporté et ne nécessitant pas une caractérisation supplémentaire du capteur.

1.4.1 Réponse fréquentielle du capteur atomique

Comme nous l'avons montré au paragraphe 1.1.3, l'interféromètre atomique est sensible aux variations de la différence de phase φ des lasers Raman entre les impulsions lumineuses. On définit la fonction de sensibilité g_φ de l'interféromètre comme la réponse de la phase interférométrique Φ à une variation élémentaire $\varphi \rightarrow \varphi + \delta\varphi$ de la différence de phase Raman à l'instant t :

$$g_\varphi(t) = \lim_{\delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\Phi(\delta\varphi, t)}{\delta\varphi}. \quad (1.52)$$

Le calcul complet de $g_\varphi(t)$ est effectué dans [Cheinet 08]. La forme approximative de g_φ peut être retrouvée simplement dans le cas où l'on néglige la durée τ des impulsions Raman par rapport à l'intervalle de temps T qui les sépare : lorsque la variation $\delta\varphi$ survient entre les deux premières impulsions ($t \in [0, T]$), elle s'inscrit de manière opposée sur la phase des ondes atomiques diffractées lors de l'impulsion centrale (impulsion π), et sur celle de l'onde diffractée vers le port de sortie à l'issue de l'interféromètre (impulsion $\pi/2$ finale). La phase interférométrique vaut donc, d'après l'équation 1.21 :

$$\Phi = \varphi(0) - 2(\varphi(0) + \delta\varphi) + (\varphi(0) + \delta\varphi) = -\delta\varphi. \quad (1.53)$$

Par le même raisonnement, on trouve $\Phi = +\delta\varphi$ lorsque le saut de phase $\delta\varphi$ a lieu entre la deuxième et la troisième impulsion ($t \in [T, 2T]$). À l'ordre zéro en τ/T , la fonction de sensibilité s'écrit donc :

$$g_\varphi(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t \notin [0, 2T] \\ -1 & \text{si } t \in [0, T] \\ +1 & \text{si } t \in [T, 2T], \end{cases} \quad (1.54)$$

La fonction de sensibilité permet de caractériser l'influence des fluctuations de phase relative des lasers Raman $\varphi(t)$ sur la phase interférométrique, selon :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\varphi(t) d\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\varphi(t) \frac{d\varphi(t)}{dt} dt. \quad (1.55)$$

Sensibilité au bruit de phase des faisceaux Raman. En pratique, on évalue l'influence du bruit de phase relative des lasers Raman sur la phase interférométrique Φ en mesurant la densité spectrale de puissance de bruit, $S_\varphi(\omega)$, et en évaluant la variance des fluctuations de Φ , donnée par

$$\sigma_\Phi^2 = \int_0^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} |\omega G(\omega)|^2 S_\varphi(\omega), \quad (1.56)$$

où $G(\omega) = \int dt g_\varphi(t) e^{-i\omega t}$ désigne la transformée de Fourier de g_φ . La fonction de transfert de l'interféromètre qui vient pondérer le spectre de bruit de phase apparaît ainsi comme $H(\omega) = \omega G(\omega)$. Cette fonction a été calculée en tenant compte de la durée finie des impulsions Raman, et mesurée sur un gyromètre atomique à l'Observatoire de Paris [Cheinet 08]. Son expression est [Cheinet 06] :

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right] \quad (1.57)$$

Sensibilité aux accélérations du miroir de rétro-réflexion. La différence de phase des lasers Raman, $\varphi(t, \vec{r}(t))$, est définie localement au point où l'atome se situe dans le réseau lumineux résultant du battement des deux lasers rétro-réfléchis. Cette phase dépend uniquement de la fréquence des lasers (de k_{eff}) et de la position relative de l'atome au miroir qui rétro-réfléchit les faisceaux Raman (voir figure 1.5). Nous avons calculé au paragraphe 1.2 le déphasage interférométrique dans le cas où l'accélération relative des atomes par rapport au miroir est constante (équation (1.33)). Nous allons désormais déterminer l'influence des vibrations du miroir sur le déphasage interférométrique. Les atomes étant en chute libre, ils définissent un référentiel inertiel de sorte qu'il est plus naturel de parler de la position du miroir de rétro-réflexion relative aux atomes. Un déplacement instantané $\vec{r}(t)$ du miroir se traduit par une variation de phase $\varphi(t) = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t)$ imprimée sur les ondes atomiques diffractées, donc par une variation du déphasage interférométrique d'une mesure à la suivante³. L'interféromètre est ainsi un accéléromètre dans la mesure où il compare le mouvement d'un objet (le miroir, attaché à l'expérience) au mouvement de l'atome qui suit une géodésique. D'après l'équation (1.55), le déphasage interférométrique est donné par :

$$\Phi = - \int_{-\infty}^{+\infty} dt g_\varphi(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \dot{\vec{r}}(t) = - [f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \dot{\vec{r}}(t)]_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} dt f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}(t). \quad (1.58)$$

La dernière égalité a été obtenue par une intégration par partie, en posant $f(t) = \int dt g_\varphi(t)$, et en notant $\vec{a}(t) = \ddot{\vec{r}}(t)$ l'accélération du miroir relative aux atomes. Dans la suite du manuscrit, nous appellerons f la *fonction de réponse de l'accéléromètre atomique*.

En notant τ la durée des impulsions $\pi/2$, la fonction de réponse f s'écrit, dans le cas d'un interféromètre à trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ et en supposant les séparatrices idéales

3. La différence de phase des lasers fait intervenir uniquement $k_{\text{eff}} = k_1 - k_2$ et la position relative $\vec{r}(t)$ du miroir par rapport à l'atome, car elle est déterminée par l'interférence du laser incident (ω_1 par exemple) et du laser réfléchi (ω_2). Que l'ensemble de l'expérience soit accélérée par rapport aux atomes (cas d'un gravimètre par exemple), ou que seul le miroir de rétro-réflexion soit en mouvement, c'est le pas $\lambda_{\text{eff}} = 2\pi/k_{\text{eff}}$ de la règle optique résultant du battement des deux lasers Raman rétro-réfléchis qui intervient dans la différence de phase.

1.4 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations

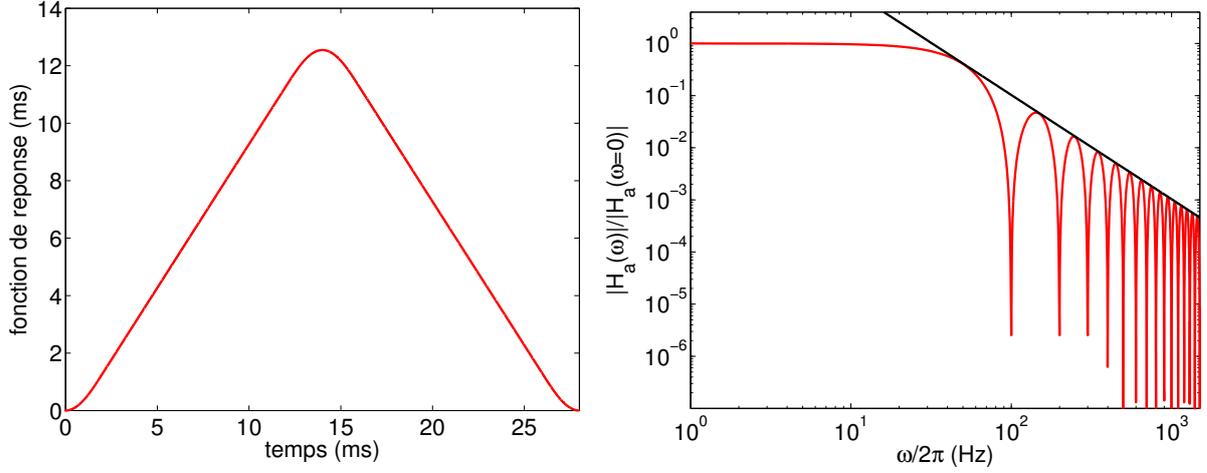


FIGURE 1.12 – Gauche : fonction de réponse $f(t)$ de l'accéléromètre atomique ; la durée des impulsions est volontairement exagérée ($\tau = 2$ ms, $T = 10$ ms). Droite : fonction de transfert en accélération $|H_a(\omega)|$ pour $T = 10$ ms ; la droite représente le comportement asymptotique de la fonction pour $\omega \rightarrow \infty$: $|H_a(\omega)| \sim 4/(\omega T)^2$.

($\Omega_R \tau = \pi/2$) :

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0 \\ \frac{1}{\Omega_R}(1 - \cos \Omega_R t) & \text{pour } t \in [0, \tau] \\ t - \tau + \frac{1}{\Omega_R} & \text{pour } t \in [\tau, T + \tau] \\ T + \frac{1}{\Omega_R}(1 - \cos \Omega_R(t - T)) & \text{pour } t \in [T + \tau, T + 2\tau]. \end{cases} \quad (1.59)$$

L'expression de $f(t)$ pour $t \geq T + 2\tau$ s'obtient par la relation $f(T + 2\tau - t) = f(T + 2\tau + t)$. Cette fonction est représentée en figure 1.12, . La fonction étant nulle en dehors de l'intervalle $[0, 2T + 4\tau]$, l'expression de la phase interférométrique donnée en (1.58) se réduit à :

$$\Phi = \int_0^{2T+4\tau} dt f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}(t), \quad (1.60)$$

Cette expression montre que l'interféromètre atomique est sensible à l'accélération moyenne du miroir entre la première et la dernière impulsion, la fonction intervenant dans le moyennage étant f . L'équation (1.60) permet de calculer le facteur d'échelle du senseur inertiel $\mathcal{S} = \Phi/a_0$, défini comme la réponse de l'interféromètre à une accélération constante a_0 de 1 m.s^{-2} le long de l'axe des faisceaux Raman :

$$\mathcal{S} = |\vec{k}_{\text{eff}}| \int_0^{2T+4\tau} dt f(t) = |\vec{k}_{\text{eff}}| (T + 2\tau) \left(T + \frac{4\tau}{\pi}\right). \quad (1.61)$$

La fonction f permet également de caractériser la réponse fréquentielle du capteur inertiel atomique, qui est donnée par la transformée de Fourier de f . Cette transformée de Fourier, $H_a(\omega)$, est reliée à celle de g_φ par $H_a(\omega) = G(\omega)/\omega = H(\omega)/\omega^2$, et est représentée en figure

1.12. Connaissant le spectre de puissance des fluctuations d'accélération dans la direction de mesure, $S_a(\omega)$, on peut exprimer la variance des fluctuations de phase interférométrique selon :

$$\sigma_{\Phi}^2 = k_{\text{eff}}^2 \int_0^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} |H_a(\omega)|^2 S_a(\omega). \quad (1.62)$$

À l'ordre zéro en τ/T , et pour $\omega \ll \Omega_R$ ($\sim 2\pi \times 20\text{kHz}$ typiquement), la fonction de transfert en accélération est donnée très simplement par $H_a(\omega) = T^2 \text{sinc}^2(\omega T/2)$, avec $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$. Cette formule est utile en pratique pour étudier l'évolution de σ_{Φ} avec T , étant donné la couleur du spectre d'accélération. On constate que l'interféromètre atomique réalise un filtrage passe-bas du second ordre des accélérations, avec une fréquence de coupure à -3 dB environ égale à $1/2T$.

1.4.2 Dynamique de l'accéléromètre atomique

Notre interféromètre atomique fonctionne à bord d'un avion dont le signal d'accélération varie d'environ $\delta a = 0.5 \text{ m.s}^{-2}$ sur une échelle de temps de quelques centaines de millisecondes. La direction de mesure a été choisie selon l'axe des ailes de l'avion (axe Y), afin d'obtenir le même comportement durant les phases de micro-gravité (0-g) et durant les phases normales du vol ou lorsque l'expérience fonctionne au laboratoire (1-g). Selon cet axe, l'accélération est principalement due à la force du vent agissant sur l'appareil. Outre ces fluctuations d'accélération (relativement basse fréquence, i.e. inférieure à 10 Hz), des vibrations à l'intérieur de l'avion sont également susceptibles de mouvoir le miroir de rétro-réflexion, et donc de participer au déphasage interférométrique. D'une mesure à l'autre, la phase de l'interféromètre est donc susceptible de varier de $\delta\Phi \sim k_{\text{eff}} T^2 \delta a \approx 8 \text{ rad}$ pour $T = 1 \text{ ms}$ (qui est très faible en comparaison des expériences traditionnelles d'interférométrie atomique où $T > 40 \text{ ms}$). La réponse de l'interféromètre, $P \propto \cos \Phi$ étant non bijective (non réciproque) pour des variations de phase $\delta\Phi > \pi$, il est a priori vain de tenter de mesurer l'accélération de l'avion (ou de tout véhicule caractérisé par d'importantes variations d'accélération) à l'aide d'un interféromètre atomique seul, à moins de l'opérer à très faible facteur d'échelle ($T \sim 100 \mu\text{s}$). La dynamique du capteur doit donc *a priori* être sacrifiée au profit de sa sensibilité.

Solution pour augmenter la dynamique de mesure. La solution que nous proposerons pour dépasser le problème de la plage de réciprocity réduite de du capteur atomique consiste à utiliser des accéléromètres mécaniques (AMs) auxiliaires permettant une mesure grossière de l'accélération sur une large plage, et rendant possible une mesure de plus haute résolution à l'aide de l'interféromètre. La mesure d'accélération peut alors être vue de manière analogue à la mesure de la taille d'un objet à l'aide d'un vernier, le rôle de la graduation principale étant assuré par les AMs, celui de la graduation fine par l'interféromètre atomique. La méthode de mesure sera décrite en détail au chapitre 3.3. Nous en présentons ici seulement le principe général : il consiste à utiliser le signal $a_{\text{AM}}(t)$ fourni par les accéléromètres mécaniques pour avoir une estimation Φ^{E} de la phase de l'interféromètre, et ainsi savoir sur quelle frange d'interférence se situe la mesure (i.e. à connaître la phase modulo π). Les AMs sont fixés au miroir de rétro-réflexion pour enregistrer son signal d'accélération, et la phase est estimée à l'aide de l'équation (1.60). Graphiquement, on représente à chaque cycle de mesure la probabilité de transition atomique en fonction de Φ^{E} , ce qui revient à chercher la corrélation entre l'interféromètre et les AMs. Si la corrélation $P = f(\Phi^{\text{E}})$ est bonne, il apparaît une sinusoïde qui permet de repérer le numéro

1.4 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations

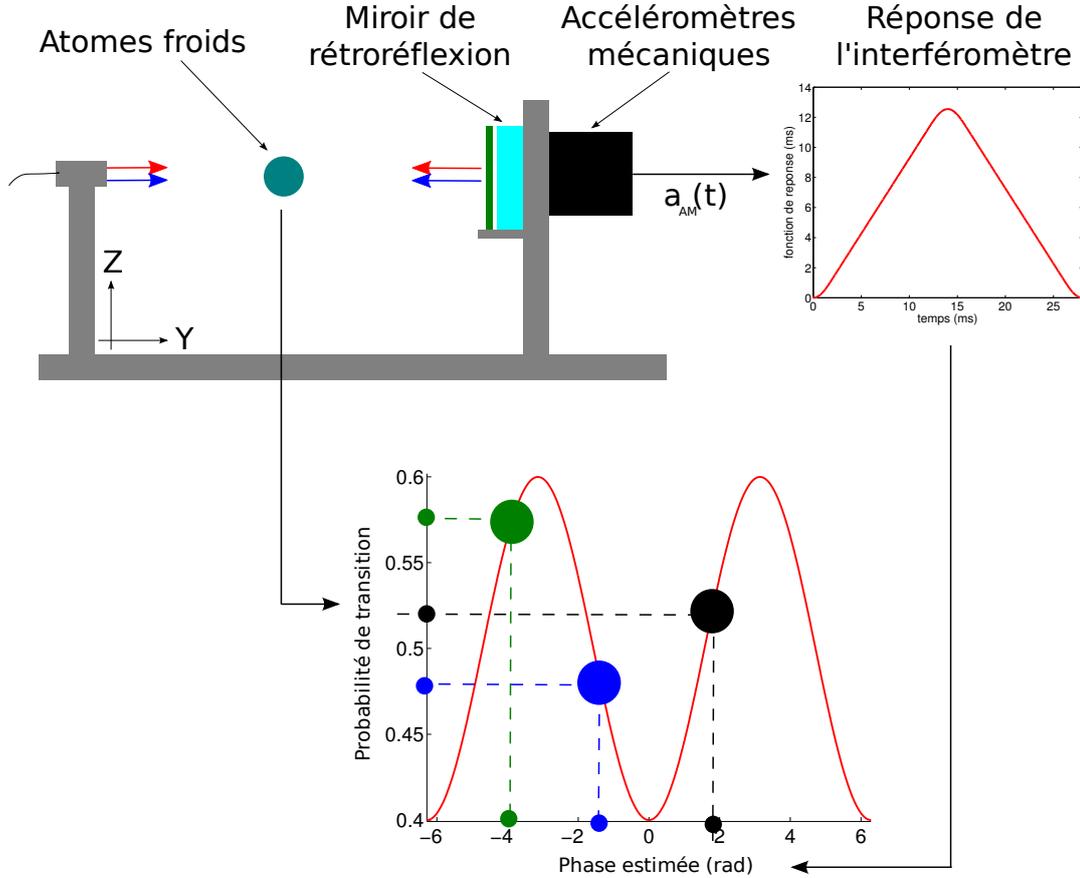


FIGURE 1.13 – Principe de la corrélation entre l'accéléromètre mécanique et l'interféromètre atomique. Trois points de corrélation sont représentés, correspondant à trois numéros de frange différents.

$n = E[\Phi^E/\pi]$ de la frange sur laquelle opère l'interféromètre à chaque mesure ($E[x]$ désigne la partie entière de x). Le principe de la corrélation est schématisé en figure 1.13.

La méthode de corrélation a été utilisée dans d'autres groupes pour améliorer la sensibilité d'un capteur inertiel atomique en mesurant les vibrations de la plateforme sur laquelle repose l'appareil, à l'aide de capteurs auxiliaires [Takase 08, Le Gouët 08, Merlet 09]. Dans [Le Gouët 08] par exemple, un sismomètre de grande sensibilité ($\sim 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$) est utilisé pour mesurer un niveau de vibration de l'ordre de $10^{-6} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans la gamme 0.1 – 10 Hz. Notre application, elle, requiert de mesurer d'importantes accélérations ($\approx 0.5 \text{ m.s}^{-2}$) mais ne nécessite pas *a priori* un capteur d'une grande sensibilité. En effet, nous utilisons le capteur afin de connaître le numéro de la frange sur laquelle se situe chaque mesure, i.e. devons seulement déterminer la phase interférométrique à $\pi/2$ près environ.

Toutefois, l'augmentation du facteur d'échelle de l'interféromètre ($k_{\text{eff}}T^2$) à un niveau donné d'accélération de l'avion ($\delta a \approx 0.5 \text{ m.s}^{-2}$) se traduit par une augmentation des fluctuations de phase interférométrique, selon $\delta\Phi \sim k_{\text{eff}}T^2\delta a$. Pour $T = 10 \text{ ms}$, nous attendons donc des fluctuations de phase de plusieurs centaines de radians, de sorte qu'atteindre une précision de $\pi/2$ lors de l'estimation de la phase nécessite que le capteur mécanique mesure l'accélération avec une très faible incertitude relative (inférieure à 1%). Les principales sources d'incertitude sur

l'estimation de la phase proviennent des nonlinéarités dans la réponse fréquentielle des AMs, de leur bruit propre, ou de leur sensibilité aux accélérations transverses (couplages entre les différents axes). Nous présentons dans l'annexe B une caractérisation d'AMs nous amenant à choisir une combinaison de deux capteurs et permettant d'atteindre une dynamique de mesure optimale avec le senseur inertiel hybride {interféromètre atomique + accéléromètres mécaniques}.

1.4.3 Estimation de la réponse et du rapport signal sur bruit de l'interféromètre

Les senseurs inertiels atomiques sont en général opérés à flanc de frange (autour de $P = P_0$) où la sensibilité de l'interféromètre est maximale [Gauguet 08]. L'alternance de mesures de part et d'autre de la frange centrale ($\Phi = \pm\pi/4$) et la soustraction de deux mesures successives permettent de rejeter les fluctuations de l'offset des franges d'interférence (technique inspirée des travaux sur les horloges atomiques [Sortais 01]). Ces opérations sont rendues possible en contrôlant la différence de phase des lasers Raman entre les impulsions lumineuses, d'un cycle de mesure à l'autre. La mesure d'accélération (dans un gravimètre par exemple) peut alors s'effectuer en réalisant un asservissement de la différence de phase Raman sur le flanc de frange, et en enregistrant les variations temporelles du signal d'erreur qui reflètent les variations d'accélération [Cheinet 06]. Dans ces expériences, il n'est donc pas nécessaire de connaître l'offset (P_0) et l'amplitude (A) des franges d'interférence pour mesurer l'accélération, car celle-ci est déduite directement de la connaissance de k_{eff} et d'une mesure de fréquence (la consigne de l'asservissement de phase des lasers Raman dans un gravimètre est $k_{\text{eff}}g/2\pi \approx 25.14$ MHz). La stabilité du capteur est quant à elle évaluée en terme d'écart type d'Allan [Allan 66] des fluctuations de probabilité de transition à flanc de frange, ou directement mesurée à partir des fluctuations du signal d'erreur de l'asservissement en phase des lasers Raman.

Ces techniques ne peuvent être transposées aux cas où l'interféromètre fonctionne au delà de son régime linéaire ($P \approx P_0$). Remonter à la phase interférométrique (donc à l'accélération) à partir de la probabilité de transition nécessite alors de connaître l'offset et l'amplitude des franges d'interférence, i.e. de connaître la réponse $P(\Phi) = P_0 - A \cos \Phi$ du système. Dans la mesure où ces paramètres peuvent varier entre la caractérisation du capteur atomique au laboratoire et son utilisation dans l'avion, il est important de pouvoir estimer en vol cette réponse. En outre, on souhaite être en mesure de caractériser les performances en vol de l'accéléromètre atomique, notamment sa sensibilité qui est donnée par le rapport signal sur bruit (SNR) de l'interféromètre.

Une possibilité pourrait consister à utiliser la corrélation entre les accéléromètres mécaniques (AMs) et l'interféromètre atomique et à ajuster la courbe obtenue par une sinusoïde pour accéder à P_0 et A , et donc remonter à l'accélération. Cependant, cette méthode est influencée par les incertitudes sur l'estimation de la phase interférométrique par les AMs, qui peuvent brouiller les franges de corrélation et biaiser l'estimation, notamment de A . Par ailleurs, cette méthode ne permet pas d'estimer la sensibilité du senseur atomique, car elle mêle le bruit de l'interféromètre et celui du aux AMs. Nous avons donc recherché une solution n'utilisant que les données atomiques (probabilités de transition P_i) pour estimer P_0 et A , ainsi que la sensibilité du capteur, indépendamment du signal des AMs⁴. Pour des raisons qui vont apparaître naturelles dans le paragraphe suivant, nous désignerons notre analyse sous l'appellation de *méthode BAT* (pour « chauve-souris »).

4. Une telle solution a été initialement proposée par Patrick Cheinet en mai 2010.

1.4 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations

Principe de la méthode BAT. Nous souhaitons estimer la réponse de l'interféromètre, supposée être de la forme $P(\Phi) = P_0 - A \cos \Phi + \tilde{P}$, à partir des observations P_i correspondant aux probabilités de transition mesurées aux instants t_i . Dans cette expression, \tilde{P} est un bruit gaussien traduisant le bruit de détection ou le bruit de projection quantique. L'objectif est d'estimer l'offset P_0 et l'amplitude A des franges d'interférences, ainsi que l'écart type σ_P du bruit de probabilité de transition. Cette procédure donne une estimation de la sensibilité en phase de l'interféromètre atomique (IA), définie comme l'inverse du rapport signal sur bruit : $\sigma_{\text{IA}} = 1/\text{SNR}$, avec $\text{SNR} = A/\sigma_P$. Pour estimer les paramètres $\{P_0, A, \sigma_P\}$, nous calculons la densité de probabilité des P_i et l'ajustons par la densité de probabilité du cosinus de la variable aléatoire Φ , convoluée par une gaussienne d'écart type σ_P .

Pour des fluctuations de phase Φ uniformes dans $[0, \pi]$, la densité de probabilité de la variable aléatoire $R = P_0 - A \cos \Phi$ est donnée par⁵ :

$$f_R(r) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{P_0 - r}{A}\right)^2}} & \text{si } r \in]P_0 - A, P_0 + A[\\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (1.63)$$

Dans les calculs, nous utilisons en pratique une fonction $\mathcal{F}_{\Delta r}$ traduisant les accroissements de la fonction de répartition de la variable R entre deux valeurs proches r et $r + \Delta r$, et donnée par :

$$\mathcal{F}_{\Delta r}(r) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta r} \left[\arccos\left(\frac{P_0 - r}{A}\right) - \arccos\left(\frac{P_0 - (r + \Delta r)}{A}\right) \right] & \text{si } r \in [P_0 - A, P_0 + A] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.64)$$

Cette fonction tend vers f_R pour des valeurs de Δr infiniment faibles, et est représentée dans la figure 1.14 (à droite), pour $\Delta r = 0.005$ (valeur utilisée en pratique). Elle présente deux pics en $r = P_0 \pm A$ traduisant une probabilité plus importante de trouver des valeurs de R en sommet et bas de frange qu'à flanc de frange. En présence de bruit atomique gaussien \tilde{P} , de densité de probabilité

$$f_P(r) = \frac{1}{\sigma_P \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_P^2}}, \quad (1.65)$$

les deux pics abruptes de la fonction $\mathcal{F}_{\Delta r}$ se trouvent élargis d'une largeur caractéristique σ_P . La fonction d'ajustement nous permettant d'estimer $\{P_0, A, \sigma_P\}$ est finalement donnée par le produit de convolution $\mathcal{B} = f_P * \mathcal{F}_{\Delta r}$, qui s'écrit explicitement :

$$\mathcal{B}(r) = \mathcal{N} \int_{-\infty}^{+\infty} dr' \left[\arccos\left(\frac{P_0 - r'}{A}\right) - \arccos\left(\frac{P_0 - (r' + \Delta r)}{A}\right) \right] \times \frac{1}{\sigma_P} \exp\left(-\frac{(r - r')^2}{2\sigma_P^2}\right), \quad (1.66)$$

où \mathcal{N} désigne une constante de normalisation.

5. Nous utilisons dans ce paragraphe la notation R pour désigner la variable $P_0 - A \cos \Phi$ (P_0 et A sont des constantes) afin de la distinguer de la variable \tilde{P} traduisant le bruit de probabilité de transition (la lettre R rappelle que la probabilité de transition en sortie d'interféromètre est mesurée par le *Rapport* de population d'atomes des deux niveaux Raman).

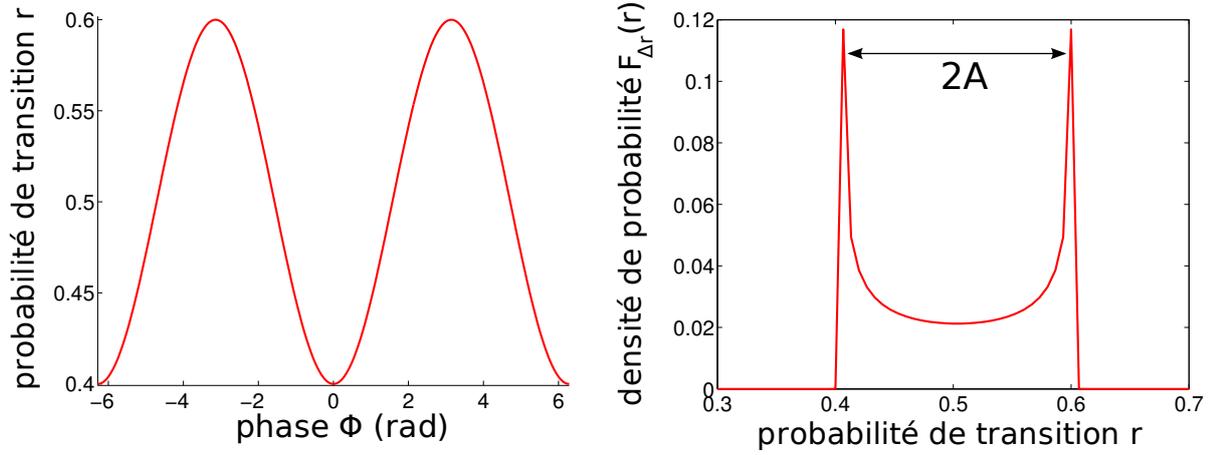


FIGURE 1.14 – Représentation de la fonction $r = P_0 - A \cos \Phi$ pour $P_0 = 0.5$ et $A = 0.1$ (gauche), ainsi que de la fonction $\mathcal{F}_{\Delta r}(r)$ associée, pour $\Delta r = 0.005$ (droite).

Exemple de mise en oeuvre. Pour illustrer la mise en oeuvre de la méthode BAT, nous effectuons une simulation en générant le bruit atomique \tilde{P} à partir d'une loi gaussienne centrée d'écart type σ_P , et modélisons les erreurs sur l'estimation de la phase interférométrique Φ par un bruit gaussien $\tilde{\Phi}$, indépendant de \tilde{P} , et d'écart type σ_E . Les valeurs utilisées dans la simulation sont $P_0 = 0.5$, $A = 0.1$ et $\sigma_P = A/10$. La figure 1.15 montre l'implémentation de la méthode pour une simulation comportant $n = 300$ points, et pour $\sigma_E = 0$ (**A**) et $\sigma_E = 0.5$ rad (**B**). À partir d'un ajustement sinusoïdal des données de corrélation correspondant aux figures de gauche, nous définissons le facteur de qualité de corrélation $\text{CQF} = A_{\text{fit}}/\epsilon_{\text{fit}}$, où A_{fit} et ϵ_{fit} désignent respectivement l'amplitude du sinus et l'erreur standard de l'ajustement par la méthode des moindres carrés. En l'absence de bruit sur l'estimation de la phase, cette définition pour le CQF donne la valeur théorique $\text{SNR} = A/\sigma_P$ du rapport signal sur bruit de l'interféromètre (cas de ma figure **A**). En présence de bruit de phase, le CQF ne permet plus d'estimer la vraie valeur du SNR de l'interféromètre atomique : pour la figure 1.15B, l'ajustement sinusoïdal donne $\text{CQF} = 2.9$. La méthode BAT, elle, estime une valeur du SNR de 8.5, plus proche de la valeur théorique $A/\sigma_P = 10$ rentrée dans la simulation (nous étudions les incertitudes de la méthode au prochain paragraphe). L'intérêt essentiel de la méthode BAT est donc de fournir une estimation correcte de A et σ_P lorsque celle résultant de l'ajustement sinusoïdal des franges de corrélation est biaisée par les erreurs sur l'estimation de la phase.

Étude des incertitudes de l'estimation BAT. Notons tout d'abord le cadre général de la méthode BAT, qui consiste à déterminer les paramètres d'un système dont la réponse a une loi connue (réponse sinusoïdale dans le cas d'un interféromètre) et à estimer une source de bruit indépendamment d'un autre (du bruit d'amplitude indépendamment du bruit de phase dans notre cas). L'estimation des paramètres de la réponse d'un système en présence de bruit est centrale dans de nombreux problèmes de traitement du signal, notamment en analyse de la parole où l'on cherche à estimer la fréquence f_0 et l'amplitude A d'une (ou plusieurs) sinusoïde(s) noyée(s) dans du bruit [Stoica 89]. Dans ce domaine, une estimation préalable du rapport signal sur bruit par un premier algorithme permet dans certains cas d'optimiser la recherche de f_0 et de A dans un second temps [Plapous 06, Kim 08].

Malgré la généralité de ce problème, nous n'avons trouvé que peu de littérature relative

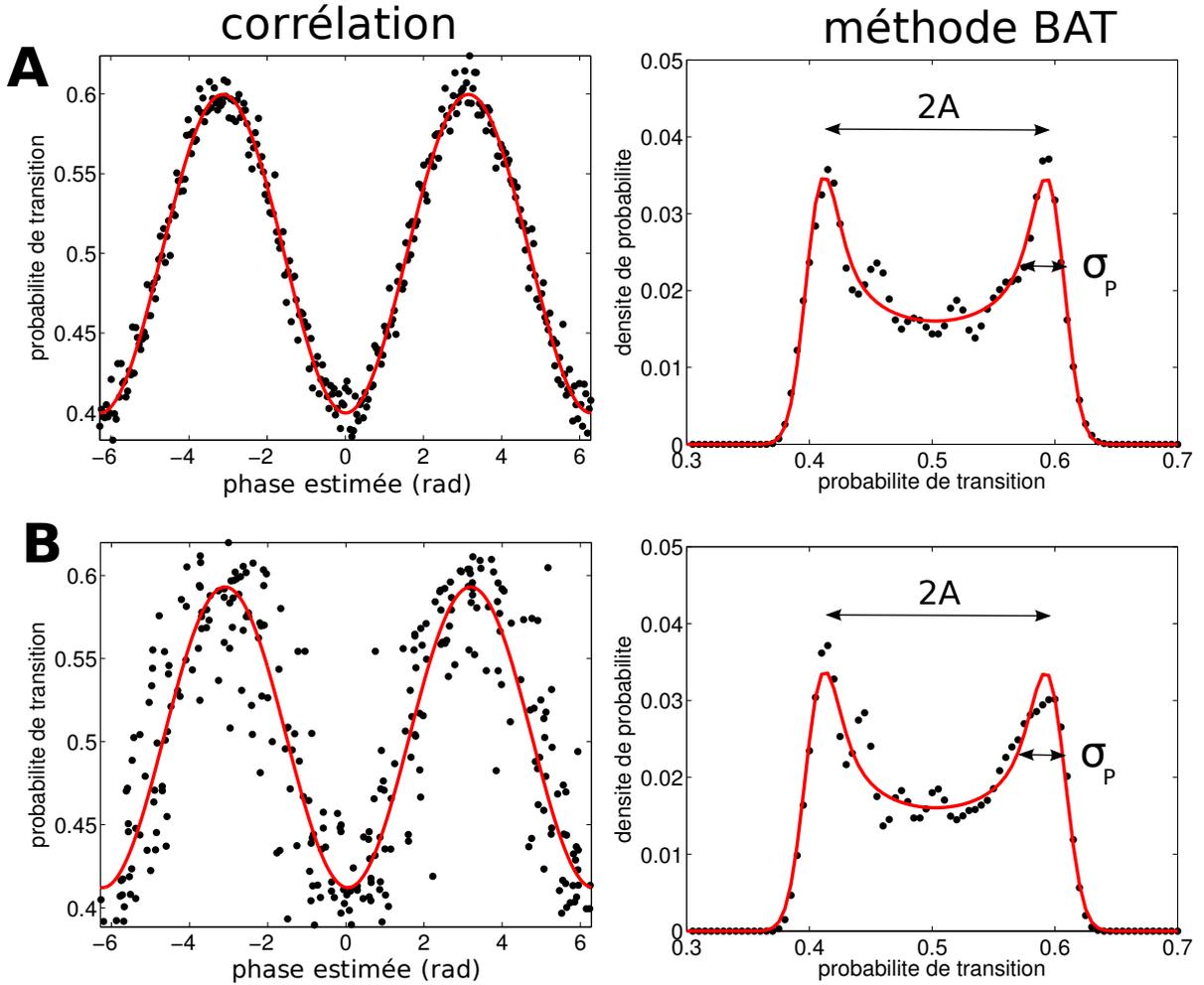


FIGURE 1.15 – Illustration de la méthode BAT sur des données simulées caractérisées par $P_0 = 0.5$, $A = 0.1$ et $\sigma_P = A/10$. Les figures de la colonne de gauche représentent le tracé de $P = P_0 - A \cos \Phi + \tilde{P}$ en fonction de $\Phi + \tilde{\Phi}$ et correspondent à la manière dont apparaissent en pratique les corrélations entre l'interféromètre atomique et les AMs. La courbe rouge est un ajustement sinusoïdal des franges de corrélation. Les figures de droite montrent le calcul de la densité de probabilité de P (points noirs), et son ajustement par la méthode BAT (courbe rouge). **A** : Bruit $\tilde{\Phi}$ sur l'estimation de la phase nul ($\sigma_E = 0$). **B** : Bruit $\tilde{\Phi}$ sur l'estimation de la phase d'écart type $\sigma_E = 0.5$ rad. La méthode BAT continue ici de bien estimer le rapport signal sur bruit $SNR = A/\sigma_P$ de l'interféromètre.

à cette problématique. En physique des particules, une distribution analogue à notre fonction $\mathcal{F}_{\Delta r}$ introduite précédemment semble être utilisée pour simuler le profil de faisceaux de particules chargées : le programme d'analyse DIMAD [Servranckx 01], employé au SLAC National Accelerator Laboratory (Stanford, USA) et au CERN (Genève, Suisse) mentionne l'utilisation d'une distribution appelée « BATMAN » (ou « twin-horned »), dont les paramètres caractéristiques nous sont apparus proches de ceux utilisés dans notre modèle. Pour l'anecdote, nous avons au départ utilisé le nom « BATMAN » pour désigner notre méthode d'analyse, avant d'avoir pris connaissance de la référence [Servranckx 01]. Par souci de clarté, nous avons fi-

nalement décidé d'employer le nom « BAT », qui traduit à lui seul la présence des deux pics abruptes (« double-corne ») dans la distribution $\mathcal{F}_{\Delta r}$. Étant donné le peu de références à ce type de problème (à ma connaissance), il m'apparaît utile de décrire plus en détail certains aspects de la méthode BAT relatifs à sa mise en oeuvre numérique ainsi qu'à l'incertitude sur l'estimation des paramètres.

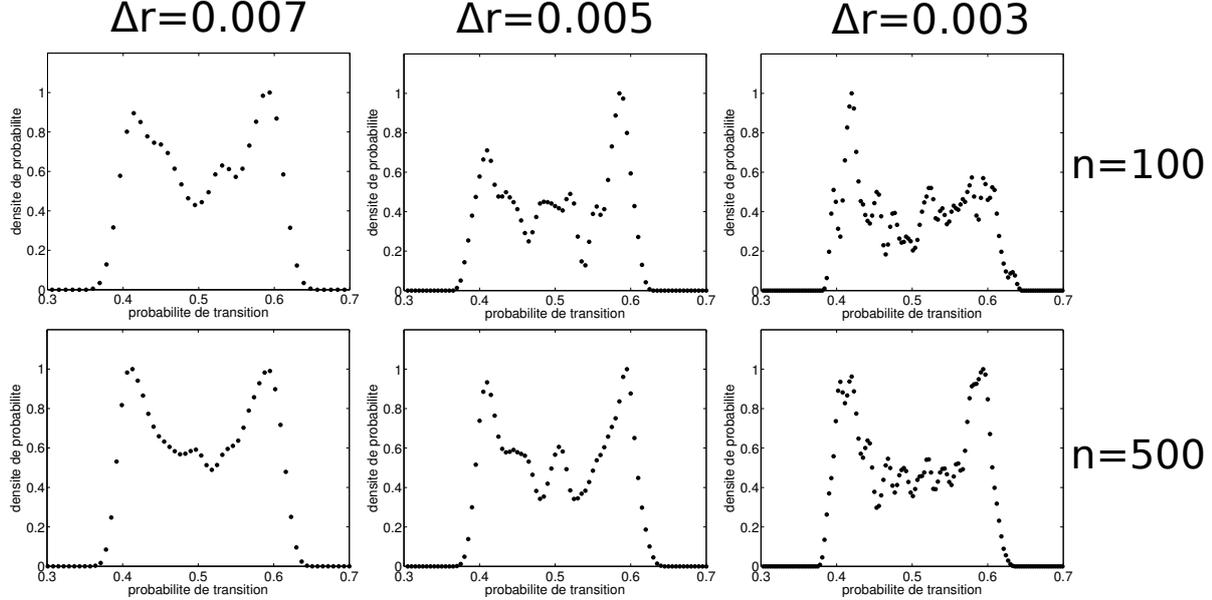


FIGURE 1.16 – Influence de Δr sur le calcul de la PDF pour deux valeurs différentes de n (avec toujours $A = 0.1$ et $SNR = 10$).

Deux étapes se succèdent lors de la mise en oeuvre de la méthode :

1. calcul de la densité de probabilité (PDF) du signal atomique
2. ajustement par la fonction \mathcal{B} pour trouver P_0 , A et le SNR.

Dans la première étape, il convient de bien choisir la résolution Δr pour échantillonner le signal atomique dont le nombre de points n est fixé et calculer la PDF. Si Δr est choisi trop petit, on observe des irrégularités dans la PDF dues à une absence de points dans la fenêtre $[r, r + \Delta r]$ (effet de faible statistique). Si Δr est choisi trop grand, on perd en résolution sur l'amplitude des cornes de la distribution $\mathcal{F}_{\Delta r}$, de sorte que l'on estime une valeur trop faible du SNR. La solution que nous avons choisie consiste à fixer Δr en fonction du nombre de points expérimentaux dont nous disposons, et à convoluer la PDF obtenue par une fonction de filtrage passe bas de forme triangulaire, qui gomme les irrégularités associées au manque de statistique. La figure 1.16 montre l'influence de Δr sur le calcul de la PDF pour deux valeurs différentes de n . Le filtre choisi moyenne les fluctuations plus rapides que l'intervalle entre trois points successifs. Le nombre de points non nuls dans la PDF ainsi obtenue est approximativement donné par :

$$N_{\text{PDF}} \approx E \left[\frac{2(A + \sigma_P)}{\Delta r} \right] + n_{\text{filtre}}, \quad (1.67)$$

où $E[x]$ désigne la partie entière de x et où $n_{\text{filtre}} = 7$ est le nombre de points non nuls de la fonction de filtrage triangulaire. La valeur de N_{PDF} dépend indirectement du nombre n de points expérimentaux via la résolution Δr qui a été choisie. Elle doit être inférieure à n pour

1.4 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations

que la statistique de la PDF soit valable, ce qui fixe une borne inférieure pour Δr et donc une valeur maximale de SNR pouvant être estimé par la méthode. La deuxième étape consiste ensuite à ajuster la PDF obtenue par la fonction \mathcal{B} par une méthode de moindres carrés, pour déterminer les paramètres $\{P_0, A, \sigma_P\}$.

La figure 1.17 présente l'estimation des paramètres $\{P_0, A, \sigma_P\}$ en fonction de la valeur théorique du rapport signal sur bruit A/σ_P imposé dans la simulation. Nous avons considéré trois valeurs différentes de la résolution Δr . Nous vérifions qu'une augmentation de Δr permet de mieux estimer les hautes valeurs de SNR, mais introduit un bruit plus important dans le calcul de la PDF et donc dans l'estimation de l'amplitude des franges. À l'inverse, choisir une faible résolution permet de mieux déterminer A mais donne une valeur biaisée du SNR lorsque celui-ci est supérieur à quatre. Un intérêt essentiel de la méthode BAT étant à mes yeux de fournir une estimation pertinente du SNR indépendamment de la corrélation, il me paraît important de ne limiter le biais sur ce paramètre. Nous choisirons donc une résolution intermédiaire $\Delta r = 0.005$ pour appliquer la méthode aux données expérimentales, car elle offre un bon compromis pour déterminer correctement A et le SNR (tant que le SNR théorique est inférieur à 8, ce qui sera le cas dans l'expérience). Pour cette valeur de résolution, l'incertitude relative sur l'estimation des paramètres est toujours inférieure à 10% pour un nombre de points $n \geq 200$. Avec cette méthode, nous disposerons donc d'une estimation fiable de la réponse et de la résolution de l'interféromètre, indépendamment des corrélations.

Conclusion. Pour approfondir la méthode BAT, il serait intéressant de regarder quelle incertitude minimale $\Delta A \times \Delta \text{SNR}$ peut être atteinte par notre estimateur, étant donné les informations dont nous disposons dans le signal atomique. En outre, une généralisation de la méthode au cas d'un bruit de phase interférométrique non uniforme dans $[0, \pi]$ permettrait une meilleure estimation des paramètres dans les cas où les vibrations sont faibles (au laboratoire), ou lorsque l'interféromètre opère à faibles valeurs de T . Par exemple, lorsque les fluctuations de phase sont gaussiennes et d'écart type inférieur à π environ, on observe une dissymétrie dans la PDF qui nécessite d'ajuster la fonction d'ajustement pour ne pas biaiser l'estimation. Ce travail consistera principalement à considérer une forme différente pour la fonction $\mathcal{F}_{\Delta r}$ et à adapter l'algorithme d'ajustement.

L'analyse que nous avons présentée permet uniquement d'estimer le bruit d'amplitude de l'interféromètre, i.e. les fluctuations de probabilité de transition. Elle donne une mesure du bruit associé à l'électronique de détection ou aux fluctuations de fréquence et d'intensité des lasers de détection, ainsi que du bruit de projection quantique. En revanche, elle ne donne pas accès aux autres sources de bruits qui impactent en général la sensibilité des capteurs atomiques, notamment le bruit de phase relative des lasers Raman ou les fluctuations de déplacement lumineux [Le Gouët 08]. Nous verrons toutefois qu'il est possible d'évaluer indépendamment ces sources de bruit (en réalisant un interféromètre avec des transitions co-propageantes par exemple), et que leur contribution est négligeable devant celle associée au bruit de détection dans notre expérience pour le moment.

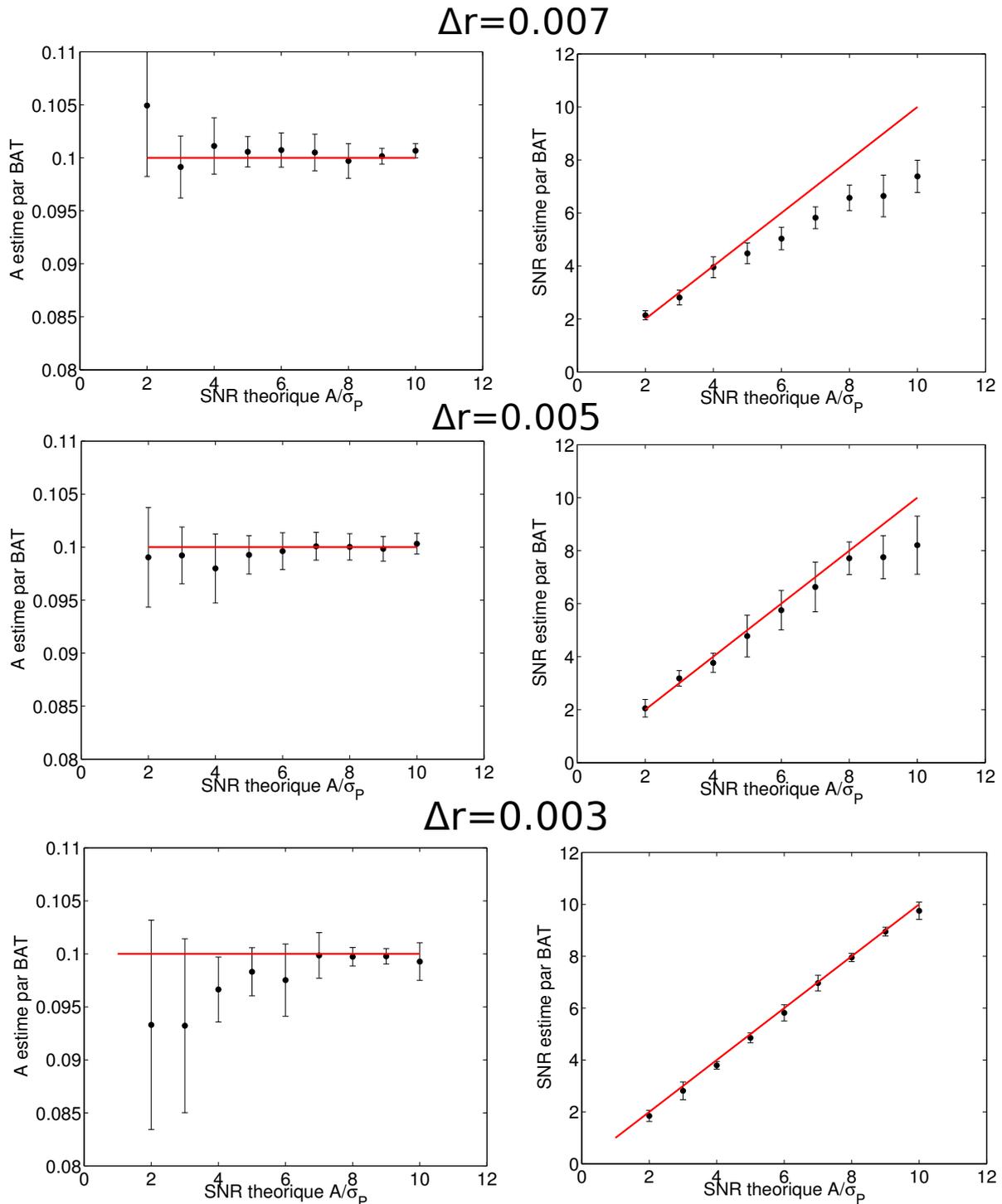


FIGURE 1.17 – Étude des incertitudes de la méthode BAT sur l'estimation de l'amplitude A (colonne de gauche) et du SNR de l'interféromètre (colonne de droite), pour trois valeurs de la résolution Δr . Dans la simulation, nous fixons $P_0 = 0.5$, $A = 0.1$ et varions la valeur de σ_p pour déterminer les incertitudes de la méthode pour différentes valeurs du SNR théorique A/σ_p . Nous utilisons $n = 300$ points et répétons la simulation 10 fois; les barres d'erreur représentent plus et moins l'écart type statistique. Les droites rouges montrent les valeurs que devrait trouver l'estimateur en l'absence d'incertitude (statistique ou systématique).

1.5 Conclusion sur l'étude théorique

J'ai présenté dans ce chapitre les outils théoriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un senseur inertielle à atomes froids, et plus particulièrement d'un accéléromètre atomique. J'ai montré comment l'utilisation de transitions Raman stimulées contre-propageantes permet de créer un interféromètre atomique dont la phase est proportionnelle à l'accélération locale des atomes par rapport au référentiel de l'expérience dans la direction des faisceaux Raman. La mesure d'accélération par l'interféromètre peut être comprise simplement comme le suivi de la position classique de l'atome à l'aide de la règle laser constituée des deux faisceaux Raman. La sensibilité de l'interféromètre lors d'une mesure d'accélération est donnée par le pas de la règle (≈ 400 nm pour notre expérience) et le temps pendant lequel les atomes interagissent avec le champ d'accélération dans l'interféromètre ($\sim 1 - 10$ ms dans notre expérience).

Je me suis ensuite intéressé au cas du senseur inertielle en régime de faible accélération et faible vitesse. Dans cette situation, les effets inertiels sont suffisamment faibles pour permettre une diffraction de l'onde de matière dans deux directions $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$ opposées. L'étude de ce régime est importante pour comprendre le fonctionnement d'un capteur amené à mesurer des accélérations engendrant un effet Doppler ω_D faible devant la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} des transitions Raman sur la durée de chute libre des atomes, et typiquement de l'ordre de quelques 0.1 m.s^{-2} dans notre expérience. Ce régime est particulièrement adapté à un capteur mesurant des accélérations selon un axe perpendiculaire à la direction du champ de pesanteur terrestre et à celui d'un senseur en micro-gravité. J'ai présenté deux géométries possibles d'interféromètre : une première configuration dite de double diffraction qui utilise les ondes diffractées dans les deux directions $\pm \vec{k}_{\text{eff}}$ et qui correspond à un capteur ayant facteur d'échelle $2k_{\text{eff}}T^2$, i.e. double de celui d'un interféromètre traditionnel ; une seconde géométrie dite de double interféromètre, dans laquelle une impulsion Raman de sélection d'atomes de vitesse non-nulle permet de se ramener à deux interféromètres de type simple diffraction (facteur d'échelle $k_{\text{eff}}T^2$) évoluant en parallèle. Cette dernière géométrie est plus simple à mettre en oeuvre et nous permet d'atteindre un meilleur rapport signal sur bruit car plus d'atomes participent à l'interféromètre que dans la configuration dite de double double diffraction, principalement en raison de la plus faible sélectivité en vitesse des transitions Raman. Nous avons donc choisi cette configuration pour notre expérience durant ma thèse.

Enfin, j'ai décrit la réponse du capteur à atomes froids à un signal d'accélération de fréquence et d'amplitude données. Je me suis intéressé au fonctionnement du senseur inertielle au delà de sa plage de réciprocité qui correspond à des variations de phase interférométrique supérieures à π , et ai indiqué comment l'utilisation d'accéléromètres mécaniques auxiliaires peut permettre au capteur atomique d'atteindre une plus grande dynamique de mesure. J'ai finalement présenté une méthode originale permettant d'estimer les paramètres de la réponse du capteur et le rapport signal sur bruit (SNR) directement à partir des données de probabilité de transition en sortie d'interféromètre. Cette analyse (appelée BAT) donne accès à la résolution de l'accéléromètre atomique sans la nécessité d'une caractérisation supplémentaire du senseur inertielle au laboratoire, lorsque la principale source de bruit correspond à du bruit d'amplitude de l'interféromètre (bruit de détection, bruit de projection quantique). J'ai étudié les limites de la méthode BAT et notamment les incertitudes sur l'estimation des paramètres et du SNR. Après une discussion sur l'origine de ces incertitudes, nous avons choisi la méthode donnant des erreurs inférieures à 10% en valeur relative pour tous les paramètres. Cette étude nous permettra une estimation fiable des performances en vol du senseur inertielle.

Au cours de ce chapitre, j'ai proposé des perspectives d'amélioration de l'étude théorique. Une étude comparée de la résolution d'un interféromètre en double diffraction et du double interféromètre en tenant compte de l'impact de la sélectivité en vitesse, du nombre d'atomes, ou du bruit de phase relative des lasers Raman sera utile pour améliorer l'expérience à l'avenir. Le programme de calcul que j'ai développé pourra être utilisé pour traiter en partie cette question. Une étude plus raffinée de la méthode BAT sera nécessaire pour la suite de l'expérience, afin d'adapter l'analyse à des distributions de probabilité de transition non symétriques et à des plus grandes valeurs du SNR (de l'ordre de 50 par exemple). Ici aussi, les outils numériques développés durant ma thèse pourront être mis à profit.

Dans le chapitre suivant, je décris le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour réaliser nos expériences à bord de l'Airbus 0-g, et caractérise notre source d'atomes froids ainsi que le système de détection.

Méthodes et dispositifs expérimentaux

Je décris dans ce chapitre les principaux constituants de l'accéléromètre atomique à atomes de ^{87}Rb que nous avons utilisé pour des mesures au laboratoire et à bord de l'Airbus A300-0g de Novespace. L'expérience a été conçue de manière à fonctionner à la fois sous gravité standard (1-g) et durant les phases de micro-gravité (0-g) à bord de l'Airbus qui constitue une plateforme expérimentale contraignante. Je présente dans un premier temps les principales contraintes extérieures qu'un avion représente pour une expérience d'interférométrie atomique. Mon choix s'est porté sur une description détaillée de l'architecture de la source laser et de ses performances, et sur une brève présentation de l'enceinte à vide dans laquelle les atomes sont refroidis et manipulés par laser (l'enceinte a été décrite dans [Varoquaux 08]). J'expose ensuite la séquence expérimentale associée à la production du nuage d'atomes froids. Enfin, je décris les principales méthodes expérimentales associées à la préparation des atomes avant leur entrée dans l'interféromètre, ainsi qu'à la détection de leur état de sortie.

2.1 Contraintes relatives aux vols paraboliques

2.1.1 Description des campagnes de vols paraboliques

L'Airbus A300-0g géré par la société Novespace¹ et basé à l'aéroport de Bordeaux-Mérignac accueille une dizaine d'expériences dans le cadre de campagnes de vols paraboliques. Pour y participer, nous transportons l'expérience en camion de Palaiseau à Mérignac pour deux semaines. La première semaine est dédiée à l'installation de l'expérience à bord de l'avion et à des tests de conformité et de sécurité par les ingénieurs de Novespace et les personnels de la DGA-Essais en Vol (DGA-EV). Les vols paraboliques se déroulent sur trois jours lors de la deuxième semaine.

Technique du vol parabolique. L'état d'apesanteur (ou d'impesanteur) est l'état d'un corps qui n'est soumis qu'à la seule force de gravitation, aucune force de contact ne venant modifier sa trajectoire de chute libre. Afin de s'approcher de ces conditions, les pilotes de l'avion tentent au mieux d'annuler la somme des forces autres que le poids de l'appareil (portance, traînée et poussée des moteurs). La trajectoire du corps en apesanteur prend la forme d'un arc d'ellipse dont l'un des foyers est le centre de la Terre, et qui est assimilable à une parabole sur la durée de la phase d'apesanteur (vingt secondes environ). Le terme *apesanteur* peut être appréhendé dans son sens physiologique en remarquant qu'un sujet en apesanteur est toujours soumis à la force de gravitation mais ne se sent plus *peser* car aucune force de contact ne lui permet de sentir ou de mesurer son poids. Au sens physique du terme, on peut caractériser l'état d'apesanteur par le fait qu'un accéléromètre mesure un signal nul (principe d'équivalence). Les pilotes utilisent en pratique des accéléromètres pour s'approcher de l'état d'apesanteur en contre-réagissant sur

1. <http://www.novespace.fr/>

les commandes de l'appareil pour maintenir un signal aussi proche de zéro que possible. Afin de maximiser la durée de la phase de micropesanteur, l'équipage de conduite réalise la manœuvre suivante, schématisée par la figure 2.1 :

- a. Ressource d'entrée en parabole : à partir d'une situation de vol en palier stabilisé à une altitude de 6000 mètres, le pilote cabre l'avion pendant une vingtaine de secondes jusqu'à atteindre une assiette de +47 degrés et une altitude de 7500 mètres. Lors de cette phase, le facteur de charge atteint jusque 1.8 g en raison de la vitesse importante de l'avion ($\approx 900 \text{ km.h}^{-1}$ au début de la phase de cabré) et de la courbure de la trajectoire ; ce facteur correspond à la composante de l'accélération locale orthogonale au plancher de l'appareil. Son augmentation se traduit pour un observateur de masse m au repos dans le référentiel de l'avion par un poids effectif $P = m \times 1.8 \text{ g}$.
- b. Injection en parabole et apesanteur : le pilote procède alors à la manœuvre d'injection en parabole en poussant le manche jusqu'à annuler la portance exercée sur les ailes (incidence de portance nulle), pendant que l'ingénieur navigant réduit la poussée des moteurs afin de l'équilibrer avec la traînée de l'avion. À l'issue de cette transition qui dure environ deux secondes, tout se passe comme si l'avion n'était plus soumis qu'à la seule force de gravitation terrestre, et ses occupants se retrouvent en situation de chute libre pendant environ vingt secondes. Au sommet de la parabole, l'appareil atteint une altitude de 8000 mètres environ et sa vitesse est de l'ordre de 350 km.h^{-1} .
- c. Ressource de sortie de parabole : quand l'avion se retrouve de nouveau à l'altitude de 7500 mètres en descente, le pilote redresse l'appareil pendant une vingtaine de secondes (facteur de charge 1.8 g) afin de revenir à une situation initiale de vol en palier stabilisé, permettant une nouvelle manœuvre de vol parabolique.

Cette manœuvre est répétée 31 fois par jour par séries de 5 paraboles espacées dans le temps d'environ cinq minutes ; au sein de chaque série, la durée moyenne entre deux manœuvres successives est de l'ordre de 2 minutes.

Qualité de la micro-gravité. La qualité de la micro-gravité est fonction de l'aptitude des pilotes à rétro-agir sur l'appareil pendant la phase de chute libre, des conditions météo, et des sources de vibration à bord de l'avion. La figure 2.2 montre les différentes phases de pesanteur locale ainsi que le signal d'accélération lors d'une phase de micro-gravité, mesuré par un accéléromètre que nous avons mis en place sur l'expérience. Les fluctuations résiduelles suivant l'axe vertical Z (orthogonal au plancher de l'avion) sont inférieures à 50 mg.

La qualité de la plateforme expérimentale aéroportée peut être caractérisée par le spectre de bruit d'accélération à bord de l'avion. Nous avons mesuré le spectre du signal d'accélération à l'aide d'accéléromètres mécaniques basse et haute fréquence orientés suivant les axes X, Y et Z correspondant respectivement à l'axe longitudinal, à l'axe des ailes et à l'axe orthogonal au plancher de l'avion. Le résultat de notre mesure est présenté en figure 2.3. L'essentiel du signal résiduel d'accélération est basse fréquence (inférieur à 10 Hz) en raison de forces résiduelles importantes agissant sur l'appareil dans son ensemble, notamment l'action du vent et la rétro-action des pilotes. Le bruit acoustique entre 20 Hz et 1 kHz contribue également de manière significative au spectre de vibrations et peut être amplifié par des résonances mécaniques du dispositif expérimental comme nous le verrons par la suite.

2.1 Contraintes relatives aux vols paraboliques

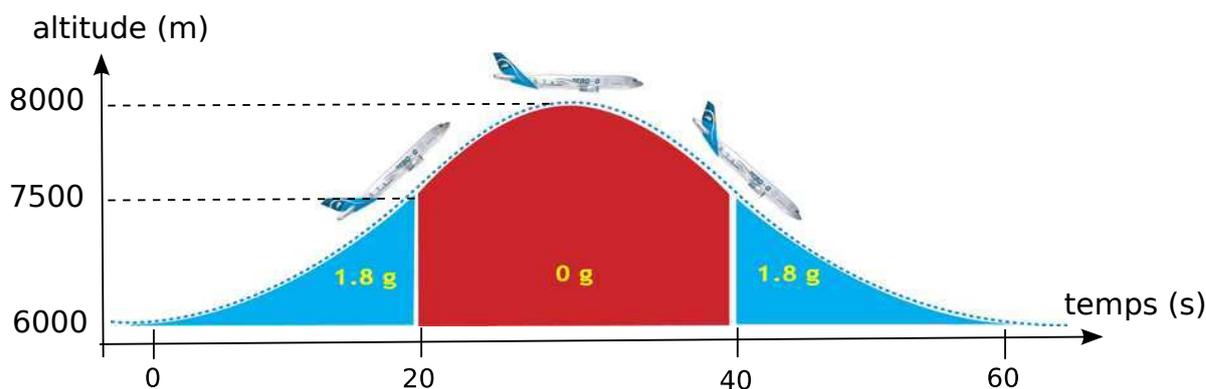


FIGURE 2.1 – Schéma de la manœuvre réalisée par l'équipage de l'avion pour accéder à la phase de micro-gravité (0-g).

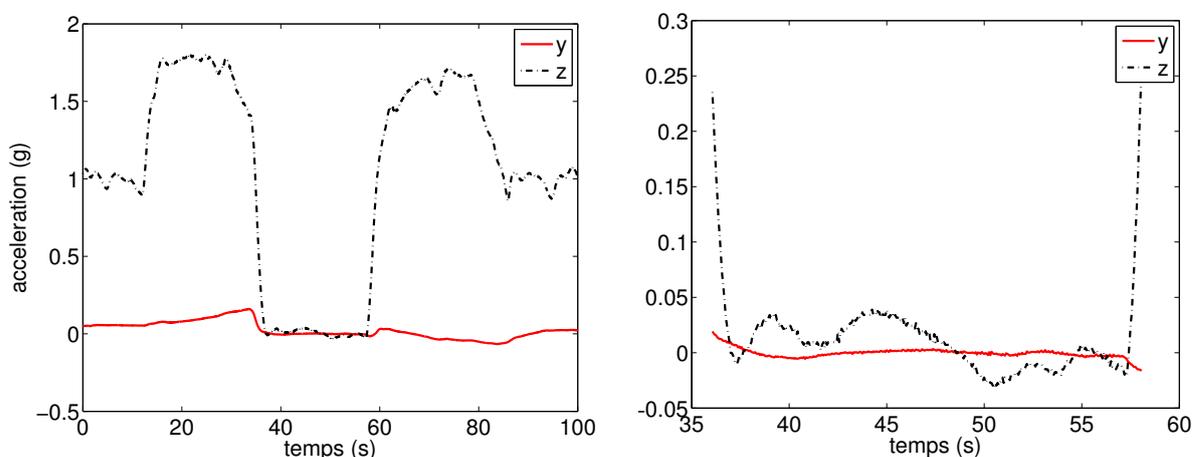


FIGURE 2.2 – Gauche : différentes phases de pesanteur locale lors de la manoeuvre parabolique. Les variations suivant l'axe Y sont dues à un couplage d'axe ($\sim 5\%$) de l'accéléromètre utilisé. Droite : signal d'accélération durant une phase de microgravité de bonne qualité caractérisée par des fluctuations d'accélération suivant Z inférieures à 50 mg. Durant ma thèse, nous avons effectué l'essentiel des mesures avec l'accéléromètre atomique suivant la direction Y, pour laquelle les fluctuations sont environ dix fois plus faibles que suivant Z.

2.1.2 Contraintes pour notre expérience

Outre les critères de sécurité imposés par les personnels de Novespace et de la DGA-EV, notre expérience doit être opérationnelle à bord de l'Airbus qui constitue a priori un environnement hostile à une expérience d'atomes froids. Ce paragraphe a pour objectif de mentionner brièvement les principaux défis expérimentaux à relever qui ont guidé les choix techniques lors de la conception de l'expérience.

Compacité et transportabilité : Les contraintes imposées par la disposition de l'expérience à bord de l'avion ont été décrites en détail dans la thèse de Gaël Varoquaux [Varoquaux 08]. L'expérience doit être rigidement attachée au plancher de l'avion et pouvoir supporter des décélérations de 9 g vers l'avant sans décrochage en cas d'un atterrissage d'urgence. Afin de

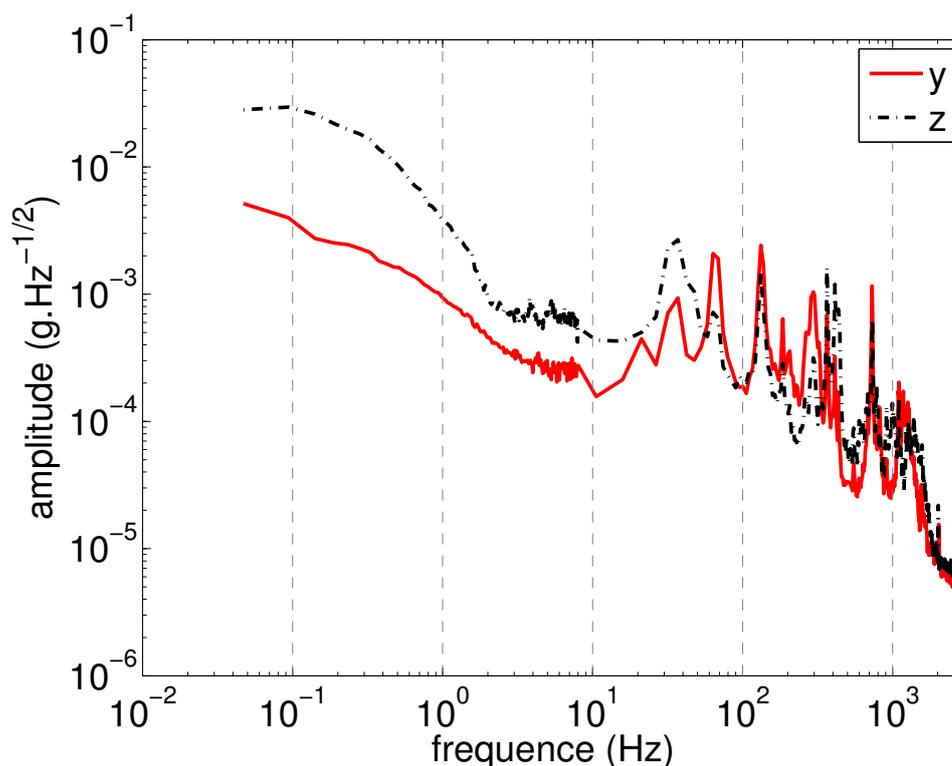


FIGURE 2.3 – Spectre du signal d'accélération lors de la phase d'apesanteur, enregistré durant la campagne de vols de mars 2010. La mesure suivant l'axe X n'est volontairement pas représentée pour ne pas surcharger la figure, et car nous ne conduiront pas de mesure suivant cet axe. Le niveau de bruit selon cet axe est environ deux fois moindre que suivant Z.

minimiser les moments d'inertie, les appareils sont installés de manière compacte sur des bâtis rigides réalisés à partir de profilés ELCOM en aluminium offrant une grande modularité. La figure 2.4 présente un des bâtis de l'expérience avant d'y agencer des appareils. L'organisation de l'expérience en plusieurs bâtis de taille et de poids modestes (table 3.1) permet un transport relativement aisé de Palaiseau jusqu'à Bordeaux et un chargement facilité à bord de l'avion. Une partie non négligeable du poids des bâtis est due aux structures mécaniques supportant l'ensemble des appareils, et qui doivent supporter des décélérations de 9-g en cas d'atterrissage d'urgence (60 kg pour le bâti 1 par exemple).

Robustesse : Pour mener à bien notre expérience d'atomes froids, les différents sous-systèmes de l'accéléromètre atomique doivent être suffisamment stables étant données les conditions extérieures. Dans le cas du « laboratoire volant » que constitue l'avion, trois contraintes majeures peuvent limiter les performances de notre instrument.

- Les variations brutales de pesanteur locale lors de la manoeuvre parabolique induisent d'importantes contraintes mécaniques sur les différents constituants de l'expérience. Les variations de flèche des structures mécaniques peuvent en particulier engendrer des désalignement d'un banc optique. Les vibrations à plus haute fréquence associées au bruit acoustique des moteurs sont également sources potentielles de désalignements, et peuvent par ailleurs limiter la performance des oscillateurs radio-fréquence utilisés usuellement

2.1 Contraintes relatives aux vols paraboliques

| campagne de vol | bâti n°1 | bâti n°2 | bâti n°3 | bâti n°4 | Total |
|------------------|--------------|----------------|--------------|---------------|-------|
| octobre 2008 | 183 | 320 | 143 | – | 646 |
| octobre 2009 | 177 | 352 | 142 | – | 671 |
| mars 2010 | 181 | 372 | 143 | – | 696 |
| mars et mai 2011 | 183 | 366 | 107 | 268 | 924 |
| dimensions | 65 × 65 × 53 | 65 × 174 × 121 | 65 × 65 × 71 | 109 × 65 × 74 | – |

TABLE 2.1 – Poids en kg et dimensions en cm^3 des différents bâtis de l'expérience lors des campagne de vols. Le bâti n°1 contient la chambre à vide dans laquelle est réalisée l'expérience d'interférométrie atomique à proprement parler. Le rack n°2 est le plus imposant et contient les sources laser, l'électronique de contrôle de l'expérience et d'acquisition des données, ainsi que les alimentations électriques. Le bâti n°3 a essentiellement rassemblé jusqu'en 2011 un amplificateur à fibre, le banc optique en espace libre, le panneau électrique ainsi qu'un onduleur. Le rack n°4 a été ajouté à la fin de ma thèse pour accueillir le système laser double-espèce $^{39}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$ et a impliqué un réarrangement des bâtis n°2 et n°3, ainsi que l'ajout d'un peigne de fréquences optiques.

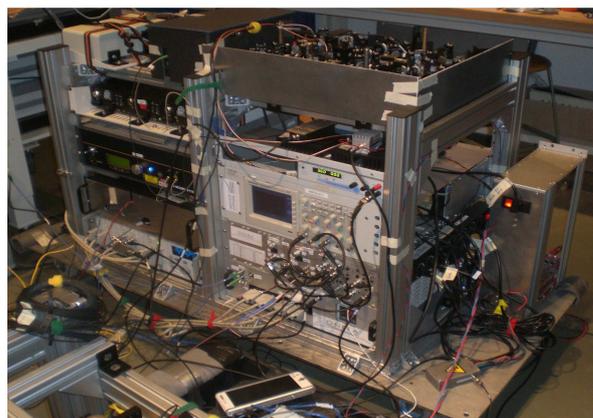


FIGURE 2.4 – Gauche : structure en profilés ELCOM montée sur une plaque d'embase en duraluminium avant agencement des différents appareils. Ce type de structure offre une grande modularité pour l'installation des instruments de l'expérience, et permet de satisfaire les critères de sécurité mécanique exigés par la DGA-EV. Droite : photographie du bâti n°4 après y avoir agencé divers instruments.

dans nos expériences d'atomes froids.

- Le jour du vol, notre expérience est allumée vers 6h du matin après une nuit dans l'avion où la température peut descendre en dessous de 5°C pendant une dizaine d'heures. Le début des vols paraboliques a lieu vers 9h30 environ et le système doit être stabilisé pour procéder à des mesures inertielles de précision avec l'interféromètre atomique. En vol de croisière, la température dans la cabine est stabilisée à $20 \pm 1^{\circ}\text{C}$ grâce à la climatisation, mais celle-ci est éteinte durant la manoeuvre parabolique (environ la moitié du temps). Les fluctuations thermiques imposent en particulier des contraintes majeures sur le choix des sources laser en raison des désalignements et des variations de la polarisation de la lumière.
- Chaque soir de la campagne, l'alimentation électrique de l'avion est entièrement coupée et notre expérience n'est plus alimentée durant 12 heures (nuit) ou 60 heures (week-end entre les deux semaines de campagne). En particulier, la pompe ionique que nous utilisons comme système de pompage actif n'est pas opérationnelle. Lors de ces phases, une pompe passive à adsorption [Ferris 02] assure un niveau de vide inférieur à 10^{-9} mBar. Une petite alimentation de pompe ionique suffit alors à rétablir un niveau de vide suffisant après la phase de 60 heures sans alimentation. En l'absence de ce système passif, nous avons constaté une dégradation importante du vide remontant au dessus de 3×10^{-7} mBar et nécessitant l'installation en urgence d'une alimentation pour pompe ionique lourde et encombrante.

Capacités de l'expérimentateur : la succession de phases d'hyper et de micro-gravité, associée à une anxiété éventuelle de l'expérimentateur liée au caractère impressionnant de la manoeuvre parabolique peut inhiber ses capacités d'analyse ou d'action, celles-ci étant alors fonction de son état physique et de son expérience des vols paraboliques. Maximiser les chances de production d'un résultat scientifique en vol requiert alors l'automatisation du plus grand nombre des tâches nécessaires au bon déroulement des mesures, et un accès simple à un nombre restreint de paramètres expérimentaux (nombre d'atomes, puissance des lasers, niveau de vibration). La définition d'une stratégie de mesure avant chaque vol est en pratique très rassurante et permet de ne pas agir dans la précipitation en cas de fonctionnement non-optimal. La période de mesure « utile » étant de 30 minutes (durée totale de 0-g durant une campagne) au mieux tous les six mois, il est important d'en tirer au maximum profit.

Temps entre les campagnes de vols : le temps de préparation et d'optimisation de l'expérience au laboratoire est limité par l'intervalle de temps entre deux campagnes qui peut être relativement restreint (5 mois). Lors de ma thèse, nous avons cherché à identifier au plus tôt après chaque campagne les améliorations à apporter et à prendre le temps nécessaire pour y parvenir, mais des choix ont du être opérés. Notre premier objectif a consisté à faire fonctionner l'accéléromètre à atomes de ^{87}Rb à bord de l'avion, et le second à développer les sources lasers pour le refroidissement et la manipulation du ^{39}K . En vue de l'élaboration d'une deuxième version de l'expérience, nous avons pu progressivement identifier les améliorations à apporter à l'expérience actuelle, notamment en terme de nombre d'accès optiques, de magnétisme de la chambre à vide, de l'emploi de sources laser affinées, et de la nécessité d'atomes plus froids (piège dipolaire par exemple).

2.2 Génération des fréquences optiques

2.2 Génération des fréquences optiques

2.2.1 Cahier des charges

Plusieurs fréquences optiques sont nécessaires à la réalisation de l'accéléromètre atomique : pour le refroidissement des atomes, pour la préparation de leur état quantique avant l'interféromètre, et pour la manipulation cohérente des états atomiques dans l'interféromètre. La problématique majeure consiste en la compacité du système laser et en sa robustesse vis à vis des contraintes extérieures imposées par l'avion, notamment le haut niveau de vibration et les fluctuations de température. Le besoin en fréquences optiques est schématisé en figure 2.5 et s'exprime essentiellement en terme de critères de puissance, d'agilité en fréquence et de stabilité. Étant donné la proximité des fréquences optiques et la similitude des besoins en puissance pour les faisceaux de refroidissement et les faisceaux Raman, nous avons adopté une solution consistant à utiliser le même laser pour réaliser ces deux fonctions.

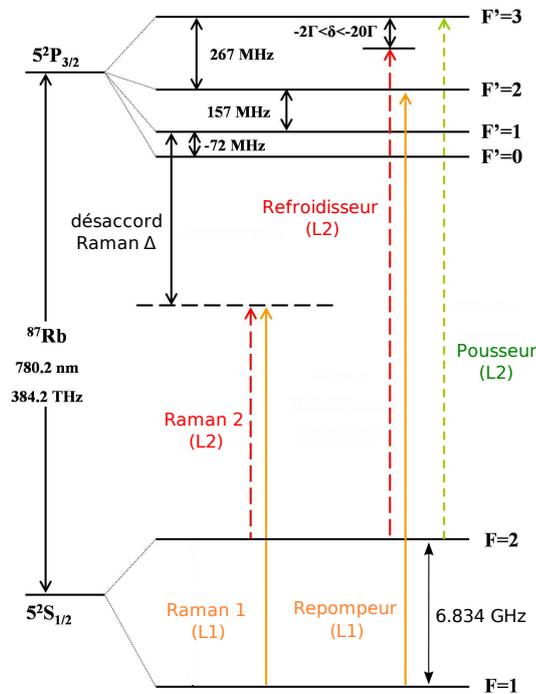


FIGURE 2.5 – Niveaux d'énergie du ^{87}Rb et fréquences optiques nécessaires pour le refroidissement des atomes (refroidisseur et repompeur), pour la préparation de leur état quantique (pousseur) et pour l'interféromètre (Raman 1 et 2).

Puissance : Afin d'assurer un chargement rapide (250 ms) du nuage d'atomes froids, la puissance totale des faisceaux refroidisseur doit être de l'ordre de 100 mW. Lors de la phase d'interférométrie, on souhaite pouvoir réaliser des impulsions Raman suffisamment courtes ($\sim 5 \mu\text{s}$) pour limiter leur sélectivité en vitesse. À cette fin, il faut disposer également d'une puissance totale de l'ordre de 100 mW.

Agilité en fréquence : elle est requise à la fois pour le refroidissement des atomes et la phase d'interrogation.

- Les faisceaux refroidisseurs doivent être désaccordés sur une plage δ de l'ordre de $20\Gamma \approx 2\pi \times 120$ MHz lors de la phase de refroidissement en mélasse optique.
- La fréquence des faisceaux Raman doit pouvoir varier au cours de l'interféromètre, notamment dans le cas de la mesure d'un champ inertiel \vec{a} suffisamment important pour modifier la condition de résonance entre les impulsions de l'interféromètre ($\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} T > \Omega_{\text{eff}}$). Dans ce cas, la différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2$ entre les deux lasers Raman doit être modifiée pour compenser le désaccord Doppler ω_D et satisfaire la condition de résonance à deux photons (voir chapitre 1.1). Pour un gravimètre à atomes de ^{87}Rb par exemple, une rampe de fréquence de l'ordre de $25 \text{ MHz}\cdot\text{s}^{-1}$ est appliquée durant la phase d'interrogation [Cheinet 06].
- Un saut en fréquence ~ 1 GHz est également nécessaire pour désaccorder les lasers Raman par rapport à la valeur utilisée pour le refroidissement.

Stabilité : la stabilité de puissance est requise pour assurer un nombre constant d'atomes chargés à chaque cycle expérimental ainsi que pour conserver un contraste optimal de l'interféromètre en ne déviant pas des conditions $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi/2$ ou π lors des impulsions Raman. La stabilité de fréquence intervient quant à elle à trois niveaux :

- elle détermine les performances de l'étape de refroidissement en terme de stabilité du nombre d'atomes piégés et de température du nuage avant sélection en vitesse ; pour assurer un bon refroidissement du nuage, les variations de fréquence doivent être faibles devant $\Gamma \approx 3.8 \times 10^7 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$;
- pour limiter le bruit de détection sur la mesure de l'état interne des atomes en sortie de l'interféromètre, les fluctuations de fréquence doivent également être faibles devant Γ sur une échelle de temps correspondant au temps de cycle (~ 300 ms) ;
- comme nous l'avons vu au chapitre 2, la différence de phase des lasers Raman est imprimée sur la fonction d'onde atomique lors des impulsions Raman. Ainsi, la sensibilité de l'interféromètre est directement fonction de la stabilité de la différence de phase des lasers Raman, que nous avons cherché à garder meilleure que 10 mrad par coup.

Solution retenue : Pour satisfaire ce cahier des charges lors d'un fonctionnement à bord de l'Airbus, notre choix s'est tourné vers une technologie utilisant un maximum de composants fibrés moins encombrants et intrinsèquement plus robustes que les éléments optiques en espace libre. Nous tirons profit de la proximité des longueurs d'onde associées aux transitions optiques des atomes que nous utilisons (780 nm pour le ^{87}Rb et 767 nm pour le ^{39}K) et de la moitié des longueurs d'onde correspondant à la bande C en optique fibrée des télécommunications ($1.53 \rightarrow 1.57 \mu\text{m}$, « fenêtre de l'Erbium »).

Une architecture reposant sur des sources télécoms ($\lambda \sim 1.55 \mu\text{m}$) doublées en fréquence a initialement été développée à l'ONERA [Lienhart 07] et a été adaptée pour l'expérience I.C.E. [Stern 09]. Pour le ^{87}Rb , le principe consiste en l'utilisation d'un laser maître à 1560 nm référencé sur une transition atomique et avec lequel vient battre un laser esclave L_2^{1560} dont on peut modifier dynamiquement la fréquence en jouant sur la fréquence du battement maître/esclave à l'aide d'un oscillateur radio-fréquence commandé en tension (VCO). Une modulation électro-optique du laser esclave à 6.8 GHz (écart hyperfin entre les deux niveaux fondamentaux du ^{87}Rb) permet ensuite de générer une raie L_1^{1560} . On réalise alors le doublage de fréquence dans

2.2 Génération des fréquences optiques

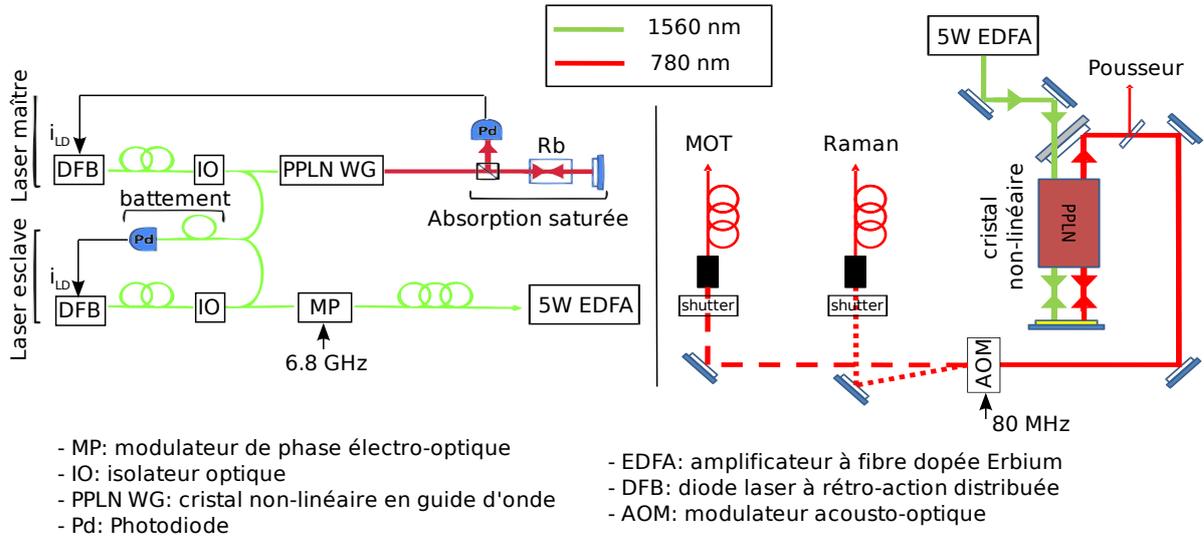


FIGURE 2.6 – Vue synthétique du système laser : à gauche la partie laser fibrée à 1560 nm utilisant des diodes DFB ; à droite le banc de doublage en espace libre. Un cristal non-linéaire en guide d'onde (PPLN WG) génère l'harmonique à 780 nm du laser maître utilisée pour sonder la vapeur de Rubidium et réaliser une spectroscopie par absorption saturée. On asservit alors le laser maître sur une transition atomique grâce à ce signal d'absorption. Une partie de la puissance du laser esclave est prélevée pour l'asservissement par battement sur le laser maître. L'autre partie est envoyée dans le modulateur de phase qui permet de générer une raie latérale d'amplitude variable et de fréquence décalée de 6.8 GHz par rapport à la fréquence du laser esclave. Le faisceau en sortie du modulateur de phase est amplifié à travers l'EDFA 5W et pompe un cristal non-linéaire (PPLN) massif en espace libre. On obtient ainsi les fréquences optiques à 780 nm utilisées pour le refroidissement des atomes (MOT), la préparation de l'état quantique (faisceau pousseur) et les faisceaux Raman.

un cristal non-linéaire pour produire les fréquences optiques L_2^{780} et L_1^{780} utilisées respectivement comme laser refroidisseur/Raman 2 et laser repompeur/Raman 1. À partir de deux diodes laser, on réalise ainsi toutes les fréquences optiques nécessaires pour le refroidissement et la manipulation cohérente des atomes. La figure 2.6 donne une vue synthétique du système. Les sections suivantes présentent les sources laser à 1560 nm et leur performances ainsi que le banc optique en espace libre où est réalisé le doublage de fréquence et les fonctions optiques nécessaires à la séquence expérimentale.

2.2.2 Sources laser à 1560 nm

Dans cette section, nous décrivons plus en détail le système laser à 1560 nm utilisé pour le ^{87}Rb , et ses performances.

Laser maître : Le laser maître est une diode DFB à 1560 nm du fournisseur Fitel délivrant une puissance de 40 mW et présentant une largeur de raie à mi-hauteur (FWHM) spécifiée à 1 MHz. La stabilité long terme de ce laser est obtenue grâce à un asservissement utilisant un signal de spectroscopie par absorption saturée [SAS 11] sur le croisement des transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 3 \rightarrow F' = 4$ associées à la raie D_2 du ^{85}Rb . Pour réaliser cette

spectroscopie, nous devons disposer de lumière à 780 nm venant sonder la vapeur de ^{85}Rb . Pour cela, nous prélevons une partie de la puissance du laser maître que nous doublons en fréquence au moyen d'un cristal de PPLN en guide d'onde chauffé à 53 °C, pigtailé en entrée et fournissant environ 300 μW de lumière à 780 nm en espace libre. Le courant de la diode est modulé à 15 kHz et une détection synchrone du signal d'absorption permet d'en extraire le signal d'erreur. Celui-ci est amplifié et intégré et vient contre-réagir sur le courant i_{LD} de la diode. La régulation de la température du laser est assurée par un contrôleur commercial Thorlabs.

Le montage optique pour l'absorption saturée est la seule partie du système en espace libre et s'est avéré critique lors de la campagne d'octobre 2009. Au matin de deux vols consécutifs, le signal d'absorption était trop faible pour permettre à la boucle d'asservissement d'opérer correctement, rendant impossible la stabilisation du laser maître. L'après-midi, après l'atterrissage, le niveau du signal redevenait nominal. Au retour de la campagne, il s'est avéré que le faisceau de lumière à 780 nm n'était plus bien centré sur la photodiode utilisée pour l'asservissement. Nous avons pu reproduire l'effet observé à Bordeaux en plaçant l'expérience durant une nuit au froid (5 °C). Après une nuit au froid, des effets thermiques dans le cristal désalignent légèrement le faisceau qui arrive sur le bord de la photodiode, d'où une atténuation du signal. Le problème disparaît lorsque l'on chauffe très fort le cristal (au delà de 70 °C pendant une dizaine de secondes) puis que l'on revient au point de fonctionnement nominal (53 °C), ce que nous avons effectué lors du troisième jour de vol. Un réalignement a donc été nécessaire pour s'affranchir de ce problème. La conclusion de cette anecdote est qu'une attention particulière doit être apportée à la partie de système optique en espace libre. Les composants fibrés ont au contraire été fiables lors des différentes campagnes de vols.

Laser esclave : La diode esclave (raie L_2^{1560}) est asservie par battement sur le laser maître, par une comparaison de la fréquence de battement des deux lasers avec celle issue d'un oscillateur commandé en tension (VCO). L'agilité en fréquence est assurée en variant la commande de tension du VCO pour modifier la fréquence du battement. Nous avons repris l'architecture développée à l'ONERA et dont la description détaillée peut être trouvée page 170 dans la thèse de Fabien Lienhart [Lienhart 07] et page 47 dans celle d'Olivier Carraz [Carraz 09a]. Le montage permet de réaliser un saut en fréquence jusqu'à 470 MHz en 3 ms, ce qui correspond à un saut de 940 MHz à 780 nm. L'amplitude maximale du saut est limitée par la plage de linéarité du VCO utilisé pour l'asservissement par battement. Le désaccord Raman Δ étant défini relativement au premier niveau excité couplé par la transition Raman ($F' = 1$), notre dynamique de 940 MHz nous permet de réaliser un désaccord maximal de 530 MHz, relativement faible en comparaison d'autres expériences d'interférométrie atomique [Cheinet 06, Kasevich 91a] et qui impliquera une émission spontanée non négligeable ($\sim 5\%$) lors des impulsions Raman. Enfin, nous avons mesuré au laboratoire la largeur de raie du laser esclave asservi sur le laser maître en utilisant un peigne de fréquences optiques à 1560 nm (la largeur de chaque raie du peigne étant d'environ 1 Hz). Nous déterminons une largeur à mi-hauteur de 1 MHz à 1560 nm (FWHM).

La stabilité de fréquence absolue des lasers Raman (i.e. du laser esclave dans notre expérience) n'impacte pas au premier ordre la sensibilité de l'interféromètre atomique, seule la différence de fréquence entre les deux lasers étant essentielle. Cependant, toute fluctuation de fréquence du laser esclave sur une durée plus courte que le délai $t_d = 2L/c \sim 1$ ns associé à la rétro-réflexion des lasers Raman est imprimée sur l'onde atomique diffractée et contribue à la phase de l'interféromètre. Ainsi, atteindre un niveau de bruit de phase interférométrique

2.2 Génération des fréquences optiques

inférieure à 10 mrad par coup impose une contrainte supplémentaire sur la stabilité de la référence optique, et cette source de bruit a été étudiée dans [Le Gouët 07]. En utilisant la fonction de sensibilité de l'interféromètre et dans le cas d'un bruit blanc de fréquence S_ν^0 du laser, la variance des fluctuations de phase interférométrique est donnée par [Le Gouët 08] $\sigma_\Phi^2 = \pi^4 t_d^2 S_\nu^0 / \tau_{\pi/2}$. Assurer $\sigma_\Phi < 10$ mrad requiert alors un niveau de bruit blanc inférieur à 2 kHz/ $\sqrt{\text{Hz}}$, correspondant au niveau de bruit de fréquence du laser esclave que nous avons mesuré au laboratoire. Nous n'avons donc pas étudié cet effet plus en détail dans le cadre de ma thèse.

Modulation du laser esclave : Nous générons la raie repompeur/Raman 1 en modulant en phase le laser esclave au moyen d'un modulateur électro-optique Photline MPX-LN alimenté par un signal sinusoïdal micro-onde de pulsation ajustable autour de $G \approx 2\pi \times 6.8$ GHz (écart hyperfin de l'état $5S_{1/2}$ du ^{87}Rb). En sortie du modulateur, nous disposons de la porteuse L_2^{1560} et de la bande latérale L_1^{1560} , que nous utiliserons pour réaliser les lasers Raman et de refroidissement. En sortie du modulateur est également présente une bande latérale parasite L_{par}^{1560} d'amplitude égale à celle de L_1^{1560} et dont la fréquence est de 6.8 GHz inférieure à celle de la porteuse. Après le doublage de fréquence, cette raie risque d'engendrer un interféromètre parasite caractérisé par un désaccord Raman $\Delta' = \Delta + G \sim 7$ GHz et peut limiter les performances de l'accéléromètre atomique [Carraz 09a]. Nous traitons du problème de l'influence de cette raie parasite à la fin du prochain paragraphe.

2.2.3 Doublage de fréquence et banc espace libre

Objectif : À partir des fréquences L_i^{1560} ($i = 1, 2$), la suite du système optique doit réaliser les fonctions suivantes :

- génération de seconde harmonique pour obtenir les L_i^{780}
- création d'impulsions Raman de courte durée ($\sim 5 \mu\text{s}$)
- extinction totale des faisceaux lumineux (supérieure à 60 dB)
- injection dans des fibres optiques pour acheminer la lumière vers la chambre de science.

Étant donné ce cahier des charges, aucune solution entièrement fibrée n'existe à l'heure actuelle, à notre connaissance. Certains cristaux en guide d'onde ont été testés au laboratoire [Battelier 10] et permettent d'obtenir de bons rendements de conversion, mais leurs performances en terme de stabilité à haute puissance (> 300 mW à 780 nm) restent à caractériser. Au delà du doublage de fréquence, l'enjeu principal consiste à obtenir un composant fibré à maintien de polarisation à 780 nm permettant de réaliser de courtes impulsions ($\sim 5 \mu\text{s}$) et assurant une extinction supérieure à 60 dB. Au cours de ma thèse, aucun fabricant n'a été en mesure de nous proposer ce type de composant et nous avons donc opté pour une solution en espace libre.

Doublage de fréquence : Dans un premier temps, le faisceau à 1560 nm issu d'un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) du fournisseur KEOPSYS délivrant jusqu'à 5W de puissance est injecté dans un cristal massif de niobate de Lithium périodiquement retourné (PPLN) de dimensions $40 \times 0.5 \times 5$ mm³ et maintenu à une température d'environ 106°C. Afin d'optimiser le rapport rendement/compacité du système, un double passage est effectué dans le cristal (voir figure 2.8). Après le premier passage, les faisceaux à 1560 nm et 780 nm sont réfléchis sur un miroir sphérique en or qui les refocalise pour le second passage. Afin d'optimiser le rendement de conversion, l'onde de pompe et la seconde harmonique doivent être en phase lors du second

passage. Il est donc nécessaire de corriger la différence de marche introduite par la propagation dans l'air entre l'aller et le retour, ainsi que par les défauts présents en surface du cristal. À cette fin, nous introduisons entre le cristal et le miroir en or une lame de verre inclinée dont on ajuste l'orientation [Imeshev 98]. Après le second passage, un miroir dichroïque permet d'extraire la lumière à 780 nm pour la suite du banc. Pour une puissance de pompe d'environ 5W, nous obtenons 400 mW de lumière à 780 nm. La figure 2.7 montre la courbe d'accord de phase obtenue en variant la longueur d'onde de la diode esclave et pour une température du cristal de 106.5°C. Nous définissons la plage d'accordabilité en fréquence comme la largeur à mi-hauteur (FWHM) de cette courbe ; elle est égale à 18 GHz (à 1560 nm) dans notre configuration.

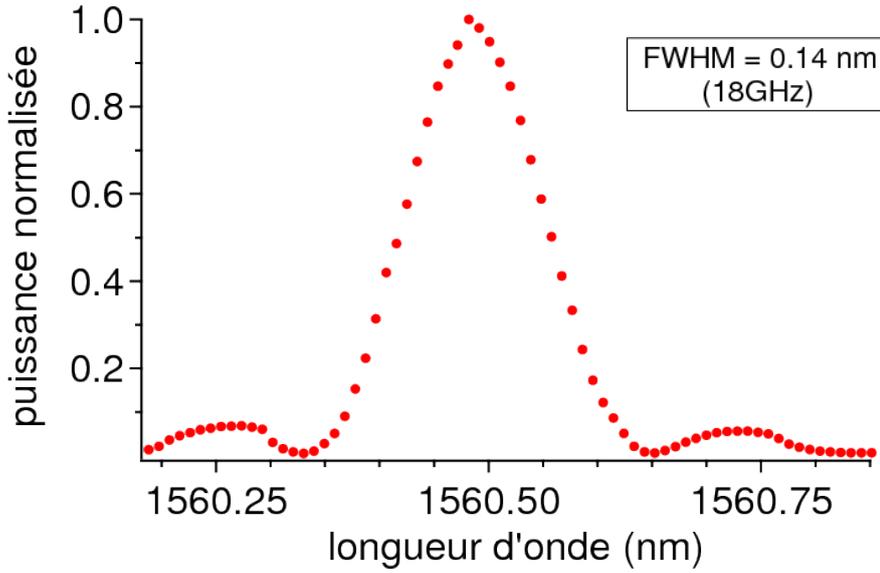


FIGURE 2.7 – Courbe d'accord de phase du doublage de fréquence en configuration double passage, le cristal étant thermostaté à 106.5 °C. Les points représentent les données expérimentales obtenues en variant la longueur d'onde du laser esclave L_2^{1560} . La courbe d'accord de phase est la transformée de Fourier de la distribution spatiale du coefficient non-linéaire du matériau, et sa largeur est donc inversement proportionnelle à la taille du cristal (le cristal en double passage ayant une longueur effective deux fois plus grande qu'en simple passage).

Raie parasite : on peut tirer profit de la largeur finie de la courbe d'accord de phase pour atténuer l'amplitude de la bande latérale parasite générée lors de la modulation de phase. En jouant sur la température du cristal (i.e. sur sa dispersion) sur une plage d'environ 1 °C, on peut fixer l'accord de phase $\Delta k = k_1^{780} - (k_1^{1560} + k_2^{1560}) = 0$ pour maximiser l'efficacité du processus de somme de fréquence $\omega_2^{1560} + \omega_1^{1560} \rightarrow \omega_1^{780} = \omega_2^{780} + G$ générant le laser utile L_1^{780} . La condition d'accord de phase n'est alors plus vérifiée pour le processus $\omega_2^{1560} + \omega_{\text{par}}^{1560} \rightarrow \omega_{\text{par}}^{780} = \omega_2^{780} - G$ conduisant à l'apparition de la raie parasite L_{par}^{780} . Le désaccord de phase associé s'écrit $\Delta k_{\text{par}} \approx 2n^{1560}G/c$, où $n^{1560} \approx 2.15$ est l'indice de réfraction du cristal, et correspond à un désaccord en fréquence de $2G/2\pi \approx 13.6$ GHz. L'écart en fréquence entre le maximum de la courbe d'accord de phase et son premier zéro étant d'environ 18GHz, il est possible d'atténuer significativement la raie parasite dans cette configuration. En revanche, l'efficacité du processus $\omega_2^{1560} + \omega_1^{1560} \rightarrow \omega_2^{780}$ (généralant la raie L_2^{780}) n'est plus maximale, car cette conversion s'effectue

2.2 Génération des fréquences optiques

avec un désaccord de phase $\Delta k \approx n^{1560}G/c$ d'environ 6.8 GHz. Cette opération se traduit alors en pratique par une diminution de la puissance en sortie du banc.

La raie parasite pourrait être modélisée en introduisant un couplage $\Omega'_{\text{eff}} = \Omega_{\text{eff}} \times \Delta / (\Delta + G)$ dans l'Hamiltonien effectif décrivant les transitions Raman (voir section 1.1), et en considérant des états d'impulsion supplémentaires $|p + \hbar k_{\text{eff}} \pm \Delta p\rangle$, où $\Delta p = 4\pi\hbar G/c$ représente la différence d'impulsion communiquée à l'atome lors de la transition utilisant la raie parasite par rapport à la transition utilisant la raie utile [Lienhart 07, Carraz 09a]. Dans notre expérience, $\Omega'_{\text{eff}}/\Omega_{\text{eff}} < 0.1$ et un calcul qualitatif montre que le pourcentage d'atomes transférés dans les ordres de diffraction parasites sera de l'ordre de 1% lors d'un pulse $\pi/2$. Au cours de ma thèse, nous avons donc négligé l'influence de la raie parasite à 6.8 GHz sur les performances de l'accéléromètre. Nous avons ainsi cherché à maximiser systématiquement l'efficacité de doublage sur le banc, sans prêter une attention particulière à la position des fréquences optiques par rapport au centre de la courbe d'accord de phase.

Autres fonctions du banc espace libre : À l'issue du processus de doublage, nous prélevons une partie ($\sim 5\%$) de la lumière pour le faisceau pousseur à l'aide d'une lame de verre. Pour réaliser les impulsions Raman, nous utilisons l'ordre -1 diffracté par un modulateur acousto-optique (AOM) alimenté par un signal à 80 MHz. L'utilisation de l'ordre -1 nous permet d'augmenter légèrement le désaccord Raman maximal pour le porter à $\Delta/2\pi = 530 + 80 = 610$ MHz. La fin du banc consiste essentiellement à faire passer le faisceau dans les obturateurs mécaniques et à injecter les coupleurs de fibres pour obtenir un maximum de puissance en sortie. Nous obtenons typiquement 120 mW de puissance utile en sortie des voies MOT et Raman. La difficulté principale consiste à réaliser un montage compact et très robuste aux vibrations et aux contraintes mécaniques, tout en gardant un contrôle de l'orientation des faisceaux pour des réalignements éventuels. Outre l'alignement du banc, une partie importante de notre travail a consisté en la conception des pièces mécaniques² et opto-mécaniques et leur intégration sur le bâti expérimental.

La figure 2.8 présente une photographie du banc optique complet. Plus de détails peuvent être trouvés dans le mémoire de master de Vincent Ménoret [Ménoret 09].

2.2.4 Agilité et stabilité de la référence de fréquence à 6.8 GHz

Agilité : Au cours de la séquence expérimentale, la fréquence du laser repompeur et la différence de fréquence et/ou de phase des lasers Raman doivent être modifiées. Lors de la phase de mélasse optique, nous devons essentiellement maintenir le laser repompeur à résonance sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$ tandis que la fréquence du laser esclave est balayée d'environ 80 MHz (13Γ) vers le rouge de la transition de refroidissement. Nous utilisons également les faisceaux MOT pour détecter l'état des atomes en sortie de l'interféromètre (voir section 2.5) et devons pour cela ajuster l'amplitude et la fréquence du laser repompeur pour optimiser le rapport signal sur bruit de détection. Lors de la séquence d'interférométrie, nous souhaitons pouvoir modifier la différence de fréquence des lasers Raman afin

- d'effectuer la sélection en vitesse à une valeur donnée de vitesse de groupe des atomes (voir section 1.3);
- de réaliser une rampe de fréquence pour compenser l'effet Doppler engendré par l'effet inertiel à mesurer (cas d'un gravimètre par exemple);

2. Nous avons grandement bénéficié des conseils d'André Guilbaud pour le choix des matériaux et la conception de la plaque soutenant l'ensemble des éléments optiques.

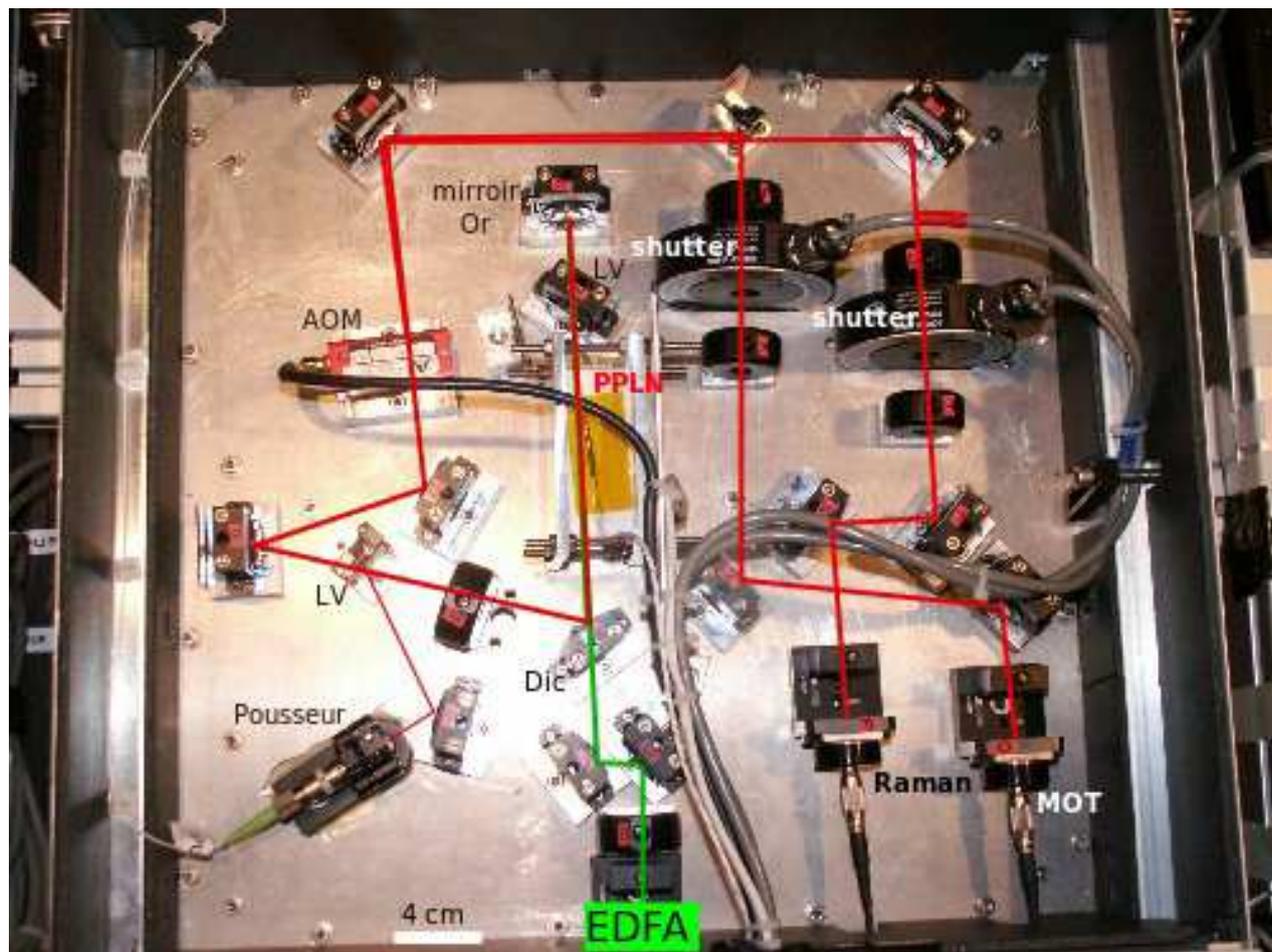


FIGURE 2.8 – Photographie du banc espace libre. Le trait vert (resp. rouge) représente le faisceau à 1560 nm (resp. 780 nm) en sortie de l'EDFA. Le cristal de PPLN est traversé à l'aller et au retour par la pompe (1560 nm, 5W) et réalise le doublage de fréquence. Un miroir dichroïque (Dic) permet de transmettre la pompe et de réfléchir la seconde harmonique à 780 nm. La première lame de verre (LV) permet d'optimiser l'accord de phase, la seconde extrait environ 5% de la lumière à 780 nm pour injecter le collimateur correspondant au faisceau pousseur. Le modulateur acousto-optique (AOM) permet d'obtenir des impulsions Raman de courtes durées (jusqu'à 1 μ s). Les obturateurs mécaniques (shutter) permettent d'obtenir une extinction totale des faisceaux. La hauteur du faisceau est de 27 mm et toutes les optiques ont un diamètre 1/2 pouce (12.4 mm). Les montures ultra-stables pour les miroirs sont du type New Focus 9810-5-K.

- d'obtenir un saut de phase entre les deux dernières impulsions de l'interféromètre pour balayer les franges d'interférence.

En pratique, deux de ces opérations sont nécessaires au cours d'un cycle expérimental.

Stabilité : La stabilité de l'accéléromètre atomique est notamment fonction de la stabilité de la différence de fréquence entre les deux lasers Raman et donc directement dépendante de la stabilité de la référence de fréquence à 6.8 GHz. Les fréquences micro-onde sont générées à partir d'un oscillateur à quartz très stable, analogue à celui utilisé dans le cadre du projet PHA-

2.2 Génération des fréquences optiques

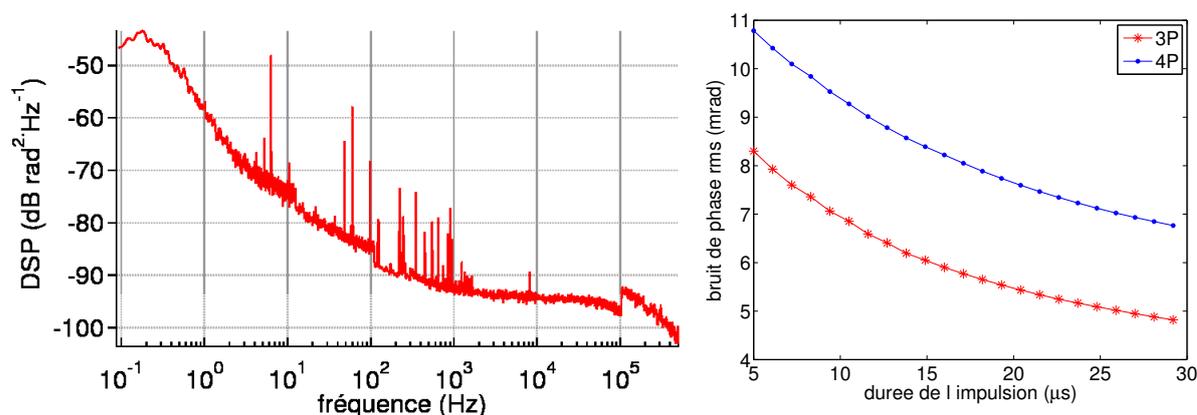


FIGURE 2.9 – Gauche : Densité spectrale de puissance de bruit de phase à 6.8 GHz du quartz utilisé pour réaliser notre référence micro-onde. Ce spectre a été mesuré à l’Observatoire de Paris en février 2009 en comparant notre quartz à des oscillateurs ultra-stables asservis en phase sur un maser à Hydrogène du SYRTE. Droite : calcul du bruit de phase interférométrique par coup en fonction de la durée du pulse $\pi/2$, en supposant que la pureté spectrale du quartz est conservée jusqu’à l’interaction des faisceaux Raman avec les atomes. Nous avons effectué le calcul dans le cas d’un interféromètre à 3 impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ avec $T = 10$ ms et d’un interféromètre à 4 impulsions $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ avec $T = 5$ ms.

RAO [Laurent 98], et délivrant un signal de 10 MHz. L’architecture de la chaîne de fréquence transposant ce signal radio-fréquence dans le domaine micro-onde (6.8 GHz) sans dégrader sa stabilité est décrite dans [Stern 09] d’après le projet initialement présenté en détails dans [Nyman 06b]. Le système offre un contrôle indépendant de la fréquence de modulation pour le laser repompeur (autour de 6.6 GHz) et pour le laser laser Raman 1 (autour de 6.8 GHz) à l’aide de deux synthétiseurs de fréquence (DDS) pilotées par ordinateur. Les deux signaux à 6.6 GHz et 6.8 GHz sont finalement recombinaés et amplifiés en amont du modulateur de phase.

La figure 2.9 représente le spectre de bruit de phase à 6.8 GHz de notre source et sa contribution (calculée) au bruit de phase interférométrique, qui est typiquement de 10 mrad rms par mesure pour une durée d’impulsion $\pi/2$ de 5 μ s. Les deux lasers Raman ayant la même polarisation et suivant le même trajet en espace libre et dans la fibre optique jusqu’au point d’interaction avec les atomes, nous faisons dans ce calcul l’hypothèse que la stabilité de leur différence de phase est égale à celle de la référence micro-onde; nous avons vérifié expérimentalement cette approximation en comparant le battement des deux lasers Raman en sortie de fibre optique au signal à 6.8 GHz issue de la référence de fréquence.

2.3 Chambre de science

La chambre à vide a été conçue par Gaël Varoquaux [Varoquaux 08] et nous n’y avons pas apportée de modification majeure lors de ma thèse. Sa structure octogonale en acier inoxydable supporte deux brides CF100 sur lesquelles sont montées deux larges hublots et huit brides CF40 dont sept permettent un accès optique. La huitième bride CF40 accueille la cartouche contenant les dispensers produisant la vapeur d’atomes. Nous utilisons deux pompes : une pompe ionique 25 L/s et une pompe passive à adsorption (getter) permettant de conserver un bon niveau de vide lorsque l’alimentation électrique de l’expérience est éteinte (transport et nuit dans l’avion). La pompe ionique est située à une dizaine de centimètres des atomes et son aimant est source d’une importante inhomogénéité de champ magnétique pouvant engendrer un biais de l’accéléromètre atomique. Pour atténuer le champ magnétique de l’aimant, nous avons conçu un blindage magnétique qui s’intègre à la géométrie de la chambre à vide.

L’ensemble de la structure est fixé sur un nid d’abeille et maintenu par des profilés en aluminium. La figure 2.10 présente un schéma descriptif de la chambre et des accès optiques utilisés et la figure 2.11 en donne une photographie avant la campagne de vols de mars 2010. L’ensemble de la chambre est placée dans un second blindage magnétique de dimension $610 \times 610 \times 490 \text{ mm}^3$ et dont le rôle est d’atténuer le champ magnétique terrestre dont la direction tourne dans le référentiel de l’avion. En l’absence de blindage, le zéro magnétique ne coïnciderait plus à tout instant avec le croisement des faisceaux MOT ce qui engendrerait une dérive du nuage atomique car les forces de pression de radiation exercée par chaque faisceau ne seraient plus égales. Ce phénomène, très marqué lors de la phase d’apesanteur à cause de la rotation importante de l’avion avait été observé lors de la première campagne de vols (mars 2007).

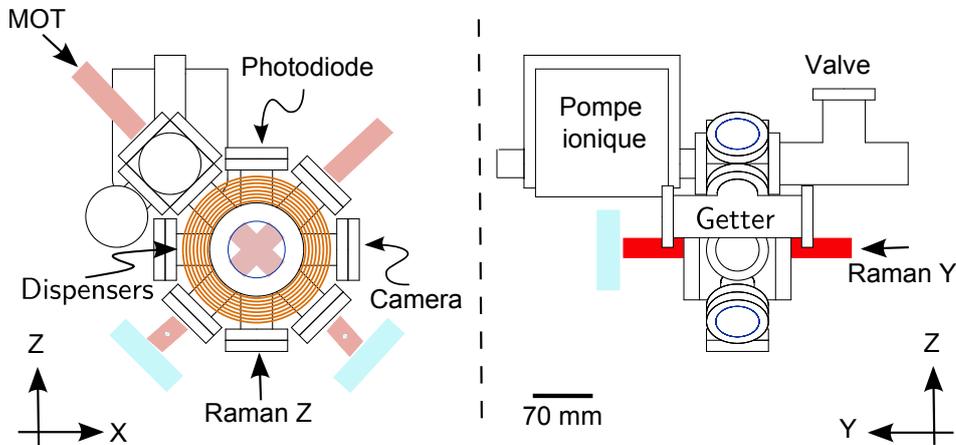


FIGURE 2.10 – Schéma de la chambre de science inspiré de [Varoquaux 08]. Les faisceaux MOT (rouge clair) et Raman (rouge foncé) sont rétro-réfléchis et passent à l’aller et au retour au travers d’une lame quart d’onde monté sur le même support que le miroir de rétro-réflexion (rectangle bleu ciel). La caméra est utilisée pour observer le nuage d’atomes froids et permet un diagnostic rapide, mais n’est pas nécessaire pour la mesure d’accélération. La photodiode pour la détection peut être placée suivant l’axe Z ou Y dans un fonctionnement uni-axe de l’accéléromètre, et suivant Y uniquement dans un fonctionnement double-axe; dans ce cas, nous n’utiliserons pas de caméra. Le faisceau pousseur et le troisième faisceau MOT (situés dans le plan XY) ne sont pas représentés. La bride correspondant au grand hublot central est de type CF 100, les autres brides sont de type CF 40 (diamètre extérieur environ égal à 70 mm).

2.3 Chambre de science

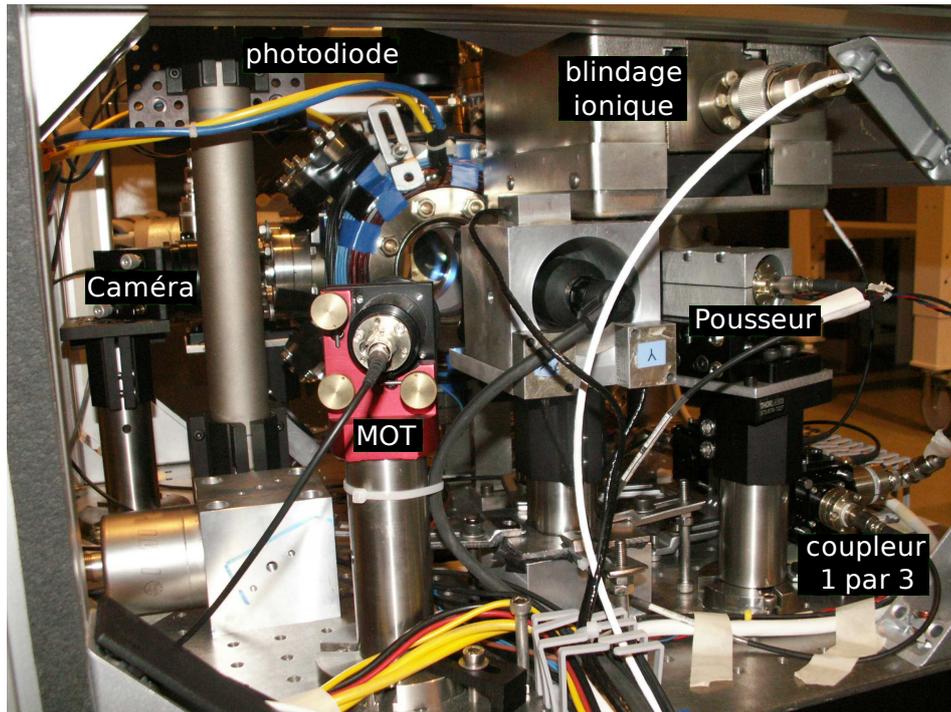


FIGURE 2.11 – Photographie de la chambre de science. On y remarque les coupleurs du troisième faisceau MOT et du faisceau pousseur non représentés dans la figure 2.10. Le bloc en duraluminium situé entre les deux coupleurs accueille la lame quart d’onde et le miroir de rétro-réflexion pour le faisceau raman Y (non visibles), ainsi que des accéléromètres mesurant les signaux d’accélération de l’avion. La lumière provenant de la sortie MOT du banc de doublage est distribuée aux coupleurs MOT par un coupleur 1 par 3 de la société Schäfter-Kirchhoff.

2.4 Source d'atomes froids

2.4.1 Piège magnéto-optique (MOT)

Nous chargeons un piège magnéto-optique [Dalibard 83, Migdall 85, Raab 87] à partir d'une vapeur dégazée par un filament (dispenser) contenant du Rubidium (ou du Potassium) solide. Le dispenser est parcouru par un courant continu i_{disp} de l'ordre de 4 A qui provoque son échauffement et son dégazage. Il existe un compromis entre le nombre d'atomes capturés dans le MOT (qui augmente avec la pression de ^{87}Rb P_{Rb} , i.e. avec i_{disp}) et la diminution du contraste de l'interféromètre engendrée par la perte d'atomes collisionnant avec ceux de la vapeur résiduelle. En écrivant le taux de perte par collision en fonction de la section efficace de collision du ^{87}Rb [Monroe 90] comme

$$\frac{1}{\tau_{\text{col}}} = P_{\text{Rb}} \sigma \sqrt{\frac{3}{mk_{\text{B}}T}}, \quad (2.1)$$

un calcul simple permet d'estimer le niveau de pression $P_{\alpha}(T_{\text{interf}})$ à ne pas dépasser pour conserver $(1 - \alpha) = 95\%$ des atomes après un temps d'interrogation total T_{interf} dans l'interféromètre :

$$P_{\alpha}(T_{\text{interf}}) = \frac{\alpha}{T_{\text{interf}}} \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{mk_{\text{B}}T}{3}}. \quad (2.2)$$

L'application numérique donne $P_{5\%}(100 \text{ ms}) = 3 \times 10^{-9}$ mBar compatible avec un niveau de pression qu'il est encore possible de surveiller simplement à l'aide de la jauge de courant de l'alimentation de notre pompe ionique.

Nous distribuons la lumière issue du banc espace libre au moyen d'un coupleur de fibre $1 \rightarrow 3$ conçu par la société Schäfter-Kirchhoff. Ce type de composant est très robuste aux vibrations et ne nécessite pas de réalignement si l'on ne déconnecte pas la fibre d'entrée. Nous obtenons une efficacité de redistribution, définie comme le rapport de la somme des trois puissances de sortie sur la puissance en entrée, de l'ordre de 60%. En sortie de chacune des trois fibres, le faisceau est collimaté pour obtenir un diamètre à $1/e^2$ de 19.7 mm. En fonctionnement nominal, la puissance de chaque faisceau MOT est d'environ 17 mW et correspond à une intensité au centre de $7 I_{\text{sat}}$, où $I_{\text{sat}} \approx 1.67 \text{ mW/cm}^2$ désigne l'intensité de saturation pour la transition cyclante $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = \pm 3\rangle$ en lumière polarisée σ^{\pm} . Pour réaliser le piège, nous appliquons un gradient de champ magnétique de 9.6 G.cm^{-1} . Dans ces conditions, nous chargeons environ 30×10^6 atomes en 250 ms. Notre taux de chargement est relativement modeste en comparaison des méthodes utilisant un MOT-2D [Cheinet 06] permettant d'obtenir typiquement 10^8 atomes en 50 ms, mais notre système a pour mérite d'être relativement simple (1 dispenser et 3 faisceaux de refroidissement). La conséquence principale de notre faible taux de chargement est l'augmentation du temps mort entre les mesures successives d'accélération.

2.4.2 Mélasse optique

À l'issue de la phase de chargement du MOT, nous entamons une phase de mélasse optique en coupant le gradient de champ magnétique, en diminuant progressivement la puissance laser pour nous placer à $I \sim 0.5 I_{\text{sat}}$, et en augmentant le désaccord du faisceau de refroidissement jusqu'à $\delta = -16\Gamma$ (le faisceau repompeur étant maintenu à résonance). Nous entrons alors dans un régime de refroidissement sub-Doppler [Lett 88] appelé refroidissement Sisyphe. Dans ce régime, la modulation de la polarisation du champ électrique induit une modulation spatiale

2.4 Source d'atomes froids

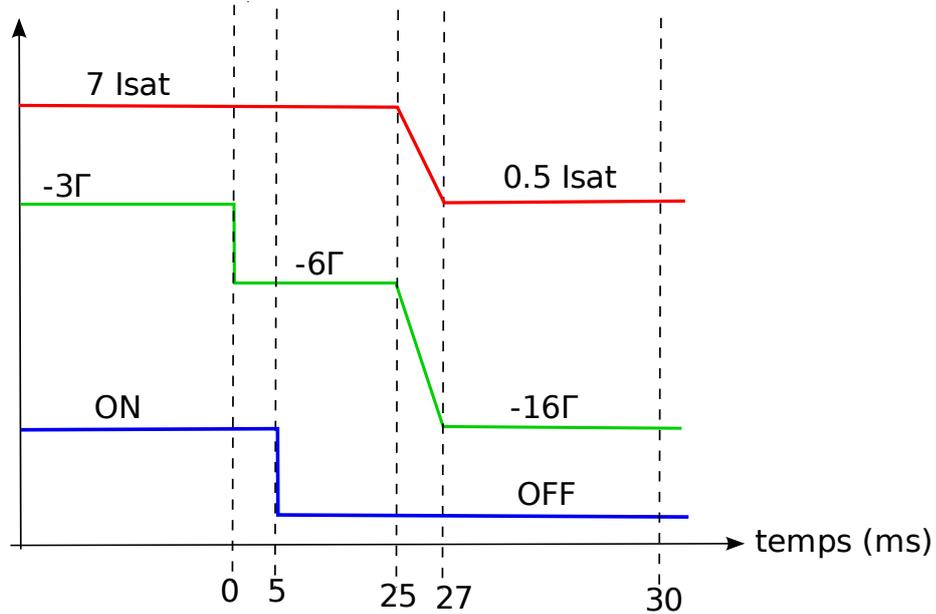


FIGURE 2.12 – Séquence expérimentale correspondant à la phase de mélasse optique. Courbe du haut (rouge) : évolution de l'intensité lumineuse totale (refroidisseur et repompeur) ; milieu (vert) : évolution du désaccord du laser L_2 par rapport à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$; bas (bleu) : gradient de champ magnétique. L'axe de temps n'est volontairement pas à l'échelle. À l'issue de la phase de mélasse, l'intensité laser est rampée à zéro en $500 \mu\text{s}$.

d'énergie des sous-niveaux Zeeman (modulation du déplacement lumineux associé à chaque sous-niveau) corrélée avec une modulation spatiale du taux de pompage optique [Dalibard 89, Dalibard 06]. Ce mécanisme de refroidissement permet d'atteindre des températures de l'ordre de quelques v_r [Salomon 90, Castin 95]. La séquence expérimentale correspondant notre phase de mélasse optique est schématisée en figure 2.12.

Mesure de la température : nous avons utilisé deux méthodes pour déterminer la température et la taille du nuage atomique. Une première mesure en temps de vol à travers une nappe de lumière pour différents temps de chute compris entre 40 et 60 ms nous a fourni une première estimation de ces paramètres : en supposant des profils de densité gaussiens, nous avons déterminé une largeur en vitesse de $7 v_r$ ($17 \mu\text{K}$) et une taille initiale du nuage de 1.3 mm (demi-largeur à $1/e^2$).

Nous avons ensuite systématiquement utilisé les transitions Raman contra-propageantes pour mesurer et optimiser la température des atomes. Comme nous l'avons vu au chapitre 1.1.4, la probabilité de transition est une fonction $P(\delta^{\text{RF}})$ de la différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2 = G + \delta^{\text{RF}}$ entre les deux lasers Raman (équation (1.24)). Elle est donné par le produit de convolution de la distribution en vitesse du nuage (gaussienne d'écart type σ_v) par la transformée de Fourier de l'impulsion Raman de durée τ , dont la largeur en fréquence à mi-hauteur est égale à $1/\tau$. La figure 2.13 présente la spectroscopie des transitions Raman suivant deux directions (Y et Z), à partir de laquelle nous déterminons une température de $9 \mu\text{K}$ ($\sigma_v \approx 5.0 v_r$) pour la direction Y et $7 \mu\text{K}$ ($\sigma_v \approx 4.4 v_r$) pour la direction Z. Ces résultats suggèrent que la taille initiale du nuage était sous-estimée dans la mesure par temps de vol.

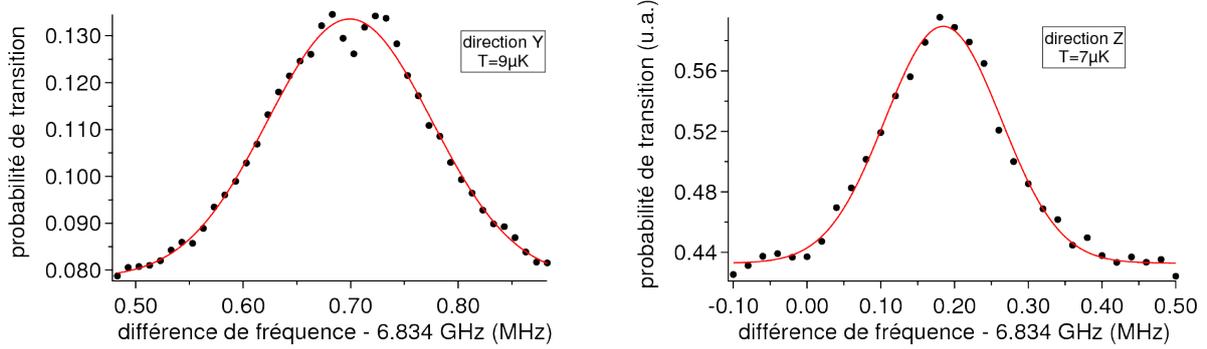


FIGURE 2.13 – Mesure de température du nuage obtenue en appliquant une impulsion de $80 \mu s$ et en balayant la différence de fréquence entre les deux lasers Raman. Les points noirs sont les données expérimentales et le trait rouge est un ajustement gaussien permettant de déterminer la température des atomes. Gauche : mesure suivant la direction Y ; droite : mesure suivant la direction Z.

La mesure de température suivant l'axe Z est réalisée avec un effet Doppler gravitationnel important ($\omega_D \sim 2\pi \times 500$ kHz) et s'effectue dans le régime de simple diffraction. En revanche, la mesure suivant l'axe Y est réalisée en l'absence d'effet Doppler gravitationnel et peut être biaisée par la double diffraction (présentée au chapitre 1.3). On observe en effet dans le profil de la transition le creux de double diffraction en $\delta^{RF} = \omega_R \sim 2\pi \times 15$ kHz dont nous avons expliqué l'origine au paragraphe 1.3.2. Ce creux autour de la classe de vitesse nulle conduit à une surestimation de la température d'autant plus importante que la durée de l'impulsion Raman est courte, i.e. que sa sélectivité en vitesse est faible. Pour une durée d'impulsion de $80 \mu s$, le calcul prédit un biais de 7% sur la mesure de dispersion en vitesse, i.e. de 14% sur la température, qui permet expliquer la différence entre les axes Y et Z aux erreurs de mesure près.

La dispersion en vitesse de notre mélasse optique est environ deux fois plus grande que les meilleures valeurs obtenues dans d'autres groupes d'interférométrie atomique [Le Gouët 08, McGuirk 02]. Un élément d'explication réside dans le déséquilibre des puissances lasers entre les faisceaux MOT engendré par notre configuration rétro-réfléchiée (10% de perte entre aller et retour). Pour équilibrer les forces de pression de radiation, il est nécessaire de déplacer le zéro de champ magnétique par rapport au centre du piège optique en ajustant la valeur des champs magnétiques de compensation. La compensation du déséquilibre des forces est essentiellement effectuée suivant l'axe Z étant donnée la configuration de nos faisceaux MOT (voir figure 2.10). Le point géométrique correspondant au zéro de force lors de la mélasse optique (gradient coupé) étant différent du zéro de force durant le chargement du MOT (gradient allumé), nous commutons la valeur de la compensation Z entre les deux phases pour optimiser la température des atomes, et la commutation brutale peut contribuer à chauffer le nuage. Par ailleurs, nous avons mesuré à l'aide de transitions micro-onde des inhomogénéités du champ magnétique ~ 50 mG/mm au niveau des atomes. Ces inhomogénéités sont dues au magnétisme des éléments dans la chambre de science et des collimateurs, et peuvent empêcher d'atteindre les températures les plus basses.

2.5 Préparation et détection des atomes

Je présente dans cette section l'étude que nous avons menée pour optimiser le rapport signal sur bruit (SNR) de détection et le contraste de l'interféromètre. Dans un premier temps, je décris le dispositif de sélection du sous-niveau Zeeman des atomes et le faisceau pousseur qui permettent d'augmenter le contraste des franges d'interférences. La seconde partie du travail a consisté à trouver une méthode de normalisation permettant de rejeter une partie du bruit technique lors de la détection des atomes en sortie de l'interféromètre, et donc d'augmenter la sensibilité de l'accéléromètre.

2.5.1 Préparation de l'état quantique des atomes

Avant la séquence d'interférométrie, nous présélectionnons les atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ à l'aide d'une transition micro-onde. Nous utilisons un synthétiseur de fréquence à 6.8 GHz fabriqué par la société BHE³ et synchronisé sur le signal à 10 MHz de notre référence micro-onde. Le signal est ensuite amplifié à l'aide d'un amplificateur Minicircuit ZRON-8G+ fournissant 25 dBm de puissance de sortie, et rayonné par une antenne placée en dehors de la chambre à vide à environ 10 cm de atomes. La durée de l'impulsion permettant de maximiser le transfert de $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$ est de 350 μs .

Nous expulsions ensuite les atomes n'ayant pas transité vers $F = 1$ à l'aide d'un faisceau pousseur (blast) consistant en le laser L_2 à résonance sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Le laser pousseur est obtenu en prélevant une faible partie de la puissance optique directement en sortie du doublage de fréquence (voir figure 2.8). Nous réalisons les impulsions à l'aide d'un commutateur fibré MEMS fabriqué par Thorlabs (composant ne maintenant pas la polarisation) et disposons d'environ 0.5 mW en sortie de fibre. Une impulsion de 1 ms nous permet en pratique de pousser les atomes avec une efficacité supérieure à 99.2%. Afin d'éviter de pousser les atomes utiles présents dans $F = 1$, il est important d'atténuer fortement (extinction supérieure à 60 dB) le signal à 6.8 GHz alimentant le modulateur de phase, pour ne pas générer de raie repompeur parasite.

Une dernière étape de sélection consiste à sélectionner une classe de vitesse étroite (de largeur $1 v_r$, typiquement) pour injecter l'interféromètre avec une source d'atomes plus cohérente et ainsi améliorer son contraste. Nous utilisons pour cela une transition Raman contre-propageante sélective en vitesse avec une durée d'impulsion de 40 μs , plus longue que celle des impulsions de l'interféromètre (20 μs au maximum), et poussons ensuite les atomes non-sélectionnés. La séquence complète de préparation de l'état quantique des atomes avant la phase d'interférométrie est schématisée par la figure 2.14.

La phase de préparation occupe un temps $t_{\text{prep}} = 22$ ms de chute libre des atomes et est contrainte essentiellement par le temps de réponse (3 ms) de l'asservissement par battement du laser esclave lors des sauts en fréquence $\Delta_{\text{blast}} = 0 \rightarrow \Delta_{\text{Raman}}^{1560} = 2\pi \times 470$ MHz, et par le temps de réponse des obturateurs mécaniques (~ 1.2 ms). Au laboratoire ou durant les phases 1-g de vol, le temps d'interrogation total $2T$ est limité par la chute des atomes qui échappent à la zone d'interaction avec le laser Raman dirigé suivant l'axe Y et à la zone de détection délimitée par la surface d'intersection des faisceaux MOT. Pour un temps d'interrogation de $2T = 20$ ms, le temps de chute total vaut $t_{\text{prep}} + 2T = 42$ ms et correspond à une distance de chute de 8.8 mm, à comparer avec le rayon à $1/e^2$ d'environ 10 mm de nos faisceaux.

3. Modèle BSVC14-6G5-7G, informations disponibles à l'adresse <http://www.bhe-mw.eu/>.

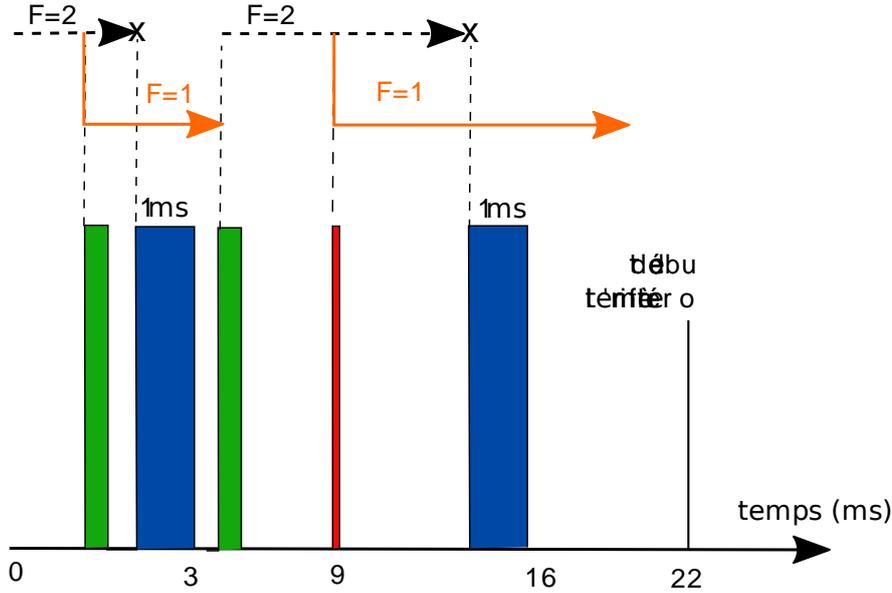


FIGURE 2.14 – Séquence temporelle correspondant à la phase de préparation de l'état quantique. Les rectangles bleus (1 ms) représentent le faisceau pousseur, les rectangles verts (350 μ s) correspondent aux transitions micro-onde pour la sélection du sous-niveau Zeeman, et le rectangle rouge (40 μ s) représente l'impulsion Raman de sélection en vitesse. La durée complète de la phase de sélection est d'environ 22 ms.

2.5.2 Détection

Avant mon arrivée sur l'expérience, le choix de la détection s'était porté sur une collection de la fluorescence des atomes en les illuminant avec les faisceaux MOT. En effet, il avait fallu faire le choix d'une méthode de détection n'utilisant pas une technique par temps de vol [McGuirk 01, Le Gouët 08, Carraz 09a] qui suppose une accélération non nulle et constante, incompatible avec un fonctionnement en micro-gravité. Les atomes ne se déplaçant pas par rapport à la zone de piégeage en 0-g, il était donc naturel de choisir les faisceaux MOT pour économiser des accès optiques. Partant de cette configuration, nous avons testé plusieurs schémas de normalisation pour optimiser le rapport signal sur bruit. Nous présentons dans cette section la solution retenue.

Nous déterminons la probabilité de transition en sortie de l'interféromètre en collectant la fluorescence des atomes à l'aide d'une photodiode soustendant un angle solide de 8.6×10^{-2} sr. Le signal typique de tension en sortie de la photodiode chargée par une résistance de 10 M Ω est représenté figure 2.15. Nous détectons dans un premier temps les atomes dans l'état $F = 2$ en les illuminant avec le laser L_2 porté par les faisceaux MOT et désaccordé de 2Γ vers le rouge de la transition $F' = 3$ (signal fluo₀). Lors de cette phase, les atomes sont dépompés vers $F = 1$ en un temps caractéristique de l'ordre de 500 μ s. Nous détectons ensuite le nombre total d'atomes pendant environ 5 ms en ajoutant le laser repompeur L_1 (signal fluo₁).

Pour optimiser la détection, nous retranchons la contribution provenant de la vapeur résiduelle présente dans l'enceinte (dégazée en permanence par le dispenser) et qui contribue environ pour moitié au signal de fluorescence. Pour cela, nous poussons les atomes préalablement détectés hors de la zone de détection (événement « blast » sur la figure). Nous réalisons

2.5 Préparation et détection des atomes

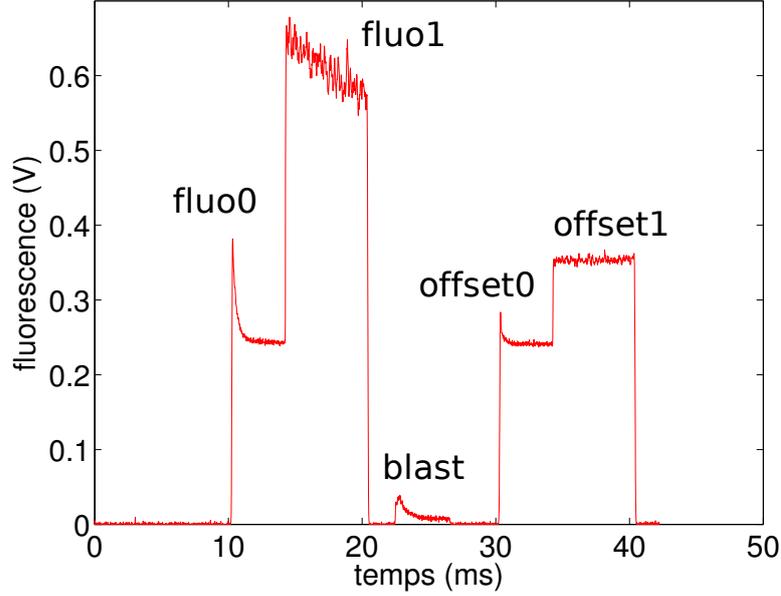


FIGURE 2.15 – Signal temporel de fluorescence collecté par la photodiode. Les creux dans le signal correspondent à des rebonds des obturateurs mécaniques et le signal autour de ces temps morts (mais fixes) n’est pas intégré.

ensuite un second cycle de détection pour détecter la fluorescence résiduelle de $F = 2$ (signal offset_0) et de tous les atomes (signal offset_1). Nous avons ainsi accès aux grandeurs utiles $s = \text{fluo}_0 - \text{offset}_0$ proportionnelle au nombre d’atomes dans $F = 2$ et $s' = \text{fluo}_1 - \text{offset}_1$ proportionnelle au nombre total d’atomes en sortie de l’interféromètre. En notant N_i le nombre d’atomes initialement dans l’état $F = i$ (i.e. avant la détection), on peut modéliser la détection par les relations $s = \alpha N_2$ et $s' = \beta N_2 + \gamma N_1$, où α, β, γ sont des paramètres expérimentaux à déterminer. La probabilité de transition $P = N_2 / (N_1 + N_2)$ en sortie de l’interféromètre se calcule alors partir des signaux s et s' par la formule :

$$P = \frac{s}{\alpha/\gamma s' + (1 - \beta/\gamma)s} \quad (2.3)$$

Les paramètres de la détection étant fixés (puissance de L_1 et L_2 , désaccord, durée d’illumination), nous déterminons les rapports α/β et α/γ pour un courant donné dans les dispensers et différents temps de chute des atomes. Nous disposons alors d’une détection normalisée adaptée à un fonctionnement en 0-g (temps de chute nul) ou sous 1-g (temps de chute fini).

Pour diminuer l’influence du bruit à 50 Hz sur les lasers, nous attendons exactement 20 ms entre le début de la détection de fluo_0 (resp. fluo_1) et de offset_0 (resp. offset_1), et nous synchronisons le début de chaque cycle de mesure sur un front montant du réseau à 50 Hz.

Nous avons mesuré le rapport signal sur bruit (SNR) associé à notre système de détection en réalisant une impulsion micro-onde $\pi/2$ et en enregistrant la variance d’Allan des fluctuations de probabilité de transition. Pour 10^6 atomes détectés, nous obtenons un SNR de 25, assez faible au regard des valeurs (> 200) obtenues dans d’autres groupes [McGuirk 01, Le Gouët 08]. Ceci est explicable d’une part par le choix de la méthode de détection (faisceaux MOT) et par le bruit de fréquence du laser esclave (largeur de raie ~ 2 MHz à 780 nm). La force de notre méthode réside en revanche dans son adaptation à un fonctionnement sous 1-g ou 0-g, et en sa

robustesse aux conditions extérieures dans l'Airbus. Nous verrons en particulier que ce SNR ne s'est pas dégradé à bord de l'avion, et n'a pas été le premier facteur limitant de la sensibilité de l'accéléromètre atomique durant les vols.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les principales contraintes associées à l'expérimentation dans un avion réalisant des vols paraboliques et les choix techniques que nous avons opérés pour la conception des sources laser. J'ai donné les principales caractéristiques de notre source d'atomes froids et exposé brièvement la méthode de détection de l'état des atomes en sortie de l'interféromètre. La table 2.2 rassemble les principaux paramètres expérimentaux qui conditionnent les performances de l'interféromètre à atomes de ^{87}Rb . La figure 2.16 présente une photographie de l'expérience à bord de l'avion dans laquelle on retrouve les principaux éléments décrits dans ce chapitre.

Nous avons cherché à utiliser au maximum les éléments qui étaient déjà présents sur l'expérience au moment de mon arrivée en thèse (septembre 2008), à les caractériser, et à les optimiser pour réaliser les meilleures mesures accélérométriques possibles lors des campagnes de vols. Notre objectif principal a consisté à effectuer une première démonstration du fonctionnement d'un senseur inertiel atomique aéroporté, durant des phases traditionnelles de vol (sous 1-g) et en micro-gravité. Je présente le résultat de ce travail dans le prochain chapitre.

| | |
|---|-------------------------------|
| désaccord Raman | $2\pi \times 610 \text{ MHz}$ |
| puissance des faisceaux Raman | 100 mW |
| bruit de phase relative des lasers Raman pour $T = 10 \text{ ms}$ | $< 10 \text{ mrad}$ |
| nombre d'atomes en sortie de la mélasse optique | 30×10^6 |
| température du nuage (direction Y) | $8 \mu\text{K}$ |
| temps de cycle (T_c) | 300 ms |
| SNR de détection | 25 |
| temps d'interrogation total maximal sous 1-g | 20 ms |
| nombre d'atomes dans l'interféromètre | 10^6 |

TABLE 2.2 – Principaux paramètres expérimentaux pour la réalisation de l'accéléromètre à atomes de ^{87}Rb .



FIGURE 2.16 – Photographie de l'expérience durant une phase d'apesanteur, lors de la campagne de vol d'octobre 2009. Au premier plan à gauche on aperçoit la chambre de science dans son blindage magnétique entouré de mousses protectrices et enlacé de sangles oranges (bâti n° 1). Au second plan à gauche on remarque le banc laser en espace libre (rack noir) sur la partie supérieure du bâti n° 3. Sur la droite, le bâti n° 2 (le plus imposant) regroupant les sources laser à 1560 nm, la référence de fréquence à 6.8 GHz ainsi que les principaux appareils de contrôle de l'expérience.

Interféromètre à atomes de ^{87}Rb

Ce chapitre présente les principaux résultats obtenus avec l'interféromètre à atomes de ^{87}Rb . Dans un premier temps, je décris brièvement les travaux validant le dispositif expérimental présenté au chapitre précédent et permettant la manipulation cohérente des états atomiques dans l'interféromètre. Ces résultats préliminaires ont permis la première démonstration du fonctionnement d'un senseur inertielle à atomes froids aéroporté en octobre 2009. J'analyse ensuite les données enregistrées lors de la campagne de vols paraboliques de mars 2010, et applique les méthodes présentées au chapitre 1.4 pour réaliser la mesure d'accélération et déterminer les performances en vol du capteur. Le fonctionnement du senseur en tant qu'accéléromètre avec une grande dynamique de mesure sera principalement discuté, de même que les limites à la sensibilité de l'instrument. Je montre ensuite l'opération du capteur en micro-gravité et décris une géométrie d'interféromètre à quatre impulsions Raman permettant de rejeter les vibrations basse fréquence de l'avion. La démonstration de cette réjection constitue un étape importante vers une amélioration de la sensibilité du capteur pour le test du principe d'équivalence dans l'avion 0-g ou dans l'espace.

3.1 Résultats préliminaires

3.1.1 Franges de Ramsey à deux photons en micro-gravité

Une étape importante pour la pérennité du projet I.C.E. a été franchie lors de la campagne de vols paraboliques d'octobre 2008, au début de ma thèse. Lors de cette campagne, nous avons réalisé un interféromètre de Ramsey en micro-gravité et éprouvé la robustesse de notre système, notamment celle de la source laser fondée sur la technologie telecom doublé. L'expérience d'interférométrie consistait en une série de deux impulsions Raman co-propageantes $\pi/2$ séparées d'un temps d'interrogation T et permettant d'observer des franges de Ramsey [Ramsey 89]. La séquence expérimentale est analogue à celle effectuée dans les horloges atomiques à la différence près que le couplage entre les deux états hyperfins de l'atome est obtenu, dans notre cas, à l'aide d'une transition Raman, et non d'un photon micro-onde comme il en est le cas dans les horloges (voir par exemple [Santarelli 99] pour une horloge à atomes de Cesium). Nous appellerons donc « franges de Ramsey à deux photons » le résultat des interférences dans cette expérience, pour rappeler que les manipulations cohérentes des états atomiques sont réalisées via une transition à deux photons optiques et non d'un photon micro-onde. Outre la validation du dispositif expérimental, nous avons démontré la possibilité d'augmenter le temps d'interrogation T en 0-g par rapport à la configuration au laboratoire [Stern 09].

La figure 3.1 résume les principaux résultats obtenus durant cette campagne. Les franges de Ramsey à deux photons sont obtenues en réalisant deux impulsions Raman co-propageantes et en balayant la fréquence de l'oscillateur d'interrogation, i.e. la différence de fréquence des lasers Raman dans notre cas. Les faisceaux Raman sont choisis co-propageants afin de rendre

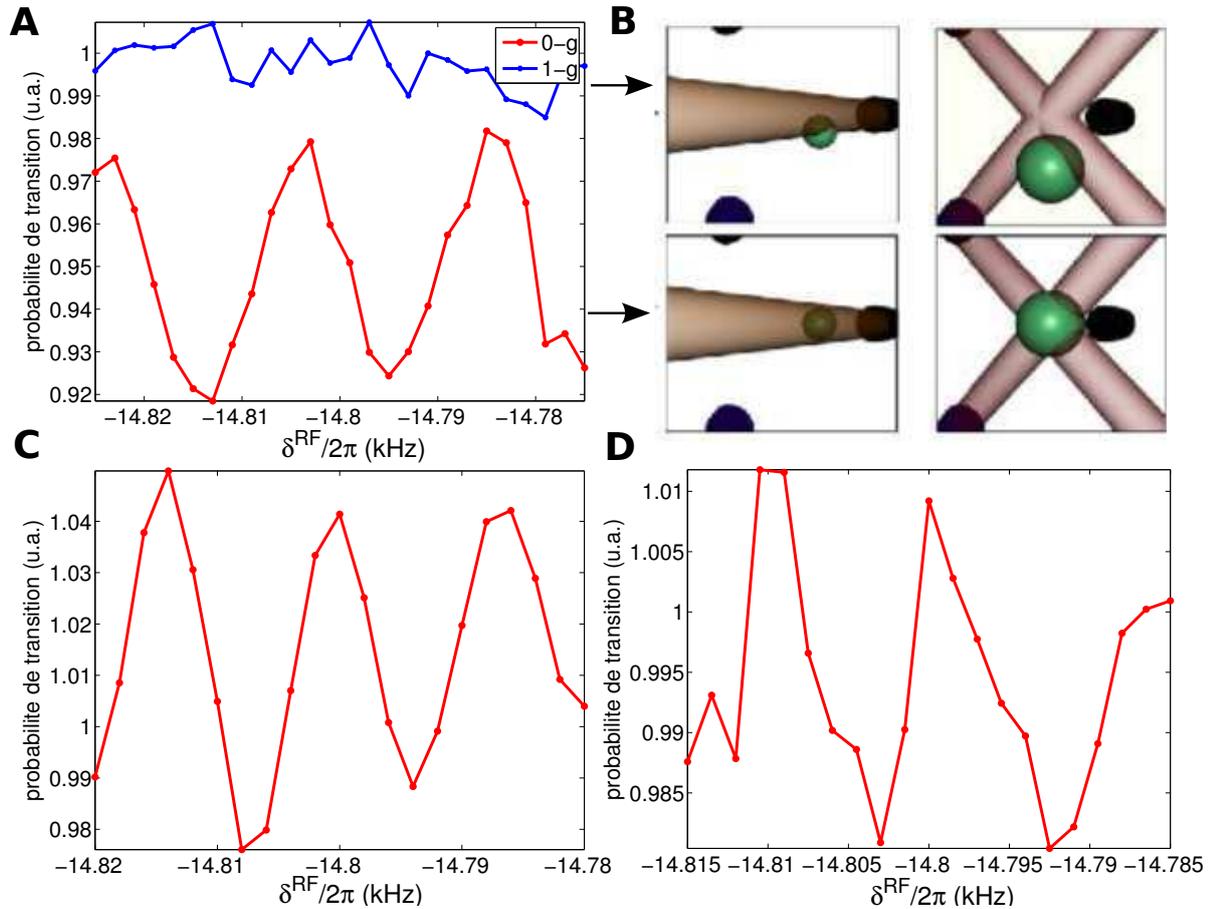


FIGURE 3.1 – Franges de Ramsey à deux photons obtenues en 0-g grâce à une série de deux impulsions Raman co-propageantes séparées d’une durée T . **A**, **B** : Comparaison des franges sous 1-g et en 0-g pour $T = 40$ ms. Sous 1-g, les atomes chutent par rapport au référentiel de l’expérience, et sortent de la zone d’interaction et de détection, d’où une perte du signal de frange. En 0-g, l’expérience est en chute libre avec les atomes et le signal de franges persiste. **C** : $T = 50$ ms. **D** : $T = 75$ ms. Sur ces courbes, les probabilités de transition supérieures à 1 résultent d’une mauvaise normalisation des signaux de fluorescence des atomes.

l’interféromètre insensible aux effets inertiels et tester essentiellement l’agilité en fréquence et la stabilité du système laser. Cette expérience constitue une première étape vers la réalisation d’un senseur inertielle à grand temps d’interrogation en 0-g pour le test du principe d’équivalence. La direction des faisceaux Raman est parallèle à l’axe des ailes de l’avion (axe Y), comme dans toutes les expériences que nous présenterons dans la suite de ce chapitre. Au laboratoire, ou lors des phases 1-g du vol, le temps d’interrogation est limité à environ 25 ms en raison de la chute des atomes par rapport aux faisceaux d’interrogation et de détection, ce qui n’est plus le cas en 0-g (figure 3.1 B). Durant les paraboles, nous avons pu enregistrer des franges d’interférences avec un rapport signal sur bruit acceptable ($\text{SNR} \approx 3$) jusque $T = 75$ ms, ce qui représente une augmentation d’un facteur trois par rapport à la configuration de l’expérience sous 1-g. Ces résultats ($\text{SNR} = 3$, $T = 75$ ms) correspondent à une sensibilité court terme d’environ 7×10^{-10} sur la mesure de l’écart hyperfin $G/2\pi \approx 6.8$ GHz du ^{87}Rb , comparable à

3.1 Résultats préliminaires

celle rapportée pour l'horloge micro-onde à atomes de Césium PHARAO lors de ses premiers tests dans l'avion 0-g [Laurent 98].

En micro-gravité, plusieurs facteurs sont susceptibles de limiter le temps d'interrogation, notamment la température des atomes, les accélérations résiduelles induisant un mouvement relatif des atomes par rapport à la zone d'interaction, ou le bruit de phase de l'oscillateur d'interrogation (la stabilité du quartz à 10 MHz dans notre expérience). Lors de la campagne d'octobre 2008, la température du nuage était relativement élevée, car les atomes interrogés dans l'interféromètre étaient issus directement du piège magnéto-optique sans phase de refroidissement en mélasse (pas de refroidissement sub-Doppler). Leur température était donc limitée à environ $100 \mu K$, qui correspond à une extension transverse du nuage d'environ 1 cm après 75 ms d'expansion et contribue à dégrader notablement le contraste des franges d'interférences. Par ailleurs, des accélérations résiduelles de l'avion $\delta a_x, \delta a_z \approx 10^{-1} \text{ m.s}^{-2}$ suivant un axe orthogonal à la direction des lasers Raman (axe Y) suffisent pour écarter le faisceau Raman du centre du nuage atomique de plusieurs millimètres ($\delta x, \delta z \approx 5 \text{ mm}$ pour $T = 75 \text{ ms}$). La seconde impulsion lumineuse ne réalise alors pas une séparatrice parfaite en raison d'une intensité lumineuse moindre au niveau des atomes. Des fluctuations de l'accélération résiduelle responsable du mouvement relatif des atomes dans le faisceau Raman suffisent donc à altérer le contraste des franges. La stabilité du quartz, spécialement conçu pour ce type d'application et dont le bruit de phase a été mesuré au laboratoire (voir figure 2.9), ne nous apparaît donc pas comme une limite du système. En revanche, nous avons observé un biais d'environ 20Hz sur le signal à 10 MHz du quartz utilisé dans notre référence de fréquence. Ce biais de 2×10^{-6} sur le signal à 10 MHz se traduit par un biais d'environ 15 kHz sur le signal micro-onde utile à 6.8GHz, et est repérable sur les franges d'interférences non centrées $\delta^{\text{RF}} = 0$ dans la figure 3.1. Nous nous sommes assurés au retour de la campagne de vols que le biais observés sur les franges n'était pas imputable à un éventuel déplacement lumineux mais était bien dû à un défaut du quartz, que nous avons donc remplacé.

Après l'observation en mars 2007 des premiers nuages d'atomes froids en 0-g (voir la thèse [Varoquaux 08]), la campagne d'octobre 2008 a donc marqué une progression majeure pour le projet I.C.E. Elle nous a permis de montrer la robustesse et la stabilité d'ensemble du système pour des expériences d'interférométrie atomique embarquées, ainsi qu'une preuve de principe de l'augmentation du temps d'interrogation en 0-g par rapport au laboratoire [Stern 09].

3.1.2 Premières mesures d'accélération au laboratoire

Après la campagne de vols paraboliques d'octobre 2008, nous avons travaillé à la mise en place des transitions Raman contra-propageantes pour réaliser un accéléromètre atomique. Pour caractériser plus facilement le capteur inertiel nous avons choisi dans un premier temps de nous placer hors du régime de faible accélération (décrit au chapitre 1.3) en inclinant l'expérience d'un angle $\theta \approx 8^\circ$ de manière à rendre l'accéléromètre sensible à la projection de \vec{g} sur l'axe des faisceaux Raman (figure 3.2). L'accélération $a_0 = g \sin \theta \approx 1.4 \text{ m.s}^{-2}$ est alors suffisante pour briser la condition de résonance de double diffraction, et permet de réaliser l'interféromètre avec une paire de faisceaux Raman ($+\vec{k}_{\text{eff}}$ par exemple). Nous appliquons une rampe de fréquence $\delta^{\text{RF}} = \alpha t$ sur la différence de fréquence des lasers Raman de manière à compenser l'effet Doppler $\omega_D(t) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}_0 t$ et ainsi maintenir la condition de résonance pour chaque impulsion de l'interféromètre. Pour la paire de faisceaux $+\vec{k}_{\text{eff}}$ correspondant à un désaccord Doppler $\omega_D(t) = -k_{\text{eff}} a_0 t$, le déphasage interférométrique est donné par

$$\Phi = (\alpha + k_{\text{eff}} a_0) T^2, \quad (3.1)$$

et s'annule quelque soit la valeur de T pour $\alpha_0 = -k_{\text{eff}}a_0$, dont la mesure permet de déterminer la valeur absolue de l'accélération dans l'axe des faisceaux Raman.

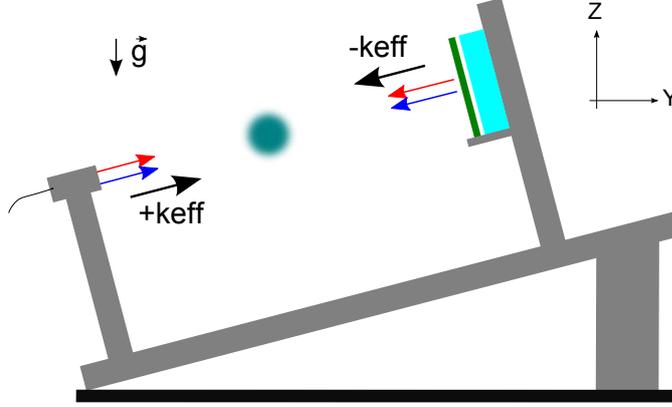


FIGURE 3.2 – Schéma de l'expérience inclinée d'un angle $\theta \approx 8^\circ$ pour lever la dégénérescence entre les transitions $\pm k_{\text{eff}}$.

Les premiers signaux accélérométriques ont été obtenus en août 2009. Dans ces expériences, nous préparons les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ avant leur entrée dans l'interféromètre à l'aide d'une impulsion Raman de durée $40 \mu\text{s}$ sur les atomes issus de la mélasse optique et situés dans $|F = 2, m_F = -2 \rightarrow +2\rangle$ (sélection de vitesse et du sous niveau Zeeman $m_F = 0$ en une étape). La différence de fréquence des lasers Raman lors de la sélection est telle que $\delta_0^{\text{RF}} = -2\pi \times 80 \text{ kHz} \approx -5.3 \omega_R$ et permet de s'écarter de la condition de résonance de double diffraction et d'une transition co-propageante résiduelle¹ qui ne réaliserait pas la sélection de vitesse et dégraderait donc le contraste de l'interféromètre. En partant de l'état $|e\rangle$ ($F = 2$) et en faisant transiter les atomes vers $|f\rangle$ ($F = 1$), on sélectionne les deux classes de vitesse centrées en $v_0 = \pm(\delta_0^{\text{RF}} + \omega_R)/k_{\text{eff}}$ (voir paragraphe 1.3.3). Nous choisissons alors de réaliser l'interféromètre avec l'une des deux paires de faisceaux Raman ($+k_{\text{eff}}$ par exemple) et appliquons la rampe de fréquence adaptée pour maintenir la condition de résonance pour cette paire de faisceaux ($\alpha_0 = -k_{\text{eff}}a_0$). Le faisceau Raman est collimaté avec un diamètre à $1/e^2$ de 20 mm et porte une puissance totale $P \approx P_2 + 2P_1 = 100 \text{ mW}$ (nous notons P_1 la puissance dans la bande latérale utile, i.e. correspondant au laser Raman de fréquence $\omega_1 = \omega_2 + G$; la raie parasite générée par le modulateur de phase et doublée en espace libre apporte également une contribution environ égale à P_1 à la puissance totale, voir chapitre 2.2). Le rapport d'intensité $R = I_2/I_1 \approx 1.7$ est choisi de manière à compenser le déplacement lumineux δ^{AC} pour notre valeur du désaccord Raman, $\Delta = 2\pi \times 610 \text{ MHz}$ (voir annexe A), et la durée de l'impulsion $\pi/2$ est $\tau = 7 \mu\text{s}$.

Pour repérer la frange centrale, nous varions le temps d'interrogation $2T$ et repérons le point correspondant à des interférences destructives pour chaque valeur de $T = 1 \rightarrow 5 \text{ ms}$. Nous vérifions également l'évolution du facteur d'échelle de l'interféromètre avec T^2 en étudiant la variation de l'interfrange $\delta\alpha$ en fonction de $1/T^2$ (figure 3.3A). Avec l'inclinaison $\theta \approx 8^\circ$, la

1. Dans notre expérience, la polarisation des faisceaux Raman est du type $\text{lin} \perp \text{lin}$, i.e. linéaire en sortie du collimateur Raman, et linéaire tournée de $\pi/2$ après rétro-réflexion et double passage dans la lame quart d'onde. Dans cette configuration, le couplage Raman par transition co-propageante est théoriquement nul [Lienhart 07]. En pratique, tout défaut de polarisation en sortie du collimateur Raman, toute imperfection de la lame quart d'onde, ou tout désalignement du faisceau Raman par rapport à la direction du champ magnétique introduisent une probabilité de transition co-propageante de l'ordre de 1%.

3.1 Résultats préliminaires

frange centrale est donnée par la valeur de la rampe $\alpha_0/2\pi \approx -3.66 \text{ MHz.s}^{-1}$. L'incertitude statistique sur cette mesure est donnée par l'écart type sur l'ajustement des franges par une sinusoïde, et vaut environ 0.05 MHz.s^{-1} pour $T = 5 \text{ ms}$. Dans cette configuration, la sensibilité est limitée d'une part par la chute des atomes qui sortent des faisceaux Raman et de détection (voir paragraphe 2.5), et d'autre part par les vibrations, le bâti expérimental étant en contact direct avec le sol.

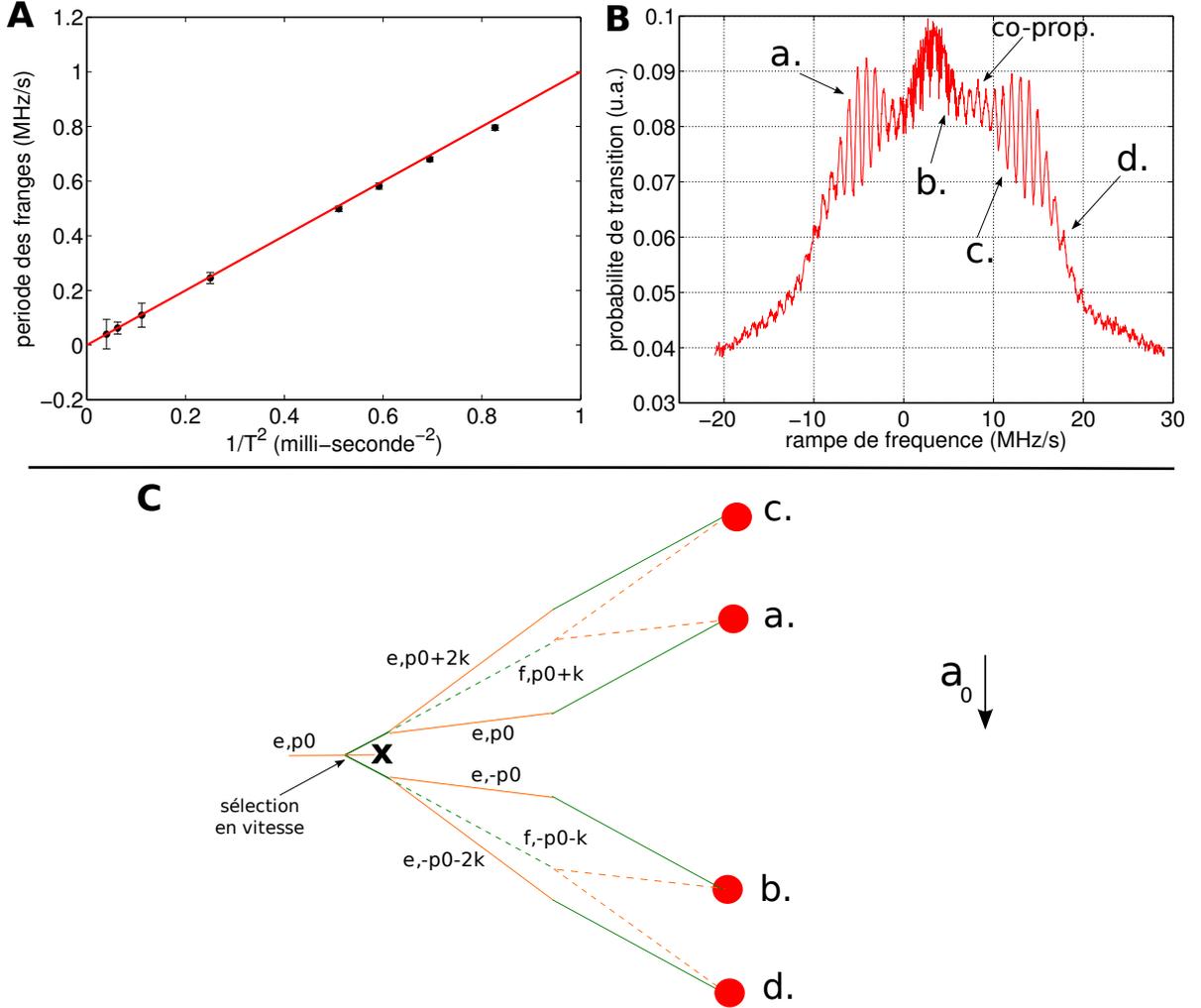


FIGURE 3.3 – **A** : étude du facteur d'échelle de l'accéléromètre atomique utilisant la paire de faisceaux Raman $+\vec{k}_{\text{eff}}$, autour de la frange centrale correspondant à $\alpha_0/2\pi \approx -3.66 \text{ MHz.s}^{-1}$. Les franges d'interférences sont obtenues pour différentes valeurs de $T = 1 - 5 \text{ ms}$ en balayant la rampe de fréquence autour de α_0 , et ajustées par une sinusoïde pour en extraire la période $\delta\alpha$. La droite rouge représente la première bissectrice d'équation $\delta\alpha = 1/T^2$. **B** : Interférogramme complet obtenu en balayant la rampe de fréquence $\alpha/2\pi$ à partir de l'impulsion de sélection en vitesse centrée en $\delta_0^{\text{RF}} = -2\pi \times 80 \text{ kHz}$, pour un temps d'interrogation $T = 1 \text{ ms}$. **C** : Schéma des différents chemins possibles.

Analyse de l'interférogramme complet. La figure 3.3 **B** montre un exemple d'interférogramme pour $T = 1$ ms obtenu après une nuit de moyennage en balayant la rampe de fréquence $\alpha/2\pi$ à partir de l'impulsion de sélection en vitesse en $\delta_0^{\text{RF}} = -2\pi \times 80$ kHz. La durée entre l'impulsion de sélection et le début de l'interféromètre est $t_{\text{prep}} = 13$ ms. L'enveloppe gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\alpha \approx 20$ MHz.s $^{-1}$ correspond au transfert Raman d'une fraction d'atomes parasites dépompés dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$ par le faisceau pousseur après sélection en vitesse (ce faisceau n'était pas encore optimisé à cette époque – août 2009). Cette enveloppe correspond à une dispersion en vitesse des atomes dépompés d'écart type égal à $\Delta\alpha(t_{\text{prep}} + 2T)/k_{\text{eff}} \approx 8v_r$. On distingue trois jeux de franges d'interférences sur la figure, correspondant à des atomes sélectionnés par une paire de faisceaux Raman et interrogés par la même paire ou une paire de vecteur \vec{k}_{eff} opposé. Les différentes configurations d'interféromètres sont représentées sur la figure 3.3 **C**.

- Le premier jeu de franges autour de -3.66 MHz.s $^{-1}$ correspond à des atomes sélectionnés et interrogés par la paire de faisceaux $+\vec{k}_{\text{eff}}$. La rampe de fréquence est ici uniquement utilisée pour compenser l'effet Doppler dû à l'accélération \vec{a}_0 durant la chute.
- Le second jeu de franges pour $\alpha/2\pi \approx 2 \rightarrow 8$ MHz.s $^{-1}$ traduit l'enchevêtrement de deux interférogrammes : celui correspondant aux atomes sélectionnés et interrogés par $-\vec{k}_{\text{eff}}$ (frange centrale pour $+3.66$ MHz.s $^{-1}$), et celui associé à des atomes sélectionnés par $\pm\vec{k}_{\text{eff}}$ en δ_0^{RF} et pour lesquels la condition de résonance pour une transition co-propageante est vérifiée au moment des impulsions de l'interféromètre (la rampe α_{co} permettant de revenir à résonance avec la transition co-propageante correspond à $\alpha_{\text{co}}t_{\text{prep}} = -\delta_0^{\text{RF}}$, et vaut environ 6.1 MHz.s $^{-1}$).
- Le troisième jeu de franges autour de $\alpha/2\pi \approx 11$ MHz.s $^{-1}$ est associé à des atomes sélectionnés par une paire de faisceaux et interrogés par la paire opposée lors de l'interféromètre. Plus précisément, il correspond aux atomes dans l'état $|f, p_0 + k_{\text{eff}}\rangle$ après la sélection en vitesse, et diffractés vers $|e, p_0 + 2k_{\text{eff}}\rangle$ lors de l'impulsion $\pi/2$ de l'interféromètre (voir figure **C**). La rampe à appliquer doit dans ce cas permettre de revenir à résonance au moment de la première impulsion de l'interféromètre, mais ne permet pas de compenser les variations du désaccord Doppler dû à \vec{a}_0 sur la durée de l'interféromètre. L'accélération a_0 étant relativement faible (par rapport à g) et la durée de l'interféromètre n'étant que d'une milli-seconde, l'erreur de pente a une influence assez faible et ne modifie pas significativement la condition de résonance sur la durée de l'interféromètre.
- Un dernier jeux de franges autour de $\alpha/2\pi \approx 18$ MHz.s $^{-1}$ et dont seul une partie est visible sur la courbe est associé aux atomes dans l'état $|f, -p_0 - k_{\text{eff}}\rangle$ après la sélection en vitesse, et diffractés vers $|e, -p_0 - 2k_{\text{eff}}\rangle$ lors de l'impulsion $\pi/2$ de l'interféromètre. Dans cette configuration, la pente à appliquer pour revenir à résonance pour les impulsions de l'interféromètre est du même signe que celle à appliquer pour compenser l'effet Doppler dû à \vec{a}_0 . L'erreur de pente lorsque $\alpha/2\pi > 18$ MHz.s $^{-1}$ est ainsi beaucoup plus critique que dans la situation précédente d'où une diminution rapide du contraste. Le reliquat de franges associées à cette configuration est visible pour les pentes légèrement inférieures à 18 MHz.s $^{-1}$.

Conclusion. L'étude de l'interféromètre en configuration inclinée nous a permis de comprendre le fonctionnement de l'accéléromètre atomique dans une configuration relativement plus simple que le régime de faible accélération où plusieurs spectres de transition Raman s'enchevêtrent. Nous avons ainsi pu avoir une première idée des performances au sol de l'instrument

3.1 Résultats préliminaires

(i.e. à faible temps d'interrogation), avant la première démonstration de son opération dans l'avion 0-g en octobre 2009.

3.1.3 Premier interféromètre atomique en apesanteur

Après notre étude de l'accéléromètre atomique au laboratoire, l'objectif de la campagne de vols paraboliques d'octobre 2009 a été de démontrer le fonctionnement d'un premier interféromètre atomique sensible aux effets inertiels en apesanteur. En raison du niveau de vibrations dans l'avion, environ trois ordres de grandeur plus élevé qu'au laboratoire, les techniques traditionnelles consistant à balayer les franges d'interférences en jouant sur la différence de phase Raman ne sont plus transposables dès que le temps d'interrogation dépasse quelques centaines de micro-secondes. Pour mettre en évidence la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations, nous mettons en oeuvre la méthode de corrélation introduite au paragraphe 1.4.2 (figure 1.13). L'accéléromètre mécanique dont nous disposions alors était un capteur piézo-électrique de la marque Wilcoxon (voir annexe B) dont nous enregistrons le signal d'accélération pour estimer la phase interférométrique.

Dix jours avant le départ pour la campagne de vols, nous avons dû faire face à un problème technique non prévisible : le four permettant de stabiliser la température du cristal de LiNbO_3 utilisé pour la génération de seconde harmonique fit défaut, nécessitant son remplacement en urgence par un modèle différent dont, par chance, nous disposions, et par conséquent un réaligement complet du banc optique. Cet aléa se traduit par une diminution d'environ 30% de la puissance totale en sortie de banc, et par la perte d'un temps précieux au moment où nous commençons à appréhender les corrélations. Les problèmes n'arrivant jamais seuls, nous avons également dû faire face le jour des vols paraboliques au problème d'asservissement du laser maître discuté au paragraphe 2.2.2 du précédent chapitre, qui nous a handicapé en partie durant deux des trois jours de la campagne.

Malgré ces problèmes techniques, nous avons tout de même réussi à observer des transitions Raman contra-propageantes et des franges d'interférences en 0-g (voir figure 3.4). Ces expériences ont été effectuées alors que le laser maître était non-asservi, les fluctuations de la fréquence optique absolue n'ayant une influence que sur le refroidissement et la détection des atomes mais pas sur l'interféromètre en première approximation. Lors du troisième jour de vol (pour lequel le problème d'asservissement du laser maître avait été résolu), nous avons pu montrer une première corrélation entre l'interféromètre atomique et l'accéléromètre piézo-électrique pour $T = 0.5$ ms, avec un rapport signal sur bruit de 2 environ (voir figure 3.5). Bien que les performances du capteur aient été relativement médiocres, ces résultats ont constitué la première démonstration de principe du fonctionnement d'un accéléromètre atomique en micro-gravité. J'ai jugé intéressant de présenter ces premières données pour montrer le cheminement de l'expérience jusqu'aux résultats principaux de la campagne de mars 2010 que je vais maintenant décrire. Ces résultats ont été obtenus grâce à l'optimisation de la préparation et de la détection des atomes décrite au chapitre précédent (voir paragraphe 2.5), ainsi qu'à la caractérisation d'accéléromètres mécaniques utilisés pour la corrélation. Cette caractérisation est présentée en annexe B.

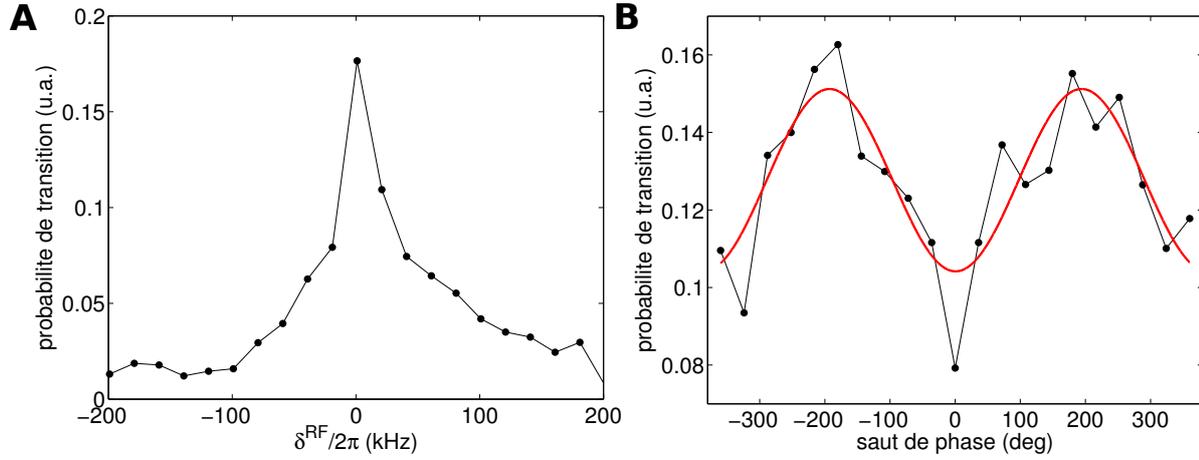


FIGURE 3.4 – **A** : spectroscopie de la transition Raman en 0-g après un temps de vol de 80 ms, inaccessible par notre expérience sous 1-g. La durée de l'impulsion est de 20 μs . On distingue le profil Doppler du nuage correspondant à une température de 8 μK , et le résidu de transition co-propagante en $\delta^{RF} \approx 0$. **B** : Franges d'interférences obtenues en balayant la différence de phase $\delta\Phi^0$ entre la deuxième et la troisième impulsion de l'interféromètre, pour $T = 0.2$ ms. La différence de fréquence Raman est telle que $\delta^{RF}/2\pi = -42$ kHz et la durée de l'impulsion $\pi/2$ est $\tau = 10$ μs .

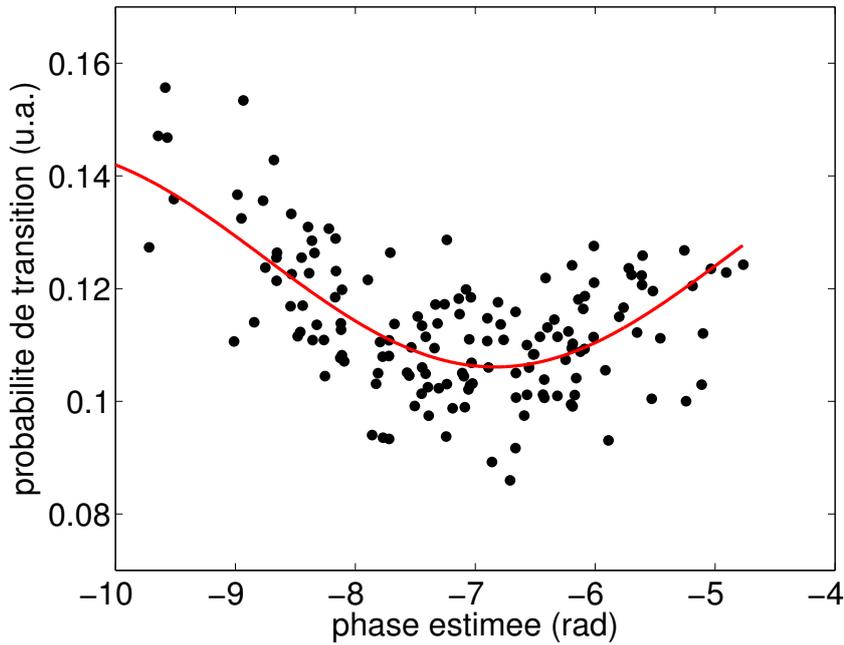


FIGURE 3.5 – Corrélation entre l'interféromètre atomique et un accéléromètre piézo-électrique en 0-g, pour $T = 0.5$ ms. Le paquet de données comprend 153 points accumulés pendant 5 paraboles consécutives, le temps de cycle étant $T = 0.5$ s. La courbe rouge est un ajustement sinusoidal $P = P_0 + A\cos(\Phi^E + \phi_0)$ permettant d'estimer le facteur de qualité de la corrélation $CQF = A_{\text{fit}}/\sigma_{\text{fit}} \approx 2.0$, égal au rapport de l'amplitude de la sinusoïde ajustée à l'erreur standard de l'ajustement.

3.2 Accéléromètre atomique à bord de l'Airbus A300-0g

Dans cette section, je décris les corrélations entre l'interféromètre atomique et les accéléromètres mécaniques obtenues lors de la campagne de vols de mars 2010, et en analyse les différentes source de bruit.

3.2.1 Principe de la corrélation et optimisation

Pour montrer que l'interféromètre atomique (IA) mesure bien des accélérations, nous utilisons la méthode de corrélation avec les accéléromètres mécaniques (AMs) introduite au chapitre 1.4.2. Elle consiste à tracer le signal de sortie de l'IA (probabilité de transition) en fonction de la phase interférométrique estimée à partir du signal d'accélération délivré par les AMs fixés au miroir de rétro-réflexion des lasers Raman.

Pour mesurer les accélérations dans l'axe des faisceaux Raman (axe Y, colinéaire aux ailes de l'avion), nous utilisons le capteur piézo-électrique IMI 626A03 délivrant un signal d'accélération noté $a_{\text{imi}}(t)$. L'annexe B présente les justifications du choix des AMs utilisés pour la corrélation. La qualité des corrélations est caractérisée par le coefficient $\text{CQF} = A_{\text{fit}}/\sigma_{\text{fit}}$ (*Correlation Quality Factor*), défini comme le rapport de l'amplitude de la sinusoïde ajustant les franges de corrélation à l'erreur standard de l'ajustement (écart type des résidus). Les corrélations sont déterminées en temps réel et se dessinent à l'écran de l'ordinateur durant le vol. Leur optimisation est effectuée a posteriori en utilisant les données accélérométriques et atomiques, et en cherchant à minimiser σ_{fit} à l'aide des paramètres suivants :

- le facteur d'échelle G_{imi} de l'accéléromètre IMI (en Volt/ m.s⁻²) qui est spécifié avec une incertitude relative d'environ 5% ;
- le couplage d'axe suivant Z, C_z (en %), en utilisant le signal $a_z(t)$ d'un accéléromètre capacitif Sensorex SX46025 placé dans la direction Z (voir annexe B) ;
- la prise en compte du signal $a_{\text{bf}}(t)$ d'un deuxième accéléromètre Sensorex mesurant les accélérations basse fréquence suivant Y. Ce signal est nécessaire car l'accéléromètre IMI présente une fréquence de coupure basse de 0.2 Hz. Le signal de l'accéléromètre Sensorex est filtré pour ne tenir compte que des basses fréquences (< 0.2 Hz), et pris en compte pour le calcul de la phase grâce au paramètre C_{bf} sans dimension ;
- un retard δt sur le signal accélérométrique principal $a_{\text{imi}}(t)$ permettant de compenser un éventuel déphasage du capteur. Ce retard est un multiple du temps d'échantillonnage de notre carte d'acquisition (16 μs) ;
- sur les données atomiques $\{P_i\}$ (probabilités de transition), la soustraction d'une éventuelle dérive long terme de l'offset ou du contraste des franges traduisant des fluctuations de puissance optique.

Les coefficients C_z et C_{bf} viennent multiplier les signaux accélérométriques correspondant, qui sont pondérés par la fonction de réponse de l'IA (équation (1.59)) et pris en compte dans l'estimation de la phase Φ^E , qui s'écrit :

$$\Phi^E = k_{\text{eff}} \int_0^{2T+4\tau} f(t)[a_{\text{imi}}(t - \delta t) + C_z a_z(t) + C_{\text{bf}} a_{\text{bf}}(t)]. \quad (3.2)$$

La figure 3.6 donne un schéma de l'algorithme d'optimisation des corrélations.

Je présente dans la suite de cette section des données choisies des trois jours de vol de la campagne de mars 2010 correspondant à des phases 0-g et 1-g et à différentes valeurs de T .

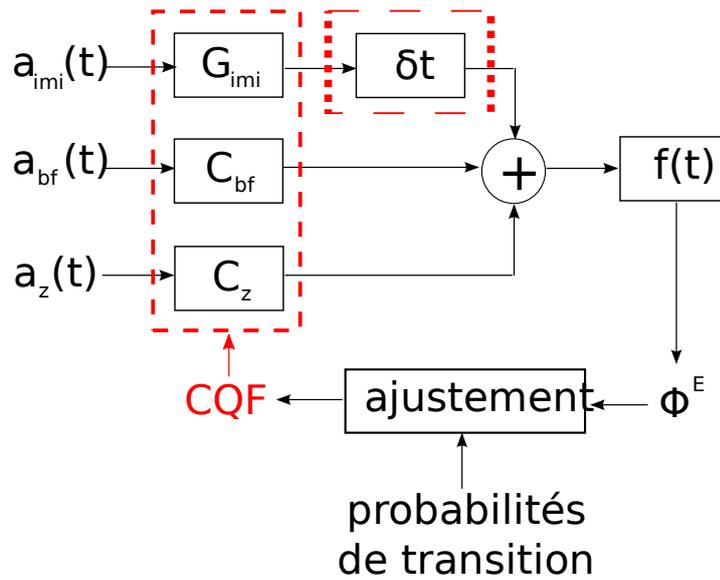


FIGURE 3.6 – Schéma de principe de l'algorithme d'optimisation des corrélations.

Nous caractérisons le bruit de l'IA en employant la méthode BAT décrite au chapitre 1.4.3, qui permet entre autre d'estimer le rapport signal sur bruit de l'interféromètre (SNR). Les données seront analysées au fur et à mesure du texte, et sont rassemblées dans les figures 3.7, 3.10 et 3.12. Les tables 3.1, 3.2 et 3.3 résument les valeurs de T , du CQF, du SNR, et de l'écart type σ_Φ des fluctuations de phase interférométrique enregistrées, ainsi que les paramètres de l'optimisation a posteriori des corrélations. Dans les expériences, le temps de cycle vaut $T_c = 300$ ms, hormis pour quelques paquets de données du troisième jour où une diminution de la puissance optique nous a conduit à charger légèrement plus longtemps le piège magnéto-optique ($T_c = 500$ ms dans ces cas). Je vais maintenant analyser en détail les corrélations pour chaque jour de vol.

3.2.2 Analyse des résultats du premier jour de vol (J1)

Corrélations pour $T = 1$ ms. Connaissant l'importance du niveau d'accélération de l'avion ($\approx 0.5 \text{ m.s}^{-2}$ r.m.s sous 1-g) grâce aux mesures accélérométriques réalisées lors des campagnes précédentes, nous avons débuté la prise de données par des faibles valeurs de T , à la fois durant les phases 1-g et 0-g. À ce temps d'interrogation, les corrélations apparaissent très clairement malgré des fluctuations de phase déjà relativement importantes (~ 3 rad r.m.s). L'algorithme d'optimisation a posteriori permet d'améliorer significativement le CQF (d'un facteur deux pour $T = 1$ ms) par rapport aux données n'utilisant que le signal brut de l'accéléromètre IMI. Le couplage d'axe suivant Z à prendre en compte est typiquement compris entre 1% et 3% selon les jeux de données, et le coefficient C_{bf} permettant de rendre compte des accélérations basses fréquences non perçues par le senseur IMI est proche de deux pour toutes les expériences. Nous avons indiqué dans les tables les valeurs optimales de C_z et C_{bf} , mais nous constatons qu'en imposant $C_z = 2\%$ et $C_{bf} = 1.8$, le CQF est égal à sa valeur optimale à 10% près. On pourra donc à l'avenir introduire ces valeurs dans le programme de calcul en temps réel utilisé dans l'expérience, et directement obtenir des corrélations optimisées durant les vols.

La méthode BAT, décrite au chapitre 1.4.3 nous permet d'estimer le SNR de l'interféromètre en vol, indépendamment de la corrélation. L'analyse révèle des valeurs de SNR en accord avec

3.2 Accéléromètre atomique à bord de l’Airbus A300-0g

le rapport signal sur bruit des franges d’interférences que nous enregistrons au laboratoire, et montre donc que les performances de l’interféromètre ne sont pas dégradées en vol pour ce temps d’interrogation, ce qui témoigne de la robustesse du système dans son ensemble. Dans les figures, on constate l’existence d’irrégularités dans la PDF situées entre les deux pics de la fonction d’ajustement \mathcal{B} (courbe rouge). Comme nous l’avions expliqué au paragraphe 1.4.3, ces irrégularités ne sont pas dues à un excès de bruit atomique, mais au manque de statistique pour le calcul de la PDF. On s’en convainc à nouveau ici en comparant les figures **C** et **D** caractérisées par des SNR proches mais où l’amplitude des irrégularités est plus importante dans **C** (233 points) que dans **D** (864 points). Nous insistons sur le fait que la méthode BAT nous donne une estimation du SNR avec une incertitude plus faible que 10%, comme montré au paragraphe 1.4.3. Elle constitue donc un outil d’analyse important des performances du capteur atomique.

La valeur finie du CQF (< 6 dans tous les cas) est imputable aux bruits de corrélation, dont les principales sources sont :

- bruit atomique de l’interféromètre, mesurable par la méthode BAT ;
- bruit de phase des lasers Raman, non déterminable par la méthode BAT ;
- imperfections des AMs qui donnent une valeur biaisée de l’accélération à chaque mesure ; ces imperfections consistent principalement en leur bruit intrinsèque et en les non-linéarités de leur réponse en fréquence (voir annexe B) ;
- effets inertiels parasites mesurés par l’interféromètre atomique mais pas par les AMs (rotations par exemple).

Nous considérerons exclusivement ces quatre sources de bruit par la suite et les supposons indépendantes entre elles. Lorsque le CQF est environ égal au SNR, le bruit de corrélation est imputable au bruit de l’interféromètre², principalement dû au bruit de détection. Ceci n’est jamais le cas à part pour les données de la figure 3.7A, ce qui suggère que les autres sources de bruit contribuent à dégrader notablement les corrélations. Grâce aux mesures interférométriques de la campagne d’octobre 2008 (résultats du paragraphe 3.1), nous supposons négligeable l’influence du bruit de phase des lasers Raman sur les corrélations pour $T < 50$ ms, ce qui a été toujours le cas lors de cette campagne. Les deux principales causes de dégradation des corrélations sont donc les imperfections des AMs, et les effets inertiels parasites, que nous détaillons dans la suite.

Corrélations pour $T = 2$ ms. Pour $T > 1$ ms, les corrélations se dégradent rapidement malgré un SNR d’environ six en 0-g et cinq sous 1-g (le SNR sous 1-g est systématiquement inférieur à celui en 0-g en raison de la chute des atomes qui sortent des faisceaux). Notre hypothèse pour expliquer cette dégradation tient à l’observation d’une résonance mécanique du pied supportant l’ensemble miroir + AMs.

Mise en évidence de la résonance mécanique. Dans les spectres des données accélérométriques de J1 donné en figure ??, nous observons une résonance à une fréquence $\omega_0/2\pi \sim$

2. À l’aide d’une simulation numérique, il est facile de vérifier qu’en l’absence de bruit sur l’estimation de la phase, la corrélation est limitée au bruit de l’interféromètre. Cette simulation consiste à tracer le signal $P = P_0 + A \cos \Phi + \tilde{P}$ en fonction du vecteur $\Phi^E = \Phi + \tilde{\Phi}$, où Φ est un signal de phase déterministe, \tilde{P} est un bruit gaussien d’amplitude $\sigma_P = A/\text{SNR}$, et où $\tilde{\Phi}$ est un bruit gaussien d’amplitude σ_E . L’ajustement sinusoïdal de la courbe $P = f(\Phi^E)$ fournit $\text{CQF} = A_{\text{fit}}/\sigma_{\text{fit}}$, et vérifie $\text{CQF} = \text{SNR}$ dans le cas où $\sigma_E = 0$. Dans le cas contraire, le CQF est inférieur au SNR, alors que la méthode BAT permet de retrouver la vraie valeur A/σ_P , comme montré au chapitre 1.4.3.

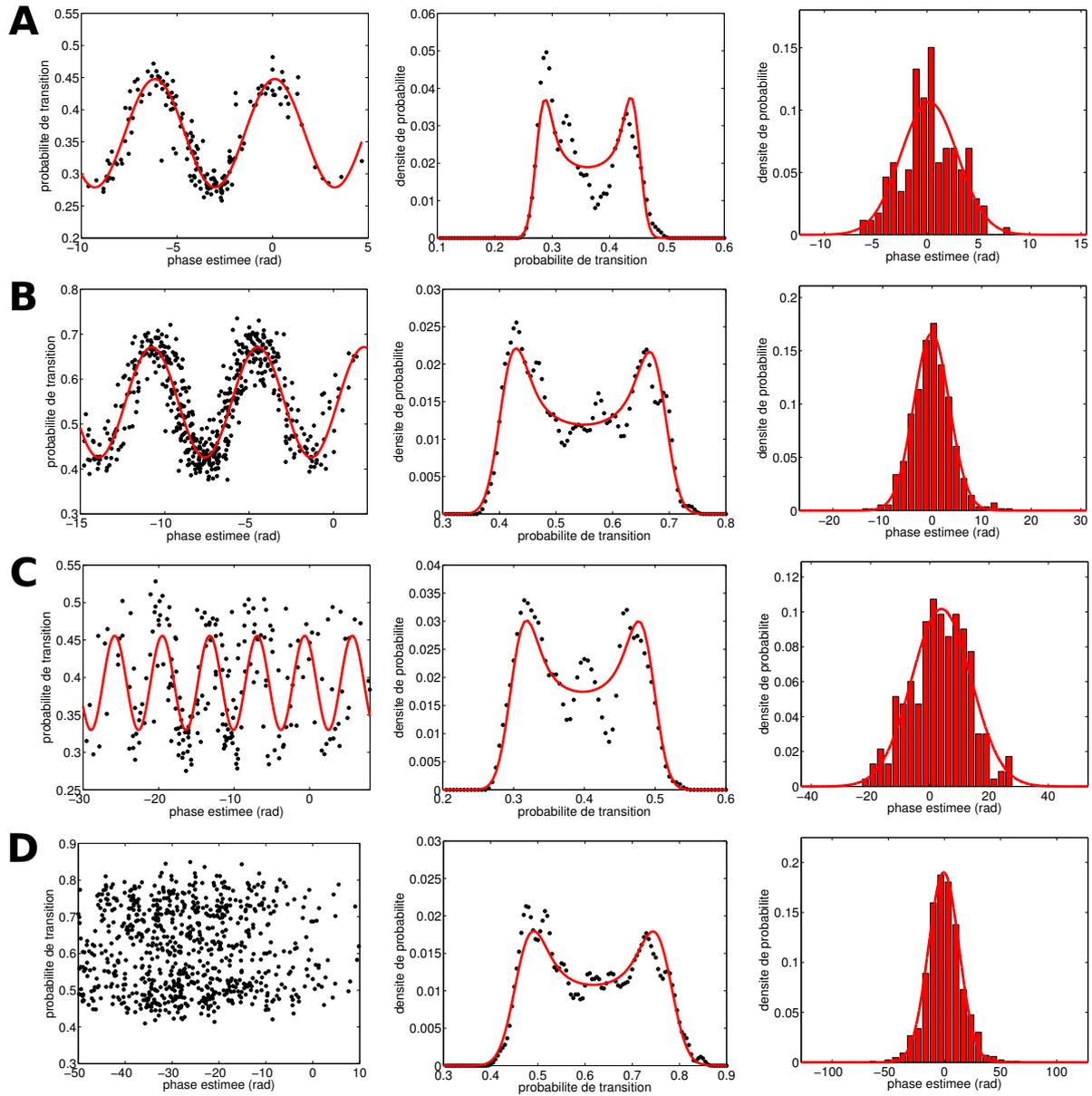


FIGURE 3.7 – Résultat du premier jour de vol, mardi 30 mars 2010. La colonne de gauche présente les corrélations entre l'IA et les AMs. La colonne du milieu montre l'implémentation de la méthode BAT pour les données atomiques de probabilités de transition $\{P_i\}$: les points noirs représentent le calcul de la densité de probabilité (PDF) des $\{P_i\}$ et la courbe rouge la fonction \mathcal{B} d'ajustement introduite au chapitre 1.4.3. La colonne de droite donne la densité de probabilité des fluctuations de phase interférométrique recentrée autour d'une valeur moyenne nulle et la ligne rouge son ajustement gaussien. **A** : Expérience en 0-g durant la seconde parabole du vol (P2), pour un temps d'interrogation $T = 1$ ms. **B** : $T = 1$ ms sous 1-g, après la parabole P2. **C** : $T = 2$ ms en 0-g, avec les données des paraboles P5 à P8. **D** : $T = 2$ ms sous 1-g, avec les données entre les paraboles P5 et P8.

3.2 Accéléromètre atomique à bord de l'Airbus A300-0g

| figure | gravité locale | T (ms) | CQF | SNR | σ_Φ (rad) | C_z (%) | C_{bf} |
|--------|----------------|----------|-----|-----|---------------------|-----------|----------|
| 3.7 A | 0-g | 1 | 5.6 | 6.9 | 2.8 | -1.5 | 2.1 |
| 3.7 B | 1-g | 1 | 2.4 | 6.0 | 3.6 | -1.1 | 2.0 |
| 3.7 C | 0-g | 2 | 1.4 | 6.4 | 10.5 | -3.9 | 1.8 |
| 3.7 D | 1-g | 2 | 0.4 | 5.2 | 13.6 | -0.7 | 1.8 |

TABLE 3.1 – Paramètres associées aux données du premier jour de vol. CQF : facteur de qualité de la corrélation ; SNR : rapport signal sur bruit de l'interféromètre estimé par la méthode BAT ; σ_Φ : écart type des fluctuations de phase interférométrique ; ($C_z, C_{bf}, \delta t$) : paramètres optimisant la corrélation. Pour ces données, le retard optimal est $\delta t = 0$, et le facteur d'échelle optimal de l'accéléromètre IMI est $G_{imi} = 0.100 \text{ Volt/ m.s}^{-2}$.

60 – 80 Hz d'une amplitude de l'ordre de 0.01 g, particulièrement marquée durant la phase 1-g du vol (courbes rouges). Pour déterminer les fluctuations de phase de l'interféromètre, nous pondérons $S_a(\omega)$ par la fonction de sensibilité de l'IA (équation (1.62)), et sommons sur différentes gammes de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$ selon :

$$\sigma_\Phi^2(\omega_1, \omega_2) = k_{\text{eff}}^2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d\omega}{2\pi} S_a(\omega) |H_a(\omega)|^2. \quad (3.3)$$

Le calcul donne les valeurs suivantes de σ_Φ pour les données de la figure 3.7 :

- bruit intégré total de 2.2 rad (resp. 2.6 rad) en 0-g (resp. en 1-g) pour $T = 1$ ms, en bon accord avec les mesures de la table 3.1. La contribution de la tranche de fréquence 10 – 100 Hz est estimée à 2.0 rad (resp. 2.3 rad) et est donc à l'origine de l'essentiel du signal accélérométrique.
- bruit intégré total de 8.0 rad (resp. 9.5 rad) en 0-g (resp. en 1-g) pour $T = 2$ ms ; la contribution de la tranche 10 – 100 Hz est estimée à 7.6 rad (resp. 8.7 rad).

La gamme de fréquence 10 – 100 Hz est bien adressée par le senseur IMI dont la réponse fréquentielle est relativement plate dans cette zone (voir annexe B). L'origine première de la dégradation des corrélations ne peut donc être imputée a priori à la dispersion du facteur d'échelle du capteur.

Effet inertiel parasite résultant d'une rotation du miroir. La dégradation des corrélations peut en revanche être expliquée par un effet associé à un mouvement de rotation du pied autour de l'axe \vec{x} et induisant un effet inertiel parasite mesuré par l'interféromètre et non par les AMs. Pour atténuer les vibrations, notamment celles d'origine acoustique ($\omega/2\pi > 20$ Hz), notre choix s'était porté sur l'utilisation de Sorbothane³, polymère synthétique viscoélastique fréquemment utilisé dans l'industrie comme écran acoustique et absorbeur de chocs. Afin de minimiser la transmission des vibrations de l'avion au miroir de rétro-réflexion, nous avons cherché à éviter un contact mécanique direct avec le nid d'abeille (breadboard) supportant la chambre à vide

3. Matériau inventé en 1982 et fabriqué par la société Sorbothane, Inc. (USA). Nous utilisons des feuilles de Sorbothane Thorlabs SB12 de dureté 70.

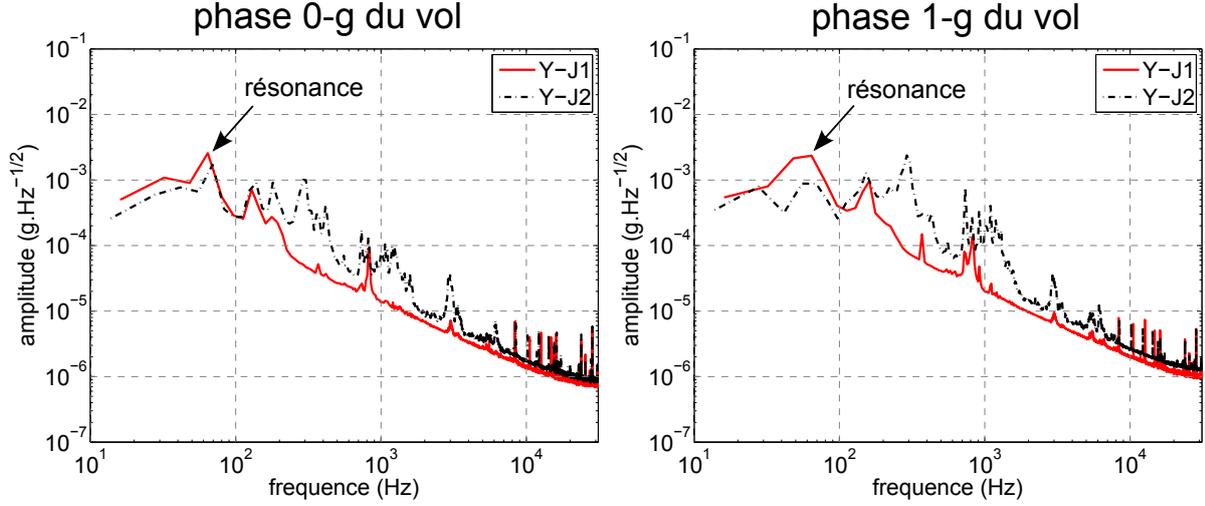


FIGURE 3.8 – Comparaison du spectre de l'accélération de l'avion du premier jour (J1, trait plein rouge) et des deuxième et troisième jour (J2, trait pointillé noir), dans la direction du faisceau Raman. Gauche : 0-g ; droite : 1-g. Entre J1 et J2, nous avons modifié le support du miroir de rétro-réflexion en raison d'un résonance à 60-80 Hz observé durant J1. 50 spectres ont été moyennés pour obtenir ces figures.

et les éléments optiques, et avions inséré le support entre deux feuilles de Sorbothane, comme présenté en figure 3.9. Dans cette configuration, les vibrations acoustiques à $\omega \geq 200$ Hz étaient effectivement réduites d'un facteur trois à cinq (voir figure 3.8). En revanche, le pied n'était pas rigidement fixé au bâti, ce qui le rendait susceptible d'osciller à la manière d'un pendule inversé. Cette oscillation induisait un effet inertiel parasite du à une sensibilité de l'interféromètre à la rotation suivant l'axe \vec{x} , sous 1-g. En effet, la préparation de l'état quantique des atomes avant leur entrée dans l'interféromètre dure environ 22 ms (voir chapitre 2.5), de sorte qu'ils acquièrent une vitesse $v_z \approx 0.2$ m.s $^{-1}$. Les atomes étant interrogés par les faisceaux Raman orientés suivant \vec{y} , l'interféromètre possède une aire physique $\mathcal{A} = \hbar k_{\text{eff}} v_z T^2 / M$ orientée suivant \vec{x} , et est donc sensible à l'effet Sagnac [Sagnac 13a, Sagnac 13b, Riehle 91] :

$$\Phi_{\text{Sagnac}} = \frac{4\pi M c^2}{\hbar c^2} \mathcal{A} \Omega_x = 2k_{\text{eff}} v_z \Omega_x T^2. \quad (3.4)$$

En considérant un bruit de rotation $\Omega(t) = \Omega_x \cos(\omega_0 t + \psi)$ de phase ψ aléatoire, les fluctuations de phase associées à la mesure parasite de rotation par l'interféromètre sont données par

$$\sigma_{\Phi}^{\text{rot}} = 2k_{\text{eff}} v_z \Omega_x |H_a(\omega_0)| / \sqrt{2}, \quad (3.5)$$

avec $|H_a(\omega_0)| \approx T^2$ pour les valeurs de $T \leq 2$ ms que nous considérons dans ce paragraphe. Pour l'application numérique, il est nécessaire de connaître l'amplitude de rotation Ω_x , qui est difficile à mesurer avec nos capteurs : d'une part car un accéléromètre est seulement sensible à l'accélération centrifuge $L\Omega_x^2$ induite par la rotation ($L \approx 15$ cm en supposant l'axe de rotation centré sur la base du pied), d'autre part car ce terme d'accélération centrifuge peut être confondu avec le signal résultant d'un éventuel couplage d'axe du capteur (typiquement $\sim 5\%$). Une amplitude de rotation $\Omega_x = 0.05$ rad.s $^{-1}$ donne $\sigma_{\Phi}^{\text{par}} \approx 0.2$ rad (resp. 0.8 rad) à $T = 1$ ms (resp. $T = 2$ ms), et suffit à expliquer la dégradation des corrélations, si l'on suppose cet effet effectivement limitant.

3.2 Accéléromètre atomique à bord de l'Airbus A300-0g

À l'issue du premier jour de vol, nous avons décidé de fixer rigidement le support du miroir et des AMs au nid d'abeille afin d'éviter cette résonance, et avons travaillé dans ces conditions pour les deux journées suivantes. La figure 3.8 montre l'atténuation de la résonance à ω_0 , mais une augmentation des vibrations à haute fréquence. En outre, cette modification a nécessité un réaligement du faisceau Raman dans l'avion au matin du deuxième jour de vol, qui s'est traduit par une diminution du SNR de l'interféromètre d'un facteur deux environ (diminution du contraste en raison d'un décentrage du faisceau par rapport au centre du nuage).

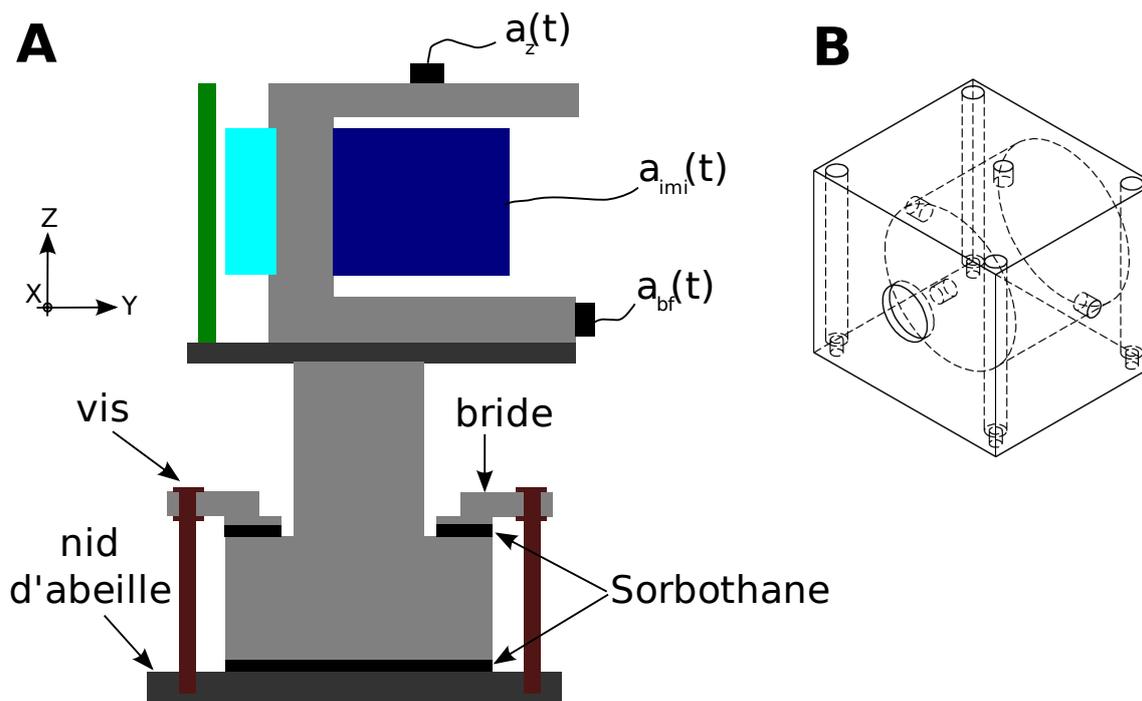


FIGURE 3.9 – **A** : Schéma dans le plan (YZ) du pied supportant le miroir de rétro-réflexion et les AMs. Pour minimiser la transmission des vibrations de l'avion au miroir, le support n'était pas en contact mécanique direct avec le nid d'abeille durant J1. **B** : Vue en trois dimensions du cube accueillant le miroir et les AMs.

3.2.3 Analyse des résultats des deux derniers jours de vol

Le deuxième jour de vols (J2) a été essentiellement consacré à l'implémentation d'une géométrie d'interféromètre à quatre impulsions qui sera présentée dans la suite (paragraphe 3.4). Pour l'interféromètre à trois impulsions, nous avons intensifié la prise de données durant les phases 1-g, et avons réussi à obtenir des corrélations pour des valeurs de T jusque $T = 3$ ms. Lors du troisième jour de vols (J3), nous avons cherché à enregistrer des acquisitions de plusieurs centaines de secondes, pour montrer la stabilité de l'accéléromètre. Les tables 3.2 et 3.3 résument les paramètres pour des données choisies de J2 et J3. La modification apportée au support miroir + AMs se traduit par une réduction de la résonance à 60 – 80 Hz observée lors de J1, mais par une augmentation du niveau de bruit acoustique (voir figure 3.8). Dans cette configuration, les corrélations sous 1-g pour $T = 2$ ms et $T = 3$ ms sont bien visibles, avec un CQF supérieur à un. Pour le tracé des corrélations, nous avons regroupé les points

dans un intervalle de phase de $[0, 4\pi]$, étant donné l'importance de l'écart type des fluctuations ($\sigma_\Phi > 7$ rad pour $T \geq 2$ ms).

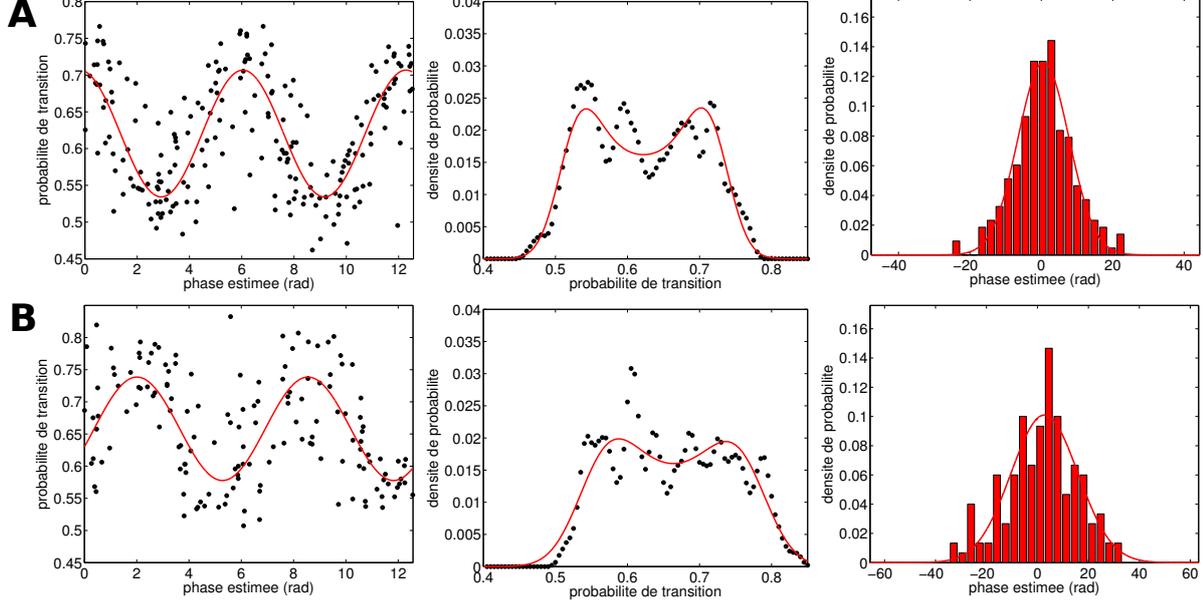


FIGURE 3.10 – Résultats du deuxième jour de vol. Les points de corrélation ont été ramenés dans l'intervalle $[0, 4\pi]$ en raison de l'importance de l'écart type des fluctuations de phase $\sigma_\Phi > 7$ rad. **A** : $T = 2$ ms sous 1-g. **B** : $T = 3$ ms sous 1-g.

| figure | gravité locale | T (ms) | CQF | SNR | σ_Φ (rad) | C_z (%) | C_{bf} |
|--------|----------------|----------|-----|-----|---------------------|-----------|----------|
| 3.10 A | 1-g | 2 | 1.6 | 3.9 | 7.2 | -1.2 | 1.8 |
| 3.10 B | 1-g | 3 | 1.2 | 2.9 | 13.2 | -1.9 | 1.6 |

TABLE 3.2 – Paramètres associées aux données du deuxième jour de vol. Pour ces données, $\delta t = 0$ et $G_{imi} = 0.100$ Volt/ $m.s^{-2}$.

Limite due aux non-linéarités des AMs. L'estimation du SNR par la méthode BAT montre que la principale limite à la qualité des corrélations ne provient pas de l'interféromètre atomique, car la valeur du CQF est systématiquement inférieure à celle du SNR pour les données de J2 et J3. La principale source de bruit de corrélation provient donc des erreurs sur l'estimation de la phase par les AMs. Dans notre cas, ces erreurs sont principalement dues aux non-linéarités de la fonction de réponse fréquentielle des AMs, décrites dans l'annexe B, et non à leur bruit propre (i.e. à leur résolution finie) dont la contribution au bruit sur la phase estimée est également calculée cette annexe. Ces non-linéarités se traduisent par des variations du facteur d'échelle des senseurs en fonction de la fréquence, qu'il est très difficile de mesurer avec une exactitude meilleure que 5%. Plutôt que de source de bruit sur la phase estimée, il est donc plus judicieux de parler de source d'erreur, dans la mesure où le problème relève d'un manque de connaissance

3.2 Accéléromètre atomique à bord de l'Airbus A300-0g

de ces non-linéarités, et non de l'impact d'un processus aléatoire comme le bruit propre des capteurs par exemple. Cette source d'erreur peut être réduite en étalonnant la fonction de réponse des AMs (comme nous avons tenté de le faire, voir l'annexe B), ou en cherchant à optimiser a posteriori les corrélations (programme d'analyse décrit au paragraphe précédent 3.2.1). En théorie, il serait possible d'annuler cette source d'erreur en appliquant un filtrage propre à la réponse du capteur utilisé, pour rendre sa réponse fréquentielle plate en gain et en phase. En pratique, cette opération est très difficile à réaliser, d'une part car cette source d'erreur est mêlée à d'autres sources de bruit (bruit propre des AMs, valeur finie du SNR, effets inertiels parasites, etc.), et d'autre part car elle supposerait la recherche de la fonction de filtre optimisant la corrélation (combinaison de filtres passe-haut et passe-bas fournissant une réponse fréquentielle plate). Conscients de la difficulté de cette recherche, nous avons plutôt choisi de maximiser le CQF en jouant sur un petit nombre de paramètres ($C_{\text{bf}}, C_z, \delta t$).

Pour quantifier l'impact des non-linéarités sur les corrélations, nous les modélisons par un bruit sur la phase estimée d'écart type $\sigma_E = \sigma(\Phi^E)$. Nous supposons que ce bruit est proportionnel à l'amplitude relative des non-linéarités $\epsilon_{\text{nl}}(\omega)$, ainsi qu'aux fluctuations d'accélération de l'avion. À partir de la densité spectrale de puissance de bruit d'accélération de l'avion, $S_a(\omega)$, la variance de ce bruit est donnée par

$$\sigma_E^2 = k_{\text{eff}}^2 \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} |H_a(\omega)|^2 \epsilon_{\text{nl}}(\omega)^2 S_a(\omega), \quad (3.6)$$

où $H_a(\omega) \approx T^2 \text{sinc}^2(\omega T/2)$ désigne la fonction de sensibilité de l'interféromètre (voir chapitre 1.4.1) La dépendance en T des fluctuations est fonction de la nature du bruit d'accélération de l'avion et de la dispersion $\epsilon_{\text{nl}}(\omega)$. L'ajustement de G_{imi} à l'aide l'algorithme d'optimisation permet d'annuler approximativement $\epsilon_{\text{nl}}(\omega)$ dans la gamme de fréquences contribuant le plus aux fluctuations de phase interférométrique, mais ne compense pas les non-linéarités dans la bande de fréquences complémentaire. Nous avons souligné précédemment que les variations de $\epsilon_{\text{nl}}(\omega)$ étaient difficiles à mesurer avec une précision meilleure que 5%. Nous supposons donc dans la suite que les non-linéarités sont constantes dans sur une plage de fréquences d'étendue environ égale à $1/T$. Dans le cas d'un bruit blanc d'accélération ($S_a(\omega) = S_a^0$), la variance du bruit sur la phase estimée est donnée par la contribution des erreurs dues aux non-linéarités intégrées sur une bande de fréquence $\sim 1/T$, et évolue approximativement suivant :

$$\sigma_E^2 \propto k_{\text{eff}}^2 \epsilon_{\text{nl}}^2 T^3 S_a^0 \quad (3.7)$$

À basse fréquence, le spectre des fluctuations d'accélération de l'avion (donné en figure 2.3) est mieux décrit par une densité spectrale de puissance $S_a(\omega) \propto 1/\omega^2$ jusqu'à une fréquence de coupure basse $\omega_L/2\pi \approx 0.03$ Hz. La dépendance de σ_E^2 est alors approximativement en T^4 . Si ces deux situations (bruit blanc et bruit en $1/\omega^2$) correspondent à des cas idéaux, elles permettent néanmoins de dégager une loi d'échelle pour l'évolution des erreurs avec T , et montrent que celles-ci augmentent approximativement comme la sensibilité de l'interféromètre, $k_{\text{eff}} T^2$. Grâce à ce modèle simple (ϵ_{nl} indépendant de la fréquence), σ_E peut être estimé à partir de l'écart type σ_Φ des fluctuations de phase interférométrique enregistré pour chaque paquet de données (reporté dans les tables), selon $\sigma_E \approx \epsilon_{\text{nl}} \sigma_\Phi$. Un niveau de non-linéarités $\epsilon_{\text{nl}} = 5\%$ correspond alors, pour les données de J2, à $\sigma_E \approx 0.3$ rad (resp. 0.5 rad) pour $T = 2$ ms (resp. $T = 3$ ms).

Pour comparer ces niveaux de bruit de phase aux valeurs de CQF obtenues expérimentalement, nous effectuons une simulation numérique consistant à générer un signal sinusoïdal $P = P_0 + A \cos \Phi$, à ajuster par une sinusoïde le nuage de points $(\Phi + \tilde{\Phi}, P)$, où $\tilde{\Phi}$ est un bruit

gaussien d'amplitude σ_E , et à calculer $\text{CQF} = A_{\text{fit}}/\sigma_{\text{fit}}$. Le résultat de cette simulation servant de référence pour la comparaison avec l'expérience est donné en figure 3.11. La comparaison de la courbe théorique et des valeurs de CQF obtenues expérimentalement montre qu'un niveau de non-linéarités de 5% ne décrit qu'en partie la dégradation des corrélations par les imperfections des AMs. Même si la résonance enregistrée lors de J1 est nettement moins marquée, l'interféromètre reste sensible sous 1-g aux rotations parasites décrites au paragraphe précédent, en particulier aux rotations de l'avion suivant \vec{x} . Nous pensons que ces effets, bien qu'ils soient difficiles à estimer dans la configuration actuelle de l'expérience, contribuent également à dégrader les corrélations. Pour la pérennité de l'expérience, il m'apparaît donc essentiel de réduire le temps de chute des atomes lors de leur préparation d'une part, et d'autre part de disposer de gyromètres permettant d'estimer les déphasages parasites liés à la rotation.

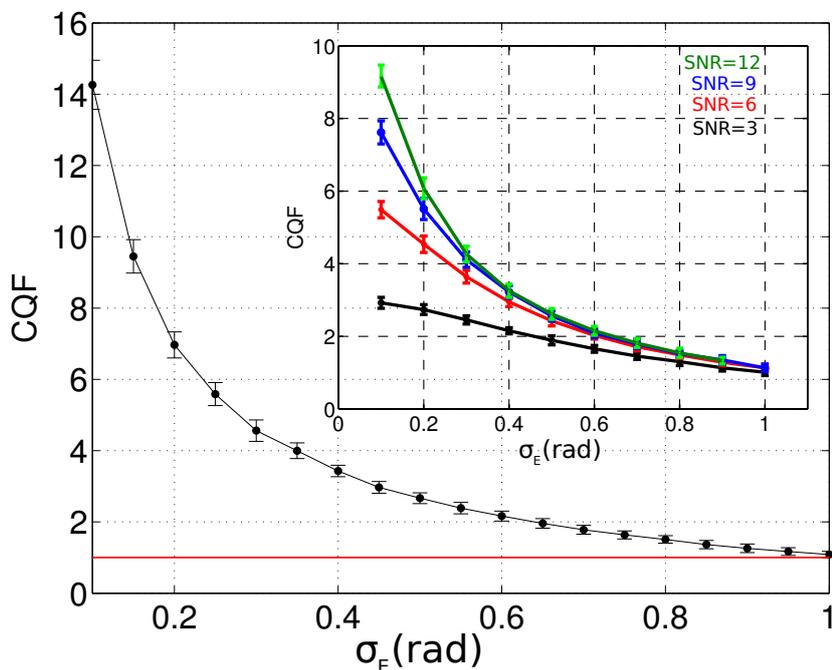


FIGURE 3.11 – Simulation numérique montrant l'évolution du CQF en fonction de l'écart type σ_E des erreurs sur l'estimation de la phase interférométrique par les AMs, pour un SNR infini. La simulation est réalisée sur une corrélation comportant 300 points, et répétée 50 fois pour chaque valeur de σ_E . Les barres d'erreur correspondent à l'écart type statistique, et la ligne rouge représente la droite $\text{CQF} = 1$. La courbe en insert tient compte de la valeur finie du SNR.

Troisième jour de vol. La figure 3.12 montre les acquisitions obtenues lors du dernier jour de vol lors duquel nous avons laissé le capteur opérer continuellement pendant plusieurs centaines de secondes, durant les paraboles et les phases 1-g du vol. La bonne statistique sur ces ensembles de données permet de bien faire ressortir les corrélations ainsi que l'ajustement des paramètres de l'interféromètre à l'aide de la méthode BAT. En particulier, les irrégularités dans la PDF situées entre les deux pics de la fonction d'ajustement \mathcal{B} (courbe rouge) et dues au nombre fini de points sont beaucoup moins marquées ici que dans les données des figures 3.7 et 3.10. L'opération du capteur durant plusieurs centaines de secondes montre également la stabilité

3.2 Accéléromètre atomique à bord de l'Airbus A300-0g

du système sur la durée du vol. Cette stabilité sera appréciée dans des applications possibles du capteur atomique à la navigation inertielle, ou pour gagner en sensibilité dans les futures expériences de test du principe d'équivalence dans l'avion 0-g.

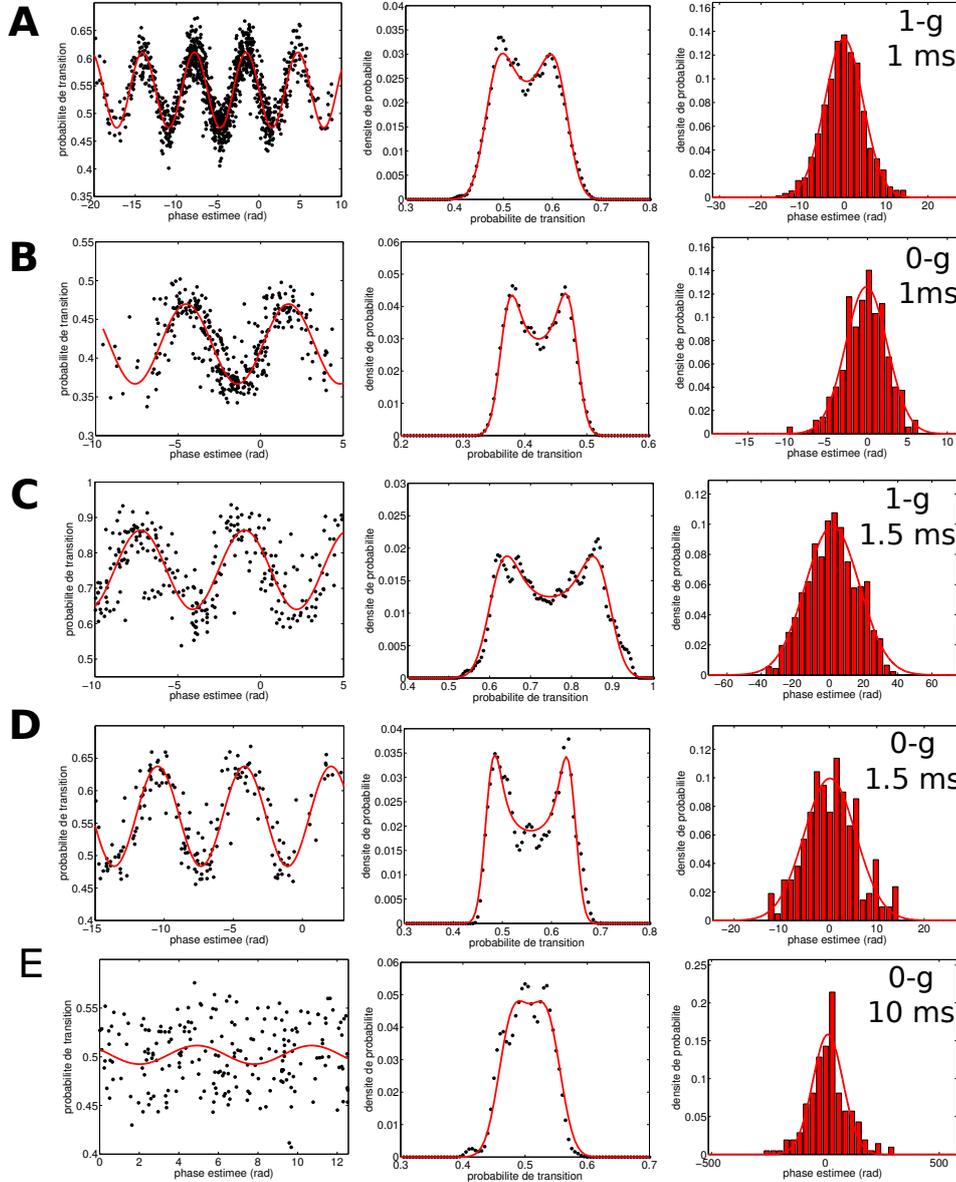


FIGURE 3.12 – Résultats du troisième jour de vol. **A** : $T = 1$ ms sous 1-g avant la première parabole. **B** : $T = 1$ ms en 0-g (paraboles P0 à P5). **C** : $T = 1.5$ ms sous 1-g (paraboles P26 à P30). Le temps de cycle est ici $T_c = 500$ ms. **D** : Comme **C**, mais en 0-g. **E** : $T = 10$ ms en 0-g (paraboles P16 à P20) et $T_c = 500$ ms. Les points de corrélation ont été ramenés dans l'intervalle $[0, 4\pi]$ car $\sigma_\Phi > 60$ rad.

Nous avons également choisi d'opérer l'interféromètre en 0-g avec un temps d'interrogation de 20 milli-secondes ($T = 10$ ms). Pour cette valeur de T , les fluctuations de phase interférométrique excèdent 60 radians et les erreurs sur Φ^E dues aux imperfections des AMs brouillent la corrélation (l'ajustement sinusoidal n'est pas pertinent dans **E** et entraîne un CQF inférieur

à un). Nous verrons au paragraphe 3.4 que le moyennage permet cependant de révéler la corrélation et sert d'appui pour une comparaison quantitative des géométries d'interféromètre à trois et quatre impulsions Raman.

| figure | gravité locale | T (ms) | CQF | SNR | σ_{Φ} (rad) | C_z (%) | C_{bf} |
|--------|----------------|----------|------|-----|-----------------------|-----------|-----------------|
| 3.12 A | 1-g | 1 | 2.4 | 3.0 | 5.3 | -2.9 | 1.5 |
| 3.12 B | 0-g | 1 | 2.2 | 4.0 | 2.6 | -3.3 | 1.6 |
| 3.12 C | 1-g | 1.5 | 1.8 | 4.2 | 15.8 | -1.4 | 1.1 |
| 3.12 D | 0-g | 1.5 | 2.6 | 5.9 | 5.5 | -2.5 | 1.9 |
| 3.12 E | 0-g | 10 | 0.25 | 2.1 | 66 | - | - |

TABLE 3.3 – Paramètres associées aux données du troisième jour de vol. Pour **C, D, E**, le temps de chargement du nuage d'atomes froids est rallongé pour bénéficier de plus d'atomes et d'un meilleur SNR, et le temps de cycle vaut $T_c = 500$ ms (contre 300 ms dans tous les autres cas). Dans le cas **E**, l'algorithme ne converge pas vers une valeur de CQF satisfaisante, d'où l'absence d'indications sur les paramètres d'optimisation.

3.2.4 Conclusion

Dans cette section, je me suis concentré sur l'étude des corrélations entre l'interféromètre atomique et les AMs et en ai analysé les sources de bruit pour différentes valeurs du temps d'interrogation. Pour les données du premier jour de vol (J1), j'ai montré que le brouillage des franges de corrélation pour $T > 1$ ms était principalement dû à des effets inertiels parasites liés à la rotation du pied supportant le miroir de rétro-réflexion. L'estimation du SNR de l'interféromètre par la méthode BAT montre que le bruit du capteur atomique n'est pas limitant dès que T dépasse 1 ms. Lorsque la rotation du pied n'est plus limitante (J2 et J3), les corrélations sont principalement dégradées par les imperfections des AMs dont les non-linéarités de la réponse fréquentielle se traduisent par des erreurs sur l'estimation de la phase interférométrique. Ici encore, l'analyse BAT montre que le bruit de l'interféromètre n'est pas limitant. Pour améliorer les corrélations, il est donc nécessaire de disposer de senseurs mécaniques dont la réponse en fréquence est mieux caractérisée.

Je vais montrer dans le prochain paragraphe qu'il est cependant possible d'aller au delà de la limite imposée par les AMs grâce à une combinaison astucieuse des senseurs mécaniques et de l'interféromètre, permettant d'utiliser pleinement les performances du capteur atomique.

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

Dans cette section, je montre comment le capteur inertiel hybride constitué des AMs et de l'interféromètre atomique peut réaliser des mesures d'accélération avec une grande dynamique et atteindre une résolution limitée par le bruit de l'interféromètre atomique malgré un haut niveau de vibration dans l'avion. Je donne ensuite des perspectives d'améliorations du senseur inertiel hybride et des exemples d'application de ce système.

3.3.1 Principe de l'accéléromètre hybride

Méthode de mesure en deux étapes. Nous proposons d'utiliser les AMs pour obtenir une information grossière sur l'accélération de l'avion sur une large plage (de l'ordre de 0.5 m.s^{-2}) dans le but d'accéder à une mesure de plus haute résolution avec l'interféromètre atomique. Le principe de la combinaison des deux types de senseur (mécanique et atomique) a été introduit au paragraphe 1.4.2 du chapitre 1. La mesure d'accélération peut être vue de manière similaire à la mesure de la taille d'un objet à l'aide d'un vernier : les AMs représentent l'analogie de la graduation principale, tandis que l'interféromètre atomique joue le rôle de la graduation fine. Pour ce faire, nous déterminons à partir de la corrélation l'indice $n(t_i) = E[\Phi^E(t_i)/\pi]$ de la demi-frange correspondant à l'instant de mesure $t_i = iT_c$, où $E[x]$ désigne la partie entière de x et T_c le temps de cycle. Cette étape consiste à repérer à chaque mesure la zone de réciprocité de l'interféromètre atomique correspondant à la plage d'accélération où sa réponse $P = P_0 - A \cos(\mathcal{S}a_m)$ est bijective, avec a_m l'accélération moyenne du miroir de rétro-réflexion dans le référentiel du centre de masse des atomes en chute libre, et $\mathcal{S} = k_{\text{eff}}(T + 2\tau)(T + 4\tau/\pi)$ le facteur d'échelle de l'interféromètre (voir équation (1.61)). En notant $a_R = \pi/\mathcal{S}$ la plage de réciprocité du capteur atomique, et en traduisant la phase estimée en accélération sous la forme $a^E(t_i) = \Phi^E(t_i)/\mathcal{S}$, l'indice de la demi-frange peut être ré-écrit comme $n(t_i) = E[a^E(t_i)/a_R]$. Une fois dans sa plage de réciprocité, l'accélération est extraite de la mesure atomique $P(t_i)$ suivant :

$$\tilde{a}(t_i) = \frac{1}{\mathcal{S}} \arccos \left[\frac{P_0 - P(t_i)}{A} \right]. \quad (3.8)$$

L'accélération totale $a_m(t_i)$ est finalement donnée par :

$$a_m(t_i) = \begin{cases} n(t_i)a_R + \tilde{a}(t_i) & \text{si } n(t_i) \text{ est pair} \\ (n(t_i) + 1)a_R - \tilde{a}(t_i) & \text{si } n(t_i) \text{ est impair.} \end{cases} \quad (3.9)$$

La figure 3.13 illustre la mesure en deux étapes effectuée par l'accéléromètre hybride.

Réponse et sensibilité de l'accéléromètre hybride. Dès lors que l'indice de la demi-frange a été repéré, l'accélération est uniquement déterminée par l'interféromètre car l'équation (3.8) n'implique que les paramètres de réponse du capteur atomique (\mathcal{S} , P_0 et A). Le bruit sur la mesure d'accélération est alors directement donné par le bruit de probabilité de transition (σ_P). Les paramètres (P_0 , A , σ_P) peuvent être estimés indépendamment des AMs à l'aide de la méthode BAT. Par ailleurs, le facteur d'échelle $\mathcal{S} = k_{\text{eff}}(T + 2\tau)(T + 4\tau/\pi)$ d'un senseur inertiel atomique est très bien connu et a été mesuré en laboratoire (voir [Gauguet 09] par exemple). Il ne dépend que de k_{eff} , T et τ (dans une moindre mesure) dont les valeurs sont bien contrôlées. La longueur d'onde des lasers Raman est en effet connue avec une exactitude

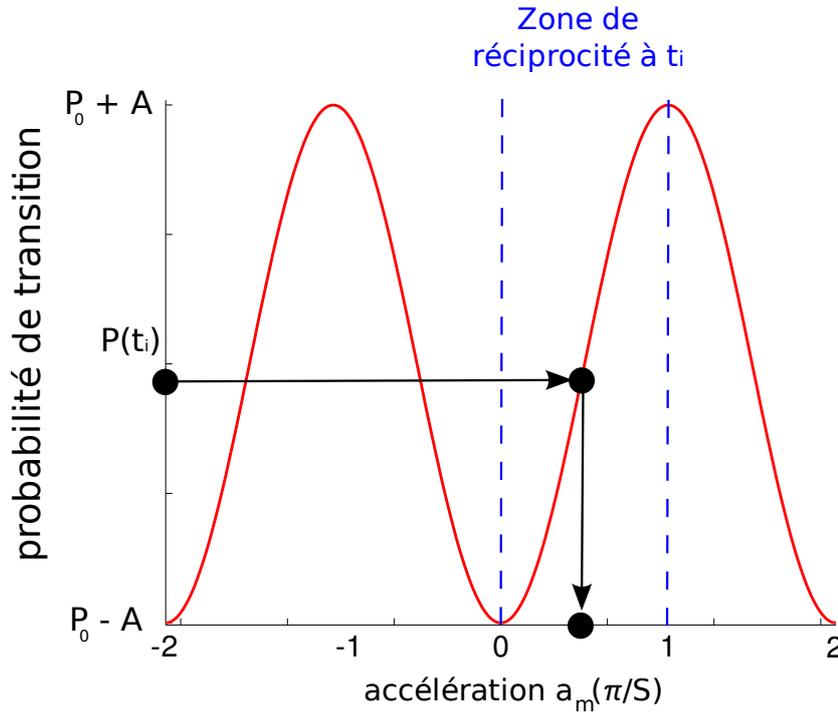


FIGURE 3.13 – Schéma du fonctionnement de l'accéléromètre hybride fondé sur une mesure en deux étapes.

de l'ordre de 10^{-9} pour notre expérience (incertitude ~ 1 MHz sur environ 400 THz). Dans notre application, la connaissance exacte de T est nécessaire car le capteur est opéré au delà de son régime linéaire (T intervient ainsi directement dans le calcul d'accélération). L'incertitude sur T est de seulement quelques nano-secondes dans notre expérience grâce aux séquenceurs développés dans notre groupe par André Villing, ce qui correspond à un effet systématique de seulement 10^{-6} même pour des temps d'interrogation faibles de quelques milli-secondes, loin d'être limitant.

Nous insistons sur le fait que le facteur d'échelle et les performances du capteur atomique sont très bien connus et ne nécessitent pas d'étalonnage supplémentaire, contrairement à la plupart des senseurs traditionnels. Cette caractéristique constitue un atout majeur des senseurs à atomes froids par rapport aux technologies usuelles. Cet avantage fondamental tient à la nature spectroscopique de la mesure d'accélération à l'aide d'un laser (étalon de fréquence), ou en d'autres termes au fait que l'atome interrogé (ici le ^{87}Rb) est toujours le même quel que soit l'instrument. En outre, la méthode BAT que nous avons développée permet d'estimer in situ la sensibilité du capteur (à mieux que 10% près, voir paragraphe 1.4.3), et permet d'étendre le champ d'application des senseurs inertiels atomiques à des mesures au delà de leur plage de linéarité.

3.3.2 Erreurs sur la détermination de l'indice de frange

En raison des erreurs sur l'estimation de la phase interférométrique, il est possible de se tromper sur la mesure du numéro $n(t_k)$ de la frange où opère l'interféromètre à l'instant t_k , et ce d'autant plus que la phase est proche du bord d'une zone de réciprocity, autrement dit que $\tilde{a}(t_k)$

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

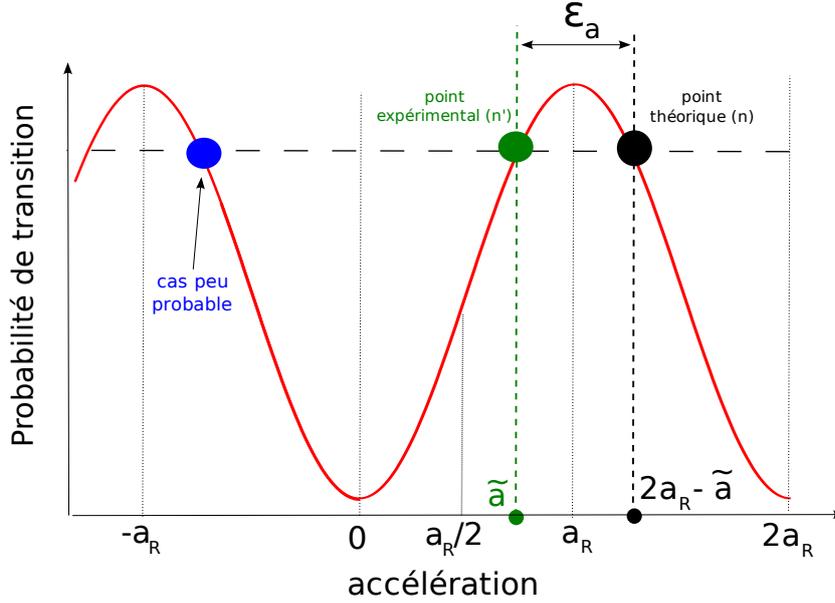


FIGURE 3.14 – Illustration d’une erreur sur l’indice de la frange où opère l’interféromètre pour un point proche du sommet de frange. Sans erreur de corrélation (point noir), l’indice de frange serait n (impair ici), mais il est décalé en pratique à la valeur $n' = n - 1$ (point vert). L’accélération mesurée $a'_m = n'a_R + \tilde{a}$ diffère de la vraie valeur $a_m = (n + 1)a_R - \tilde{a}$. L’erreur en accélération vaut ainsi $\epsilon_a = 2(a_R - \tilde{a})$.

s’approche d’une valeur multiple de $\approx a_R$ (voir figure 3.14). Ceci se traduit alors par une erreur $\epsilon_a = a'_m - a_m$ sur la mesure d’accélération, où a_m (resp. a'_m) est la vraie valeur d’accélération (resp. la valeur entachée de l’erreur sur n). L’objet de ce paragraphe est de déterminer le bruit d’accélération résultant de ces erreurs, et de voir dans quelle mesure celui-ci peut limiter la sensibilité de l’accéléromètre hybride. Qualitativement, plus on s’approche d’un extremum de frange, plus la probabilité de faire une erreur sur n augmente mais plus l’impact de cette erreur est faible (pour un point situé exactement en $\tilde{a} = a_R$, la probabilité de se tromper de valeur de n est maximale, mais l’erreur ϵ_a est nulle). Au contraire, la probabilité de se tromper de numéro de frange lorsque $\tilde{a} \approx a_R/2$ est faible, mais l’erreur associée ϵ_a est maximale, égale à a_R en valeur absolue.

Selon la parité du vrai numéro de frange n et celle du numéro erroné n' , il est facile de déterminer l’erreur en accélération ϵ_a à partir de l’équation 3.9 La table 3.4 recense les différents cas possibles. Nous supposons dans la suite que ϵ_a est inférieure à a_R en valeur absolue, autrement dit que l’erreur sur l’indice de la frange correspond à deux points situés de part et d’autre de l’extremum de probabilité de transition le plus proche, comme représenté sur la figure 3.14. La probabilité d’occurrence d’un événement tel que $|\epsilon_a| > a_R$ est très faible lorsque l’écart type σ_E du bruit sur la phase estimée est inférieur à 1 radian (CQF = 1), et ce cas ne sera donc pas envisagé dans la suite (point bleu à gauche sur la figure 3.14). Sous cette hypothèse, la valeur absolue de ϵ_a est indépendante de la parité de n et n' , et vaut :

$$|\epsilon_a| = 2(a_R - \tilde{a}) \equiv 2\Delta a, \quad (3.10)$$

où Δa désigne l’écart entre l’accélération déterminée par l’interféromètre atomique et la frontière de la zone de réciprocité la plus proche.

| n | n' | $\epsilon_a = a'_m - a_m$ |
|----------|----------|---------------------------|
| $2p$ | $2p + 1$ | $2(a_R - \tilde{a})$ |
| $2p$ | $2p - 1$ | $-2\tilde{a}$ |
| $2p + 1$ | $2p + 2$ | $2\tilde{a}$ |
| $2p + 1$ | $2p$ | $-2(a_R - \tilde{a})$ |

TABLE 3.4 – Erreurs sur la mesure d'accélération dues à une erreur sur le numéro de frange.

Bruit d'accélération associé aux erreurs. Pour calculer la variance du bruit associé aux erreurs sur le numéro de frange, il faut déterminer la loi traduisant la probabilité de faire une erreur étant donné l'écart Δa entre l'accélération estimée à l'aide des AMs (autrement dit la phase estimée Φ^E) et le bord le plus proche de la zone de réciprocité dans laquelle se situe le point de corrélation concerné. En notant $\eta(\Delta a)$ la densité de probabilité associée à cette loi, la variance des erreurs peut alors être obtenue selon :

$$\sigma^2(\epsilon_a) = \int_0^{a_R/2} \eta(\Delta a) (2\Delta a)^2 d\Delta a. \quad (3.11)$$

Le calcul de la fonction $\eta(\Delta a)$ est complexe, notamment car le bruit sur la phase estimée n'est pas indépendant du bruit de phase interférométrique (voir la discussion du paragraphe suivant l'équation (3.6)). Pour simplifier le problème et dégager les idées qui sont à mes yeux les plus importantes pour comprendre comment dimensionner l'accéléromètre hybride, j'ai choisi d'adopter une approche globale pour le calcul de $\sigma^2(\epsilon_a)$. La démarche consiste à considérer un ensemble de données accélérométriques constitué de N_{acq} points de mesure, et à modéliser la probabilité de se tromper de frange par un taux d'erreurs effectif η , indépendant de Δa , et égal au quotient du nombre total d'erreurs N par le nombre de points d'acquisition N_{acq} . La variance de ϵ_a est alors donnée par :

$$\sigma^2(\epsilon_a) = 4\eta^2 \langle \Delta a^2 \rangle, \quad (3.12)$$

où $\langle X \rangle$ désigne l'espérance mathématique de la variable aléatoire X (moyenne sur toutes les réalisations possibles). En pratique, la variable \tilde{a} est uniformément distribuée dans l'intervalle $[0, a_R]$ dès que $T > 1$ ms, de sorte que les écarts $\Delta a = a_R - \tilde{a}$ suivent également une loi uniforme. Puisque nous avons considéré au début de ce paragraphe que la probabilité d'occurrence des événements $\{\epsilon_a > a_R\}$ était négligeable, les valeurs de Δa sont limitées à l'intervalle $[0, a_R/2]$, et l'équation (3.12) s'écrit donc :

$$\sigma^2(\epsilon_a) = 4\eta^2 \frac{5a_R^2}{48} = \frac{5\eta^2 \pi^2}{12\mathcal{S}^2}, \quad (3.13)$$

(Nous avons substitué $a_R = \pi/\mathcal{S}$ pour ré-introduire le facteur d'échelle $\mathcal{S} \approx k_{\text{eff}}T^2$ de l'interféromètre atomique.) Pour que la résolution de l'accéléromètre hybride soit limitée par le bruit de l'interféromètre donné par $\sigma_{\text{IA}} = 1/(\mathcal{S} \times \text{SNR})$, le taux d'erreur doit satisfaire $\sigma^2(\epsilon_a) < \sigma_{\text{IA}}^2$,

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

ou encore :

$$\eta < \eta_{\text{lim}} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{12}{5}} \frac{1}{\text{SNR}} \approx \frac{0.5}{\text{SNR}}. \quad (3.14)$$

Un senseur hybride utilisant un interféromètre caractérisé par un SNR de un sera donc principalement limité par le bruit du capteur atomique si le taux d'erreurs effectif sur les numéro de frange est inférieur à 50% environ (ce qui signifie que les AMs sont capables de se tromper de moins qu'une frange un coup sur deux).

Simulation numérique du taux d'erreurs. La figure 3.15 représente l'évolution du taux d'erreurs $\eta \equiv N/N_{\text{acq}}$ en fonction du SNR et du facteur de qualité de la corrélation (CQF) obtenue à l'aide d'une simulation numérique modélisant le bruit de l'interféromètre et les erreurs sur l'estimation de la phase interférométrique (d'écart type σ_E). La figure **A** permet de vérifier que le taux d'erreurs ne dépend pas du SNR (le bruit atomique et le bruit sur l'estimation de la phase sont indépendants) mais dépend de manière critique de σ_E . La figure **B** donne l'évolution de η en fonction du CQF et a été obtenue en variant σ_E dans la simulation. La courbe **C** montre enfin que le taux d'erreurs est proportionnel à l'écart type σ_E du bruit sur l'estimation de la phase interférométrique, et donné par :

$$\eta = a \times \sigma_E, \text{ avec } a = (25.7 \pm 1)\%.\text{rad}^{-1}. \quad (3.15)$$

Le CQF est en pratique une donnée directement mesurable et caractérise la somme des contributions associées au bruit atomique et aux imperfections des AMs. Le bruit atomique étant indépendant du bruit sur l'estimation de la phase, les courbes **B** et **C** sont équivalentes, mais on préférera utiliser l'une ou l'autre selon que l'on connaît le CQF et que l'on souhaite en déduire le taux d'erreurs associé, ou que l'on désire connaître la valeur de σ_E à ne pas dépasser pour assurer un taux d'erreurs inférieur à une valeur donnée (par exemple η_{lim}).

Écrêtage pour dépasser la limite imposée par les AMs. De manière à dépasser la limite de résolution imposée par les AMs (i.e. à passer sous le seuil η_{lim}) et ainsi parvenir au niveau de bruit de l'IA, la stratégie consiste à ne pas utiliser les points de mesure pour lesquels la probabilité de se tromper de frange est grande, i.e. à enlever les points proches des extrema de la sinusoïde de corrélation. Dans cette opération, la diminution de la probabilité de se tromper de frange (la diminution de η) va s'accompagner d'une perte de points de mesure, de sorte qu'un compromis doit être réalisé. Pour un CQF donné, i.e. pour un niveau de bruit σ_E sur la phase estimée donné, l'écrêtage des points consiste à rejeter les mesures correspondant à une phase Φ^E dans l'intervalle $[\phi_0 - \phi_c, \phi_0 + \phi_c]$, où ϕ_0 désigne un extrema de la sinusoïde de corrélation, et ϕ_c une coupure que nous allons adapter de manière à descendre sous le taux d'erreurs limite η_{lim} . Au coup i , l'algorithme est donc le suivant :

$\Phi^E(i) \rightarrow$ repérage de l'extrema $\phi_0(i)$ le plus proche

$\Phi^E(i) \in [\phi_0(i) - \phi_c, \phi_0(i) + \phi_c] \rightarrow$ point rejeté

$\Phi^E(i) \notin [\phi_0(i) - \phi_c, \phi_0(i) + \phi_c] \rightarrow$ point accepté pour la mesure.

En supposant les mesures uniformément distribuées sur chaque demi-frange, la proportion de points conservés après écrêtage est donnée par :

$$\frac{N_{\text{utiles}}}{N_{\text{acq}}} = 1 - \frac{2\phi_c}{\pi}. \quad (3.16)$$

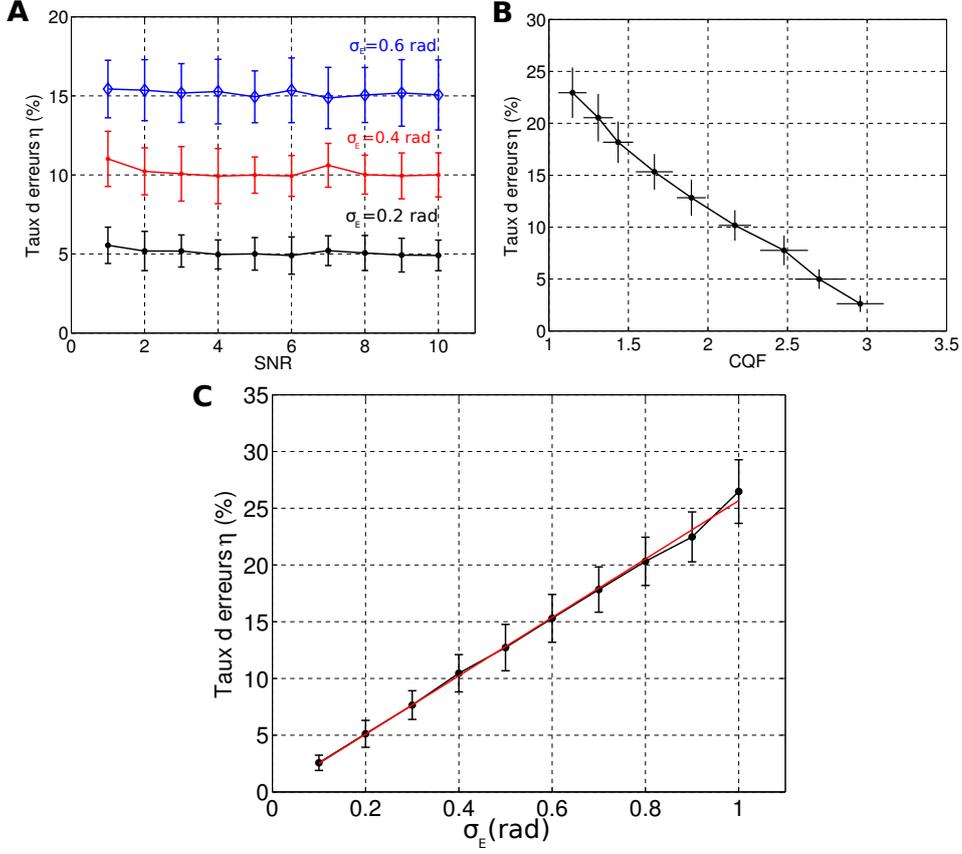


FIGURE 3.15 – Simulation numérique montrant l'occurrence d'erreurs sur l'indice de frange n en fonction du SNR et du CQF. La simulation est réalisée avec $N_{acq} = 300$ points, et répétée 50 fois pour chaque paramètre. **A** : Vérification de l'indépendance de η avec le SNR de l'interféromètre, pour différentes valeurs de l'écart type σ_E du bruit sur l'estimation de la phase interférométrique par les AMs. **B** : Évolution de η avec le CQF. **C** : Évolution de η avec l'écart type σ_E du bruit sur la phase estimée.

Le taux η_{res} d'erreurs résiduelles sur le numéro de frange après écrêtage est donné par la probabilité que le bruit $\tilde{\varphi}$ sur la phase estimée par les AMs dans les environs d'un extremum de frange se réalise après la coupure ϕ_c . En supposant $\tilde{\varphi}$ gaussien, centré en zéro et d'écart type σ_E , le taux d'erreurs résiduelles vaut donc :

$$\eta_{res} = 2 \int_{\phi_c}^{+\infty} d\varphi \frac{1}{\sigma_E \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\varphi^2}{2\sigma_E^2}} = \text{erfc} \left(\frac{\phi_c}{\sigma_E \sqrt{2}} \right). \quad (3.17)$$

L'évolution de η_{res} en fonction de σ_E est représentée en figure 3.16, où nous avons représenté les seuils η_{lim} correspondant à différentes valeurs de SNR de l'interféromètre. Cette courbe pourra servir d'abaque pour choisir la coupure dans l'écrêtage des mesures afin d'atteindre une résolution essentiellement limitée par le SNR de l'interféromètre.

La procédure à suivre est donc la suivante : à partir de la valeur du CQF, on estime l'écart type σ_E du bruit sur la phase estimée, qui donne le taux d'erreurs η . Si ce taux est supérieur à η_{lim} , on peut choisir d'écrêter les données pour atteindre la résolution de l'interféromètre atomique. À cette fin, on détermine la coupure ϕ_c à l'aide de l'abaque 3.16 et de la valeur du

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

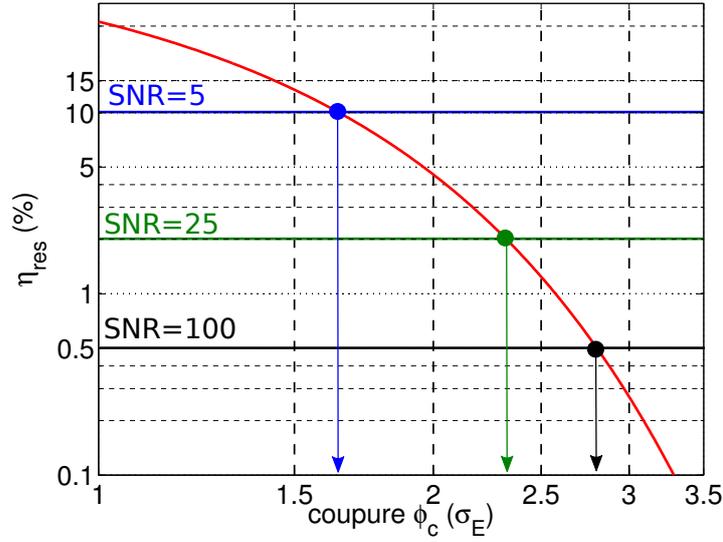


FIGURE 3.16 – Taux d'erreurs résiduelles η_{res} en fonction de la coupure ϕ_c en unités de l'écart type du bruit sur la phase estimée σ_E .

SNR de l'interféromètre. Le niveau de bruit σ_E et la coupure donnent alors le nombre de points de mesure conservés grâce à l'équation (3.16). La table 3.5 donne des exemples d'application de cette procédure pour des valeurs de SNR et de CQF rencontrées en pratique, et pour des performances accessibles dans le futur.

| CQF | σ_E (rad) | η (%) | SNR | η_{lim} (%) | ϕ_c (σ_E) | N_{utiles}/N_{acq} (%) |
|-----|------------------|------------|-----|------------------|-------------------------|--------------------------|
| 2 | 0.6 | 15 | 5 | 10 | 1.7 | 35 |
| 5 | 0.3 | 7.5 | 10 | 5 | 1.9 | 64 |
| 10 | 0.15 | 3.8 | 25 | 2 | 2.3 | 78 |
| 10 | 0.15 | 3.8 | 100 | 0.5 | 2.8 | 73 |

TABLE 3.5 – Taux d'erreurs η , taux d'erreurs limite η_{lim} et proportion de points restants N_{utiles}/N_{acq} après écrêtage des mesures à l'aide de la coupure ϕ_c , pour différentes valeurs caractéristiques du CQF et du SNR. La coupure est choisie de manière à ce que le taux d'erreurs après écrêtage vérifie $\eta_{res} = \eta_{lim}$. Les deux dernières lignes correspondent à des perspectives d'amélioration de notre instrument actuel.

3.3.3 Accéléromètre hybride aéroporté

Dans ce paragraphe, nous mettons en oeuvre la méthode de mesure en deux étapes discutée précédemment sur les données de la campagne de vols de mars 2010. La figure 3.17 montre la mesure d'accélération correspondant à une acquisition enregistrée lors du troisième jour de

vol (J3) durant et entre les paraboles P26 à P30, pour un temps d'interrogation $T = 1.5$ ms. L'expérience se déroule pendant environ 1000 secondes avec un temps de cycle $T_c = 500$ ms, et l'accéléromètre fonctionne sans arrêt durant les phases 0-g et 1-g du vol. Le nombre total de points est $N_{\text{acq}} = 1131$ (l'interféromètre ne peut fonctionner durant les phases 1.8-g). La plage de réciprocité de l'interféromètre atomique est $a_R \approx 0.087$ m.s $^{-2}$, et les fluctuations d'accélération de l'avion selon l'axe des ailes (axe Y) ont une amplitude de 0.5 m.s $^{-2}$ r.m.s sous 1-g, et 0.2 m.s $^{-2}$ en 0-g. Pour cette acquisition, le SNR de l'interféromètre et le CQF valent respectivement 4.2 et 1.8 sous 1-g (5.9 et 2.6 en 0-g), d'après la table 3.3.

Pour atteindre la résolution de l'interféromètre atomique correspondant à $\text{SNR} \approx 5$, nous choisissons une coupure $\phi_c = 1.7 \sigma_E$ pour laquelle le taux d'erreurs résiduelles est $\eta_{\text{res}} = \eta_{\text{lim}} \approx 10\%$ (utilisation de l'abaque 3.16). Nous conservons ainsi 35% des points pour la mesure d'accélération.

La résolution σ_a de l'accéléromètre hybride est donnée par la somme quadratique des contributions du bruit de l'interféromètre et des erreurs sur la frange, selon :

$$\sigma_a^2 = \sigma_{\text{IA}}^2 + \langle \sigma^2(\epsilon_a) \rangle = \frac{1}{\mathcal{S}^2} \left(\frac{1}{\text{SNR}^2} + \frac{5\eta_{\text{res}}^2 \pi^2}{12} \right). \quad (3.18)$$

Dans notre exemple, la contribution des erreurs résiduelles est égale à celle du bruit de l'interféromètre atomique ($\eta = \eta_{\text{lim}}$), et est déterminée par les valeurs $\text{SNR} \approx 5$ et $T = 1.5$ ms. La résolution de l'accéléromètre hybride vaut donc

$$\sigma_a = 7.9 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}, \quad (3.19)$$

et correspond à un niveau de bruit du senseur 63 fois plus bas que les fluctuations caractéristiques d'accélération de l'avion sous 1-g. La résolution temporelle effective du capteur est d'une mesure tous les trois coups ($N_{\text{utiles}}/N_{\text{acq}} \approx 35\%$ d'après la table 3.5), de sorte que la sensibilité à une seconde du capteur est égale à 0.01 m.s $^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ (pour un temps de cycle $T_c = 500$ ms).

La figure 3.18 explique graphiquement la méthode de mesure et montre comment le signal d'accélération résulte d'une mesure en deux étapes de type vernier. Le graphique **A** montre les graduations que doivent résoudre les AMs (traits pointillés), correspondant aux zones de réciprocité où l'interféromètre opère à chaque mesure. Une fois cette plage repérée, la mesure fine est effectuée par le capteur atomique, avec une résolution donnée par le SNR de l'interféromètre (figure **B**). Le signal total est la somme du signal correspondant aux zones de réciprocité et du signal atomique. Le bruit sur la mesure est difficile à distinguer (les barres d'erreur sont 63 fois plus faibles que l'amplitude caractéristique du signal d'accélération dans **C**). Une telle erreur sur la mesure d'accélération justifie le terme *haute résolution* employé au début de cette section.

Les données du second jour de vol $T = 2$ ms et $T = 3$ ms (voir table 3.2) sous 1-g où le temps de cycle vaut 300 ms donnent accès à de meilleures performances mais correspondent à des acquisitions moins longues (150 secondes typiquement). Pour ces expériences, la résolution σ_{IA} de l'interféromètre vaut respectivement 4.0×10^{-3} m.s $^{-2}$ ($\text{SNR} = 3.9$) et 2.4×10^{-3} m.s $^{-2}$ ($\text{SNR} = 2.9$), représentant un niveau de bruit respectivement 125 et 210 fois inférieur aux niveaux de vibration dans l'avion. Cependant les valeurs plus faibles du CQF (1.6 et 1.2) suggèrent des valeurs σ_E proches de 1 radians de sorte que le nombre de points utilisables est très réduit.

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

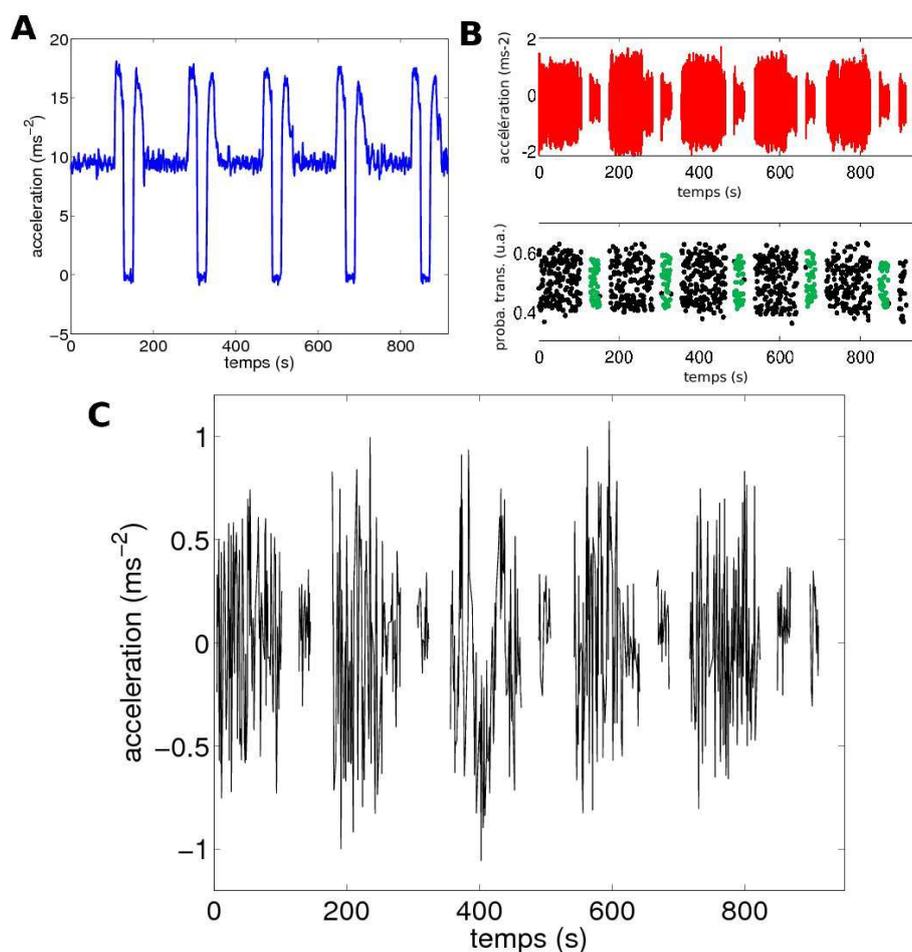


FIGURE 3.17 – **A** : Accélération suivant l'axe vertical montrant les différentes phases de pesanteur locale. **B** : Données brutes d'accélération mesurée par les AMs suivant l'axe des ailes de l'avion (signal rouge, haut) et de probabilité de transition en sortie de l'interféromètre (points noirs pour les phases 1-g et verts pour 0-g). **C** : Signal d'accélération mesuré par le senseur hybride AMs+interféromètre, pour un temps d'interrogation $T = 1.5$ ms.

3.3.4 Perspectives d'amélioration et applications envisagées

Je propose dans ce paragraphe des perspectives d'amélioration de notre système à court et moyen terme, et discute les conditions de validité des idées avancées précédemment. La principale application concernée par l'étude que nous avons proposée jusqu'ici est celle de l'utilisation d'un accéléromètre aéroporté de grande sensibilité et d'un faible biais. Le capteur atomique, en combinaison avec les AMs, pourra être utilisé dans le cadre de missions de gravimétrie aéroporté moyennant un changement de l'orientation des faisceaux Raman, ou être utilisé comme brique élémentaire d'une centrale inertielle de grande exactitude. Je me concentrerai sur cette deuxième application dans la suite.

Système de navigation utilisant l'accéléromètre atomique. L'idée d'utilisation d'un système hybride IA+AMs consiste à tirer profit d'une part de la stabilité et de l'exactitude du senseur

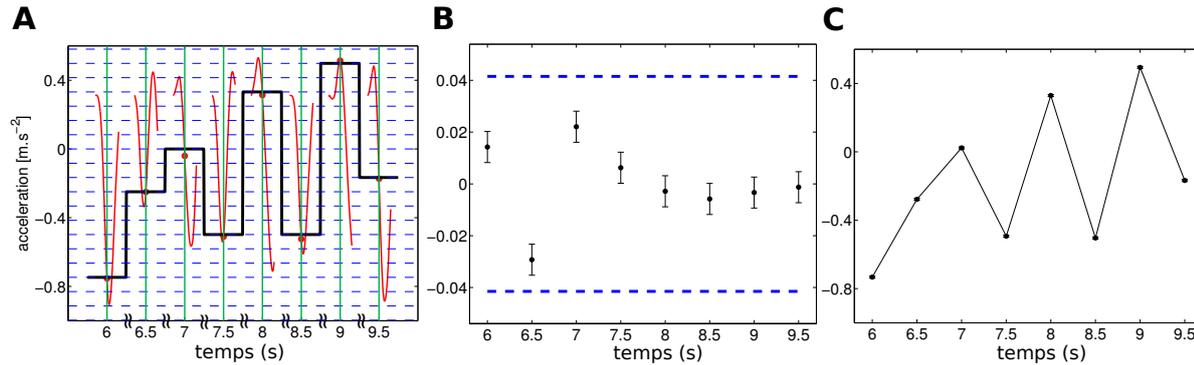


FIGURE 3.18 – Illustration de la mesure en deux étapes de type vernier avec les données de la figure 3.17. **A** : La courbe rouge montre le signal des AMs filtré par la fonction de réponse $f(t)$ de l'IA. Les lignes verticales montrent l'échantillonnage effectué par l'IA, et leur intersection avec le signal permet de repérer la zone de réciprocity dans laquelle opère l'interféromètre, comprise entre deux lignes pointillées. Le signal noir en marche d'escalier indique les zones de réciprocity adressées au cours du temps. **B** : Mesure fine effectuée par l'interféromètre dans sa zone de réciprocity ; les barres d'erreur représentent le niveau de bruit σ_a de l'accéléromètre hybride. **C** : L'accélération totale est la somme du signal en marche d'escalier et de celui de l'interféromètre.

inertiel atomique, et d'autre part de la grande dynamique des AMs. Dans un système de navigation autonome, le problème du biais intrinsèque des capteurs utilisés dans la centrale inertielle se traduit par une dérive en position de l'avion. Avec les meilleurs systèmes actuels, cette dérive est de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par heure, correspondant à un biais des accéléromètres de quelques μg [Jekeli 05]. Grâce à leur faible biais et leur stabilité long terme, les accéléromètres atomiques pourraient être utilisés pour recalibrer au fur et à mesure du vol le biais des capteurs traditionnels, ce qui constitue une application très intéressante. Cette idée est l'analogie dans le domaine des senseurs inertiels de l'utilisation des horloges atomiques comme référence de fréquence de grande stabilité et exactitude, à l'origine de la définition internationale de la seconde.

Afin de corriger le biais des AMs à l'aide de l'IA, plusieurs étapes sont nécessaires. Tout d'abord, il faut s'assurer de la maîtrise du biais du capteur atomique au laboratoire et durant le vol, en contrôlant les paramètres expérimentaux influençant les effets systématiques comme par exemple le champ magnétique (blindage magnétique de l'expérience), les déplacements lumineux (contrôle de la puissance et du rapport d'intensité), les couplages d'axe (alignement des faisceaux Raman), ou la sensibilité aux rotations (connaissance de la vitesse initiale des atomes perpendiculairement aux faisceaux Raman et mesure des rotations de l'avion). On se reportera par exemple à la thèse [Le Gouët 08] pour une revue des principaux effets systématiques dans un gravimètre atomique de laboratoire. Une fois sûr du niveau d'exactitude visé de l'accéléromètre atomique ($0.1 \mu g$ par exemple, donnant une dérive de 5 mètres par heure), la correction du biais des AMs peut être menée par étapes successives en augmentant progressivement le temps d'interrogation de l'interféromètre pour repérer la translation de la phase de la frange centrale dans la corrélation IA-AMs, et la soustraire des mesures fournies par les capteurs mécaniques.

Toujours dans la thématique de navigation inertielle, il est intéressant de tirer parti du haut

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

niveau de certitude avec lequel on connaît le facteur d'échelle $\mathcal{S} \approx k_{\text{eff}}T^2$ de l'accéléromètre atomique et d'utiliser la grande résolution de l'interféromètre pour des mesures d'accélération. Alors que le facteur d'échelle des capteurs mécaniques est généralement connu (et spécifié) avec une incertitude de quelques pourcents, \mathcal{S} est déterminé avec une incertitude relative plus faible que 10^{-6} , limité par la connaissance de T nécessaire dans les applications où le capteur atomique est opéré au delà de son régime linéaire (voir la discussion du paragraphe 3.3.1). Cet argument est cependant à nuancer. En effet, nous avons vu que la mesure d'accélération par l'IA nécessite la connaissance des paramètres d'amplitude et d'offset de l'interféromètre (A et P_0), qu'il est difficile d'estimer avec une incertitude meilleure que 10% pour le moment à l'aide de la méthode BAT. Une perspective de ce travail de thèse sera donc mettre au point des outils statistiques permettant de réduire l'incertitude sur l'estimation de ces paramètres en utilisant les données atomiques (et le moins possible la corrélation pour ne pas biaiser ces estimations).

Dimensionnement des AMs. L'objet de ce paragraphe est de déterminer les performances nécessaires des AMs pour bénéficier pleinement de la résolution de l'IA. Pour cela, il faut choisir un temps d'interrogation T_{AM} tel que les imperfections des AMs discutées dans les sections précédentes altèrent les corrélations de manière acceptable, i.e. permettent un écrêtage des données engendrant la suppression du moins de points de mesure possible. À titre d'exemple, nous avons donné dans les deux dernières lignes de la table 3.5 des perspectives d'améliorations du système expérimental actuel et supposant un travail sur le SNR de l'interféromètre ainsi que sur la maîtrise des imperfections des AMs. Pour atteindre une résolution de l'interféromètre correspondant à $\text{SNR} = 25$ ou 100 en conservant plus de 70% des points de mesure, il est nécessaire de disposer d'un CQF égal à 10, correspondant à un écart type du bruit sur la phase estimée $\sigma_E \approx 0.15$ rad d'après la figure 3.11.

Le bruit sur la phase estimée est déterminé par le bruit propre $B(\omega)$ des AMs (négligeable jusqu'à présent), et par les non-linéarités $\epsilon_{\text{nl}}(\omega)$ de leur facteur d'échelle en fonction de la fréquence. En négligeant les effets inertiels parasites associés aux rotations, l'écart type du bruit de phase dans la corrélation s'écrit donc

$$\sigma_E^2 = k_{\text{eff}}^2 \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} |H_a(\omega)|^2 \left[\epsilon_{\text{nl}}(\omega)^2 S_a(\omega) + B(\omega) \right], \quad (3.20)$$

où $\sqrt{S_a(\omega)}$ est le spectre d'accélération de l'avion. Pour dimensionner les AMs étant donné la valeur de σ_E à atteindre (0.15 rad dans notre exemple), nous décomposons les deux contributions sous la forme :

$$\sigma_E^2 = k_{\text{eff}}^2 \left(\epsilon_{\text{nl}}^2 T_{\text{AM}}^4 \delta a_m^2 + \frac{B_{\text{eff}} T_{\text{AM}}^3}{3} \right), \quad (3.21)$$

où B_{eff} désigne le niveau de bruit blanc équivalent des capteurs, ϵ_{nl} l'amplitude moyenne des non-linéarités, et δa_m l'amplitude caractéristique des fluctuations d'accélération de l'avion ($\approx 0.5 \text{ m.s}^{-2}$ sous 1-g). Nous avons vérifié que la variance des fluctuations de phase interférométrique (et donc Φ^E) évolue bien comme T^4 pour le signal d'accélération de l'avion dont le spectre est dominé par les accélérations basses fréquences. Pour atteindre le niveau de bruit spécifié par σ_E , le niveau de non-linéarités et de bruit blanc des capteurs mécaniques doit vérifier :

$$\epsilon_{\text{nl}} < \frac{\sigma_E}{k_{\text{eff}} T_{\text{AM}}^2 \delta a_m}, \quad \text{et} \quad \sqrt{B_{\text{eff}}} < \sqrt{3} \frac{\sigma_E}{k_{\text{eff}} T_{\text{AM}}^{3/2}}. \quad (3.22)$$

La table 3.6 donne des exemples de performances qu'il sera possible d'atteindre dans le futur grâce à une meilleure technologie d'AMs, et une augmentation du SNR de l'interféromètre à des

valeurs proches de celles obtenues aujourd'hui sur les instruments de laboratoire [Gauguet 09, Biedermann 09]. Une première série d'améliorations de l'accéléromètre hybride a été apportée au laboratoire à la fin de ma thèse (avril 2011), et correspond aux résultats donnés dans le dernier paragraphe de ce chapitre (« Étude du capteur au laboratoire »).

| T_{AM} (ms) | SNR | ϵ_{nl} (%) | $\sqrt{B_{\text{eff}}}$ ($10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$) | σ_a ($\text{m.s}^{-2}/\text{coup}$) |
|----------------------|-----|----------------------------|---|--|
| 1 | 25 | 2 | 5 | 3.5×10^{-3} |
| 3 | 25 | 0.2 | 1 | 3.9×10^{-4} |
| 5 | 100 | 0.08 | 0.4 | 3.5×10^{-5} |
| 10 | 100 | 0.02 | 0.2 | 8.8×10^{-6} |

TABLE 3.6 – Perspectives d'amélioration de l'accéléromètre hybride. La table indique les valeurs nécessaires de ϵ_{nl} et B_{eff} permettant d'accéder à un temps d'interrogation T_{AM} pour lequel le bruit sur la phase estimée est $\sigma_E = 0.15 \text{ rad}$ ($\text{CQF} = 10$). Dans ce cas, plus de 70% des points de mesure sont conservés lors d'un écrêtage des données correspondant à $\eta_{\text{res}} = \eta_{\text{lim}}$. La sensibilité par coup σ_a est alors égale à $\sqrt{2}$ fois le bruit de l'interféromètre. La seconde partie du tableau donne des perspectives à moyen terme (5 ans). La dernière ligne correspond à une dynamique de mesure $\delta a_m/\sigma_a$ du senseur hybride supérieure à 50 000.

3.3.5 Conclusion

J'ai décrit dans cette section la méthode de mesure d'accélération effectuée par le senseur hybride AMs+IA et ai proposé un modèle pour estimer sa résolution en fonction de paramètres directement mesurables en pratique, comme le SNR et le CQF. L'accéléromètre hybride constitue un instrument très prometteur pour des applications embarquées car il permet de combiner la large plage de mesure d'un senseur mécanique avec le haut niveau de résolution et d'exactitude d'un interféromètre atomique. Pour résumer le gain en dynamique offert par la combinaison des deux types de senseurs, on se souviendra que dès lors que les AMs sont capables d'estimer la phase de l'interféromètre avec une incertitude de l'ordre de quelques 100 mrad, la dynamique de mesure d'accélération est augmentée d'une valeur égale au rapport signal sur bruit de l'interféromètre. J'ai ainsi indiqué les performances des AMs nécessaires pour atteindre le niveau de sensibilité du senseur à ondes de matière. Cette description ouvre des perspectives d'améliorations significatives du système.

Pour bénéficier de l'amélioration des performances du capteur hybride annoncées dans la table 3.6, et éventuellement aller au delà, il sera nécessaire d'affiner le modèle proposé dans cette section. En particulier, le calcul simplifié de la variance du bruit d'accélération associé aux erreurs de franges devra être amélioré en modélisant la loi donnant la probabilité d'occurrence d'une erreur en fonction de la position d'une mesure par rapport à la frontière d'une zone de réciprocité de l'interféromètre atomique. En outre, nous observons que le bruit sur la phase estimée est plus important loin de la frange centrale correspondant aux mesures où l'accélération prend les valeurs maximales, de sorte qu'il serait judicieux d'ajuster l'écrêtage des points au

3.3 Applications de l'accéléromètre atomique aéroporté

fur et à mesure du déroulement des franges, à l'aide d'une coupure ϕ_c variable. On pourrait ainsi économiser un maximum de points de mesure tout en conservant une dynamique $\delta a_m/\sigma_a$ satisfaisante (supérieure à 1200 pour $T_{AM} \geq 3$ ms). Une étude des incertitudes sur l'estimation de la sensibilité de l'accéléromètre, notamment sur celle du SNR par la méthode BAT et sur celle du taux d'erreurs résiduelles après écrêtage sera en outre nécessaire pour donner plus de poids aux niveaux de dynamiques record ($> 50\,000$) que le senseur hybride sera amené à atteindre dans le futur. Enfin, une analyse de l'éventuel biais introduit par la procédure d'écrêtage des données sera importante pour les applications où le capteur atomique est choisi pour son exactitude et sa sensibilité long terme.

3.4 Réjection des vibrations basses fréquences

3.4.1 Interféromètre à quatre impulsions

Afin d'utiliser l'interféromètre atomique en micro-gravité pour des tests de physique fondamentale, notamment pour le test du principe d'équivalence, il est important de rejeter les vibrations de l'avion qui masquent les faibles accélérations d'origine gravitationnelle que l'on souhaite mesurer. Nous verrons au prochain chapitre comment l'utilisation de deux interféromètres atomiques opérant simultanément permet une réjection très efficace du bruit d'accélération de l'avion (paragraphe 4.4). Ne disposant que d'une espèce atomique en mars 2010, nous avons étudié la réjection du bruit de vibration en utilisant un interféromètre à quatre impulsions $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ schématisé en figure 3.19. Ce type d'interféromètre à deux boucles est bien connu [Clauser 88] et a été utilisé dans plusieurs groupes, par exemple pour réaliser des mesures de gradient de gravité [McGuirk 02] ou pour améliorer la sensibilité de gyromètres atomiques [Lévêque 10].

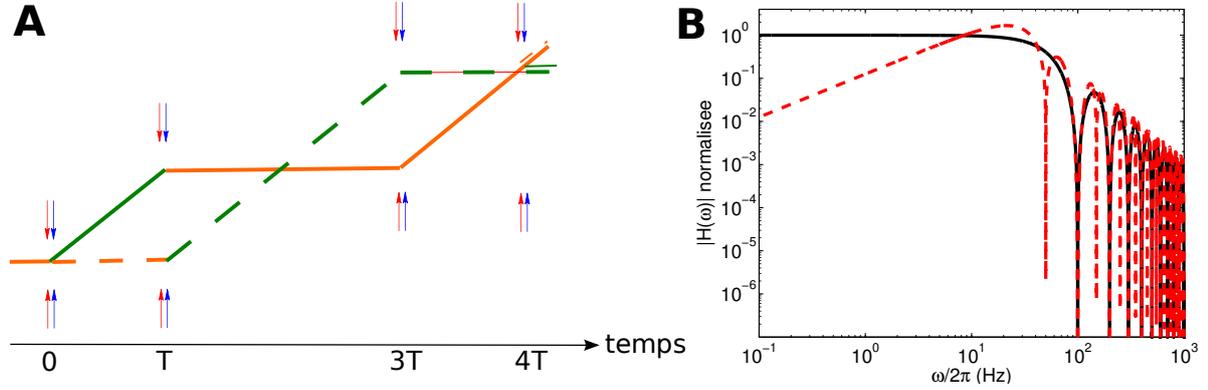


FIGURE 3.19 – **A** : Schéma de l'interféromètre à quatre impulsions $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$. Je n'ai représenté ici que la partie supérieure du double interféromètre en régime de faible accélération, correspondant aux atomes de vitesse moyenne positive après la sélection en vitesse. On se souviendra que l'interféromètre associé à la classe de vitesse négative évolue en parallèle. **B** : Comparaison des fonctions de réponse aux accélérations d'un interféromètre à trois (trait plein) et quatre (tirets) impulsions, pour une même valeur de $T = 10$ ms. Les fonctions sont normalisées par le facteur d'échelle $\mathcal{S} \approx k_{\text{eff}}T^2$ de l'interféromètre à trois impulsions.

Dans cette géométrie, les aires orientées associées aux deux boucles sont de signe opposée, de sorte que la sensibilité de l'interféromètre à une accélération ou une rotation constante est nulle. En d'autres termes, cette configuration réalise une soustraction cohérente des signaux d'accélération vus par le premier interféromètre de facteur d'échelle $k_{\text{eff}}T^2$ et le second de facteur d'échelle opposé. Le déphasage s'écrit

$$\Phi = [\varphi(0) - \varphi(T) + \varphi(3T)] - [\varphi(T) - \varphi(3T) + \varphi(4T)], \quad (3.23)$$

et s'annule dans le cas d'une accélération \vec{a}_0 constante. La fonction de réponse de l'interféromètre s'obtient simplement à partir de celle de l'interféromètre à trois impulsions par symétrie et translation dans le temps, et s'écrit (pour $\tau \ll T$) :

$$f_{4p}(t) = f(t) - f(t - 2T). \quad (3.24)$$

3.4 Réjection des vibrations basses fréquences

La réponse en fréquence de l'accéléromètre est donc donnée par

$$|H_{4p}(\omega)| = 2 \sin(\omega T) |H_a(\omega)|. \quad (3.25)$$

Elle est représentée en figure 3.19 où l'on observe bien la coupure réalisée à basse fréquence par le senseur différentiel. La sensibilité maximale de l'interféromètre vaut $2k_{\text{eff}}T^2$, à une fréquence environ égale à $1/4T$.

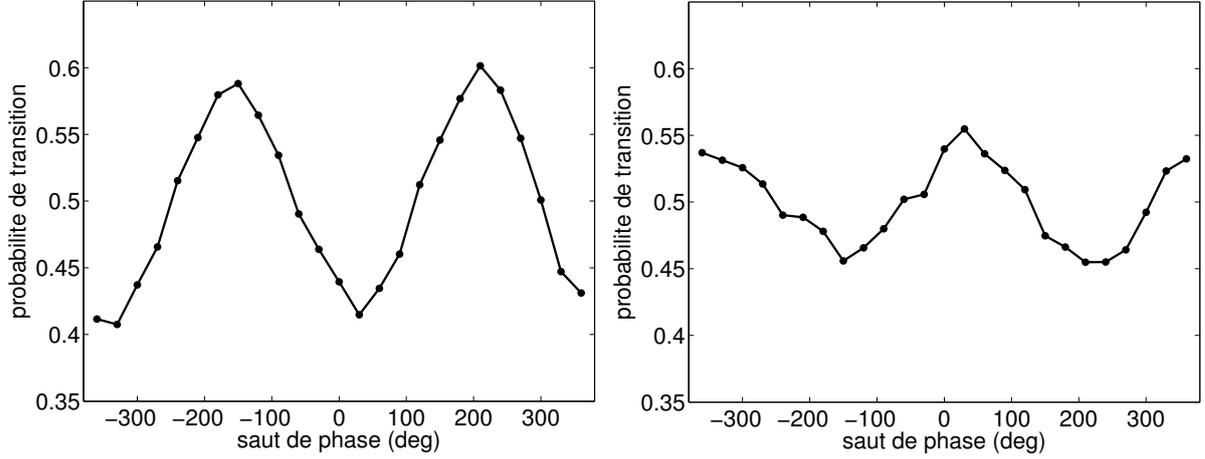


FIGURE 3.20 – Comparaison des franges d'interférences en 0-g en mars 2010 pour les interféromètres à trois et quatre impulsions. Gauche : 3 impulsions, $2T = 0.4$ ms. Droite : 4 impulsions $4T = 1.2$ ms. Le décalage d'environ 500 mrad de la frange sombre dans la courbe de gauche (resp. de la frange brillante dans celle de droite) par rapport à zéro degré est dû au déplacement lumineux différentiel.

En raison de la présence d'une impulsion π supplémentaire, le contraste dans la géométrie à quatre impulsions est dégradé. La figure 3.20 présente les franges d'interférences obtenues en 0-g pour les interféromètres à trois (3P) et quatre (4P) impulsions. Ces franges sont enregistrées durant les vingt secondes d'une parabole en balayant la différence de phase des lasers Raman à petit temps d'interrogation, et la différence de contraste entre les deux jeux de données est notable (presque un facteur deux). On constate également sur ces courbes l'opposition de phase entre les deux interféromètres, due à l'impulsion Raman supplémentaire.

Sensibilité à la vitesse initiale. Une différence notable entre les deux géométries tient également à la sensibilité résiduelle de l'interféromètre 4P à la fréquence des lasers, provenant du fait que l'intégrale de la fonction de sensibilité à la phase n'est pas nulle à cause de l'impulsion π supplémentaire [Lévêque 10]. En d'autres termes, les atomes ne passent pas exactement le même intervalle de temps dans le même état interne le long des deux bras de l'interféromètre, d'où la sensibilité résiduelle à la différence de fréquence moyenne des lasers. Celle-ci se traduit par une sensibilité à la vitesse initiale des atomes dans la géométrie 4P, qui peut constituer une nouvelle source de bruit pour cet interféromètre ainsi qu'un effet systématique.

Pour une impulsion de sélection en vitesse à une valeur δ_0^{RF} du désaccord, les classes de vitesse sélectionnées sont centrées en $\pm(\delta_0^{\text{RF}} + \omega_R)/k_{\text{eff}}$ (voir paragraphe 1.3), et le déphasage associé à la vitesse moyenne du paquet d'ondes s'écrit :

$$\Psi_I = \delta_0^{\text{RF}} \frac{4\tau}{\pi}. \quad (3.26)$$

Ce déphasage (lié à l'état d'énergie interne des atomes) est vu de manière opposé par les deux parties constituant le double interféromètre, et annule le contraste des franges d'interférences lorsque sa valeur s'approche de $\pi/2$. En outre, la vitesse relative des atomes par rapport au miroir de rétro-réflexion peut varier d'une mesure à l'autre en fonction du signal d'accélération avant la séquence d'impulsions Raman, et ainsi introduire du bruit sur les mesures. Pour annuler cette sensibilité à la vitesse, une solution consiste à augmenter la durée centrale $2T$ entre les deux impulsions π d'une quantité τ égale à la durée des impulsions $\pi/2$.

3.4.2 Comparaison des géométries d'interféromètre en 0-g

Pour mettre en évidence la réjection des vibrations basses fréquences de l'avion, nous enregistrons les corrélations dans la géométrie 4P. Les expériences sont réalisées en micro-gravité afin de profiter d'un meilleur rapport signal sur bruit. La figure 3.21 représente des données choisies du deuxième jour de vol, pour des temps d'interrogation $4T = 12$ ms et $4T = 20$ ms. Malgré un SNR relativement moins bon que dans la géométrie 3P, on distingue à l'oeil les franges d'interférences, ce qui suggère que les erreurs dues aux AMs ont moins d'impact sur les corrélations que pour la géométrie 3P.

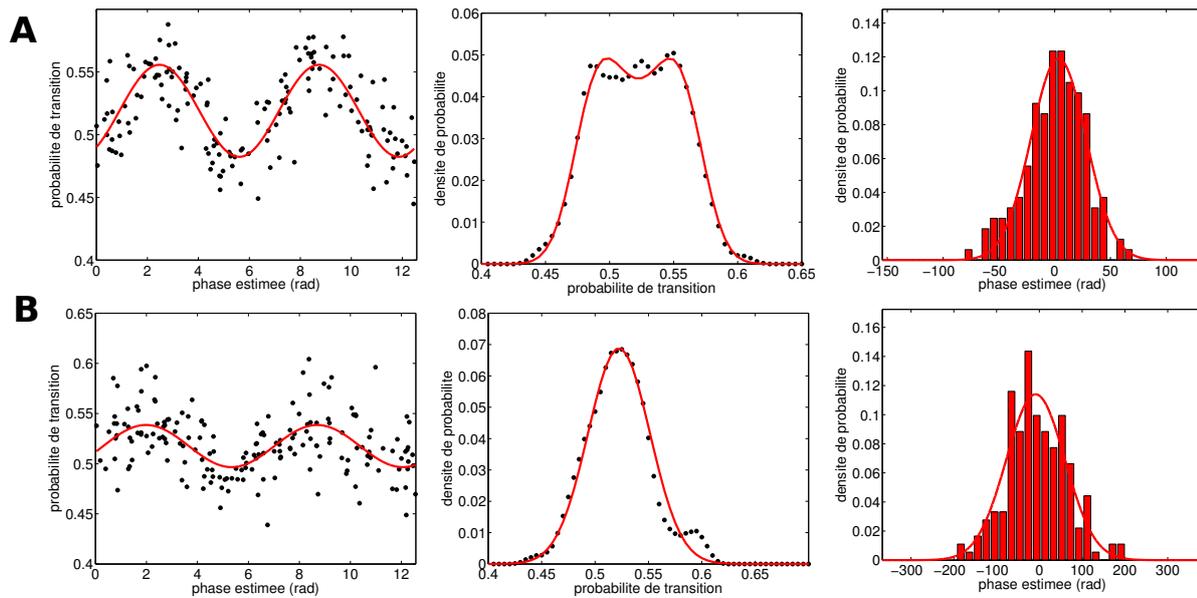


FIGURE 3.21 – Résultats du deuxième jour de vol pour l'interféromètre à 4 impulsions. Le temps d'interrogation total vaut $4T$. **A** : $T = 3$ ms en 0-g, avec les données des paraboles P13 à P15. **B** : $T = 5$ ms en 0-g, avec les données des paraboles P28 à P30. Ici, la méthode BAT ne donne pas une estimation pertinente du SNR de l'interféromètre qui est inférieur ou égal à un.

Nous allons discuter quantitativement dans ce paragraphe de la comparaison en 0-g des géométries 3P et 4P à l'aide des deux ensembles de données (ED) suivants :

- (ED1) interféromètre 3P avec $2T = 20$ ms, J3 paraboles 16 à 21 (figure 3.12 **E**)
- (ED2) interféromètre 4P avec $4T = 20$ ms, J2 paraboles 28 à 30 (figure 3.21 **B**).

Pour commencer, les deux ensembles de données ne sont pas a priori caractérisés par les mêmes niveaux de vibrations et donc les mêmes fluctuations de phase interférométrique σ_Φ , car ils

3.4 Réjection des vibrations basses fréquences

| figure | gravité locale | T (ms) | CQF | SNR | σ_Φ (rad) | C_z (%) | C_{bf} |
|--------|----------------|----------|------|-----|---------------------|-----------|----------|
| 3.21 A | 0-g | 3 | 1.6 | 2.4 | 25 | -2.7 | 1.3 |
| 3.21 B | 0-g | 5 | 0.78 | - | 69 | -3.0 | 1.3 |

TABLE 3.7 – Paramètres associées aux données du deuxième jour de vol pour l’interféromètre à 4 impulsions. Le temps d’interrogation total vaut $4T$. Le décalage temporel optimisant les corrélations correspond à $\delta t = 2 \times 16 \mu s$ (le retard est un multiple du taux d’échantillonnage de notre carte d’acquisition, égal à $16 \mu s$). Le SNR dans la seconde ligne n’est pas indiqué car l’estimation BAT ne fonctionne pas aux valeurs de SNR inférieures à un.

sont enregistrés durant deux jours de vol différents. À partir des spectres de vibrations pour les paraboles correspondant à (ED1) et (ED2) du même type que ceux de la figure 3.8, nous calculons $\sigma_\Phi \approx 60$ rad pour (ED1) contre $\sigma_\Phi \approx 55$ rad pour (ED2). Ces deux valeurs théoriques sont proches de celles effectivement mesurées en ajustant l’histogramme des fluctuations de phase par une gaussienne d’écart type σ_{Phi} et reportées dans les tables 3.3 (66 rad) et 3.7 (69 rad). On constate donc que l’écart type des fluctuations de phase est environ le même dans les deux cas, bien que la sensibilité maximale de l’interféromètre dans (ED2) – $2k_{\text{eff}} \times (5 \text{ ms})^2$ – soit deux fois plus faible que celle dans (ED1) – $k_{\text{eff}} \times (10 \text{ ms})^2$. Ceci s’explique par le plus haut niveau de vibration lors de J2 que durant J3, pour ces acquisitions.

Si l’on suppose que les erreurs sur l’estimation de la phase dues aux non-linéarités des AMs sont proportionnelles aux fluctuations de phase interférométrique (comme cela a été fait au paragraphe 3.2.3), les corrélations devraient être plus dégradées pour (ED2) que pour (ED1). En effet, le SNR de l’interféromètre utilisé pour (ED2) est inférieur à celui dans (ED1) pour des fluctuations de phase similaires. Les données brutes témoignent cependant du contraire, et le moyennage des points de corrélation présenté en figure 3.22 révèle même clairement une meilleure corrélation pour (ED2).

Le calcul de σ_Φ pour les deux configurations montre que l’essentiel ($> 95\%$) des fluctuations de phase dans l’interféromètre 4P provient des vibrations dans la bande $[10 - 1000 \text{ Hz}]$, alors que la bande $[0 - 10\text{Hz}]$ en représente environ 50% pour l’interféromètre 3P à $T = 10 \text{ ms}$. L’amélioration de la corrélation observée dans (ED2) montre donc que l’essentiel des erreurs sur l’estimation de la phase par les AMs est dû à des imperfections à basse fréquence des capteurs, qui ont un impact important sur l’interféromètre 3P. L’interféromètre différentiel est quant à lui sensible aux accélérations sur une bande de fréquences restreinte centrée autour de $1/4T$ où l’optimisation de la corrélation permet de mieux compenser les irrégularités de la réponse des AMs.

Discrimination entre les deux principales sources de bruit. Les corrélations sont essentiellement impactées par deux sources de bruit : le bruit $\tilde{\Phi}$ dû aux erreurs sur l’estimation de la phase par les AMs (gaussien, d’écart type σ_E), et le bruit \tilde{P} de probabilité de transition (gaussien, d’écart type σ_P). La corrélation consistant, comme son nom l’indique, à corréler les signaux des AMs et de l’interféromètre atomique, elle mêle les deux sources de bruit $\tilde{\Phi}$ et \tilde{P} qui sont a priori indépendantes. L’estimation directe de σ_E à partir des données de corrélation est donc difficile, d’autant plus que la fonction de corrélation $P = f(\Phi^E)$ n’est pas linéaire. La

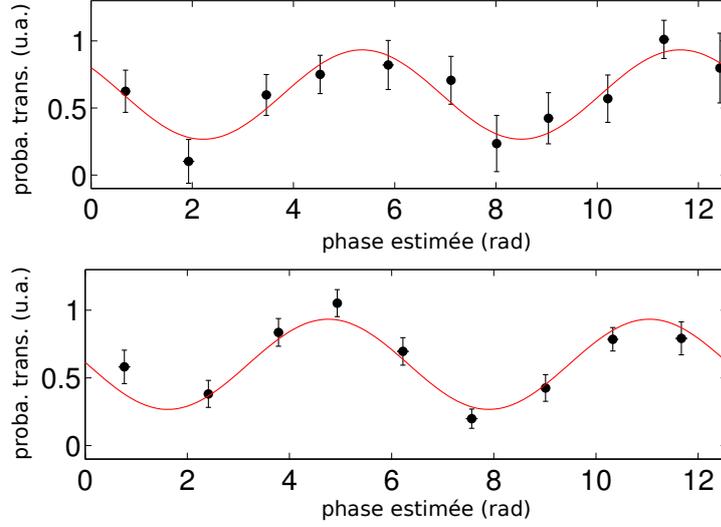


FIGURE 3.22 – Comparaison des deux géométries d’interféromètre : (haut) 3 impulsions avec $2T = 20$ ms ; (bas) 4 impulsions avec $4T = 20$ ms. Les données de corrélation sont moyennées par paquet de 20 points par ordre croissant de phase estimée, de sorte que la barre d’erreur apparaît suivant l’axe vertical. Elle correspond à l’incertitude sur la valeur moyenne, donnée par l’écart type statistique divisé par $\sqrt{20}$.

figure 3.22 illustre bien l’intrication de ces deux sources de bruit, où le moyennage par paquet de points ordonnés suivant l’axe des phases estimées ramène la totalité de l’erreur suivant l’axe des probabilités de transition. La barre d’erreur apparaît sur ces courbes suivant l’axe vertical mais résulte bien des deux contributions $\tilde{\Phi}$ et \tilde{P} . Si l’on choisissait de ramener toutes les mesures dans l’intervalle $\Phi^E \in [0, \pi]$ et de moyenner par paquet de points ordonnés suivant les probabilités de transition croissante, on ramènerait les barres d’erreur suivant l’axe des phases estimées, ce qui ne résoudrait pas plus le problème de corrélation des deux bruits.

Pour décorréler les deux sources de bruit, nous proposons une méthode de moyennage traitant les données de phase et de probabilités de transition de la manière la plus indépendante possible. L’objectif est d’obtenir une comparaison de σ_P et σ_E de manière à savoir quelle source de bruit est dominante. Pour y parvenir, nous utilisons notre connaissance a priori de σ_P et des paramètres (P_0, A) de l’interféromètre grâce à la méthode BAT qui est indépendante de la corrélation. À partir de ces informations, nous estimons σ_E en le déduisant du bruit total de corrélation $\bar{\sigma}$. Dans la zone linéaire des franges, $\bar{\sigma} = \sqrt{\sigma_{IA}^2 + \sigma_E^2}$, où $\sigma_{IA} = \sigma_P/A$ désigne le bruit de probabilité de transition converti en bruit de phase. La procédure adoptée pour le moyennage est la suivante :

- (a) on met tout d’abord à la même échelle les axes verticaux et horizontaux pour avoir une comparaison quantitative et visuelle des deux sources de bruit. Pour cela, on regroupe tous les points de corrélation dans un intervalle de phase estimée allant de 0 à π et correspondant à un zone bijective des franges. On met ensuite en oeuvre la méthode BAT sur les données de probabilité de transition $\{P_i\}$ pour estimer (P_0, A, σ_P) , puis on réalise une mise à l’échelle $[0, \pi]$ de l’axe vertical en dilatant les données de probabilité de transition selon $P_i \rightarrow \mathcal{P}_i = \pi/2[1 + (P_i - P_0)/A]$. On relance enfin l’estimation BAT sur les $\{\mathcal{P}_i\}$ pour vérifier $\mathcal{P}_0 \approx \pi/2$ et $\mathcal{A} \approx \pi/2$, et obtenir une nouvelle valeur de σ_P tenant compte de cette dilatation (on

3.4 Réjection des vibrations basses fréquences

vérifie que le SNR reste inchangé lors de cette transformation).

- (b) On ajuste ensuite les corrélations moyennées de la figure 3.22 pour estimer leur offset de phase ϕ_0 et le soustraire, selon $\Phi_i^E \rightarrow \varphi_i = \Phi_i^E - \phi_0$.
- (c) On effectue alors le moyennage des données en recherchant pour chaque point de corrélation $(\varphi_i, \mathcal{P}_i)$ son plus proche voisin $(\varphi_i^{\text{ppv}}, \mathcal{P}_i^{\text{ppv}})$ sur le modèle $P = \pi/2[1 + \cos \Phi]$ et en calculant la distance $\bar{\sigma}_i^2 = (\varphi_i - \varphi_i^{\text{ppv}})^2 + (\mathcal{P}_i - \mathcal{P}_i^{\text{ppv}})^2$ associée. On regroupe alors les mesures en $N = 10$ paquets de n points à partir du modèle. Par exemple, le premier paquet est constitué des points de corrélations $(\varphi_{k1}, \mathcal{P}_{k1})_{k=1..n}$ dont les plus proches voisins $(\varphi_{k1}^{\text{ppv}}, \mathcal{P}_{k1}^{\text{ppv}})_{k=1..n}$ sont situés dans la première tranche du modèle. Pour le paquet j , on calcule le point moyen $(\bar{\varphi}_j, \bar{\mathcal{P}}_j)$, ainsi que l'erreur moyenne $\bar{\sigma}_j^2$ donnée par

$$\bar{\sigma}_j^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \bar{\sigma}_k^2. \quad (3.27)$$

- (d) Enfin, on inverse le modèle $P = f(\Phi)$ pour déterminer la phase atomique Φ_j à partir de \mathcal{P}_j , et on trace la phase estimée moyenne $\bar{\varphi}_j$ en fonction de la phase atomique. On attache l'erreur totale $\bar{\sigma}_j$ à la phase estimée, et on la compare au bruit atomique $\sigma_{\text{IA}} = 1/\text{SNR}$.

Dans le cas où le bruit sur l'estimation de la phase est nul ($\sigma_E = 0$), on s'attend à l'égalité $\bar{\sigma}_j = \sigma_{\text{IA}}$ quel que soit j . En revanche, l'erreur totale est supérieure à σ_{IA} lorsque le bruit sur la phase estimée n'est plus nul. Nous vérifions ces deux propriétés à l'aide d'une simulation numérique des bruits $\tilde{\Phi}$ et \tilde{P} analogue à celles présentées dans les précédentes sections de ce chapitre.

En résumé, cette technique de moyennage utilise la connaissance *a priori* de la réponse de l'interféromètre donnée par la méthode BAT pour estimer le bruit total de corrélation et le comparer au SNR estimé par BAT.

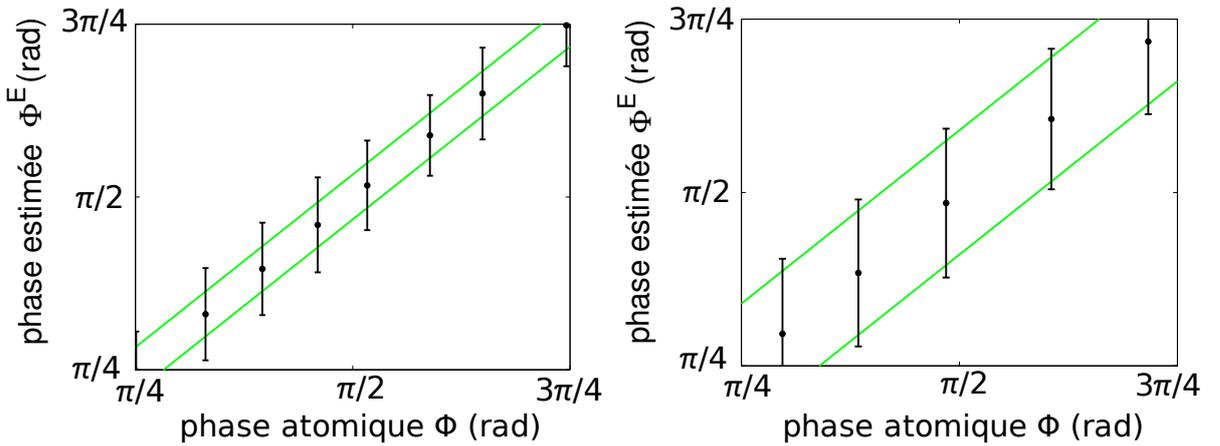


FIGURE 3.23 – Analyse des bruits dans les deux interféromètres. Chaque point utilise $n = 20$ points de corrélation. Les barres d'erreur représentent $\bar{\sigma}_k/\sqrt{n}$, et les deux lignes vertes délimitent le bruit atomique $\sigma_{\text{IA}}/\sqrt{n}$. Gauche : interféromètre $3P$ avec les données (ED1). Droite : interféromètre $4P$ avec les données (ED2).

Nous mettons en oeuvre cette procédure sur les ensembles de données (ED1) et (ED2). Les résultats sont reportés sur la figure 3.23, où nous représentons la phase estimée moyenne

$\bar{\varphi}$ en fonction de la phase atomique Φ déduite de \bar{P} . Dans ces graphes, nous avons imposé $\bar{\varphi} = \Phi$ pour une comparaison plus directe des deux sources de bruit, ce qui revient à ramener chaque point moyen de corrélation sur le modèle. Les points sont donc alignés le long de la première bissectrice $\Phi^E = \Phi$. Les deux lignes continues représentent l'écart $\pm\sigma_{\text{IA}}$ à chaque point de phase estimée moyen, et montre la résolution sur la phase atteinte par l'interféromètre atomique. On constate un excès de bruit dans les mesures correspondant à l'interféromètre 3P (ED1, courbe de gauche), tandis que la corrélation pour l'interféromètre 4P est limité au bruit atomique ($\bar{\sigma} \approx \sigma_{\text{IA}}$, ED2, courbe de droite). Ces courbes, accompagnées des corrélations moyennées naïvement (figure 3.22) montrent que l'interféromètre à trois impulsions est limité par les erreurs sur l'estimation de la phase par les AMs, alors que la sensibilité en 4P est donnée essentiellement par le rapport signal sur bruit de l'interféromètre.

La corrélation dans le cas de l'interféromètre 4P se moyenne correctement car l'essentiel du bruit correspond à un bruit d'amplitude qui déplace aléatoirement les points de la sinusoïde de corrélation le long de l'axe des probabilités de transition, mais laisse toujours apparaître une sinusoïde. Au contraire, lorsque l'essentiel du bruit correspond à du bruit sur la phase estimée, le moyennage ne fonctionne plus en raison de la non-linéarité de la réponse à la phase de l'interféromètre atomique (réponse sinusoïdale), d'où le brouillage des franges. La corrélation moyennée pour le senseur différentiel est donc meilleure que pour l'interféromètre 3P malgré un bruit total $\bar{\sigma}$ est plus élevé. Dans le cas d'une réjection de vibrations sur l'interféromètre 3P (utilisation de deux espèces atomiques par exemple), la sensibilité en vol de l'accéléromètre serait limitée par la résolution de l'interféromètre atomique, ici égale à $2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ ($\text{SNR} \approx 2$, $T_c = 500 \text{ ms}$).

3.4.3 Conclusion

L'amélioration des corrélations avec l'interféromètre à quatre impulsions constitue une étape importante pour l'utilisation du senseur inertiel à atomes froids en micro-gravité pour des tests de physique fondamentale, notamment celui du principe d'équivalence. Elle montre qu'il est en effet possible de rejeter les vibrations de la plateforme sur laquelle est réalisée l'expérience (ici l'avion) à l'aide d'une mesure différentielle, sur une plage de basses fréquences donnée. Les vibrations non rejetées peuvent être lues avec un autre instrument présentant de bonnes performances dans une gamme de fréquence complémentaire. Pour une mesure optimale, l'exercice consiste alors à combiner les réponses fréquentielles des capteurs pour être le moins sensible au bruit de vibration. On dispose donc de trois ingrédients pour optimiser la réjection :

- utilisation d'un matériau passif absorbant (sorbothane par exemple) ou d'une compensation active renvoyant le bruit de vibrations dans une gamme où l'interféromètre est beaucoup moins sensible (l'accéléromètre atomique réalise un filtrage passe-bas du second ordre à la fréquence de coupure $1/2T$);
- mesure différentielle (utilisation de deux espèces atomiques) pour rejeter les basses fréquences;
- lecture des vibrations non-rejetées (à plus haute fréquence) par des senseurs mécaniques.

Les expériences de test du principe d'équivalence avec l'interféromètre double-espèce mettront à profit cette stratégie de mesure (chapitre 4).

3.5 Étude de l'interféromètre au laboratoire

3.5.1 Corrélations à longs temps d'interrogation avant mars 2010.

La figure 3.24 présente un exemple de corrélation obtenu au laboratoire avant la campagne de mars 2010 pour $T = 7$ ms. Cette courbe montre que lorsque le niveau de vibrations est faible, les imperfections des AMs ne limitent pas la corrélation, comme en témoigne la valeur du CQF bien supérieure à celles rencontrées en vol pour des temps d'interrogation comparables. En cherchant à augmenter T , le SNR de l'interféromètre se dégrade en raison de la chute des atomes par rapport aux faisceaux Raman et de détection (SNR = 2.0 pour $T = 10$ ms), de sorte qu'il est difficile d'étudier la stabilité du capteur à plus grande valeur de T .

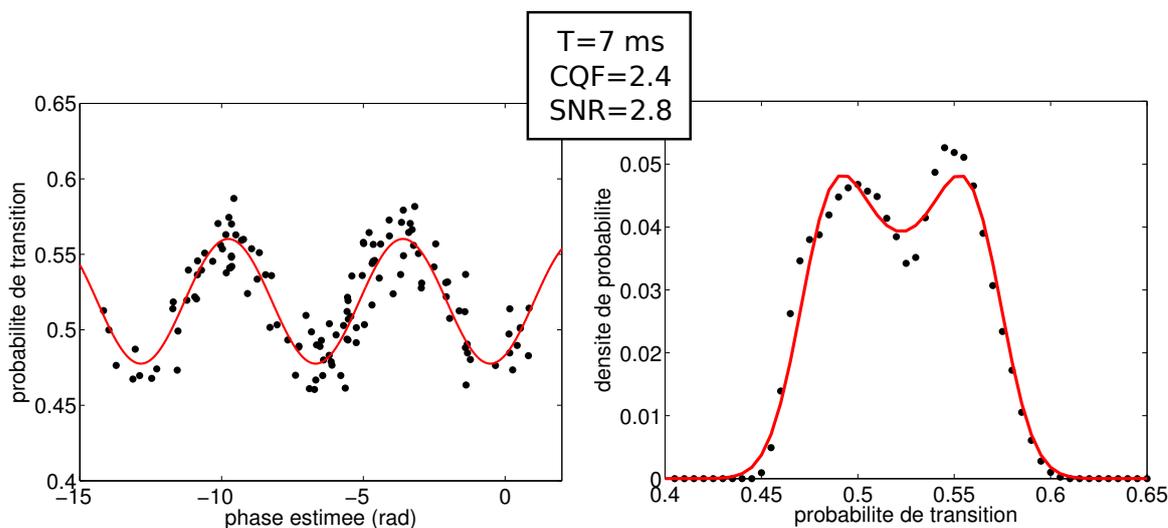


FIGURE 3.24 – Exemple de corrélation obtenue au laboratoire avant la campagne de Mars 2010.

3.5.2 Améliorations des performances

Dans cette partie, je décris brièvement les améliorations qui ont été apportées à l'interféromètre à atomes de ^{87}Rb entre mars 2010 et mai 2011. L'essentiel de notre temps durant cette période a été consacré à la construction du système pour l'atome de ^{39}K , mais nous avons progressivement tiré les leçons de l'analyse des données de la campagne de mars 2010, et tenté de les implémenter sur l'expérience. Notre objectif était en effet de réitérer les mesures faites en 2010 durant une de nos deux campagnes de vols de mai 2011, et de chercher à les améliorer. Ceci n'a pas été possible en raison d'un problème technique de dernière minute observé une fois en vol et difficilement prévisible sur la référence de fréquence micro-onde à 6.8 GHz, ce problème étant irréparable sur place à Bordeaux et rendant toute manipulation cohérente des atomes impossible. Malgré notre déception, avons mis à profit les deux campagnes de vol de mai 2011 pour étudier le système ^{39}K , ce qui s'est finalement relevé être une bonne stratégie. Les modifications apportées à l'expérience ^{87}Rb devraient en revanche permettre, je l'espère, d'atteindre de meilleures performances dans le futur avec l'accéléromètre atomique aéroporté.

Pour améliorer les performances du capteur hybride par rapport à celles de mars 2010, nous avons dans un premier temps cherché de nouveaux accéléromètres mécaniques pour réduire les erreurs dans l'estimation de la phase interférométrique. Notre choix s'est porté sur un

accéléromètre capacitif MEMS 3-axes du constructeur Colibrys (modèle SF1500), présentant une réponse en fréquence régulière sur la gamme 0–1500 Hz (donnée précise non fournie par le constructeur), un niveau de bruit inférieur à $1 \mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$, et une réjection des couplages d'axes supérieure à 46 dB. Un exemple de corrélation avec l'accéléromètre Colibrys pour $T = 5 \text{ ms}$ et un bruit de phase $\sigma_\Phi = 18 \text{ rad}$ est donné en figure 3.25, caractérisée par $\text{CQF} = 2.2$. Seul le test en vol de ce capteur permettra de conclure sur l'amélioration par rapport à la combinaison de senseurs utilisés en mars 2010.

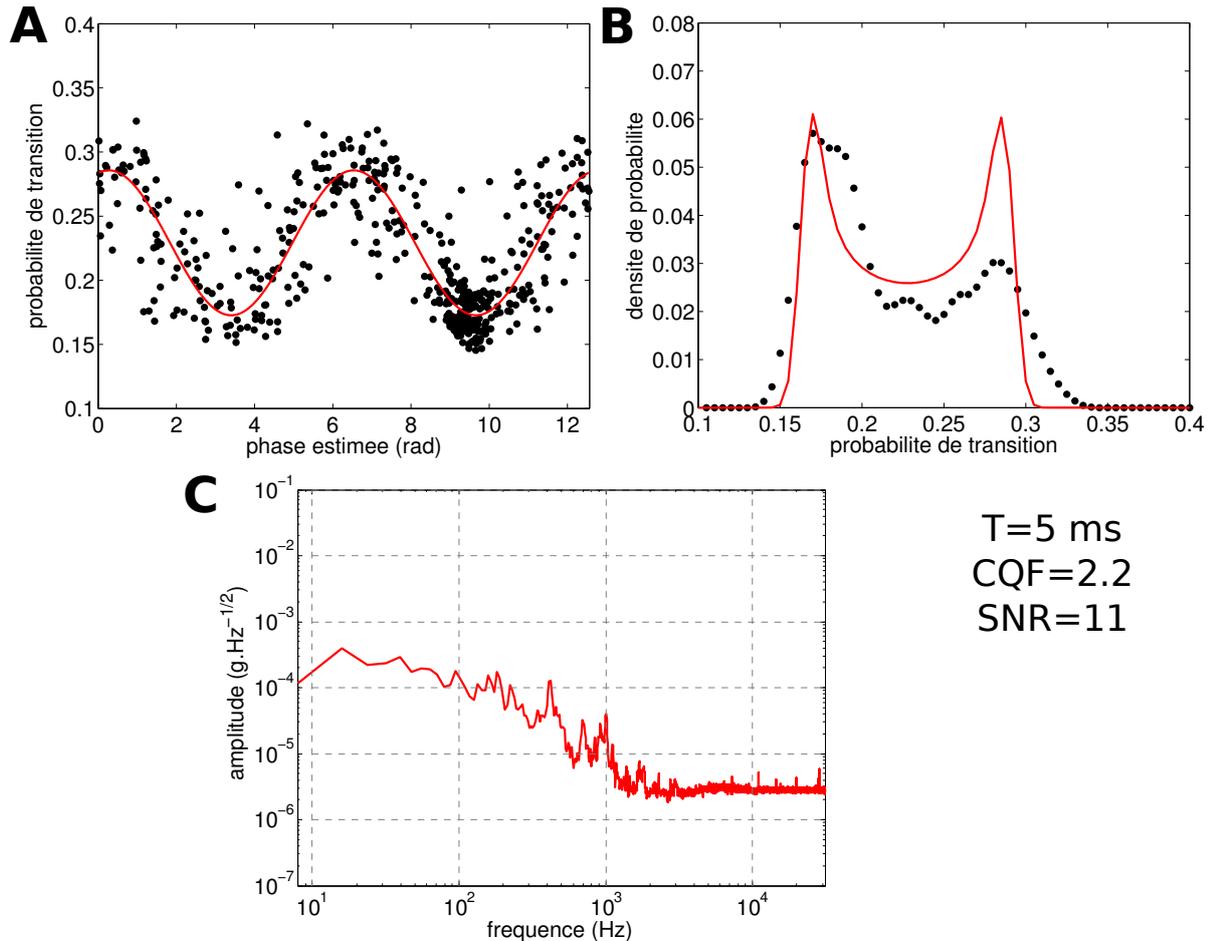


FIGURE 3.25 – **A** : Corrélation avec l'accéléromètre Colibrys, pour $T = 5 \text{ ms}$ (les points sont ramenés dans l'intervalle $[0, 4\pi]$). **B** : Densité de probabilité des mesures atomiques. L'ajustement par la méthode BAT n'est pas représenté car la dissymétrie de la courbe est trop importante pour que l'estimateur fonctionne correctement. **C** : Spectre du signal d'accélération au sol, sans isolation.

Pour réduire l'influence des effets inertiels parasites sous 1-g, nous avons cherché à diminuer le temps de préparation de l'état quantique des atomes avant leur entrée dans l'interféromètre. Pour cela, nous avons choisi de supprimer l'étape de sélection en vitesse préalable à la phase d'interrogation. En effet, nous avons constaté que cette étape faisait peu gagner sur le contraste de l'interféromètre (environ 30%), alors qu'elle occupe plus de 10 ms de temps de préparation sur $t_{\text{prep}} = 22 \text{ ms}$ au total (voir 2.5). Sous 1-g, les atomes sortent donc d'autant plus vite

3.5 Étude de l'interféromètre au laboratoire

des faisceaux Raman et de détection que le temps d'interrogation augmente (temps de chute totale égal à $2T + t_{\text{prep}}$). L'augmentation du contraste à l'aide d'une sélection en vitesse est notable dans le cas des expériences où la température des atomes en sortie de mélasse est relativement faible ($\sim 2 - 3 \mu\text{K}$) et où les atomes chutent dans la direction des faisceaux [Cheinet 06]. Elle est en revanche peu efficace dans notre expérience sous 1-g car la chute des atomes pendant $2T + t_{\text{prep}}$ dans la direction de \vec{g} orthogonale au faisceau Raman gaussien de diamètre à $1/e^2$ égal à 19 mm se traduit par une sélection de vitesse transverse importante (décentrage dans le faisceau égal à 2.5 mm après 22 ms de chute). La température du nuage ($8 \mu\text{K}$, soit $\sigma_v \approx 3 \text{ cm/s}$) contribue également à la sélection de vitesse transverse, mais cet effet est plus faible que celui associé à la chute des atomes par rapport au faisceau Raman (l'expansion thermique correspond à un diamètre du nuage de 1.3 mm après 22 ms de temps de vol, inférieur à la taille initiale d'environ 3 mm). La suppression de la sélection de vitesse permet ainsi de gagner un facteur deux sur la vitesse v_z des atomes, donc un facteur deux sur les effets parasites associés à la rotation. Enfin, un gain de puissance optique sur le banc espace libre bi-fréquence (décrit au chapitre suivant) nous permet de charger un même nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique en un temps plus court (150 ms), de sorte que notre temps de cycle passe à une valeur $T_c \approx 200 \text{ ms}$. Cette amélioration est importante à la fois dans une perspective d'utilisation de l'accéléromètre sous 1-g pour la navigation inertielle, ou en 0-g pour obtenir une meilleure statistique sur les mesures.

Performances du capteur. Une nouvelle caractérisation du rapport signal sur bruit de l'interféromètre à faible temps d'interrogation ($T = 100 \mu\text{s}$, immunité aux vibrations) en nous plaçant à flanc de franges donne $\sigma_P \approx 0.7\%$ par coup, avec une descente sous le niveau de 0.1% après 64 mesures. L'amplitude des franges d'interférences est alors $A = 6.4\%$, ce qui correspond à $\text{SNR} = A/\sigma_P \approx 9$. La méthode BAT sur les données de la figure 3.25 ($T = 5 \text{ ms}$) rapporte un SNR de 11, mais cette estimation est trop optimiste car le calcul n'est pas adapté à des densités de probabilité fortement dissymétrique comme c'est le cas sur cet ensemble de données. Une adaptation de la méthode BAT à ce type de situation semble donc nécessaire pour obtenir des valeurs de SNR non biaisées et en accord avec l'expérience. Avec $T = 5 \text{ ms}$, $\text{SNR} = 9$ et $T_c = 200 \text{ ms}$, la résolution de l'accéléromètre atomique vaut $\sigma_{\text{IA}} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ et nous semble tout à fait accessible dans l'avion, dans la mesure où la campagne de mars 2010 nous a montré que la sensibilité de l'interféromètre n'était pas altérée en vol par rapport à la configuration au laboratoire.

Pour être limité au bruit de l'interféromètre, la réponse de l'accéléromètre Colibrys (spécifiée régulière dans la gamme 0-1500 Hz) doit présenter un niveau de non-linéarités moyen ϵ_{nl} suffisamment faible pour que l'amplitude σ_E du bruit sur la phase estimée permette de conserver un maximum de points de mesure. Pour atteindre $\sigma_E = 0.6 \text{ rad}$ ($\text{CQF} \approx 2$) et conserver $N_{\text{utiles}}/N_{\text{acq}} \approx 35\%$ des points de mesure après écrêtage (d'après la table 3.5), ϵ_{nl} doit être inférieur à 0.3% environ. Pour atteindre ce niveau de non-linéarités, un certain travail est encore à effectuer. Il faudra étalonner l'accéléromètre directement sur les corrélations en imposant un bruit de vibration de fréquence connue et d'amplitude du même ordre de grandeur que celles rencontrées dans l'avion. Pour des fréquences supérieures à la dizaine de Hz, on pourra par exemple utiliser de puissants haut-parleurs situés contre la chambre de science (nous avons utilisé cette technique avant la campagne de mars 2010 pour introduire des vibrations hautes fréquences). Les accélérations basses fréquences peuvent quant à elles être simulées lorsque l'expérience est posée sur une plateforme anti-vibrations que l'on cherche à faire osciller en

poussant légèrement le bâti. Avec un niveau de non-linéarités $\epsilon_{\text{nl}} = 0.3\%$, la sensibilité effective du capteur hybride aéroporté à une seconde vaudrait $\sigma_{\text{IA}}/\sqrt{N_{\text{utiles}}/N_{\text{acq}}} \approx 2.0 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$. Dans l'avion dont le signal d'accélération varie typiquement de 0.5 m.s^{-2} sur une seconde, cette résolution correspondra à une dynamique de mesure record d'environ 2500.

3.5.3 Étude de certains effets systématiques

Sensibilité transverse de l'accéléromètre atomique. Dans ce paragraphe, je présente une mesure de l'angle θ formé entre le faisceau Raman et la perpendiculaire à \vec{g} permettant d'estimer la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations verticales ou, en d'autres termes, le couplage d'axe du capteur atomique. Pour réaliser cette mesure, nous utilisons une propriété du double interféromètre simple diffraction décrite au paragraphe 1.3. Nous avons vu que le signal de sortie de l'interféromètre est donné par

$$P = P_0 + A \cos(\Psi_E + \Psi_I) + A \cos(\Psi_E - \Psi_I) = P_0 + 2A \cos \Psi_I \cos \Psi_E, \quad (3.28)$$

où Ψ_I est le terme de phase associé au changement d'état d'énergie interne de l'atome, et Ψ_E celui associé au changement d'état externe et donc dépendant du signe de \vec{k}_{eff} . En supposant une accélération horizontale moyenne nulle, le terme Ψ_E est essentiellement donné par la sensibilité de l'interféromètre à la projection de \vec{g} sur l'axe des faisceaux Raman, $g \sin \theta \approx g\theta$. Pour mesurer $g\theta$, nous balayons les franges d'interférences à l'aide d'un saut de phase $\delta\Phi^0$ à petits temps d'interrogation, et ajustons leur contraste. La figure 3.26 présente le résultat de cette mesure. L'ajustement des points expérimentaux par un terme en $\cos(k_{\text{eff}}g\theta T^2)$ permet d'accéder à la valeur de l'accélération $g\theta = (8.85 \pm 0.05) \times 10^{-2} \text{ m.s}^{-2}$, et donc de l'angle θ en prenant $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ comme une donnée du modèle :

$$\theta = 0.517 \pm 0.003 \text{ degré}. \quad (3.29)$$

L'incertitude indiquée ici est statistique et ne prend pas en compte les effets systématiques liés à la valeur de g à Palaiseau et au biais de l'accéléromètre atomique. Lors de cette mesure, l'expérience était posée sur une palette (utilisée pour le transport), et l'angle que nous mesurons peut être dû à un défaut de planéité de cette palette. Pour obtenir une meilleure précision sur l'estimation du couplage d'axe de l'accéléromètre atomique, notre mesure devra donc être couplée à celle d'un inclinomètre afin de soustraire la contribution due à une éventuelle inclinaison par rapport à l'horizontale du socle sur lequel repose la chambre de science.

Déplacement lumineux. Après une première estimation du déplacement lumineux $\delta^{\text{AC}} \approx 2\pi \times 10 \text{ kHz}$ avant la campagne de mars 2010, nous avons conduit une mesure plus précise de δ^{AC} en avril 2011. Pour cela, nous utilisons une transition Raman co-propageante non sélective en vitesse et donc de largeur limitée par la durée de l'impulsion Raman, et mesurons la fréquence de résonance de la transition. Pour obtenir une bonne sensibilité sur cette mesure, nous utilisons une impulsion relativement longue $\tau = 1 \text{ ms}$ et varions la puissance totale des faisceaux Raman à une valeur fixe du rapport d'intensité $R = I_2/I_1$. La valeur de R est déterminée par la puissance (en dBm) du signal à 6.8 GHz alimentant le modulateur électro-optique (voir chapitre 2), et est contrôlée par un atténuateur micro-onde commandé en tension. L'expérience est donc très simple à mettre en oeuvre.

La figure A.2 présente le résultat de cette mesure pour deux valeurs différentes de R , et montre le point de fonctionnement où le déplacement lumineux est annulé. En extrapolant les

3.5 Étude de l'interféromètre au laboratoire

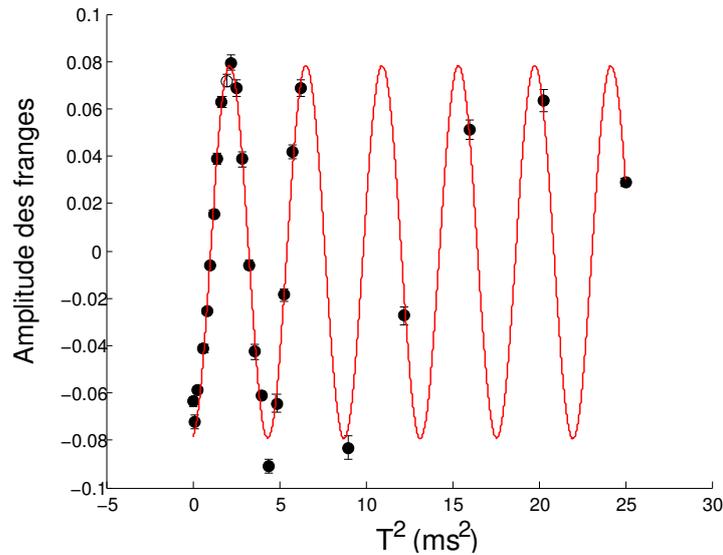


FIGURE 3.26 – Mesure de la sensibilité transverse de l'accéléromètre atomique obtenue en ajustant l'amplitude des franges d'interférences pour différentes valeurs de T .

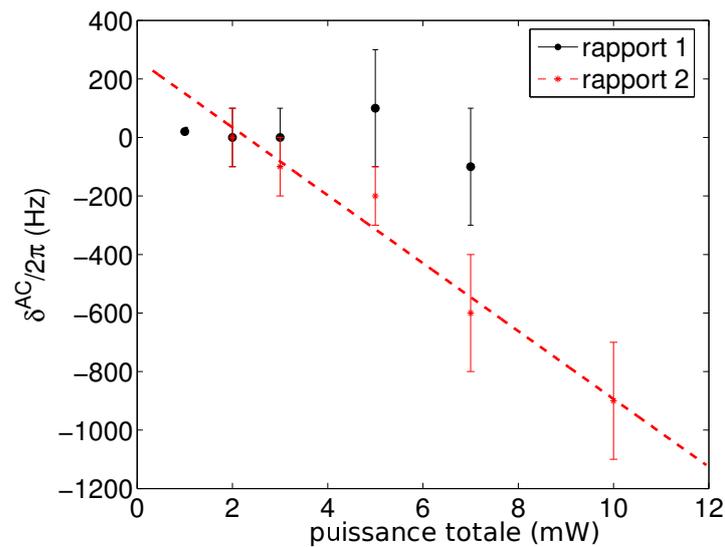


FIGURE 3.27 – Estimation du déplacement lumineux différentiel δ^{AC} pour un désaccord Raman $\Delta = 2\pi \times 610$ MHz. Les deux valeurs du rapport d'intensité $R = I_2/I_1$ correspondent à deux valeurs différentes de la puissance (en dBm) du signal à 6.8 GHz alimentant le modulateur électro-optique et générant le second laser Raman. Le point de gauche correspond à l'utilisation d'une impulsion très longue ($\tau = 10$ ms) permettant d'estimer $\delta^{AC}/2\pi < 10$ Hz à faible puissance. Lorsque la puissance augmente, il faut utiliser une impulsion π plus courte de sorte que la résolution sur la mesure de δ^{AC} diminue et qu'une autre méthode doit être utilisée.

données correspondant au rapport 1 aux puissances utilisées en pratique pour l'interféromètre (100 mW), nous estimons une incertitude sur le déplacement lumineux différentiel d'environ 100 Hz. Pour chaque impulsion Raman de l'interféromètre, les atomes voient des intensités

lumineuses différentes en raison de leur chute et de la température du nuage, à l'origine d'un biais sur la mesure d'accélération. Ce biais dépend de la puissance des lasers, de la température des atomes, de la taille du faisceau et de la durée de chute totale. L'estimation du déphasage résultant de fluctuations de puissance laser peut être trouvée dans [Le Gouët 08] pour le cas d'un gravimètre, mais ce modèle devra être adapté à notre expérience dans le futur, afin de déterminer l'incertitude en accélération associée à la valeur de δ^{AC} que nous avons mesurée.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les principaux résultats expérimentaux obtenus avec l'interféromètre à atomes de ^{87}Rb durant ma thèse. En octobre 2008, nous avons testé avec succès l'ensemble du dispositif expérimental et observé des franges de Ramsey en 0-g obtenues à l'aide de transitions Raman co-propageantes pour un temps d'interrogation jusque trois fois supérieur à celui accessible sous 1-g par notre système. Nous avons ensuite mis en place les transitions Raman contra-propageantes pour réaliser un accéléromètre atomique et avons démontré en octobre 2009 le premier fonctionnement d'un senseur inertiel à ondes de matière en 0-g, avant une étude plus approfondie du capteur durant la campagne de vols de mars 2010.

Nous avons mis en place une méthode de corrélation du signal de l'interféromètre atomique avec celui d'accéléromètres mécaniques (AMs) et étudié les limites de cette méthode, qui tiennent principalement aux imperfections des AMs et à des effets inertiels parasites dus à la rotation. Nous avons proposé un modèle pour décrire l'impact des imperfections des AMs sur l'estimation de la phase interférométrique et permettant d'expliquer la dégradation des corrélations avec l'augmentation du temps d'interrogation.

Une méthode d'extraction du signal d'accélération de l'avion en deux étapes à partir des corrélations et des données atomiques a ensuite été proposée. Bien que l'interféromètre atomique opère dans un environnement caractérisé par des fluctuations d'accélération importantes ($\approx 0.5 \text{ m.s}^{-2}$) et correspondant à des sauts de plusieurs franges d'interférences, la mesure en deux étapes de type vernier que nous suggérons permet d'atteindre le niveau de résolution du capteur atomique tout en conservant la large plage de mesure offerte par les AMs. Nous avons étudié les limites de cette méthode et dégagé les lois d'échelle permettant l'amélioration future de notre instrument, qui a commencé à être menée à la fin de ma thèse. Le capteur hybride constitué de l'interféromètre atomique et des AMs permet d'atteindre d'importantes dynamiques de mesure d'accélération, d'environ 100 pour notre système en mars 2010 et qui pourraient prochainement atteindre 2500 grâce aux développements menés sur l'expérience durant la seconde partie de ma thèse. Je donne des perspectives d'amélioration de notre instrument qui pourrait atteindre des dynamiques de mesure excédant 50 000 d'ici les cinq prochaines années et offrir ainsi des applications très intéressantes pour les systèmes de navigation inertielle.

J'ai enfin présenté plus en détails le fonctionnement de l'accéléromètre en 0-g et ai montré une réjection des vibrations basses fréquences de l'avion à l'aide d'un interféromètre atomique à quatre impulsions Raman. Notre étude montre que la sensibilité de notre instrument est actuellement limitée par les imperfections des AMs dans le cas de la géométrie à trois impulsions, alors que l'interféromètre atomique présente un rapport signal sur bruit offrant une résolution potentielle de $2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette analyse de la réjection des vibrations a été effectuée dans la perspective d'un test du principe d'universalité de la chute libre avec deux interféromètres utilisant des atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K , que je présente au prochain chapitre.

Vers un test du principe d'équivalence par interférométrie atomique

Ce chapitre présente les avancées théoriques et expérimentales effectuées durant ma thèse pour conduire un test du principe faible d'équivalence (universalité de la chute libre) avec des atomes froids, ce qui constitue le principal objectif du projet ICE. Dans un premier temps, je rappelle en quoi consiste ce principe qui figure parmi les plus importants la Physique et un des seuls à ne jamais avoir été mis en défaut par l'expérience. Après une discussion sur les expériences actuelles les plus précises sur le principe d'équivalence et sur les motivations pour de nouveaux tests présentant une incertitude de mesure plus faible, je m'intéresse à la place de l'interférométrie atomique dans ce contexte. Je présente dans un second temps les premiers développements expérimentaux de notre dispositif d'interférométrie à deux espèces, et montre les résultats préliminaires les plus importants relatifs à l'atome de ^{39}K . Je décris ensuite le principe de mesure de la différence d'accélération entre les deux atomes et présente une méthode d'estimation de la différence de phase entre les deux interféromètres. J'explique pourquoi les accélérations résiduelles de la plateforme expérimentale (l'Airbus 0-g dans notre cas) dans laquelle est conduite l'expérience introduisent du bruit sur cette mesure, et montre comment l'impact des vibrations peut être atténué de deux à trois ordres de grandeur par rapport au cas d'un accéléromètre simple dans l'avion 0-g.

4.1 Introduction et motivations

4.1.1 Le principe d'équivalence

La formulation moderne d'un principe d'équivalence est souvent attribuée à Galilée qui, après la Renaissance, a pensé la première expérience visant à démontrer que la durée de chute libre d'un corps entre le point de son lâché et le point de son arrivée au sol est universelle, i.e. indépendante de la masse du corps en mouvement (s'il n'est pas établi que Galilée réalisa lui-même cette expérience depuis le haut de la tour de Pise, il est accepté qu'il en proposa l'idée). Simon Stevin montre à la même époque que deux objets de poids différents tombent à la même vitesse. Quelques décennies plus tard, Newton énonce un principe d'équivalence dès le commencement des *Principia* [Newton 56], en observant la relation de proportionnalité entre le poids d'un corps et sa masse (Tome premier, définition I.) : « *Je désigne la quantité de matière par les mots de corps ou de masse. Cette quantité se connoît par le poids des corps : car j'ai trouvé par des expériences très exactes sur les pendule, que les poids des corps sont proportionnels à leur masse ; je rapporterai ces expériences dans la suite.* » Cette formulation est connue sous le nom de principe d'équivalence faible et désigne l'égalité (dans le système d'unité approprié) entre la masse responsable de l'inertie des corps (identifiée comme telle par Newton) et la masse déterminant la mesure des poids des corps (aujourd'hui appelée masse

grave). L'acronyme anglais usuel est WEP (pour *Weak Equivalence Principle*). Un énoncé alternatif du principe faible, plus proche de l'idée que Galilée s'en faisait, est celui stipulant que la trajectoire d'un corps en chute libre est indépendante de sa masse et de sa composition, i.e. universelle (par la suite, je ferai référence à cette version du principe faible sous l'acronyme anglais UFF, pour *Universality of Free Fall*).

En 1907, Albert Einstein s'appuie sur le principe d'équivalence pour remarquer qu'il est impossible pour un expérimentateur de distinguer localement l'effet d'un champ de gravitation constant de celui d'une accélération constante, ou, en d'autres termes, qu'il est possible d'annuler localement la gravitation en se plaçant dans un référentiel bien choisi [Einstein 07] (dernière partie de l'article, « Relativitätsprinzip und Gravitation »). Einstein étend alors le principe de relativité – qui affirme que les lois de la Physique s'expriment de manière identique dans tous les référentiels inertiels – au cas des référentiels accélérés dans lesquels les lois de la physique prennent la même forme que dans les référentiels d'inertie de la Relativité Restreinte. Ce principe de relativité généralisé signifie que l'on peut se ramener localement à l'espace-temps plat de la Relativité Restreinte par un changement de coordonnées, la transformation des coordonnées d'espace et de temps à effectuer étant déterminée par le champ gravitationnel local. Cette extension le conduit alors à adopter une description courbe de l'espace-temps et à donner le lien entre la géométrie sur cette variété et les masses sources du champ de gravitation. Plutôt que de décrire la dynamique des corps dans l'espace-temps plat de Minkowski en ajoutant les forces de gravitation, Einstein la détermine comme celle d'une particule libre évoluant dans un univers courbé par la gravitation, les équations du mouvement étant données par les géodésiques de l'espace-temps. Ainsi, le principe d'équivalence est aujourd'hui vu comme la pierre angulaire de la théorie de la gravitation, pas seulement au sens de la mécanique Newtonienne ou de la Relativité Générale (RG), mais plus généralement comme notre vision courbe de l'espace-temps.

Plusieurs versions du principe d'équivalence. Pour discriminer entre les différentes théories de la gravitation, on distingue plusieurs types de principe d'équivalence au delà du principe faible évoqué précédemment. Le *Principe d'Équivalence d'Einstein* est une formulation moderne en trois points de la pensée d'Einstein de 1907, suggérant qu'un observateur en chute libre ne peut distinguer dans son proche environnement la physique en présence ou en l'absence de gravitation :

1. tous les corps dans un champ de gravitation donné sont soumis avec la même accélération (UFF) ;
2. le résultat d'une expérience locale ne faisant pas intervenir la gravitation est indépendant de la vitesse du référentiel en chute libre dans lequel est réalisé l'expérience (invariance de Lorentz locale) ;
3. le résultat d'une expérience locale ne faisant pas intervenir la gravitation est indépendant du lieu et de l'instant où l'expérience est réalisée (invariance par position dans le temps et dans l'espace).

Cette version du principe d'équivalence caractérise l'ensemble des théories métriques de la gravitation. J'y ferai référence par la suite sous l'acronyme EEP (pour *Einstein Equivalence Principle* en anglais). Il est important de noter que le principe ne s'applique qu'aux expériences locales, i.e. telles que la taille du référentiel en chute libre est suffisamment petite pour négliger les effets de marées. L'extension de EEP aux expériences locales faisant intervenir la gravitation est connue sous le nom de principe d'équivalence fort. Il s'applique aux expériences

4.1 Introduction et motivations

mettant en jeu la gravitation, comme la mesure de l'interaction gravitationnelle entre deux objets (expérience de Cavendish de 1798 par exemple), ou les expériences faisant intervenir des corps qui exercent une interaction gravitationnelle sur eux mêmes comme les planètes, les étoiles ou les trous noirs. Cette version du principe est beaucoup plus restrictive que EEP, et la RG est aujourd'hui vue comme la seule théorie de la gravitation satisfaisant le principe fort, qui énonce que la gravitation est purement géométrique, i.e. que la métrique détermine à elle seule la gravitation. En RG, ce principe est traduit par les équations d'Einstein qui donnent le lien entre la densité locale de matière et d'énergie dans l'univers et la courbure locale de l'espace-temps.

Si les trois composantes de EEP peuvent a priori être regardées indépendamment, Schiff propose en 1960 une conjecture [Schiff 60] énonçant que toute théorie relativiste de la gravitation satisfaisant le principe d'équivalence faible satisfait nécessairement le principe d'équivalence d'Einstein, et est par conséquent une théorie métrique de la gravitation (formulation reprise de [Coley 82]). Bien qu'une preuve rigoureuse de la conjecture de Schiff n'existe pas, on peut s'en convaincre par exemple à partir du principe de conservation de l'énergie, en montrant qu'une violation de WEP (dépendance de l'accélération de la chute libre avec l'état d'une particule) conduit à une violation de la loi de dilatation gravitationnelle du temps ($\Delta\nu/\nu = \Delta U/c^2$), i.e. à une violation de l'invariance par position dans le temps et dans l'espace (voir par exemple [Will 06], page 17).

Des violations attendues. Malgré les nombreux tests expérimentaux réalisés depuis plus de quatre siècles et confortant sa validité, le principe d'équivalence est aujourd'hui remis en cause dans ses différentes versions par de nombreuses théories alternatives à la RG et élaborées depuis les années 1960 environ. Ce paragraphe ne prétend pas en donner un aperçu mais a pour but de rappeler combien les travaux théoriques menés pour aller au delà du cadre actuel de la Physique justifient pleinement d'améliorer les expériences testant le principe d'équivalence sous ses diverses formes [Damour 96].

Certaines théories métriques de la gravitation alternatives à la RG comme les théories tenseur-scalaire prévoient des déviations par rapport aux équations d'Einstein de la RG, donc de possibles violations du principe d'équivalence fort. Dans la théorie développée par Brans et Dicke par exemple, la métrique de l'espace-temps $g_{\mu\nu}$ est déterminée par les sources de masse-énergie $T_{\mu\nu}$ (comme en RG), mais également par un champ scalaire ϕ dont la dynamique est couplée à celle de la métrique [Brans 61]. Autrement dit, les effets gravitationnels ne sont pas purement géométriques comme en RG, mais sont en partie déterminés par l'interaction associée à ϕ . Le champ d'application naturel de ces théories est celui des objets massifs, où les effets de courbure de l'espace-temps sont prononcés (trous noirs, étoiles à neutron, et dans une moindre étoiles ou planètes du système solaire), autrement dit où la sensibilité aux effets résultant du couplage entre $g_{\mu\nu}$ et ϕ est bien plus grande que pour des masses de laboratoire. Aujourd'hui, les déviations prévues par cette théorie sont fortement contraintes par l'expérience tandis que la théorie de la RG, qui ne présente pas de paramètres ajustables, est sans cesse confortée.

Les tentatives de quantification de la force de gravitation visant à unifier les quatre interactions fondamentales de la Physique, comme la théorie de Kaluza-Klein ou la théorie des cordes, prévoient l'existence de nouvelles interactions portées par des champs scalaires ou vectoriels et conduisant à violations du principe d'équivalence faible (voir [Haugan 01] pour une revue concise, et [Will 06] pour plus d'informations). Par exemple, les modèles de théorie des cordes prévoient l'existence d'une particule de masse nulle, le dilaton, dont le couplage à la gravitation

pourrait conduire à une violation de WEP correspondant à une différence d'accélération entre deux masses (ramenée à leur accélération moyenne) l'ordre de 10^{-12} [Damour 02]. Ce type de violation de WEP pourrait être détecté dans les expériences les plus précises que nous décrivons plus bas. Enfin, tous les scénarios prévoyant des variations dans le temps des constantes fondamentales (comme la constante de structure fine par exemple) impliquent une accélération des objets en chute libre dépendant de leur composition, et sont donc équivalents à des violations de WEP [Uzan 03].

Un cadre théorique très utilisé pour comparer les différentes théories de la gravitation à l'expérience est le formalisme post-Newtonien paramétré (PPN en anglais), qui décrit à partir d'un nombre restreint de paramètres les déviations par rapport à la métrique $g_{\mu\nu}$ prévue par la RG (voir par exemple [Reynaud 08] pour une description du formalisme). La confrontation des valeurs des paramètres mesurés dans une expérience et des valeurs associées à une théorie permet de statuer sur la validité ou non d'un modèle, étant donné les incertitudes expérimentales (et/ou théoriques) sur la valeur du paramètre. Ce cadre phénoménologique est donc très utile à la fois pour les expérimentateurs et pour les théoriciens. Après cette brève présentation des motivations pour de nouveaux tests du principe d'équivalence, je vais maintenant présenter les expériences actuelles les plus précises testant le WEP.

4.1.2 Tests actuels du principe d'équivalence

La mise à l'épreuve par l'expérience du principe d'équivalence anime les physiciens depuis de nombreux siècles. Je me concentrerai dans la suite sur les tests de WEP, [Will 06] donnant une revue des tests de l'invariance locale de Lorentz et de l'invariance locale par position dans l'espace-temps. Le test le plus ancien du principe d'universalité de la chute libre avant la Renaissance remonte au sixième siècle de notre ère avec les expériences du philosophe grec Philoponus, qui réfuta pour la première fois le verdict d'Aristote annonçant que la vitesse d'un corps est proportionnelle à son poids. Les différentes expériences menées sur l'universalité de la chute libre ont utilisé des méthodes variées, allant de la comparaison directe de la chute d'objets de taille humaine sur Terre (Galilée, Stevin) à celle de corps astronomiques dans le système solaire [Williams 04], de la mise en oeuvre de pendules simples (Newton, Bessel, Potter) à celle de balances de torsion sophistiquées (Zeeman, Eötvös, Dicke, Braginsky, [Schlamminger 08]), et enfin l'utilisation d'accéléromètres de grande sensibilité en orbite autour de la Terre (projets MICROSCOPE [Microscope 11] et Galileo-Galilei [Galileo-Galilei 09]).

L'approche la plus simple pour quantifier une violation de WEP consiste à différencier la masse inertielle m_I d'un objet, qui caractérise la force à fournir pour le mouvoir, de sa masse grave passive m_P , qui caractérise la force avec laquelle l'objet interagit avec un champ gravitationnel \vec{g} . Plongé dans \vec{g} , l'objet ressent une accélération \vec{a} vérifiant $m_I\vec{a} = m_P\vec{g}$, et la violation de WEP se traduit par un rapport m_P/m_I dépendant de la particule. En supposant que les sources d'énergie qui contribuent à la masse inertielle (masse au repos, énergie électromagnétique, etc.) y contribuent de manière différente à la masse grave, on peut écrire une violation de WEP sous la forme

$$m_P = m_I + \sum_A \eta^A \frac{E^A}{c^2}, \quad (4.1)$$

où E^A désigne l'énergie interne de l'objet associée à un type d'interaction A (faible, forte, électromagnétique, gravitationnelle), et η^A un paramètre sans dimension correspondant à l'intensité de la violation de WEP induite par l'interaction A [Will 06]. En pratique, on réalise

4.1 Introduction et motivations

une mesure de la différence d'accélération entre deux objets de masse inertielle respective m_1 et m_2 , ce qui donne la valeur du paramètre d'Eötvs caractérisant une violation éventuelle de WEP et défini par :

$$\eta = \frac{a_1 - a_2}{(a_1 + a_2)/2}. \quad (4.2)$$

Une mesure de η fournit donc une mesure globale des paramètres η^A à l'origine de la violation.

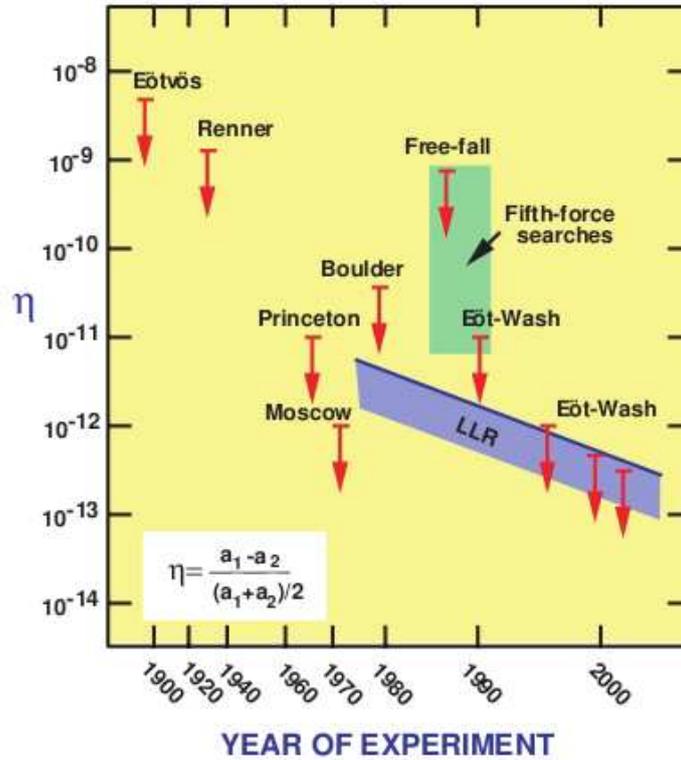


FIGURE 4.1 – Tests contemporains du principe d'équivalence faible. Figure extraite de [Will 06]. Je reviendrai dans la suite sur les tests Eöt-Wash et LLR.

La figure 4.1 montre les bornes sur η obtenues par différentes expériences depuis celles réalisées par Eötvs au début du XIX^{ème} siècle avec des balances de torsion. Aucune expérience n'a jusqu'à présent invalidé WEP, avec un niveau d'incertitude de quelques 10^{-13} pour les expériences les plus sensibles réalisées ces dernières années, et que je vais présenter brièvement dans la suite de ce paragraphe.

Test avec une balance de torsion en rotation. Aujourd'hui, la meilleure mise à l'épreuve de WEP en laboratoire est offerte par l'expérience Eöt-Wash réalisée à l'université de Washington [Eöt-Wash 11]. Cette expérience utilise une balance de torsion pour comparer l'accélération de diverses masses dans le champ de pesanteur local de la Terre, celui produit par des masses mobiles de laboratoire, celui du Soleil, ou celui de la Voie Lactée. La balance de torsion est décrite en détail dans [Adelberger 90]. Un barreau rigide aux extrémités duquel sont fixées deux masses de compositions différentes est suspendu dans un plan horizontal à une fine tige d'un diamètre de 20 microns et d'une longueur d'environ un mètre (la verticale est définie par

la somme de la force gravitationnelle et de la force centrifuge due à la rotation de la Terre, à la latitude où se situe l'expérience). Si le champ gravitationnel est différent pour les deux masses, il apparaît un angle entre les deux résultantes des forces agissant sur les masses dans le plan horizontal. Cet angle se traduit par un couple exercé par la tige sur le barreau pour le maintenir à l'équilibre et dépendant de l'angle entre la verticale locale et la direction locale du champ de gravitation. Une mise en rotation du pendule entraîne une modulation de l'angle entre les deux résultantes des forces, i.e. une modulation du couple exercé sur la tige, et permet d'extraire l'accélération gravitationnelle différentielle avec une meilleure sensibilité (la période de rotation de la balance est d'environ 0.8 mHZ).

Le succès des tests de WEP, et plus généralement des expériences mesurant des effets gravitationnels repose entre autre sur une connaissance de l'environnement gravitationnel autour des masses test (voir par exemple [G. D'Agostino 11] pour une modélisation de ces effets dans un gravimètre atomique). En effet, tout gradient de gravité dû à la présence d'objets massifs à proximité des masses engendre, dans le cas de la balance de torsion, une modification du couple exercé sur la tige et donc un biais sur la mesure de la différence d'accélération. Une correction des principaux gradients par ajout de masses auxiliaires astucieusement placées et une modélisation du champ de gravitation autour du pendule permet de réduire l'incertitude sur cet effet systématique à un niveau inférieur à l'incertitude statistique de la mesure (on consultera la référence [Schlamminger 08] pour connaître le bilan d'erreur complet de l'expérience). Les améliorations successives apportées par le groupe Eöt-Wash depuis 1987 permettent aujourd'hui d'atteindre une incertitude sur le test de WEP de 3×10^{-13} .

L'exactitude des expériences de laboratoire utilisant les balances de torsion confirme que les interactions forte, faible et électromagnétique contribuent de la même manière à la masse grave passive et à la masse inertielle. En revanche, la proportion infime d'énergie gravitationnelle U pour les masses utilisées ne permet pas de tester le principe d'équivalence dans sa version forte ($U = -G \int d^3x_1 d^3x_2 \rho(x_1)\rho(x_2)/|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|$, où ρ est la distribution de masse). Pour montrer si l'énergie propre d'origine gravitationnelle des objets contribue autant aux masses inertielle et grave, il est nécessaire d'effectuer l'expérience avec des corps astronomiques pour lesquels le rapport U/mc^2 est bien plus élevé, ce rapport étant de l'ordre de 10^{-25} pour des objets de laboratoire, contre 10^{-10} pour notre planète ($U/mc^2 = -3Gm/5Rc^2$ pour un corps sphérique uniforme de masse m et de rayon R).

Test du principe sur le système Terre-Lune. L'expérience conduite depuis les années 1970 par la collaboration Apollo fournit les tests les plus précis de WEP et du principe fort à l'échelle astronomique [Williams 04]. Elle utilise les réflecteurs installés sur la Lune par les différentes missions spatiales lunaires depuis Apollo 11, et les données recueillies par des observatoires astronomiques terrestres (observatoires McDonald au Texas, Haleakala à Hawaï et Observatoire de la Côte d'Azur en France). Cette expérience porte l'acronyme anglais LLR, pour *Lunar Laser Ranging*. L'expérience LLR permet de réaliser un test de WEP mais également du principe d'équivalence fort qui étudie la manière dont la gravitation elle-même est cause de gravitation, i.e. étudie la validité des équations non-linéaires d'Einstein. Cette expérience constitue donc à proprement parler un test de la RG.

Le test du principe d'équivalence par LLR consiste à comparer l'accélération de la Terre et de la Lune soumises à l'attraction gravitationnelle du Soleil en mesurant le temps d'aller-retour d'une impulsion laser émise depuis un observatoire terrestre et réfléchi sur un réflecteur posé sur la Lune (ce temps est d'environ 2.5 secondes). Une violation du principe (toujours

4.1 Introduction et motivations

caractérisée par le paramètre d'Eötvös η) se traduit par une déformation radiale de l'orbite de la Lune dans la direction Terre-Soleil et correspond à une modulation du temps de vol de la lumière avec une période synodique de 29.5 jours environ (différente de la période sidérale de l'orbite lunaire de 27 jours). Une violation caractérisée par $\eta = 1$ correspondrait à une modification périodique de l'orbite lunaire d'une amplitude d'environ 13 mètres (perturbation initialement calculée dans [Nordtvedt 68]). Depuis la première publication en 1976, l'amélioration de la sensibilité de l'expérience et l'accumulation de données sur 35 ans d'une part, et l'affinement de la modélisation de l'expérience d'autre part ont permis de réduire de deux ordres de grandeur l'incertitude de l'expérience. Pour les données des 10 années précédant la publication [Williams 04], l'incertitude statistique sur la mesure de la distance Terre-Lune (environ 385 000 km) est de seulement 2 cm. La référence [Williams 09] donne une description succincte de la prise des données, du modèle calculant le temps de vol de la lumière et de l'ajustement des paramètres pour le test du principe d'équivalence. Le résultat est

$$\eta = (2.0 \pm 2.0) \times 10^{-13}, \quad (4.3)$$

et montre que la différence entre le rapport des masses grave et inerte pour les deux astres est consistante avec zéro. L'expérience contraint donc fortement les théories prévoyant une déviation par rapport à la Relativité Générale d'Einstein.

Ce type de test nécessite une connaissance très précise du système dont la taille est astronomique. Atteindre un niveau d'incertitude de quelques 10^{-13} est donc très impressionnant, et nécessite entre autre une modélisation des effets atmosphériques sur la propagation du signal lumineux, des effets géophysique sur Terre et sur la Lune, de l'attraction du Soleil et des autres planètes ou des effets relativistes de dilatation du temps. La collaboration travaille à réduire les incertitudes sur ces effets systématiques, pour atteindre un niveau de précision de l'ordre du millimètre sur la mesure de la distance Terre-Lune, offrant des tests du principe d'équivalence au niveau de 10^{-14} . Cette expérience bénéficie de la grande quantité de données accumulées durant les quarante dernières années et l'expertise de plusieurs groupes de recherches. Cependant, il est naturel de se tourner vers des expériences à taille humaine qui peuvent être dimensionnées et dont l'environnement peut *a priori* être contrôlé, et qui sont ainsi amenées à des améliorations plus significatives pour le test de WEP.

Vers un test avec des accéléromètres électro-statiques ultra-sensibles. Une expérience très attendue par la communauté scientifique est le test de WEP à un niveau d'incertitude sur η de 10^{-15} que devrait conduire le projet spatial MICROSCOPE (MICRO Satellite à Trainée Compensée pour l'Observation du Principe d'Équivalence). Cette mission est financée par le CNES et présentée dans [Touboul 01]. L'objectif de ce projet consiste en une mesure de l'accélération différentielle entre deux masses de compositions différentes (Platine et Titane) à un niveau d'exactitude de $10^{-15} \text{ m.s}^{-2}$. L'expérience utilise les accéléromètres électrostatiques de très grande résolution développés par l'ONERA et déjà mis à profit pour les missions spatiales GRACE [GRACE 11] et GOCE [GOCE 11]. Les deux masses test (qui forment deux cylindres concentriques) sont maintenues au centre d'une cage en Silicium à l'aide d'actuateurs électrostatiques qui ajustent le champ électrique environnant les masses et mesurent des déplacements relatifs avec une exactitude de 10^{-11} m . Les mouvements de deux masses identiques sont également comparés et permettent de rejeter les accélérations résiduelles du satellite, afin de ne conserver que la composante d'accélération associée au champ de gravitation terrestre. Ces accéléromètres atteignent une dynamique de mesure d'environ 3×10^6 et peuvent atteindre

une résolution meilleure que $2 \times 10^{-12} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans la gamme de fréquence $5 - 100 \text{ mHz}$, dès lors que les accélérations résiduelles à bord du satellite sont inférieures à $10^{-6} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ [Marque 08]. Au cours de la rotation du satellite autour de la Terre, l'angle entre la direction du champ de pesanteur terrestre et la direction de mesure de l'accéléromètre différentiel (l'axe de révolution des masses cylindriques) est modulé à la fréquence $f_{\text{WEP}} = 4f_{\text{orbite}} \approx 8 \times 10^{-4} \text{ Hz}$, ce qui permet une détection hétérodyne d'un éventuel signal de violation de WEP.

La trajectoire du micro-satellite correspond à une orbite basse quasi-circulaire (altitude d'environ 800 km), le poids du satellite étant d'environ 150 kg (la masse utile ou payload représentant environ 35 kg). La trajectoire du micro-satellite est stabilisée à l'aide de propulseurs à émission de champ (FEEP en anglais) qui utilisent comme signal de rétro-action les signaux délivrés par les accéléromètres pour compenser la traînée atmosphérique et les pressions de radiation terrestres ou solaires. Pour remplir l'objectif d'un test de WEP à 10^{-15} , le contrôle de la poussée par les propulseurs FEEP doit être stable à un niveau de $0.1 \mu\text{N}$, et pouvoir fournir une poussée maximale de $100 \mu\text{N}$ environ, ce qui représente des spécifications ambitieuses. Les contraintes sur les propulseurs ainsi que l'architecture du système sont données dans la référence [Marcuccio 03]. Le succès de la mission permettrait d'améliorer la sensibilité des tests de WEP de deux ordres de grandeur, le lancement du satellite étant prévu pour 2015 [Microscope 11].

4.1.3 Tests par interférométrie atomique

Le principe des tests de WEP par interférométrie atomique consiste à mesurer la différence d'accélération entre deux atomes différents en chute libre dans le même champ de pesanteur (terrestre par exemple). Deux interféromètres atomiques mesurent en parallèle les variations de position des centres de masse des deux paquets d'ondes de matière sur la durée de l'interrogation, et l'extraction de la différence de phase entre les deux interféromètres fournit la différence d'accélération entre les deux espèces. La mesure est répétée à chaque cycle expérimental avec deux nouveaux nuages d'atomes froids, et la résolution en accélération est donnée par le facteur d'échelle $k_{\text{eff}}T^2$ des deux senseurs, la sensibilité σ_{a} sur la mesure de la différence de phase entre les deux interféromètres, et le temps T_c entre deux cycles.

La différence d'un test avec des atomes froids par rapport aux expériences décrites jusqu'à présent tient à la différence fondamentale dans la manière dont la mesure d'accélération est conduite et dans la description des masses d'épreuve. Comme montré au chapitre 1, la mesure d'accélération dans un capteur inertiel atomique résulte d'un phénomène d'interférence d'ondes de matière, et nécessite de décrire quantiquement les atomes en chute libre, contrairement aux tests traditionnels où les masses macroscopiques sont décrites par la mécanique classique. En ce sens, on effectue donc un test de WEP à l'échelle quantique. La possibilité de contrôler l'état d'énergie interne ou l'état de spin des atomes dans nos expériences offre en outre un champ d'exploration supplémentaire très intéressant par rapport aux tests réalisés jusqu'à présent sur des objets macroscopiques. L'interférométrie atomique permet par ailleurs d'effectuer des mesures précises de gravité à courte distance et de rechercher d'éventuelles déviations au potentiel newtonien en $1/r$. Ce type de violation est lié aux possibles nouvelles interactions de type gravitationnel et ayant des portées de l'ordre du micron prédites par de nombreuses théories d'unification. Par exemple, le projet FORCA-G de l'Observatoire de Paris vise à améliorer de 2 à 3 ordres de grandeur les tests de la loi de Newton, sur une échelle de distance allant de 100 nm à 10 microns [Pereira Dos Santos 09].

Au niveau expérimental, les atomes froids dont les degrés de liberté externes peuvent être

4.1 Introduction et motivations

très bien contrôlés (à l'échelle du micromètre à l'aide de potentiels lumineux par exemple) relâchent un certain nombre de contraintes rencontrées dans les expériences spatiales utilisant des masses macroscopiques. Un avantage des atomes froids pour les tests dans l'espace tient notamment au fait que la mesure d'accélération est réitérée à chaque nouveau cycle expérimental à partir de deux nouveaux nuages d'atomes situés à une distance bien connue du miroir de rétro-réflexion des lasers Raman, et reproductible d'un cycle à l'autre. Dans un tel processus séquentiel de mesures, seules les accélérations résiduelles du satellite sur la durée d'interrogation des ondes de matière dans l'interféromètre (quelques secondes) sont responsables d'un déplacement éventuel des atomes par rapport au miroir. Les accélérations ou les rotations à très basse fréquence du satellite (sur la durée de l'expérience par exemple) ne contribuent en revanche pas à déplacer globalement les nuages d'atomes par rapport au miroir car le système est recentré à chaque cycle. Ces effets inertiels basses fréquences ne constituent donc pas un effet systématique, qu'il serait difficile de distinguer d'une éventuelle violation de WEP dans le cas d'une mesure en continu. En d'autres termes, il est *a priori* plus facile d'obtenir une mesure absolue de la différence d'accélération entre les deux masses d'épreuve lorsque celles-ci sont en chute libre (cas des atomes froids) plutôt que lorsque celles-ci sont contraintes à rester immobile par rapport au référentiel de l'expérience (cas des accéléromètres électrostatiques). Ceci signifie qu'un système très précis de stabilisation du satellite n'est *a priori* pas nécessaire pour un test de WEP par interférométrie atomique, ce qui représente une simplification importante des expériences.

Pour bénéficier des avantages des atomes froids, et éventuellement améliorer les limites de précision des tests actuels et programmés de WEP (incertitude sur $\eta \sim 10^{-15}$), il est nécessaire de dépasser un certain nombre d'enjeux techniques. Ceux-ci consistent principalement en le contrôle à l'échelle du nano-mètre de l'environnement et du mouvement des atomes, ainsi qu'en l'amélioration de la résolution des senseurs inertiels à atomes froids, actuellement de l'ordre de $10^{-7} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ (voir [Le Gouët 08] par exemple). Plusieurs efforts de recherches sont donc menés par la communauté pour y parvenir.

Compétition internationale. Plusieurs groupes dans le monde ont entamé des recherches sur le test de WEP avec des accéléromètres à ondes de matière, ce qui témoigne de la place croissante des atomes froids dans la communauté des physiciens de la gravitation. En 2004, un premier test de WEP par interférométrie atomique a montré l'égalité de l'accélération d'atomes de ^{87}Rb et de ^{85}Rb en chute libre avec un niveau d'incertitude sur le paramètre d'Eötvös η de 10^{-7} . Le groupe de Mark Kasevich à l'Université de Stanford construit actuellement une chambre de science d'une hauteur de 10 mètres pour mener des tests de Relativité Générale à l'aide d'un interféromètre atomique $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ pouvant bénéficier d'un temps d'interrogation allant jusque $T = 1.4 \text{ s}$. L'expérience devra permettre de tester le WEP à un niveau d'incertitude statistique de 10^{-15} après un mois d'intégration, et un contrôle des effets systématiques à 10^{-16} limité par les inhomogénéités du champ magnétique et de gravité [Dimopoulos 07]. Le consortium allemand QUANTUS (*QUANTengase Unter Schwerelosigkeit* - gaz quantiques en micro-gravité), majoritairement financé par l'agence spatiale allemande (DLR) développe une expérience d'interférométrie atomique dans la tour ZARM à Brême, qui offre des temps de chute libre de 9 secondes et un niveau de bruit d'accélération très faible ($\sim 10^{-5} g$) en comparaison du bruit de vibration à bord de l'Airbus 0-g ($\sim 10^{-2} g$). Le test de WEP sera réalisé avec des atomes de ^{87}Rb (boson) et de ^{40}K (fermion) et permettra donc, entre autre, d'étudier d'éventuels couplages entre la gravitation et le spin des particules. Un des principaux résultats

du consortium a été de démontrer la possibilité d'atteindre des temps de libre expansion d'un condensat de Bose-Einstein jusque 1 seconde en micro-gravité [van Zoest 10].

L'interféromètre à deux espèces de l'expérience ICE. L'objectif du projet ICE est de conduire un test de WEP à l'aide d'un interféromètre atomique double-espèce en micro-gravité, dans un premier temps à bord de l'Airbus 0-g de Novespace, et dans un second temps dans l'espace. Les niveaux d'incertitude visés sur la mesure de η sont de quelques 10^{-11} dans l'avion 0-g et de 10^{-15} dans l'espace [Varoquaux 09], ce qui est du même ordre de grandeur que les performances visées par le projet MICROSCOPE. Pour le choix des atomes dont on souhaite comparer l'accélération, deux stratégies sont envisageables : soit on décide de choisir des espèces de compositions internes très différentes (atomes de Lithium et de Césium par exemple), pour lesquelles un effet d'une éventuelle violation de WEP est *a priori* prononcé, mais qui suppose un dispositif expérimental compliqué ; soit on choisit d'utiliser deux isotopes d'un même atome ($^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ par exemple) auquel cas la violation de WEP peut être plus faible mais où l'expérience est plus simple à concevoir.

Notre choix pour l'expérience ICE a été un compromis entre ces deux options et s'est porté sur le couple $^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$. D'une part la composition interne de ces deux atomes en terme de nucléons est notablement différente. D'autre part la longueur d'onde correspondant aux transitions optiques pour le refroidissement et les manipulations cohérentes des états quantiques pour le ^{39}K est égale à 767 nm et est donc proche des 780 nm utiles pour l'atome de ^{87}Rb . Ceci offre deux avantages techniques importants. Premièrement le choix des sources laser pour l'expérience peut se fonder sur la même technologie télécom doublé que celle utilisée pour le ^{87}Rb et présentée au chapitre 2, ce qui permet d'utiliser les mêmes composants optiques (diodes laser, modulateurs, amplificateur à fibre dopée Erbium, etc.) et évite de requalifier un système complet qui utiliserait une technologie différente (diodes en cavité étendue par exemple). La maturité technologique nécessaire pour un test dans l'espace peut donc être atteinte plus rapidement et à moindre coût. L'architecture laser pour le système Potassium sera présentée au paragraphe 4.2. Deuxièmement, une limite importante des capteurs inertiels étant liée aux vibrations de la plateforme expérimentale, il est important de bénéficier d'une réjection la plus conséquente possible de ce bruit à l'aide d'une mesure différentielle. Pour l'interférométrie atomique, cela signifie que les pas des règles laser employées pour la mesure de la position des atomes dans les deux interféromètres doivent être proches, ce qui est bien vérifié avec la combinaison Rubidium/Potassium. La réjection des vibrations spécifique à notre expérience sera présenté en détails au paragraphe 4.4.

Si le niveau de vibrations dans l'Airbus est environ trois ordres de grandeur supérieur à celui des expériences de laboratoire, le temps de micro-gravité accessible d'environ 30 minutes par campagne de vol permet d'obtenir une bonne statistique de mesure par rapport à la plateforme ZARM, et constitue donc une alternative très intéressante (d'autant plus que le bruit de vibrations est bien rejeté par la mesure différentielle). Dans notre expérience, nous avons choisi d'utiliser l'atome de ^{39}K qui possède un moment angulaire total entier, et pour lequel la sensibilité au champ magnétique est donc nulle au premier ordre. Ceci constitue une réduction importante des effets systématiques liés aux inertitudes sur le champ magnétique régnant dans l'enceinte par rapport à l'utilisation d'un fermion comme le ^{40}K .

Conclusion. Afin de répondre aux ambitions de mission spatiale de la communauté, de nombreuses collaborations ont vu le jour entre les différents groupes de recherches travaillant sur

4.1 Introduction et motivations

un futur test du principe d'équivalence par interférométrie atomique. Au niveau européen, les travaux complémentaires menés entre autre par les collaborations QUANTUS et ICE (pour la partie WEP) sur le développement d'un interféromètre à deux espèces en 0-g ont conduit à déposer le projet de mission STE-QUEST, sélectionné en 2011 par le programme Cosmic Vision de l'Agence Spatiale Européenne [STE-QUEST 10]. Ce projet vise à tester le principe d'équivalence d'Einstein dans son ensemble, en testant d'une part l'invariance par position dans le temps et l'espace en comparant la mesure de temps d'une horloge atomique dans le satellite à celle d'horloges sur terre (mesure du décalage vers le rouge gravitationnel avec une précision de quelques 10^{-8}), et d'autre part le WEP au niveau de 10^{-15} avec un interféromètre atomique double-espèce à bord du satellite. Au sein du consortium STE-QUEST, les principaux groupes de recherches européens sur les atomes froids et les horloges optiques (en partenariat avec des industriels) sont donc stimulés pour avancer ensemble vers la conduite de cette mission spatiale. Dans ce contexte de compétition et de collaboration, la suite de ce chapitre a ainsi pour objet de présenter l'état d'avancement de notre expérience d'interférométrie double-espèce.

4.2 Dispositif expérimental pour la réalisation de l'interféromètre double-espèce

Je présente succinctement dans cette section les premiers développements et résultats expérimentaux relatifs à l'interféromètre utilisant les atomes de ^{39}K et de ^{87}Rb . Je décris et justifie l'architecture laser retenue, ainsi que les contraintes associées à l'utilisation de l'atome de ^{39}K . Je montre ensuite les premiers résultats obtenus sur le refroidissement par laser du ^{39}K , et les premières transitions Raman observées. L'ensemble des résultats sera détaillé dans la thèse de Vincent Ménoret.

4.2.1 Système laser double-espèce

Le système laser double-espèce K-Rb a été conçu dans le même esprit que l'architecture utilisée pour le ^{87}Rb et présentée au chapitre 2.2. En sus de la lumière à 780 nm pour les manipulations du ^{87}Rb , nous avons besoin de lumière à 766.7 nm pour celles à effectuer sur le ^{39}K , avec un cahier des charges similaire à celui du ^{87}Rb (voir paragraphe 2.2.1). Nous utilisons des sources fibrées telecom permettant d'obtenir l'agilité en fréquence nécessaire pour le refroidissement et les transitions Raman, la lumière étant ensuite doublée en fréquence dans un banc espace libre.

Référence de fréquences optiques. Le facteur d'échelle de l'accéléromètre atomique fait directement intervenir la longueur d'onde du laser utilisé pour les transitions Raman via k_{eff} , car le principe de l'interféromètre atomique repose sur une mesure cohérente de positions des atomes à l'aide d'une règle laser de pas $2\pi/k_{\text{eff}}$. Ainsi, l'incertitude sur la mesure de l'accélération différentielle δg entre les deux atomes dans un test de WEP sera en partie déterminée par l'incertitude sur le rapport des vecteurs d'onde effectifs $k_{\text{K}} = 4\pi/766.7 \text{ nm}$ et $k_{\text{Rb}} = 4\pi/780 \text{ nm}$ des transitions Raman pour les deux interféromètres. Une erreur de 10^{-9} sur le rapport $k_{\text{K}}/k_{\text{Rb}}$ (incertitude typique pour notre système d'asservissement par absorption saturée) se traduira donc par une erreur du même ordre de grandeur pour $\delta g/a_{\text{loc}}$, où a_{loc} désigne l'accélération moyenne des atomes dans le référentiel de l'expérience. Si réaliser le test de WEP en microgravité permet de réduire l'erreur absolue sur la mesure de δg ($a_{\text{loc}} \sim 10^{-1} \text{ m.s}^{-2}$ par exemple dans l'avion 0-g), obtenir une incertitude de l'ordre de $10^{-14} \text{ m.s}^{-2}$ sur δg (niveau visé pour un test de WEP dans l'espace) justifie l'emploi d'une référence optique pour les lasers Raman. Dans notre expérience, cette référence consiste en un peigne de fréquences optiques stabilisé [Udem 02], obtenu à partir d'un laser délivrant des impulsions femto-seconde à une cadence $\omega_r/2\pi = 250 \text{ MHz}$ autour de la longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$. Dans le domaine de Fourier, le spectre du champ électrique se compose de raies espacées de ω_r , la pulsation du mode n étant donnée par

$$\omega_n = n\omega_r + \omega_0, \quad (4.4)$$

où ω_0 désigne le décalage porteuse-enveloppe (CEO pour *Carrier Envelope Offset* en anglais) résultant de la différence de phase entre le champ porteur et l'enveloppe de l'impulsion après un aller-retour dans le résonateur optique.

Le taux de répétition du laser (cadence d'émission des impulsions femto-seconde) est stabilisé à l'aide d'un asservissement par battement entre deux raies successives du peigne sur la référence de fréquence utilisée dans notre expérience et présentée au chapitre 2.2.4. Le CEO ω_0 est quant à lui asservi en élargissant le peigne dans une fibre non-linéaire pour lui faire couvrir une octave (longueur d'onde allant de $1 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$ environ) et en faisant battre une raie

4.2 Dispositif expérimental pour la réalisation de l'interféromètre double-espèce

$2\omega_n = 2(n\omega_r + \omega_0)$ obtenue par doublage de fréquence du mode n avec une raie $\omega_{2n} = 2n\omega_r + \omega_0$. Le battement résultant à ω_0 est asservi sur le 10 MHz de notre référence de fréquence. L'ensemble du système a été développé par la société allemande Menlo Systems GmbH et conçu pour un fonctionnement à bord de l'avion. Il comprend toute l'électronique d'asservissement du peigne de fréquences ainsi que des boîtiers permettant d'asservir en phase sur le peigne des diodes laser externes en rétro-agissant sur leur courant. La figure 4.2 montre l'encombrement du système et son agencement dans l'expérience en mai 2011.

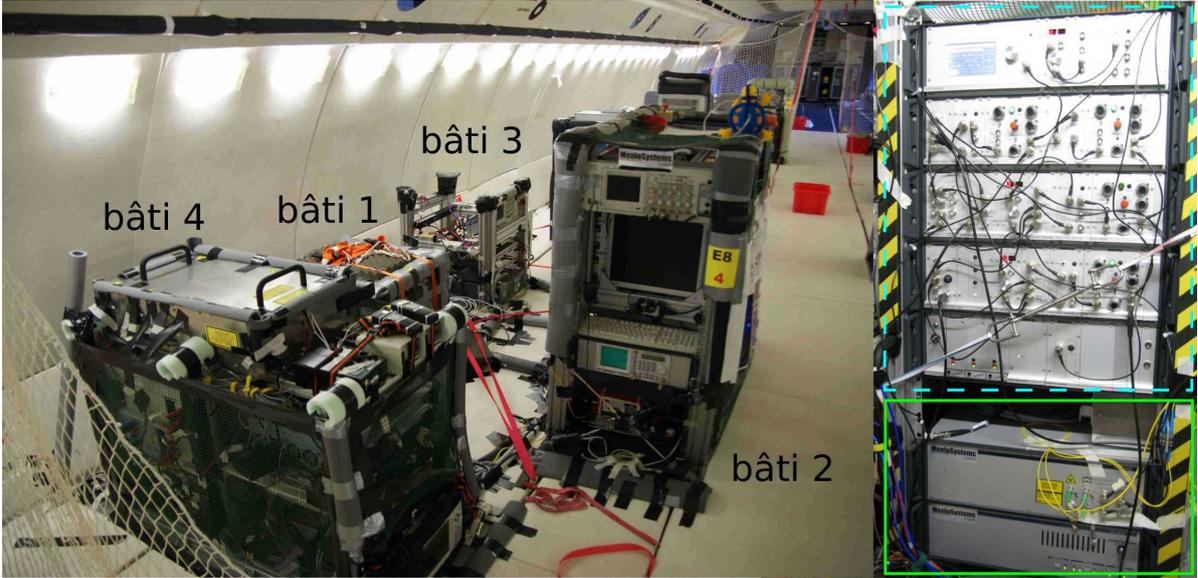


FIGURE 4.2 – Gauche : photographie de l'expérience dans l'avion lors de la campagne de vols de mai 2011. Le bâti 2 contient le peigne de fréquence et son électronique. Le bâti 4 accueille le banc espace libre bi-espèce. Droite : photographie vue de gauche du bâti 2 montrant le laser femto-seconde et son alimentation (cadre plein, partie inférieure), et une partie de son électronique de contrôle (cadre en pointillés, partie supérieure). Le bâti 1 contient la chambre de science et le bâti 3 une partie de l'électronique de puissance de l'expérience.

Sources à 1.5 micron. Nous utilisons deux raies du peigne : une autour de 1533.4 nm et une autour de 1560.0 nm pour asservir deux diodes laser qui joueront le rôle de laser maître pour chaque espèce atomique. À part l'asservissement du laser maître Rb, la partie à 1560 nm est la même que celle présentée au chapitre 2.2 (esclave asservi par battement sur le maître et modulation de phase pour générer le laser repompeur/Raman L_1). L'écart hyperfin dans l'état $4^2S_{1/2}$ du ^{39}K étant $G_{\text{K}}/2\pi \approx 462$ MHz, i.e. 15 fois plus faible que celui dans l'état $5^2S_{1/2}$ du ^{87}Rb ($G_{\text{Rb}}/2\pi \approx 6.8$ GHz), l'architecture retenue pour le système K est relativement différente de celle utilisée pour le Rb. En effet, la génération de bandes latérales par modulation de phase du laser esclave, très pratique dans le cas du Rb, ne peut être transcrite sur K. En effet, elle introduirait une raie parasite à l'origine d'un couplage Raman caractérisé par un désaccord Δ' très proche du désaccord Δ associé au couplage principal réalisant l'interféromètre ($\Delta' = \Delta + G_{\text{K}} \sim 2$ à 3Δ). La seconde fréquence optique nécessaire (repompeur/Raman L_1) est donc obtenue après doublage de fréquence en utilisant un modulateur acousto-optique à 231 MHz en configuration double passage (voir paragraphe suivant).

La faible valeur de G_K par rapport à G_{Rb} relâche en revanche les contraintes sur le besoin d'agilité en fréquence du laser esclave. En effet, la compensation du déplacement lumineux à un photon pour K est obtenue pour des désaccords $\Delta/2\pi \approx 200 - 300$ MHz correspondant à un rapport d'intensité $I_2/I_1 \approx 3 - 6$ (voir annexe A), de sorte que l'agilité requise à $1.5\mu\text{m}$ n'est que d'une centaine de MHz. Pour nous affranchir d'un système maître/esclave analogue à celui du Rb et nécessitant une diode laser supplémentaire, nous avons testé dans un premier temps une technique de modulation serrodyne [Johnson 10], permettant d'obtenir des sauts en fréquence jusque 400 MHz en des temps très courts ($\ll 1 \mu\text{s}$). Cette méthode consiste à fournir un signal en dent de scie d'amplitude 2π et de période $2\pi/\delta_s$ à un modulateur électro-optique, de manière à imprimer sur une période une phase $\delta_s t$ sur le champ électrique du faisceau traversant le modulateur, i.e. à varier sa pulsation de ω_0 à $\omega_0 + \delta_s$. Une description détaillée de l'efficacité de cette méthode et de sa mise en oeuvre sera donnée dans la thèse de V. Ménoret.

Banc espace libre bi-espèce. Les deux sources à 1533 et 1560 nm sont combinées et injectent un amplificateur à fibre dopée Erbium de KEOPSYS dont nous ajustons le gain relatif 1533/1560 pour sortir 5 W de puissance à chaque longueur d'onde (en jouant sur la puissance d'entrée dans l'amplificateur). Cette lumière vient pomper des cristaux de PPLN en cascade pour générer les deux secondes harmoniques utiles, le premier cristal effectuant la conversion $1560 \rightarrow 780$ nm et le second la conversion $1533.4 \rightarrow 766.7$ nm. Le module de doublage bifréquence a été conçu et testé à faible puissance (1 W) par l'ONERA, puis intégré au banc final et optimisé par nos soins à pleine puissance (2×5 W). Après doublage, les deux faisceaux à 780 et 766.7 nm sont séparés. Les manipulations sur le faisceau à 780 nm sont analogues à celles présentées au chapitre 2.2, hormis que nous disposons d'une sortie Raman supplémentaire qui permettra de réaliser un accéléromètre double-axe. Pour le second faisceau, nous générons dans un premier temps la seconde fréquence décalée de 462 MHz par double passage dans un modulateur-acousto optique (AOM). Nous avons apporté un grand soin à cette partie pour la rendre compacte et la moins sensible possible aux vibrations, qui se traduisent par des fluctuations de trajet optique entre les deux faisceaux, i.e. par des fluctuations de phase relative $\delta\varphi$ des deux lasers Raman. Après cet étape de modulation, la suite du banc est analogue au montage Rb : présence d'un second AOM pour l'obtention d'impulsions Raman courtes ($\sim 1 \mu\text{s}$), faisceau pousseur, et injection dans des fibres optiques. Nous avons également prévu de collecter un faible proportion de lumière (~ 1 mW) sur une photodiode après l'AOM double passage en vue d'asservir $\delta\varphi$. En sortie des fibres, nous obtenons en moyenne 150 mW de lumière utile dans toutes les voies, ce qui est satisfaisant pour le refroidissement et les transitions Raman sur K et Rb. La figure 4.3 montre une photographie d'ensemble du banc espace libre bi-espèce.

Pour réaliser ce banc, nous avons bénéficié de notre expérience sur le doublage de fréquence ainsi que sur les montures ultra-stables et la conception des supports opto-mécaniques repris du banc précédent. La plaque sur laquelle reposent les optiques a été réalisée avec un alliage en AlCu_2MgNi (AW-2618) utilisé en aéronautique pour sa stabilité à l'usinage et aux contraintes extérieures, au lieu de l'alliage en AlCu_4MgSi (AW-2017 aussi appelé AU-4G dans l'ancienne norme française), traditionnellement utilisé au laboratoire pour les pièces opto-mécaniques. La plaque est épaisse de 4 cm et a été nervurée par dessous pour limiter son poids. Ses dimensions sont 40×70 cm².

Les campagnes de vols de mai 2011 ont permis, entre autre, de tester l'ensemble du système laser bi-espèce. Après un ajustement des paramètres d'asservissement du laser femto-seconde, le peigne de fréquences est resté stable sur l'ensemble du vol, nous permettant d'effectuer des

4.2 Dispositif expérimental pour la réalisation de l'interféromètre double-espèce

expériences de refroidissement du ^{39}K . Le banc espace-libre a quant à lui très bien résisté aux vibrations et contraintes mécaniques, avec des fluctuations de puissance inférieures à 5% sur le vol. Ces résultats sont donc très encourageants pour la suite de l'expérience sur le test du principe d'équivalence, et concrétisent le temps que nous avons passé à comprendre et faire fonctionner le peigne de fréquences, ainsi qu'à optimiser la conception du banc espace-libre.

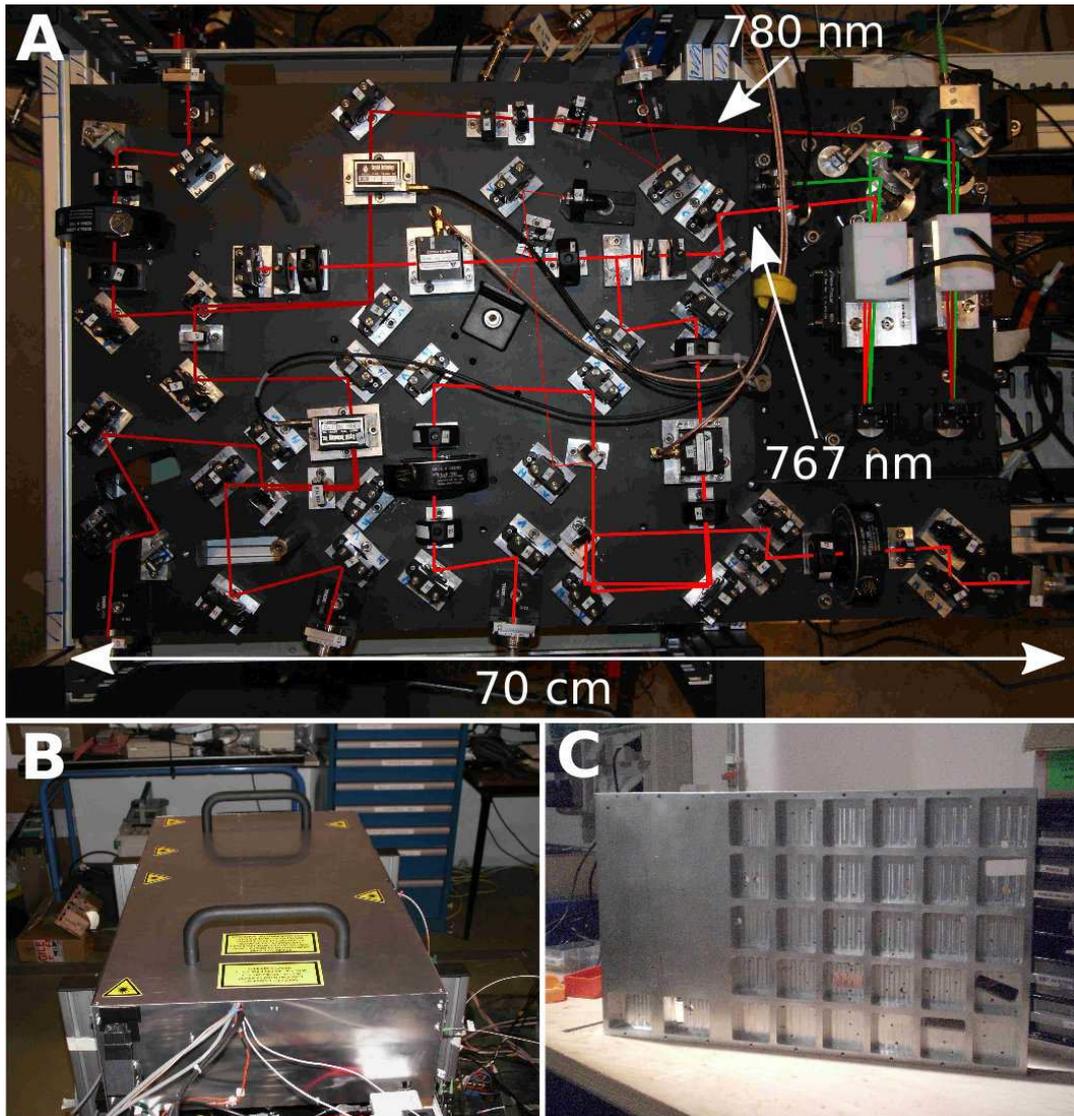


FIGURE 4.3 – Photographies du banc espace libre K-Rb. **A** : vue de dessus du banc ; les rayons verts représentent le trajet des faisceaux à 1534 et 1560 nm, et les rayons rouges celui des faisceaux à 767 et 780 nm en sortie du module de doublage. La dimension du banc est $40 \times 70 \times 4 \text{ cm}^3$. **B** : Système complet dans son confinement. **C** : Vue de dessous de la plaque supportant les optiques.

4.2.2 Refroidissement du ^{39}K et transition Raman

Une expérience d'interférométrie atomique avec l'atome de ^{39}K présente plusieurs difficultés par rapport à celle utilisant le ^{87}Rb , essentiellement dues à la structure énergétique de l'état excité $4^2P_{3/2}$, et dans une certaine mesure à celle de l'état fondamental. La figure 4.4 montre les niveaux d'énergie associés à la raie D_2 .

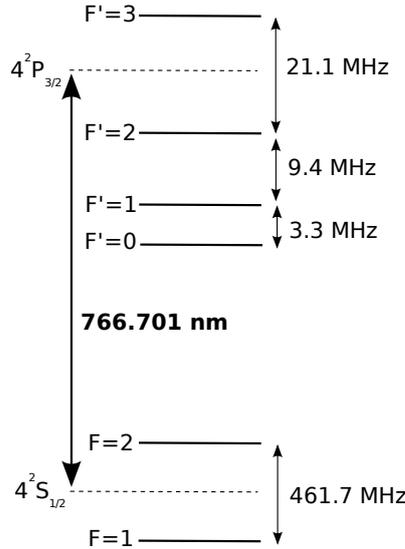


FIGURE 4.4 – Schéma des niveaux du ^{39}K . Données extraites de [Tiecke 10].

Dans le cas du ^{87}Rb , l'écart de 267 MHz entre les niveaux $F' = 3$ et $F' = 2$ de l'état excité $5^2P_{3/2}$ est d'environ 45Γ ($\Gamma \approx 3.8 \times 10^7 \text{ rad.s}^{-1} \approx 2\pi \times 6 \text{ MHz}$ pour ^{87}Rb et ^{39}K), ce qui offre une transition cyclante $F = 2 \rightarrow F' = 3$ avec une probabilité de couplage au niveau $F' = 2$ de l'ordre de 0.01%, à un désaccord de -3Γ par rapport à $F' = 3$ (valeur optimale pour le refroidissement Doppler). Pour le ^{39}K , cet écart ne vaut que 21 MHz et ne représente donc que 3.5Γ , ce qui résulte en un couplage non négligeable aux autres niveaux-hyperfins, et brise le caractère cyclant de la transition optique. Pour étudier quantitativement la dynamique de chargement et de refroidissement, l'ensemble de la structure hyperfine de l'état excité doit donc être prise en compte [Williamson 95]. La première conséquence est de réduire d'un facteur environ 10 (observation expérimentale) le nombre d'atomes piégés, à puissance laser et temps de chargement égaux à ceux utilisés pour le ^{87}Rb .

La seconde conséquence est une difficulté de dépasser la limite de refroidissement Doppler ($130 \mu\text{K}$) sur cet atome, en raison de la difficulté d'atteindre le régime de refroidissement Sisyphes. Ce problème a déjà été soulevé par les autres groupes travaillant avec le ^{39}K , et étudié dans [Fort 98, Prevedelli 99]. Sur ^{39}K , la proximité des différents niveaux (5Γ entre $F' = 3$ et $F' = 1$) fait que l'on doit considérer l'ensemble des niveaux pour le mécanisme de refroidissement. Actuellement, les températures de nuage que nous mesurons sont d'environ $200 \mu\text{K}$ (voir figure 4.5), la température la plus faible rapportée en 2011 par refroidissement laser sur cet atome étant de $25 \mu\text{K}$ [Gokhroo 11, Landini 11].

Enfin, le manque d'une transition cyclante se traduit sur le rapport signal sur bruit de détection à l'issue de l'interféromètre. Un avantage essentiel des transitions Raman (par rapport

4.2 Dispositif expérimental pour la réalisation de l'interféromètre double-espèce

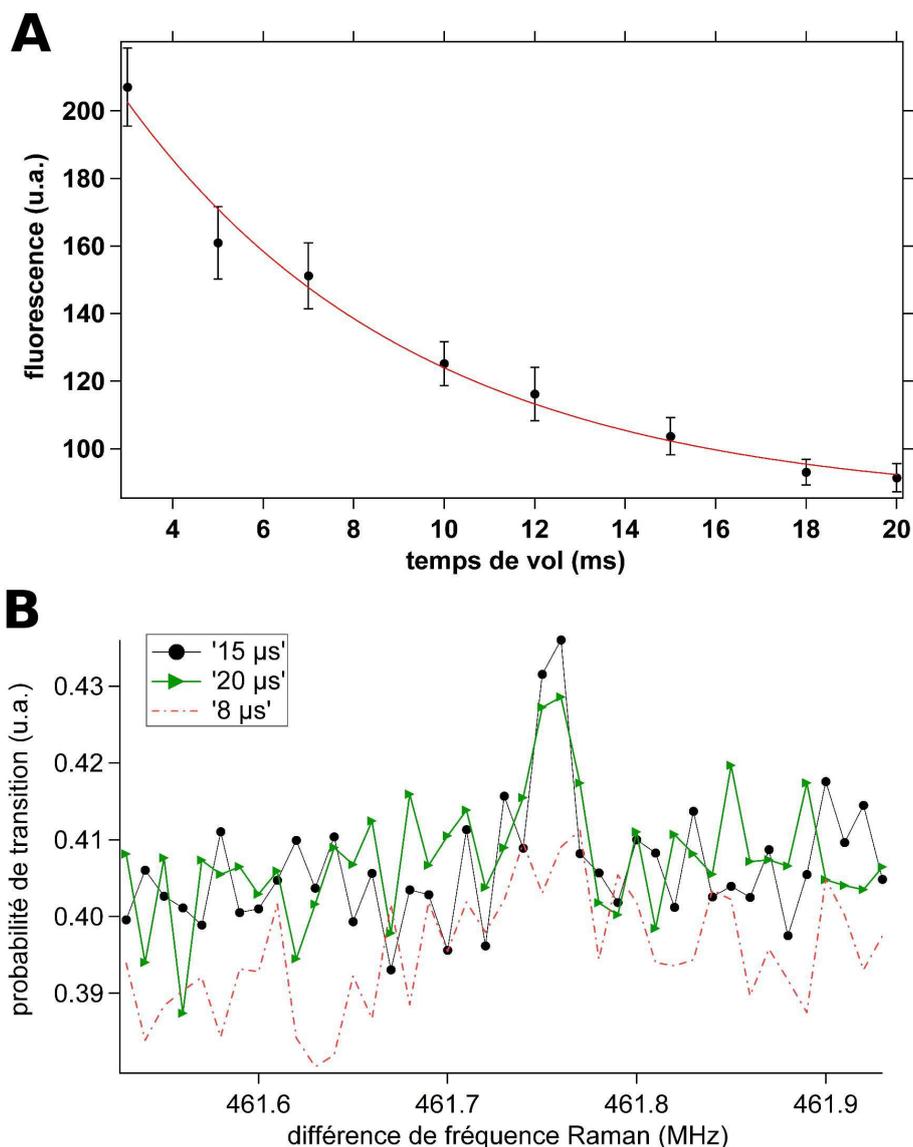


FIGURE 4.5 – Premiers résultats sur les expériences avec l'atome de ^{39}K . **A** : Mesure de la température du nuage par temps de vol durant les phases 0-g des vols en mai 2011. L'ajustement donne une température de $200 \mu\text{K}$. **B** : Premières transitions Raman co-propageantes au laboratoire en avril 2011, pour différentes durées d'impulsion.

à la diffraction de Bragg par exemple) consiste à pouvoir mesurer l'état d'impulsion de l'atome en effectuant une mesure de son état d'énergie interne, i.e. en détectant les photons de fluorescence émis par l'atome lors du branchement du laser ad hoc (par exemple le laser refroidisseur L_2 pour des atomes dans $F = 2$). Le signal de détection est maximal lorsque l'atome effectue un grand nombre de cycle absorption-émission spontanée avant d'être perdu, i.e. pompé vers le niveau $F = 1$ dans notre cas. Pour le ^{87}Rb , le temps caractéristique de dépompement est donné par l'inverse du taux de diffusion depuis $F' = 2$ et vaut environ $400 \mu\text{s}$ lorsque le laser L_2 est à résonance sur $F' = 3$ ($\delta_{F'=2} \approx 45 \Gamma$) et sature la transition. Ce temps caractéristique de dépompement est en accord avec la décroissance du signal de fluorescence de la figure 2.15. Pour

le ^{39}K , l'atome est dépompé après $2 \mu\text{s}$ environ, d'où un compromis gain/bande passante du système de détection 200 fois plus exigeant que pour le ^{87}Rb . En avril 2011, nous avons observé les premières transitions Raman co-propageantes sur ^{39}K , avec un rapport signal sur bruit de 2 sur la spectroscopie de la résonance Raman (voir figure 4.5), pour des temps d'acquisition d'environ 15 secondes par pas de fréquence (10 moyennages avec un temps de chargement du piège de 1.5 seconde donnant quelques 10^6 atomes).

Si l'optimisation de la détection et des transitions Raman sera l'objet de la prochaine thèse, j'ai toutefois jugé intéressant de mentionner nos premiers résultats, qui montrent que nous sommes sur la bonne voie vers la réalisation de l'interféromètre double-espèce K-Rb. Après cette description succincte de l'état d'avancement de l'expérience, je vais maintenant montrer comment effectuer une mesure de l'accélération différentielle δg entre les deux atomes à partir des signaux des deux interféromètres.

4.3 Mesure de l'accélération différentielle entre les deux atomes

Dans cette section, je montre comment extraire la différence d'accélération δg entre les deux atomes de ^{39}K et de ^{87}Rb à partir des informations fournies par les deux interféromètres atomiques. Je propose dans un premier temps un modèle permettant de décrire la mesure différentielle, et explique ensuite comment estimer δg en présence de bruit d'accélération, comme c'est le cas notamment dans l'Airbus 0-g.

4.3.1 Modèle de mesure

Décrivons tout d'abord le processus de mesure de l'accélération différentielle δg entre les deux atomes à l'aide de l'interféromètre double-espèce représenté en figure 4.6. En sortie de chaque interféromètre, nous mesurons la population d'atomes dans un niveau Raman donné (associé à l'état d'énergie interne $|e\rangle$ par exemple) relativement au nombre total d'atomes, et donnée par $n = N_e/(N_f + N_e)$ pour chaque espèce (voir paragraphe 1.2). Les observables n_{K} et n_{Rb} sont alors modulées par la phase de l'interféromètre à atomes de Potassium et de Rubidium respectivement, suivant :

$$\begin{aligned} n_{\text{K}} &= M_{\text{K}} + A_{\text{K}} \cos \Phi_{\text{K}} \\ n_{\text{Rb}} &= M_{\text{Rb}} + A_{\text{Rb}} \cos \Phi_{\text{Rb}}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Dans cette expression, M, A, Φ désignent respectivement l'offset, l'amplitude et la phase de chaque interféromètre. Nous nous concentrons dans ce paragraphe sur les termes de phase d'origine inertielle et négligeons ceux associés à l'état d'énergie interne des atomes (fluctuations de la différence de fréquences des lasers Raman, influence du champ magnétique, déplacements lumineux, etc.). La phase inertielle dépend directement des accélérations relatives instantanées $a_{\text{m/K}}(t)$ (resp. $a_{\text{m/Rb}}(t)$) du miroir de rétro-réflexion par rapport au centre de masse des atomes de Potassium (resp. de Rubidium), pondérées par la fonction de réponse f de l'interféromètre (voir équations (1.59) et (1.60)). La différence de phase entre les deux interféromètres est ainsi :

$$\Phi_{\text{K}} - \Phi_{\text{Rb}} = k_{\text{K}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt a_{\text{m/K}}(t) f_{\text{K}}(t) - k_{\text{Rb}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt a_{\text{m/Rb}}(t) f_{\text{Rb}}(t). \quad (4.6)$$

Dans le référentiel terrestre, nous écrivons l'accélération des atomes selon $a_{\text{K}} = g_{\text{K}}$ et $a_{\text{Rb}} = g_{\text{Rb}}$, traduisant une chute libre *a priori* différente pour les deux atomes dans le champ de gravitation de la Terre (test de WEP caractérisé par le paramètre d'Eötvös $\eta = 2(g_{\text{K}} - g_{\text{Rb}})/(g_{\text{K}} + g_{\text{Rb}})$). L'accélération du miroir de rétro-réflexion dans le référentiel terrestre est $a_{\text{m}}(t) = g_{\text{m}} + \tilde{a}(t)$ et résulte de l'accélération de la pesanteur g_{m} pour le miroir ainsi que d'un bruit d'accélération de l'avion $\tilde{a}(t)$, reflétant les forces agissant sur l'ensemble de la carlingue (traînée, portance, etc.) et les vibrations dans l'appareil (acoustiques par exemple). Notons que dans l'avion 0-g, la valeur moyenne de $a_{\text{m}}(t)$ est proche de zéro ($\sim 10^{-1} \text{ m.s}^{-2}$) et donnée par l'accélération résiduelle que les pilotes ne peuvent complètement annuler (la valeur moyenne de $\tilde{a}(t)$ est donc environ égale à $-g_{\text{m}}$). La différence de phase peut donc être réécrite sous la forme

$$\Phi_{\text{K}} - \Phi_{\text{Rb}} = \mathcal{S}_{\text{Rb}} g_{\text{Rb}} - \mathcal{S}_{\text{K}} g_{\text{K}} + \Delta \tilde{\Phi}, \quad (4.7)$$

où \mathcal{S}_{Rb} (resp. \mathcal{S}_{K}) désigne le facteur d'échelle de l'interféromètre Rubidium (resp. Potassium) ($\mathcal{S} = k \int f(t) dt = k(T + 2\tau)(T + 4\tau/\pi)$), et $\Delta \tilde{\Phi}$ le bruit de phase différentiel dû aux fluctuations

d'accélération du miroir et donné par :

$$\Delta\tilde{\Phi} = \int_{-\infty}^{+\infty} (g_m + \tilde{a}(t)) [k_K f_K(t) - k_{Rb} f_{Rb}(t)] dt. \quad (4.8)$$

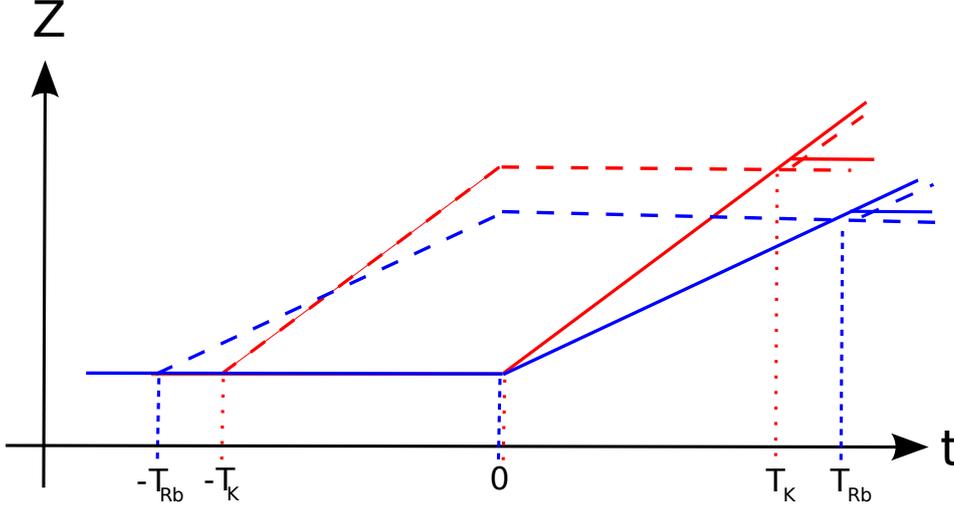


FIGURE 4.6 – Schéma de l'interféromètre double-espèce $^{87}\text{Rb} - ^{39}\text{K}$. La différence de temps d'interrogation est $T_{Rb}/T_K \approx 1.008$

Afin d'obtenir une lecture immédiate de $\delta g \equiv g_{Rb} - g_K$, nous ajustons les facteurs d'échelle des deux interféromètres à une même valeur ($\mathcal{S}_{Rb} = \mathcal{S}_K \equiv \mathcal{S}$) en choisissant convenablement T et τ . À l'ordre zéro en τ/T , l'égalité des facteurs d'échelle s'écrit $T_{Rb}/T_K = \sqrt{k_K/k_{Rb}} \approx 1.008$. La signature d'une éventuelle violation de WEP est alors directement¹ donnée par le terme de phase $\delta\phi = \mathcal{S}\delta g$ (supposé constant dans le temps), et l'objectif de l'expérience consiste à extraire cette contribution du bruit $\Delta\tilde{\Phi}$. Nous ré-écrivons le modèle de l'équation (4.5) sous la forme

$$\begin{aligned} n_K &= M_K + A_K \cos(\Phi_{Rb} + \delta\phi + \Delta\tilde{\Phi}) \\ n_{Rb} &= M_{Rb} + A_{Rb} \cos \Phi_{Rb}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

qui montre le paramétrage des deux interféromètres par une phase commune (Φ_{Rb} ici) et le terme de bruit de phase différentiel $\Delta\tilde{\Phi}$ qui vient affecter la mesure de $\delta\phi$. La représentation paramétrique du modèle (4.9) dans le plan (n_{Rb}, n_K) est celle d'une ellipse de centre (M_{Rb}, M_K) , dont la forme dépend des paramètres $(A_{Rb}, A_K, \delta\phi)$, et dont l'élargissement est relié à l'amplitude du bruit $\Delta\tilde{\Phi}$. La distribution des points sur cette ellipse s'effectue grâce aux fluctuations de phase Φ_{Rb} dont l'amplitude dépend du temps d'interrogation choisi et du bruit de vibration du miroir de rétro-réflexion, i.e. de la plateforme expérimentale. Dans l'Airbus 0-g, l'écart type de ces fluctuations Φ_{Rb} est de l'ordre de quelques radians pour $T \sim 1$ ms, i.e. typiquement trois

1. Si l'on choisissait d'opérer les deux interféromètres avec le même temps d'interrogation ($T_{Rb} = T_K = T$), alors l'accéléromètre différentiel posséderait une sensibilité non nulle aux basses fréquences, égale à $(k_K - k_{Rb})T^2$. Il serait dans ce cas difficile de distinguer un effet d'une possible violation de WEP d'un effet dû à une accélération résiduelle d'origine non-gravitationnelle constante sur la durée de l'expérience (rotation ou accélération très basse fréquence de la plateforme expérimentale où est conduit le test). Pour rejeter totalement les effets inertiels parasites basses fréquences, on préférera donc égaliser les facteurs d'échelle des deux interféromètres.

4.3 Mesure de l'accélération différentielle entre les deux atomes

ordres de grandeur supérieures à celles enregistrées en laboratoire pour les mêmes valeurs de T . À partir du modèle de mesure (4.9), nous allons maintenant expliquer comment déterminer le déphasage $\delta\phi$. Nous considérerons dans la suite que les valeurs de M_K et M_{Rb} ne fluctuent pas au cours du temps, de sorte qu'il est possible de les estimer et de les retrancher des données brutes. Nous raisonnerons donc sur des données de probabilité de transition centrées en zéro.

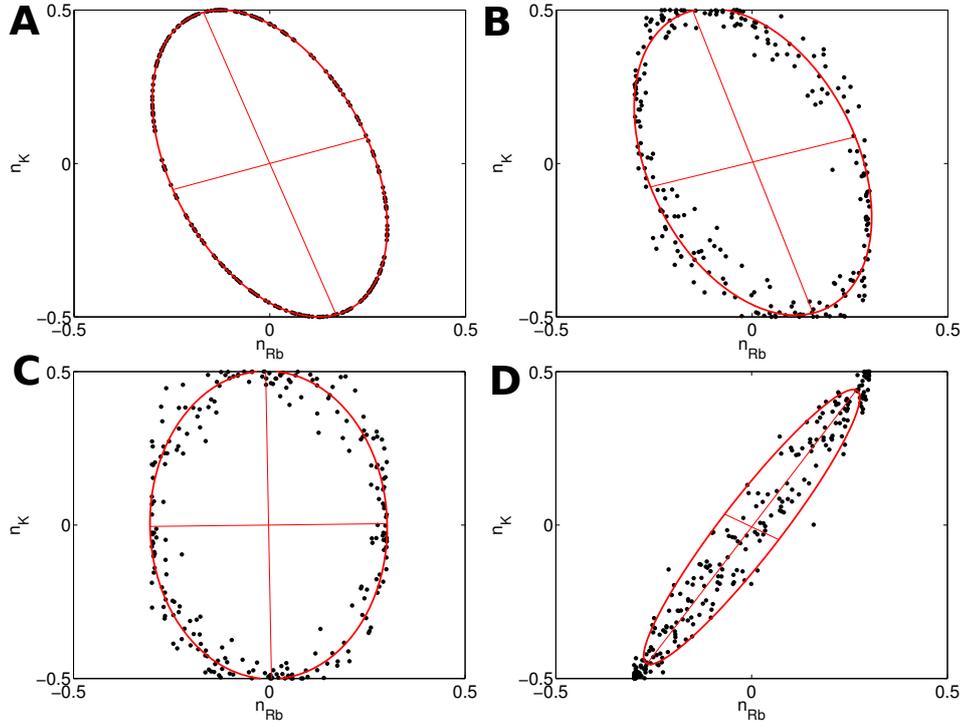


FIGURE 4.7 – Simulation numérique montrant la distribution des points de mesures dans le plan (n_{Rb}, n_K) et l'ajustement du nuage par une ellipse (courbe rouge). Nous utilisons 250 points et des valeurs d'amplitude $A_{Rb} = 0.3$ et $A_K = 0.5$. Les valeurs de $\delta\phi$ et de l'amplitude σ_Φ du bruit gaussien $\Delta\tilde{\Phi}$ sont variées dans chaque cas. **A** : $\delta\phi = 2$ rad et $\sigma_\Phi = 0$; l'estimation du déphasage par une méthode d'ajustement par moindres carrés donne $\hat{\phi} = 2.000$ rad. **B** : $\delta\phi = 2$ rad et $\sigma_\Phi = 0.2$ rad ; ici l'ajustement donne $\hat{\phi} = 1.941$ rad. **C** : $\delta\phi = \pi/2 \approx 1.571$ rad et $\sigma_\Phi = 0.2$ rad ; l'ajustement donne $\hat{\phi} = 1.557$ rad. **D** : $\delta\phi = 0$ et $\sigma_\Phi = 0.2$ rad ; l'ajustement donne $\hat{\phi} = 0.473$ rad. La chute de la sensibilité introduit ici un biais dans la mesure.

4.3.2 Estimation du déphasage différentiel

Le problème de la détermination du déphasage pour des interféromètres couplés a déjà été étudié dans le cas des gradiomètres atomique, notamment dans les groupes de M. Kasevich à Yale et Stanford [Foster 02, Stockton 07] ou de G. Tino au LENS [Sorrentino 10]. La méthode la plus simple consiste à ajuster les données $(x, y) = (n_{Rb}, n_K)$ par une ellipse centrée en zéro d'équation cartésienne

$$\alpha x^2 + \beta xy + \gamma y^2 = 1, \quad (4.10)$$

les paramètres $(A_{\text{Rb}}, A_{\text{K}}, \delta\phi)$ étant donnés par

$$A_{\text{Rb}} = \sqrt{\frac{4\gamma}{2\alpha\gamma - \beta^2}}, \quad A_{\text{K}} = \sqrt{\frac{4\alpha}{2\alpha\gamma - \beta^2}}, \quad \delta\phi = \arccos\left(\frac{\beta}{2\sqrt{\alpha\gamma}}\right). \quad (4.11)$$

La figure 4.7 présente la forme du nuage de points en fonction de la différence de phase $\delta\phi$ et du bruit de phase différentiel responsable de l'élargissement de l'ellipse. La sensibilité sur la mesure de $\delta\phi$ est maximale lorsque les deux interféromètres opèrent en quadrature, i.e. lorsque l'ellipse est orientée parallèlement aux axes. Au contraire, la sensibilité tend vers zéro si la courbe s'approche d'une droite. Se placer au maximum de sensibilité s'effectuera donc en introduisant un saut de phase $\delta\Phi^0$ avant la dernière impulsion Raman d'un des deux interféromètres pour le faire opérer en quadrature du second. Cette procédure est équivalente à se placer à flanc de frange lors de l'opération d'un interféromètre simple (gravimètre ou horloge atomique par exemple).

L'ajustement des données par une ellipse peut conduire à une estimation biaisée de $\delta\phi$ en présence d'un bruit de phase différentiel $\Delta\tilde{\Phi}$ important (voir [Stockton 07] et la figure 4.7), et d'autres méthodes tirant profit de la connaissance des modèles de mesure et de bruit pour contraindre l'estimation sont plus efficaces. L'inférence bayésienne récursive est une telle méthode [Sivia 06], et a été initialement implémentée pour l'interférométrie atomique dans l'équipe de M. Kasevich pour l'estimation du déphasage différentiel dans un gradiomètre [Stockton 07]. L'exercice consiste à estimer le paramètre $\delta\phi$ à partir des N points de mesure $n_i = (n_{\text{Rb}}(i), n_{\text{K}}(i)), i = 1..N$. En langage bayésien, on décrit le paramètre à estimer par une variable aléatoire de densité de probabilité $p(\delta\phi)$ dont on cherche la valeur moyenne $\langle\delta\phi\rangle$ et l'écart type $\sigma_{\delta\phi}$ qui nous renseigne sur l'incertitude de la mesure. La méthode d'inférence consiste à déduire récursivement $p(\delta\phi)$ des données en inversant le modèle de mesure. Pour cela, on met à jour à chaque coup la nouvelle distribution de probabilité $p(\delta\phi)$ en calculant la probabilité conditionnelle renversée $p(\delta\phi|n_i) = p(n_i|\delta\phi)p_{i-1}(\delta\phi)/p(n_i)$ grâce au théorème de Bayes et à la mesure n_i . L'algorithme est le suivant :

- (1) supposer une distribution initiale $p_0(\delta\phi)$ et calculer la probabilité conditionnelle $p(n_0|\delta\phi)$ à partir du premier point de mesure n_0 ainsi que du modèle de bruit pour Φ_{Rb} et $\Delta\tilde{\Phi}$;
- (2) en déduire $p(\delta\phi|n_0) \propto p(n_0|\delta\phi)p_0(\delta\phi)$ et normaliser cette densité de probabilité ;
- (3) mettre à jour la fonction de distribution de la variable $\delta\phi$ en prenant $p_1(\delta\phi) = p(\delta\phi|n_0)$, et recommencer la procédure à l'aide du nouveau point de mesure n_1 .

Dans cette procédure, les multiplications successives des fonctions de vraisemblance $p(n_i|\delta\phi)$ pour l'évaluation de $p(\delta\phi)$ sélectionnent des régions où chaque fonction de vraisemblance est maximale, de sorte que l'estimateur est celui qui maximise la fonction de vraisemblance globale $L(n_0, n_1, \dots, n_N|\delta\phi)$. Le calcul de la probabilité $p(n|\delta\phi) = p(n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}}|\delta\phi)$ utilise le modèle de mesure de l'équation (4.9) ainsi que les modèles de bruit pour Φ_{Rb} , $\Delta\tilde{\Phi}$, et d'éventuels bruits d'offset ou d'amplitude.

Si la méthode bayésienne nécessite une modélisation correcte des différentes sources de bruit ainsi qu'une puissance de calcul bien supérieure à celle requise pour l'ajustement par l'ellipse (voir [Varoquaux 08]), l'estimateur bayésien est sans biais et permet d'atteindre une meilleure incertitude statistique que l'ajustement pour un nombre de points expérimentaux donné. Contrairement à la technique d'ajustement de l'ellipse, la méthode bayésienne est en outre peu sensible à la forme de l'ellipse. Pour une comparaison détaillée des deux approches et la méthode de calcul des fonctions de vraisemblance, on se reportera à [Stockton 07].

4.3 Mesure de l'accélération différentielle entre les deux atomes

Nous avons appliqué cette approche au cas d'un test de WEP dans l'avion 0-g, et montré qu'il était possible d'obtenir une incertitude sur l'estimation du déphasage $\delta\phi$ de l'ordre de 10 mrad après une campagne de vols paraboliques (3×30 mesures), pour $T \approx 1$ s [Varoquaux 09]. Diminuer l'incertitude de mesure nécessitera dans tous les cas de réduire au maximum les fluctuations de la différence de phase entre les deux interféromètres en rejetant les différentes sources de bruits, en particulier les vibrations du miroir de rétro-réflexion. L'étude de cette réjection de bruit est l'objet de la prochaine section.

4.4 Réjection des vibrations

Ce paragraphe présente l'étude de l'efficacité de réjection du bruit d'accélération de l'avion ainsi que le calcul des fluctuations de phase différentielle résiduelles engendrant une diminution de la résolution de l'interféromètre différentiel dans le test de WEP. La situation que nous allons décrire est celle de deux atomes interrogés par des lasers de vecteur d'onde différents et rétro-réfléchis par le même miroir. Ce miroir est sujet aux vibrations de l'avion et ne constitue pas un référentiel inertiel, mais il est la référence commune aux deux accéléromètres atomiques. Les mouvements du miroir de rétro-réflexion se traduisent par des déplacements des noeuds des deux ondes stationnaires lumineuses diffractant les atomes et induisent un effet de Moiré atomique. Pour réduire cet effet de Moiré, il convient d'utiliser deux réseaux lumineux de pas proche, d'où le choix du Rubidium et du Potassium dont la différence de longueur d'onde est de seulement 13 nm sur 780 nm.

4.4.1 Réponse de l'accéléromètre différentiel

Pour simplifier les notations, nous poserons pour la suite de ce chapitre $k = k_K$, $T = T_K$, $\delta k = (k_K - k_{Rb})$ et $\delta T = T_{Rb} - T_K = \epsilon T$, avec $\epsilon = \delta T/T \approx \delta k/2k \approx 0.0085$. La variance des fluctuations de la phase différentielle est donnée par

$$\sigma_d^2 = \langle \Delta \tilde{\Phi}^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 dt_2 \langle \tilde{a}(t_1) \tilde{a}(t_2) \rangle f_d(t_1) f_d(t_2), \quad (4.12)$$

où $\tilde{a}(t)$ est le bruit de vibration du miroir de rétro-réflexion (de moyenne nulle), et $f_d(t) = k_K f_K(t) - k_{Rb} f_{Rb}(t)$ la fonction de réponse de l'accéléromètre différentiel, représentée en figure 4.8A. Nous avons également tracé en figure 4.8B la réponse en fréquence $H_d(\omega)$ de l'accéléromètre différentiel (transformée de Fourier de f_d). Le capteur différentiel opère une réjection des vibrations dont l'efficacité dépend de la position des fréquences caractéristiques du bruit de vibration par rapport à $1/T$ et $1/\delta T$. Trois régimes peuvent être distingués :

- lorsque les fluctuations d'accélération sont lentes devant $1/T$, elles se moyennent sur la durée de l'interféromètre en raison de l'égalisation des facteurs d'échelle des deux interféromètres ;
- quand les vibrations du miroir sont rapides devant $1/T$ mais lentes devant $1/\delta T$, l'accéléromètre Rubidium est sensible à des fluctuations d'accélérations non ressenties par l'accéléromètre Potassium en raison du décalage temporel existant entre les deux interféromètres ;
- enfin, lorsque les fluctuations d'accélération du miroir sont rapides devant $1/\delta T$ et communes aux deux interféromètres, elles se moyennent comme pour un interféromètre simple (à une espèce).

La figure 4.8B montre l'allure de la réponse fréquentielle du capteur différentiel, $H_d(\omega) = k_K H_K(\omega) - k_{Rb} H_{Rb}(\omega)$ et fait ressortir ces trois tendances, caractérisées par trois asymptotes d'équation :

$$H_d(\omega) \approx kT^2 \times \begin{cases} \frac{\epsilon \omega^2 T^2}{6} & \text{pour } \omega < 2/T \\ \frac{2\epsilon}{\omega T} & \text{pour } 2/T < \omega < 2/\delta T \\ \frac{4}{\omega^2 T^2} & \text{pour } \omega > 2/\delta T. \end{cases} \quad (4.13)$$

4.4 Réjection des vibrations

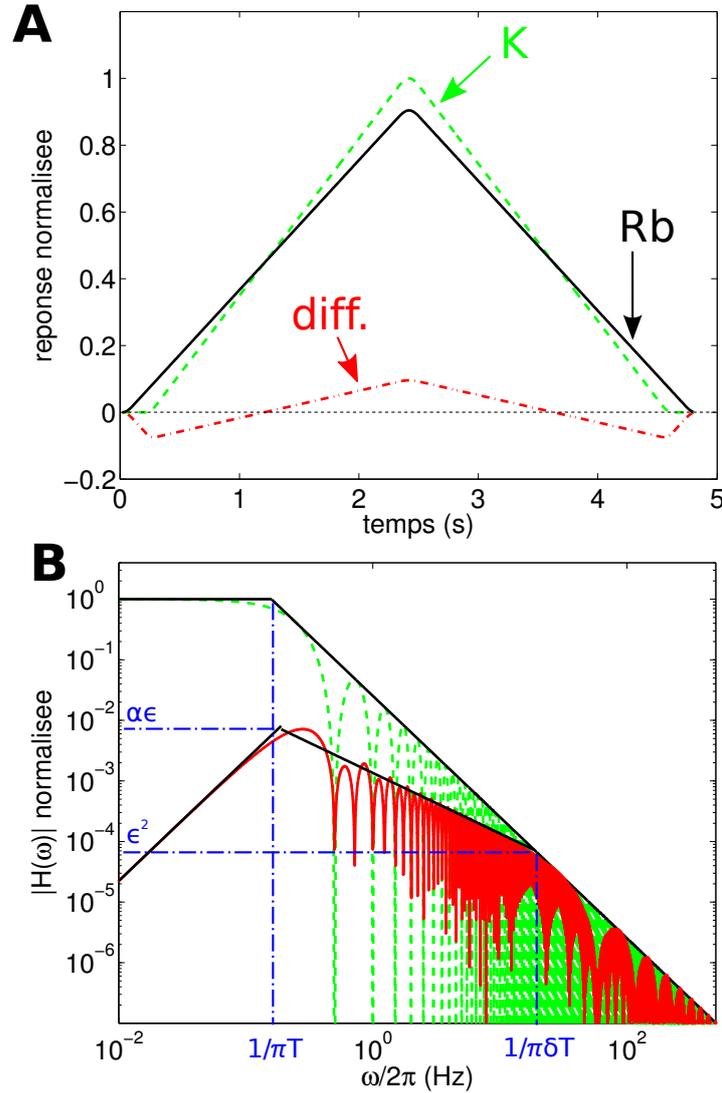


FIGURE 4.8 – **A** : Fonction de réponse, dans le domaine temporel, des accéléromètres Rubidium (trait plein noir), Potassium (tirets verts) et différentiel (points-tirets rouges). Les fonctions sont normalisées par la valeur maximale de $k_K f_K(t)$ égale à $k_K(T_K + 4\tau/\pi)$. La différence $T_{Rb} - T_K$ a été exagérée pour marquer la différence entre les deux fonctions $k_K f_K(t)$ et $k_{Rb} f_{Rb}(t)$ dont les intégrales sont identiques et égales au facteur d'échelle \mathcal{S} . **B** : Réponse en fréquence $k_K H_K(\omega)$ et $H_d(\omega)$ des accéléromètres Potassium (vert) et différentiel (rouge) pour $T = 2s$, normalisées par \mathcal{S} . Les droites noires montrent le comportement asymptotique des fonctions de transfert. Les valeurs de $H_d(\omega)/\mathcal{S}$ en $1/\pi T$ et $1/\pi\delta T$ sont respectivement $\alpha\epsilon$ et ϵ^2 , avec $\alpha = (2/3)^{1/3} \approx 0.87$ et $\epsilon = \delta k/2k \approx 0.0085$.

Ces asymptotes ont été calculées en développant $H_d(\omega)$ en fonction du paramètre $\epsilon \approx 0.0085$ et reproduisent bien l'allure de la fonction de transfert², comme on le voit sur la figure 4.8B. La

2. On peut noter que le changement de pente en $2/T$ dans la réponse de l'accéléromètre simple ne survient pas exactement au même endroit que le premier changement de pente dans la réponse de l'accéléromètre différentiel, qui survient en $12^{1/3}/T \approx 1.14 \times 2/T$. Nous confondrons ces deux valeurs de pulsation dans la suite.

mauvaise réjection des fluctuations d'accélération dans la bande $\mathcal{M} = [2/T, 2/\delta T]$ est visible sur l'amplitude de la fonction qui chute de seulement -10 dB/décade alors que la réponse de l'accéléromètre simple chute de -20 dB/décade dans cette plage de fréquence.

4.4.2 Calcul de la réjection des vibrations

Nous calculons dans ce paragraphe le bruit de phase de l'interféromètre double-espèce et le comparons à celui de l'interféromètre simple. Nous considérons dans un premier temps le cas d'un bruit blanc d'accélération pour lequel le calcul peut être mené analytiquement. Nous analysons ensuite l'efficacité de la réjection dans le cas du bruit coloré de l'Airbus 0-g, et proposons une explication de son évolution avec le temps d'interrogation.

Cas du bruit blanc. Dans le cas d'un bruit blanc d'accélération, caractérisé par une fonction de corrélation $\langle \tilde{a}(t_1)\tilde{a}(t_2) \rangle = S_a^0/2 \delta(t_1 - t_2)$, la variance du bruit de phase différentiel se calcule aisément à partir de l'équation (4.12). En négligeant la durée des impulsions Raman devant le temps d'interrogation, on obtient :

$$\sigma_d^2 = \frac{k^2 T^3 S_a^0}{3} \left[\left(\frac{\delta T}{T} \right)^2 - 2 \left(\frac{\delta T}{T} \right)^3 + \mathcal{O} \left(\frac{\delta T}{T} \right)^4 \right]. \quad (4.14)$$

L'efficacité de la réjection $\kappa \equiv \sigma_K/\sigma_d$, définie comme le rapport de l'écart type des fluctuations de phase différentielle à l'écart type des fluctuations de phase de l'interféromètre Potassium est ainsi donnée par :

$$\kappa \equiv \frac{\sigma_K}{\sigma_d} = \frac{1}{\epsilon} + 1 + \mathcal{O}(\epsilon). \quad (4.15)$$

Dans le cas d'un bruit blanc d'accélération, la réjection de l'effet de Moiré associé aux vibrations du miroir est donc $\kappa \approx 1/\epsilon \approx 120$.

Cas du bruit dans l'avion 0-g. Lorsque le bruit de vibration de la plateforme où est réalisée l'expérience est coloré, l'efficacité de réjection est modifiée par rapport à la situation de bruit blanc en fonction de la position relative de \mathcal{M} et des bandes de fréquence où le bruit est prépondérant. Cette situation correspond en particulier au cas de l'avion 0-g dont le spectre de bruit d'accélération augmente rapidement pour des fréquences inférieures à 3 Hz. La figure 4.9A montre le spectre $\sqrt{S_a(\omega)}$ de vibrations de l'avion lors des phases 0-g suivant la direction \vec{z} , qui représente la verticale locale et la principale direction de mesure qui sera utilisée pour le test de WEP. Le spectre peut être décrit approximativement par un plateau de bruit blanc pour $\omega < \omega_L \approx 2\pi \times 0.03$ Hz, par un bruit évoluant approximativement comme $1/\omega$ pour $\omega_L < \omega < \omega_H \approx 2\pi \times 3$ Hz, et enfin par un bruit structuré caractérisé par des résonances acoustiques pour $\omega > \omega_H$.

Pour évaluer l'efficacité de la réjection κ , nous pondérons le spectre de bruit de l'avion par la fonction de transfert $k_K H_K(\omega)$ de l'accéléromètre simple et $H_d(\omega)$ de l'accéléromètre différentiel :

$$\kappa = \left[\frac{\int_0^{+\infty} d\omega |k_K H_K(\omega)|^2 S_a(\omega)}{\int_0^{+\infty} d\omega |H_d(\omega)|^2 S_a(\omega)} \right]^{1/2} \quad (4.16)$$

L'évolution de σ_K , σ_d et κ en fonction du temps d'interrogation sont rassemblés dans la figure 4.9. La colonne de gauche présente les résultats du calcul en tenant compte du spectre

4.4 Réjection des vibrations

d'accélération de l'avion 0-g suivant la direction \vec{z} . La colonne de droite présente les résultats d'un calcul mené sur un spectre modèle composé d'un plateau de bruit blanc jusque ω_L , d'une décroissance en $1/\omega$ jusque ω_H , et d'un bruit blanc à haute fréquence dont la valeur moyenne est environ égale à la valeur moyenne du bruit d'accélération dans l'avion pour $\omega > \omega_H$. Ce modèle va nous permettre d'interpréter qualitativement l'évolution de σ_K , σ_d et de l'efficacité de réjection κ en fonction de T .

Nous calculons tout d'abord le bruit de phase interférométrique pour le senseur simple (Potassium). Dans le cas d'un bruit blanc d'accélération, nous rappelons que σ_K évolue comme $T^{3/2}$, ce qui signifie que l'accéléromètre atomique intègre les fluctuations d'accélération sur une bande de fréquence égale à $1/T$. Pour le spectre de l'avion et le spectre modèle, nous trouvons une dépendance de σ_K en T^2 sur toute la plage de temps d'interrogation explorés (de 1 à 1000 ms, voir figure 4.9B). Cette loi de puissance en T^2 est due à l'excès de bruit à basse fréquence dans le spectre, là où la sensibilité de l'interféromètre est maximale et proportionnelle à T^2 .

Dans le cas du senseur différentiel, le calcul fournit des lois d'échelle différentes selon la plage de temps d'interrogation (voir figure 4.9B). Ces lois d'échelle sont approximativement données par :

$$\sigma_d \propto T^\alpha \text{ avec } \alpha = \begin{cases} 2.1 & \text{pour } T \lesssim 15 \text{ ms} \\ 1.4 & \text{pour } 30 \text{ ms} \lesssim T \lesssim 150 \text{ ms} \\ 2.9 & \text{pour } T \gtrsim 150 \text{ ms.} \end{cases} \quad (4.17)$$

Pour le spectre modèle, deux régimes de part et d'autre de $T \approx 150$ ms existent et sont caractérisés par des lois de puissances $\sigma_d \propto T^{3/2}$ (comportement de type bruit blanc) et $\sigma_d \propto T^{5/2}$. Dans ces deux cas (spectre de l'avion et modèle), la rupture de pente pour $T \approx 150$ ms correspond au temps d'interrogation pour lequel l'excès de bruit à basse fréquence devient prépondérant, de sorte qu'augmenter T revient alors à moins bien rejeter les vibrations. Le calcul des contributions au bruit de phase des différentes bandes de fréquence (figure 4.10) montre bien que le senseur simple est toujours dominé par le bruit basse fréquence (graphe **A**). L'interféromètre différentiel, lui, est essentiellement sensible aux vibrations hautes fréquences pour $T \lesssim 150$ ms, mais leur poids relatif diminue lorsque T devient supérieur à cette valeur (figure 4.10**B**).

Dans le cas du spectre réel de l'avion caractérisé par des résonances acoustiques pour $\omega > \omega_H$, on constate également qu'il existe une plage de $T \approx 15-30$ ms où l'augmentation du temps d'interrogation se traduit par une diminution du bruit de phase différentiel. Ceci s'explique par le fait que l'interféromètre différentiel, dont le bruit est essentiellement dû aux vibrations hautes fréquences dans cette plage de T coupe une des résonances acoustiques présentes dans le spectre en $\omega/2\pi \approx 30-60$ Hz, d'où une diminution du bruit de phase. Ceci ne se produit pas dans le cas du senseur simple dont le bruit est toujours dominé par du bruit à basse fréquence. Le calcul des contributions au bruit de phase des différentes bandes de fréquence (figure 4.10) permet de mieux visualiser la coupure de cette résonance à haute fréquence opérée par le senseur différentiel pour $T \approx 30$ ms.

En comparant les dépendances de σ_K et σ_d avec T , on constate que l'efficacité de réjection $\kappa = \sigma_K/\sigma_d$ s'améliore avec T pour les temps intermédiaires de 30 ms à 150 ms. Elle diminue ensuite pour tendre vers une valeur constante égale à $1/\epsilon$ lorsque T est grand devant l'inverse

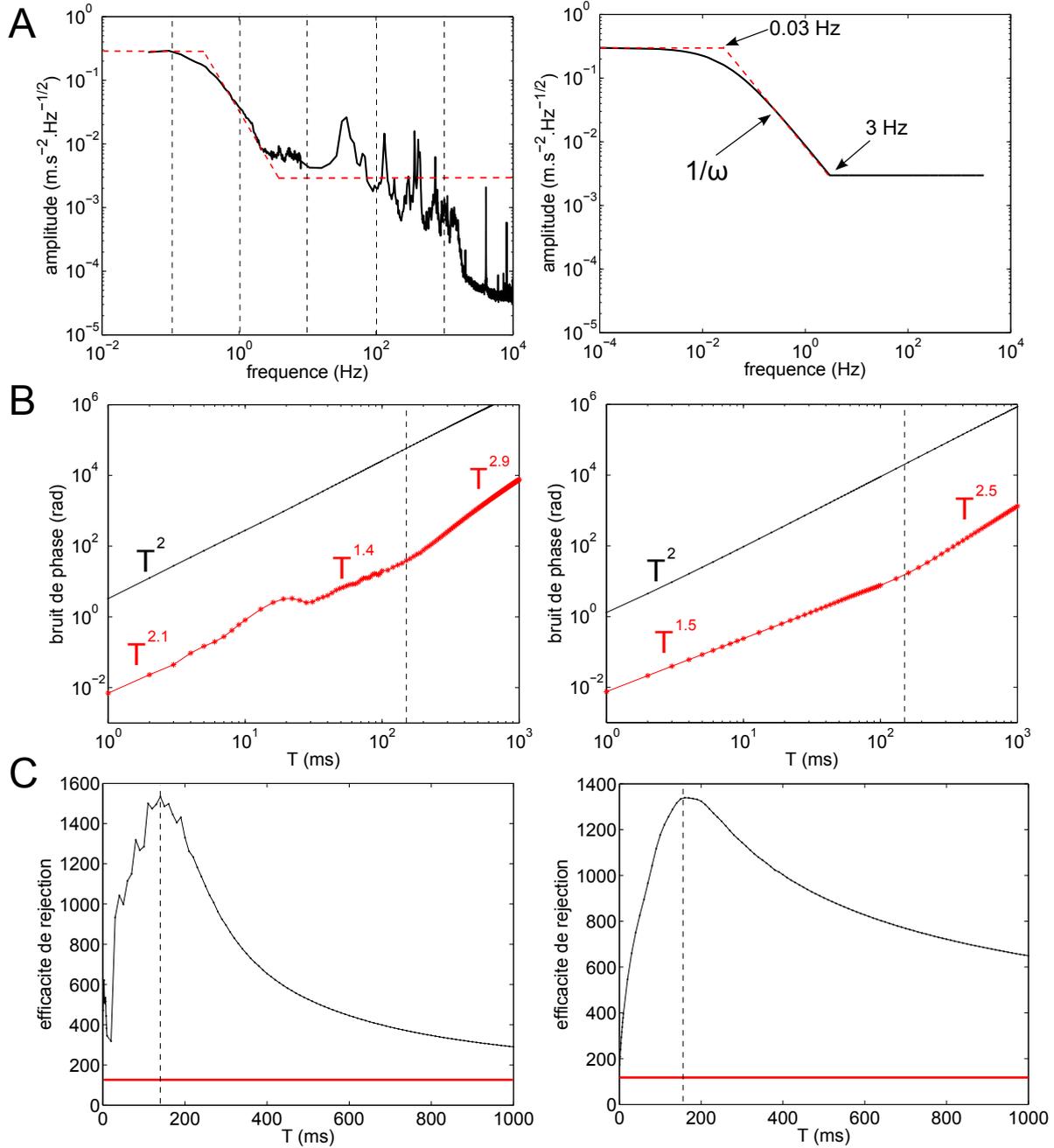


FIGURE 4.9 – Calcul de σ_K , σ_d et κ pour différentes valeurs de T . Gauche : pour le spectre de bruit de vibration de l'avion 0-g dans la direction \vec{z} . Droite : pour un spectre modèle composé d'un plateau jusque $\omega_L = 2\pi \times 0.03$ Hz, d'un bruit en $1/\omega$ jusque $\omega_H = 2\pi \times 3$ Hz, et d'un bruit blanc à haute fréquence. **A** : Allure des spectres $\sqrt{S_d(\omega)}$. **B** : Évolution de σ_K (ligne supérieure noire) et σ_d (points rouges) en fonction de T . Nous avons indiqué les lois de puissance T^α pour les différents régimes. Le trait vertical correspond à la rupture de pente en $T \approx 150$ ms où le bruit basse fréquence commence à dominer dans σ_d . **C** : Évolution de κ en fonction de T . La réjection maximale est obtenue pour $T \approx 150$ ms. La ligne horizontale représente l'efficacité de réjection dans le cas du bruit blanc, égale à $1/\epsilon \approx 120$.

4.4 Réjection des vibrations

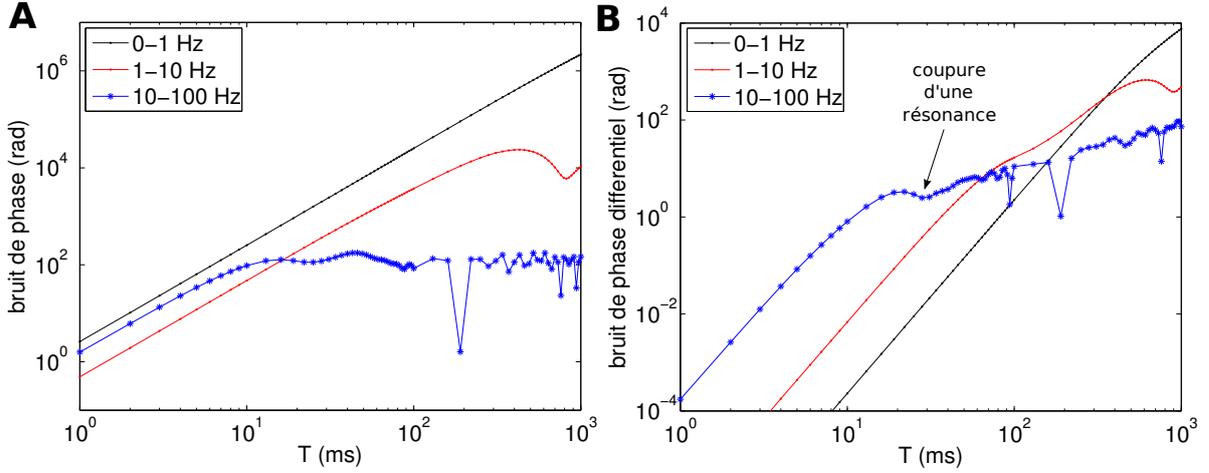


FIGURE 4.10 – Contribution des différentes bandes de fréquence au bruit de phase des interféromètres simple (A) et différentiel (B) pour le spectre de l’avion, en fonction de T . Le bruit de l’interféromètre simple est toujours dominé par les vibrations à basse fréquence, alors que le bruit à haute fréquence contribue majoritairement aux fluctuations de phase pour le senseur différentiel tant que $T \lesssim 150$ ms. Pour $T \approx 30$ ms, dans une région où σ_d est encore dominé par les vibrations hautes fréquences, le bruit de phase chute grâce à la coupure d’une résonance acoustique présente le spectre de l’avion.

de la fréquence de coupure $\omega_L/2\pi$ correspondant à la fréquence caractéristique où apparaît le plateau de bruit blanc à basse fréquence. Pour le spectre de bruit de l’avion, l’efficacité de réjection maximale vaut $\kappa_{\max} \approx 1500$ pour $T \approx 150$ ms. Si l’efficacité de réjection diminue pour $T > 150$ ms, elle continue d’être très efficace ($\kappa \approx 280$ pour $T = 1$ s) car une partie importante des vibrations basses fréquences contribuant majoritairement au bruit de l’accéléromètre simple est rejetée dans la configuration différentielle. Nous avons rassemblées dans la table 4.1 les valeurs de σ_K , σ_d et κ pour différents temps d’interrogation caractéristiques et accessibles par notre expérience dans le futur.

Explication qualitative de la réjection. Pour comprendre l’évolution de κ en fonction de T , une première interprétation consiste à remonter la courbe de réjection en partant de $T \rightarrow \infty$ pour aller vers $T = 1$ ms. Dans le cas d’un bruit en $1/\omega$, l’efficacité de réjection est infinie car l’accéléromètre simple intègre ce bruit avec une réponse constante jusqu’à $\omega = 0$, alors que l’accéléromètre différentiel le rejette. Cette situation n’a cependant aucun sens physique car il existe en pratique un temps d’acquisition des données limite (temps d’intégration) égal à la durée de l’expérience (~ 3 heures dans l’avion 0-g) correspondant à une fréquence jusqu’à laquelle le bruit est intégré. En outre, on constate sur le spectre de l’avion 0-g une saturation du bruit en $1/\omega$ à basse fréquence, se traduisant par l’existence d’un plateau de bruit blanc pour $\omega < \omega_L \approx 2\pi \times 0.03$ Hz et responsable de la valeur finie de κ . Ce plateau représente la majeure partie des contributions à σ_K et σ_d pour $T \gg 2\pi/\omega_L$ où l’efficacité de réjection est donc constante et tend vers $1/\epsilon$ (comportement de type bruit blanc), et ce d’autant plus tôt que ω_L augmente. Lorsque T diminue, on entre dans un régime où les contributions du bruit en $1/\omega$ à σ_K et σ_d majorent celles du plateau à basse fréquence, de sorte que l’efficacité de réjection s’améliore. En d’autres termes, on se retrouve dans un régime de type $1/\omega$ caractérisé par une

| T (ms) | σ_K (rad) | σ_d (rad) | κ |
|----------|-------------------|------------------|----------|
| 1 | 3.3 | 0.007 | 470 |
| 10 | 280 | 0.81 | 345 |
| 100 | 2.6×10^4 | 20 | 1300 |
| 1000 | 2.3×10^6 | 8000 | 290 |
| 1000 | 96 | 0.8 | 120 |

TABLE 4.1 – Valeurs caractéristiques des bruits de phase pour les senseur simple (σ_K) et différentiel (σ_d), et de l'efficacité de réjection κ pour différentes valeurs de T , calculées avec le spectre de bruit de l'avion. La dernière ligne correspond à un bruit blanc d'amplitude $10^{-5} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ tel que rencontré au laboratoire.

divergence de κ , et ce d'autant plus que l'on s'écarte du plateau de bruit à basse fréquence, i.e. que T diminue. Cette augmentation de κ s'opère jusqu'au moment où les vibrations hautes fréquences ($\omega > \omega_H$) commencent à prendre plus de poids dans σ_d que celles à basses fréquences. On sort alors du régime en $1/\omega$ où la réjection était optimale, pour se ramener à une situation de type bruit blanc (à haute fréquence cette fois). L'essentiel du bruit de phase est alors dû aux vibrations hautes fréquences que l'accéléromètre différentiel rejette mal et moins rapidement que l'accéléromètre simple dans la bande intermédiaire \mathcal{M} , d'où une diminution de κ .

Une interprétation alternative de la courbe $\kappa(T)$ consiste à partir des faibles valeurs de T (1 ms) pour aller vers $T \rightarrow \infty$. Dès les faibles valeurs de T , l'accéléromètre simple commence à ressentir le bruit en $1/\omega$ alors que l'accéléromètre différentiel le rejette et reste limité par les vibrations dans la bande \mathcal{M} . Dans ce régime, une augmentation de T se traduit par une translation de l'asymptote de $H_d(\omega)$ dans la bande \mathcal{M} d'une quantité $\log(T)$ d'après l'équation (4.13), alors que la réponse de l'accéléromètre simple, elle, est translatée de $2 \log(T)$ pour $\omega < 2/T$, d'où une augmentation de κ . Cette évolution favorable de κ cesse dès que le poids du bruit en $1/\omega$ devient dominant dans σ_d , i.e. lorsque les vibrations basses fréquences contribuent autant que les vibrations hautes fréquences à σ_d . Une fois cette barrière franchie, l'accéléromètre différentiel continue de rejeter le bruit (notamment à basse fréquence), mais l'efficacité de la réjection diminue avec T car $H_d(\omega)$ est translatée de $4 \log(T)$ à basse fréquence (pour $\omega < 2/T$), alors que la réponse de l'accéléromètre simple est translatée de $2 \log(T)$. L'efficacité de réjection tend alors vers la valeur $1/\epsilon$ correspondant à la situation où les deux senseurs sont limités par le plateau de bruit blanc à $\omega < \omega_L$.

Le maximum de réjection κ_{\max} est donc atteint lorsque le temps entre les impulsions Raman est environ égal à l'inverse de la fréquence caractéristique $\omega_H/2\pi$ en dessous de laquelle les contributions du bruit en $1/\omega$ deviennent majoritaires. L'annexe C confirme cette interprétation par le calcul à partir du spectre modèle pour différentes valeurs de ω_L et ω_H . On montre notamment que le temps d'interrogation où survient la rupture de pente dans la courbe $\sigma_d(T)$ et correspondant là l'efficacité de réjection maximale est donné approximativement par $T_{\max} = \pi/\omega_H$.

4.4 Réjection des vibrations

4.4.3 Réjection supplémentaire à l'aide d'accéléromètres mécaniques.

Principe de la réjection. Pour réduire plus encore l'impact des vibrations sur la sensibilité de l'accéléromètre différentiel, une possibilité que nous envisageons est d'utiliser les accéléromètres mécaniques (AMs) pour lire les vibrations du miroir de rétro-réflexion et les retrancher de la mesure. La technique s'inspire de la méthode de corrélation présentée au chapitre 3.2.1 : nous pondérons le signal temporel d'accélération $a_{AM}(t)$ mesuré par les AMs par la fonction de réponse $f_d(t)$ du senseur différentiel pour estimer la contribution des vibrations à la phase interférométrique différentielle, qui s'écrit :

$$\Phi_d^E = \int_0^{2T_{Rb}+4\tau} f_d(t) a_{AM}(t) dt \quad (4.18)$$

Dans le cas de l'accéléromètre à une espèce, l'efficacité de cette méthode de réjection était donnée par le facteur de qualité de la corrélation (CQF) entre le signal de sortie de l'interféromètre et la phase estimée. Pour l'accéléromètre différentiel, nous souhaitons extraire le déphasage $\delta\phi = \mathcal{S}\delta g$ des mesures de probabilité de transition (n_{Rb}, n_K) , comme indiqué dans la section précédente 4.3.1. Pour des performances données des AMs (et donc une précision donnée sur l'estimation de la phase) l'erreur absolue sur la phase différentielle donnée par l'équation (4.18) sera moindre que l'erreur absolue sur les phases Φ_K et Φ_{Rb} de chaque interféromètre, d'un facteur environ égal à l'efficacité de réjection κ . On ne cherchera donc pas en priorité à corréler individuellement l'interféromètre Rubidium avec les AMs d'une part, et l'interféromètre Potassium avec les AMs d'autre part, mais plutôt à corréler la mesure de différence de phase $\delta\phi$ avec celle de la phase différentielle estimée Φ_d^E .

Mise en oeuvre de la réjection en micro-gravité. Pour un test de WEP, une méthode possible de réjection (schématisée en figure 4.11) consiste à rétro-agir directement sur l'interféromètre dont le temps d'interrogation est le plus long, i.e l'interféromètre Rubidium dans notre cas. Pour réaliser cette rétro-action, une technique initialement envisagée était d'agir sur la différence de phase des lasers Raman de l'interféromètre, de manière analogue à ce qui est réalisé sur les gravimètres atomiques où l'on soustrait la contribution des vibrations mesurées par un sismomètre [Le Gouët 08]. On introduirait ainsi un saut de phase Raman égal à Φ_d^E juste avant la dernière impulsion $\pi/2$, de manière à modifier le terme de phase interférométrique Ψ_I associé aux changements d'état d'énergie interne de l'atome dans l'interféromètre. Malheureusement, cette technique ne peut fonctionner en régime de faible accélération et faible vitesse (cas lorsque le test est conduit en micro-gravité) et ce pour les deux géométries d'interféromètre que nous avons envisagées au chapitre 1.3. Dans la configuration de double diffraction, la phase interférométrique ne dépend que de la phase inertielle $\Psi_E = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}$ et n'est pas affectée par le terme Ψ_I , de sorte qu'une modification de la différence de phase des lasers Raman n'a pas d'effet. Pour le cas du double interféromètre, qui est la géométrie que nous avons utilisée durant ma thèse, le signal de probabilité de transition est donné par :

$$P = P_0 + A \cos(\Psi_E + \Psi_I) + A \cos(\Psi_E - \Psi_I) = P_0 + 2A \cos \Psi_I \cos \Psi_E. \quad (4.19)$$

Une modification de la différence de phase Raman affectant le terme Ψ_I n'a donc qu'un effet sur le contraste des franges, mais ne peut venir compenser un terme de phase d'origine inertielle. Dans les deux cas (double-diffraction et double-interféromètre), on ne pourra en outre pas *a priori* faire fonctionner les deux interféromètres en quadrature pour maximiser la sensibilité de

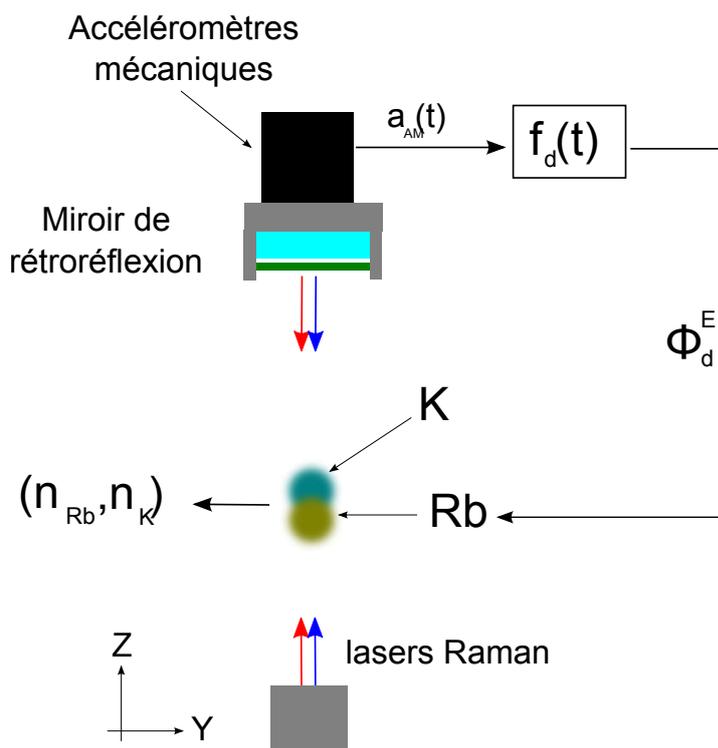


FIGURE 4.11 – Schéma de principe d'un montage de rétro-action pour la réjection de bruit différentiel à l'aide des accéléromètres mécaniques.

la mesure de différence d'accélération (comme préconisé dans la section 4.3.1) en agissant sur la différence de phase des lasers Raman. Une technique alternative devra donc être proposée si l'on souhaite rétro-agir directement sur l'un des deux interféromètres, à la fois pour le placer en quadrature de l'autre et pour rejeter les vibrations résiduelles à l'aide des AMs. Bien que nous n'ayons pas encore proposé une telle mise en oeuvre, j'ai jugé nécessaire de soulever cette question de la rétro-action sur la phase d'un des deux interféromètres pour le test de WEP en régime de faible accélération et faible vitesse

Réjection avec les AMs utilisés en mars 2010. Avec la combinaison d'AMs utilisée pour la campagne de mars 2010, nous étions parvenus à atteindre une dynamique d'environ 35 sur la mesure de la phase interférométrique, dans le cas de l'interféromètre à quatre impulsions où le niveau d'incertitude sur la mesure de phase était de 2 rad/coup, pour des fluctuations de phase interférométrique de 70 rad (voir chapitre 3.4). Avec cette dynamique de mesure et le système de rétro-action associé, nous devrions donc pouvoir réduire d'un facteur 35 le bruit de phase différentiel de l'interféromètre double-espèce, et ainsi atteindre un temps d'interrogation $2T = 200$ ms, pour lequel le bruit de phase résiduel serait d'environ 0.6 rad/coup d'après les données de la table 4.1 ($\sigma_d = 20$ rad mesurés avec une incertitude relative de $1/35$). Avec des senseurs mécaniques déjà utilisés, et sans aucun système d'atténuation des vibrations, nous pouvons donc espérer obtenir prochainement une résolution d'environ 4×10^{-6} m.s⁻² par coup, soit un niveau d'incertitude statistique de quelques 10^{-7} m.s⁻² après une campagne de vols paraboliques, ce qui représentera un test de WEP avec un sensibilité sur le paramètre d'Eötvös η de l'ordre de 10^{-8} . Atteindre cette sensibilité supposera que le rapport signal sur bruit de l'interféromètre

4.4 Réjection des vibrations

ne limite pas l'incertitude de mesure à cette valeur de temps d'interrogation, et nécessitera en particulier d'atteindre des températures de l'ordre du micro-Kelvin (la température du nuage d'atomes de ^{87}Rb est actuellement de $8 \mu\text{K}$).

4.4.4 Conclusion sur la réjection des vibrations

J'ai proposé dans cette section une étude de l'impact des vibrations sur la différence de phase entre les deux interféromètres et ai montré que des efficacités de réjection supérieures à 300 étaient attendues pour un test de WEP dans l'Airbus 0-g. Pour parvenir aux temps d'interrogation visés par l'expérience ICE ($T \approx 1$ s), il sera nécessaire de mettre en place un système d'atténuation des vibrations qui soit opérationnel dans l'environnement de l'avion (haut niveau de vibration, phases d'hyper-gravité et de 0-g), et conforme aux spécifications de sécurité de Novespace. Opérer à plus faible niveau de vibrations ($\sim 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour des fréquences inférieures à 10 Hz, contre $10^{-1} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ actuellement) permettrait d'utiliser des accéléromètres électro-statiques de bien meilleures performances que ceux que nous employons actuellement, comme par exemple les senseurs développés par l'ONERA dans le cadre du projet GOCE et présentant des dynamiques de mesure d'au moins 1000 [Marque 08]. Moyennant un système de rétro-action approprié sur la phase de l'interféromètre Rubidium pour prendre en compte le signal de ces capteurs, il sera possible d'estimer les fluctuations de phase différentielle avec une incertitude de l'ordre de 10 mrad/coup pour $T = 1$ s. Nous pourrions alors profiter pleinement de l'environnement de micro-gravité de l'avion ainsi que de la sensibilité d'un interféromètre double-espèce utilisant une source atomique très collimatée (température inférieure à 100 nK), sur lequel nos efforts vont désormais se porter. À ce niveau de bruit de phase différentiel, l'incertitude statistique sur la différence d'accélération vaut $6 \times 10^{-10} \text{ m.s}^{-2}/\text{coup}$, ce qui correspond à une dispersion inférieure à $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ après une campagne de vols paraboliques (3×30 mesures), i.e. à une incertitude statistique sur le paramètre d'Eötvös $\eta = \delta g/g$ de 10^{-11} . Parvenir à ce niveau de performances supposera donc une atténuation des vibrations d'un facteur environ 1000 dans la bande 0 – 10 Hz, et l'utilisation d'AMs possédant une dynamique d'environ 1000 également, ce qui est envisageable avec les technologies actuelles.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai montré l'importance de conduire de nouveaux tests du principe d'équivalence visant à repousser les limites des expériences actuelles et à comparer la chute libre de masses d'épreuve décrites par la mécanique quantique, comme le sont les atomes froids. Sur le plan expérimental, nous avons conçu un système laser permettant de refroidir et d'interroger des atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K et fonctionnant dans l'avion 0-g. Nous avons effectué des mesures relatives au refroidissement par laser des atomes de ^{39}K et obtenus des premiers signaux de transition Raman non-sélectives en vitesse. Dès que nous serons parvenus à refroidir ces atomes sous la limite Doppler (deux autres groupes ont déjà démontré des températures d'environ $30 \mu\text{K}$), nous pourrons mettre en place les transitions Raman contra-propageantes pour réaliser l'interféromètre double-espèce.

J'ai ensuite présenté le modèle de mesure qui sera utilisé pour estimer la différence d'accélération entre les deux espèces atomiques pour le test de WEP. J'ai rappelé le principe de l'estimation bayésienne que nous comptons mettre en oeuvre pour parvenir à une mesure non-biaisée de la différence d'accélération en présence de fluctuations de la phase différentielle entre les deux interféromètres, principalement dues au bruit d'accélération dans l'avion 0-g.

J'ai proposé une étude de l'impact des vibrations sur la différence de phase et ai montré qu'une efficacité de réjection d'au moins 300 était attendue pour un test de WEP dans l'Airbus 0-g. Grâce aux accéléromètres mécaniques testés en vol durant ma thèse, et moyennant une technique appropriée pour rétro-agir sur la phase de l'interféromètre Rubidium en régime de faible accélération, nous pourrons conduire un test de WEP avec une incertitude statistique de 10^{-8} sur le paramètre d'Eötvös $\eta = \delta g/g$ ne nécessitant pas de système d'atténuation des vibrations et correspondant à $T = 100$ ms. Pour effectuer un test de WEP dans l'avion 0-g avec une incertitude de 10^{-11} sur η (correspondant à $T = 1$ s), il sera nécessaire d'atténuer les vibrations d'un facteur 1000 dans la bande 0 – 10 Hz, et d'utiliser des capteurs mécaniques possédant une dynamique d'environ 1000, ce qui est envisageable avec les technologies actuelles.

Durant cette thèse, nous nous sommes essentiellement concentrés sur la conception du dispositif double-espèce (sur le plan expérimental) et sur l'étude de la réjection des vibrations (sur le plan théorique). Une partie importante du travail pour un test de WEP à 10^{-11} dans l'avion, et *a fortiori* à 10^{-15} dans l'espace sera d'évaluer les effets systématiques sur la mesure de la différence d'accélération entre les deux atomes. Parmi les effets connus affectant l'exactitude des accéléromètres atomiques (déplacement lumineux différentiel, gradient de gravité, rotations, défauts de front d'onde, etc.), une étude de la réjection possible de chaque biais et de l'influence de la micro-gravité devra être menée.

Conclusion et perspectives

Conclusion

Cette thèse a consisté en l'étude d'un senseur inertielle à atomes froids aéroporté et en micro-gravité. J'ai montré les particularités associées au fonctionnement d'un interféromètre atomique dans un régime de faible accélération et de faible vitesse, où les effets inertiels sont suffisamment faibles pour permettre une diffraction de l'onde de matière dans deux directions opposées. Ce régime est particulièrement adapté à un capteur mesurant des accélérations selon un axe perpendiculaire à la direction du champ de pesanteur terrestre et à celui d'un senseur en micro-gravité. Parmi les géométries possibles d'interféromètre dans ce régime, j'ai notamment présenté la configuration de double-interféromètre que nous avons utilisée en vol pour nos mesures, et ai indiqué les paramètres importants sur lesquels agir pour mettre en oeuvre cette géométrie.

Le manuscrit décrit le dispositif expérimental employé pour conduire des mesures accélérométriques à bord d'un avion réalisant des vols paraboliques et permettant des expériences en micro-gravité. Nous avons conçu un dispositif compact, transportable et permettant de manipuler des atomes froids dans un interféromètre à bord de l'environnement contraignant que représente l'avion 0-g. Pour cela, nous avons construit un système laser utilisant des composants optiques fibrés à la longueur d'onde de $1.56 \mu\text{m}$ et un doublage de fréquence pour obtenir la lumière utile à 780 nm . Cette architecture nous offre la stabilité, l'agilité en fréquence et la puissance nécessaires pour réaliser l'interféromètre atomique. Nous avons validé les performances de notre dispositif au cours de cinq campagnes de vols paraboliques, et démontré le premier fonctionnement aéroporté sous 1-g et en 0-g d'un senseur inertielle à ondes de matière.

Notre instrument aéroporté offre deux applications intéressantes pour la navigation inertielle et les tests de physique fondamentale. La première tire profit de la grande résolution et de l'exactitude des accéléromètres atomiques pour effectuer des mesures d'accélération de l'avion en vol, qui pourront être utilisées dans les futurs systèmes de guidage inertielle. Pour bénéficier de la résolution de l'interféromètre atomique, nous avons proposé une méthode employant des senseurs mécaniques auxiliaires pouvant mesurer des accélérations sur une large plage. Ils permettent de résoudre les franges d'interférences atomiques et d'extraire le signal mesuré par le capteur à ondes de matière. Nous avons étudié les limites de cette méthode et dégagé des perspectives d'amélioration significatives de notre dispositif, qui ont commencé à être menées à la fin de ma thèse.

La seconde application de notre instrument est relative à l'utilisation du capteur à atomes froids pour un test du principe faible d'équivalence en micro-gravité. Pour effectuer ce test, nous concevons un interféromètre à atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K et cherchons à obtenir une mesure de la différence d'accélération entre ces deux espèces avec une incertitude de quelques $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ dans l'avion 0-g. Ce manuscrit présente deux résultats expérimentaux qui aideront à conduire un tel test. Le premier tient à la validation en vol du système laser complet ayant permis, entre autre, l'obtention du premier piège magnéto-optique double-espèce en micro-

gravité. Le second est la démonstration d'une réjection partielle du bruit d'accélération de l'avion à l'aide d'un interféromètre différentiel à atomes de ^{87}Rb en 0-g. Dans la mesure où les vibrations du référentiel de l'expérience représentent une source de bruit importante pour les senseurs inertiels, atteindre un haut niveau de réjection constitue un enjeu majeur. Sur le plan théorique, nous montrons que la réjection des vibrations dans le cas de l'interféromètre $^{39}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$ peut être améliorée de deux à trois ordres de grandeur pour notre expérience dans l'Airbus 0-g. Cette thèse a donc donné une première preuve expérimentale du fonctionnement en micro-gravité d'un accéléromètre à atomes froids, dont la sensibilité est actuellement de l'ordre de 10^{-4} m.s^{-2} à une seconde.

Perspectives

Améliorer les performances de l'accéléromètre hybride pour dépasser celles des actuels capteurs embarqués en terme de résolution et d'exactitude suppose d'agir à trois niveaux : disposer de senseurs mécaniques plus précis, réduire le bruit de l'interféromètre atomique et affiner le modèle de bruit de l'accéléromètre hybride. Pour une exactitude donnée sur l'estimation de la phase de l'interféromètre par les accéléromètres mécaniques, l'amélioration de la sensibilité de mesure apportée par le capteur à atomes froids est environ égale au rapport signal sur bruit de l'interféromètre. Pour des applications embarquées, une stratégie pour le dimensionnement du capteur hybride consistera, par exemple, à opérer l'interféromètre avec un faible temps d'interrogation ($2T < 20 \text{ ms}$), pour lequel les franges d'interférences pourront être relativement bien résolues par les senseurs mécaniques (précision sur la phase de quelques 0.1 rad), et où un interféromètre atomique dont le rapport signal sur bruit est égal à 100 permettra d'améliorer la précision de mesure de plus d'un ordre de grandeur. Pour parvenir à un tel niveau de bruit de l'interféromètre (déjà démontré dans d'autres laboratoires), il faudra notamment disposer de sources laser télécom de plus faible largeur de raie (en cours de test dans notre groupe), et d'une source atomique mieux collimatée (température d'environ $1 \mu\text{K}$). L'augmentation de la cadence de mesure (3 Hz actuellement pour notre expérience dans l'avion) représentera également un enjeu important pour les applications à la navigation inertielle. Une amélioration des techniques de traitement des signaux atomique et des accéléromètres mécaniques présentées dans ce manuscrit sera en outre nécessaire pour mieux décrire le senseur inertiel hybride. Enfin, disposer d'un système de navigation complet suggère de concevoir un accéléromètre atomique 3-axes, ce qui constitue un objectif scientifique à part entière et pourrait donc faire l'objet de futures thèses.

Effectuer un test du principe d'équivalence dans l'avion 0-g à un niveau d'incertitude de 10^{-11} sur le paramètre d'Eötvös suppose plusieurs améliorations du dispositif actuel. Pour parvenir à des temps d'interrogation de l'ordre de la seconde, nous devons utiliser une source atomique très collimatée, qui pourra par exemple être produite par refroidissement évaporatif des atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K dans un piège optique pour atteindre des températures de l'ordre de 100 nK. Plusieurs équipes dans notre groupe ont utilisé avec succès cette méthode, et la mise en place d'un piège dipolaire à 1.5 micron sur notre expérience ainsi que les premiers tests dans l'avion 0-g sont prévus pour un avenir proche (2012). Pour atteindre une précision de 10^{-11} dans l'avion, un système d'atténuation des vibrations opérationnel en 0-g et supportant les phases d'hyper-gravité des manoeuvres paraboliques représente également une perspective d'amélioration nécessaire pour notre expérience.

L'accès à l'espace dans le cadre du consortium européen STE-QUEST offrira un environne-

4.5 Conclusion

ment expérimental présentant un niveau de vibration bien plus faible que celui de l'avion 0-g, et donc propice à des tests de physique fondamentale. L'exactitude du senseur inertielle à ondes de matière pourrait permettre d'atteindre un niveau d'incertitude de 10^{-15} sur le paramètre d'Eötvös, et ainsi fournir un test de grande précision et fondamentalement nouveau du principe d'équivalence.

Au delà des deux applications envisagées dans cette thèse, les senseurs inertiels à atomes froids offrent de multiples applications, tant pour réaliser des systèmes embarqués plus performants que pour des tests de physique fondamentale ou des mesures géophysiques de grande exactitude. Pour répondre à cette demande, des projets de grands instruments comme MIGA pourraient permettre des études géophysiques avec un appareil présentant une dérive inférieure à 10^{-10} g par an [MIGA 11]. Ces expériences (associant plusieurs laboratoires internationaux dans le domaine des atomes froids, de la géophysique et de la gravitation) utiliseraient des réseaux d'interféromètres atomiques au sein d'infrastructures souterraines pour des mesures corrélées du champ de gravitation à différentes positions. De tels dispositifs pourraient en outre être utilisés pour détecter des ondes gravitationnelles à basses fréquences ($\sim 0.01 - 10$ Hz), là où la sensibilité des interféromètres optiques diminue rapidement, et ainsi venir compléter les mesures des observatoires actuels comme VIRGO ou LIGO.

Pulsation de Rabi effective et déplacements lumineux

Cette annexe décrit la configuration de polarisation des faisceaux de l'interféromètre dans notre expérience, et donne les expressions de la pulsation de Rabi effective des transitions Raman et du déplacement lumineux différentiel pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K . Ces deux atomes ayant la même structure hyperfine pour la transition optique que nous considérons (raie D_2), les calculs que nous présentons ici sont valables pour les deux espèces.

A.1 Pulsation de Rabi effective des transitions Raman

Au chapitre 1, nous avons donné l'expression générale de la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} de la transition à deux photons (équation (1.11)) en considérant le couplage des deux niveaux Raman $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ à l'état intermédiaire $|i\rangle$ sans nous arrêter sur le détail de la structure de ce niveau. Pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K que nous utilisons, il faut prendre en compte la structure hyperfine de l'état intermédiaire (schématisée en figure A.1) pour le calcul de Ω_{eff} . En raison des règles de sélection pour une transition dipolaire électrique, seuls les niveaux intermédiaires $F' = 1$ et $F' = 2$ servent d'états intermédiaires lors de la transition Raman. Nous référençons donc les différents désaccords Raman Δ_i par rapport au niveau $F' = 1$, qui correspond à l'état intermédiaire de plus basse énergie ($\Delta_1 = 0$). Les valeurs numériques de ces désaccords pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K sont données dans les figures 2.5 et 4.4 respectivement, et rassemblées dans la table ci-dessous. Pour lever la dégénérescence entre les différents sous-niveaux Zeeman dans les états hyperfins, nous appliquons un champ magnétique homogène d'environ 1 Gauss dans la direction des faisceaux Raman, qui permet de se placer hors résonance des transitions Raman entre sous-niveaux $m_F \neq 0$ dans $F = 1$ et $F = 2$.

Pour déterminer Ω_{eff} , nous considérons les différents chemins menant de $|f, \vec{p}\rangle$ à $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$

| | Δ_0 | Δ_2 | Δ_3 | G |
|------------------|------------|------------|------------|-------|
| ^{87}Rb | -72 | 157 | 424 | 6 834 |
| ^{39}K | -3.3 | 9.4 | 30.5 | 462 |

TABLE A.1 – Valeurs en MHz des désaccords Raman $\Delta_i/2\pi$ pour les différents niveaux intermédiaires $|i\rangle$, pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K . La dernière colonne donne les valeurs de la fréquence d'horloge $G/2\pi$ pour les deux atomes.

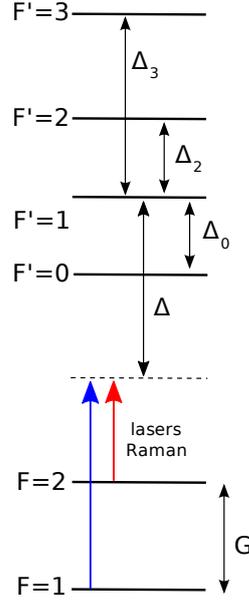


FIGURE A.1 – Structure hyperfine des atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K . Nous avons indiqué les différents désaccords Δ_i par rapport à l'état $F' = 1$, qui est le niveau intermédiaire de plus basse énergie couplé par la transition Raman.

et écrivons

$$\Omega_{\text{eff}} = \sum_{F'=1}^2 \frac{\Omega_{F',f1} \Omega_{F',e2}}{2(\Delta + \Delta_{F'})}, \quad (\text{A.1})$$

où les termes $\Omega_{F',f1}$ et $\Omega_{F',e2}$ sont déterminées à partir de l'équation (1.9) (avec $|i\rangle = |F', m_{F'}\rangle$) et désignent le couplage du niveau Raman $|f\rangle = |F = 1, m_F = 0\rangle$ (resp. $|e\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$) à l'état intermédiaire $|F', m_{F'}\rangle$ via l'interaction avec le laser L_1 (resp. L_2). Ces termes se calculent à partir des coefficients de force de raie $\sqrt{S_{FF'}}$ et de Clebsch-Gordan $CG(F, m_F, F', m_{F'} = m_F + q)$ associées aux transitions optiques entre un niveau Raman $|F, m_F\rangle$ et les états intermédiaires $|F', m_{F'}\rangle$, étant donnée un état de polarisation σ^\pm ($q = \pm 1$) des photons portés par les faisceaux L_1 et L_2 . Pour une transition Raman entre deux sous niveaux $m_F = 0$, la transition à deux photons ne peut s'effectuer qu'avec deux faisceaux de même polarisation circulaire (les coefficients CG sont caractérisés par la même valeur de q), et la pulsation de Rabi effective s'exprime donc selon :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2} \sum_{F'=1}^2 \sum_q \frac{1}{\Delta + \Delta_{F'}} \sqrt{S_{1F'}} \times CG(1, 0, F', q) \times \sqrt{S_{2F'}} \times CG(2, 0, F', q). \quad (\text{A.2})$$

Dans cette expression, les pulsations de Rabi simplifiées $\Omega_\alpha = DE_{0\alpha}/\hbar$ (D est le moment dipolaire des atomes [Steck 08, Tieke 10] et $\alpha = 1, 2$) sont reliées aux intensités I_α des lasers L_α , à la durée de vie Γ^{-1} de l'état excité et à l'intensité de saturation I_{sat} suivant :

$$\Omega_\alpha = \Gamma \sqrt{\frac{I_\alpha}{2I_{\text{sat}}}}. \quad (\text{A.3})$$

Pour réaliser des transitions Raman contra-propageantes, il faut déterminer les combinaisons linéaires de coefficients de Clebsch-Gordan ne menant pas à des interférences destructives

| | | | |
|----------|------|----------------------|-----------------|
| S_{11} | 5/12 | $CG(1, 0, 1, \pm 1)$ | $\pm\sqrt{1/2}$ |
| S_{12} | 5/12 | $CG(1, 0, 2, \pm 1)$ | $\sqrt{3/10}$ |
| S_{21} | 1/20 | $CG(2, 0, 1, \pm 1)$ | $\sqrt{1/6}$ |
| S_{22} | 1/4 | $CG(2, 0, 2, \pm 1)$ | $\pm\sqrt{1/2}$ |

TABLE A.2 – Forces de raies et coefficients de Clebsch-Gordan nécessaires pour le calcul de Ω_{eff} . Données extraites de [Steck 08].

entre les différents chemins quantiques. Les différentes configurations possibles selon la polarisation des faisceaux sont données [Lienhart 07] (page 210). Dans notre expérience, nous utilisons une configuration de polarisation appelée *lin* \perp *lin*, correspondant à une même polarisation linéaire (\uparrow) des deux faisceaux L_1 et L_2 en sortie de collimateur, et à une polarisation linéaire tournée de $\pi/2$ (\rightarrow) après réflexion sur le miroir et double passage dans la lame quart d’onde (voir figure 1.5). Nous donnons les avantages de cette configuration à la fin de ce paragraphe.

Pour calculer Ω_{eff} dans le cas *lin* \perp *lin*, nous écrivons le champ électrique comme superposition de deux ondes polarisées circulairement¹, l’état de polarisation des photons pouvant être décomposé dans la base σ^\pm selon :

$$\vec{e}_{\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma^+ + \sigma^-) \quad \text{et} \quad \vec{e}_{\rightarrow} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma^+ - \sigma^-). \quad (\text{A.4})$$

La transition contra-propageante s’effectue avec les paires de faisceaux aller/retour σ^+/σ^+ (avec un poids $+1/2$) et σ^-/σ^- (avec un poids $-1/2$), les deux contributions étant exactement égales d’après les valeurs des coefficients CG rapportés dans la table A.2. Après simplification de la somme dans l’équation (A.2), on obtient finalement :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_1\Omega_2}{2} \left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2)} \right). \quad (\text{A.5})$$

La configuration *lin* \perp *lin* offre deux avantages techniques. D’une part elle permet de laisser se propager les deux faisceaux L_1 et L_2 (de même polarisation) sur le même axe de la fibre optique à maintien de polarisation avant collimation, et ainsi d’éviter de dégrader la stabilité de la différence de phase des lasers (ce qui pourrait être le cas si les deux faisceaux étaient transportés selon des axes orthogonaux, comme dans [Le Gouët 08], page 72). D’autre part elle conduit à une probabilité de transition co-propageante nulle, car les contributions associées aux paires de faisceaux co-propageant σ^+/σ^+ et σ^-/σ^- sont exactement opposées. En pratique, des défauts de polarisation apparaissent à la rétro-réflexion (imperfections de la lame quart d’onde), de sorte qu’il subsiste un couplage Raman par transition co-propageante non nul, typiquement de l’ordre de quelques pourcents de Ω_{eff} .

Mesure de la pulsation de Rabi effective. Expérimentalement, Ω_{eff} peut être déterminée en mesurant la puissance des deux lasers Raman, le désaccord Δ étant connu. Pour l’atome de

1. L’intensité lumineuse I_α , définie comme la valeur moyenne temporelle du vecteur de Poynting, vaut $I_\alpha = E_{\alpha 0}^2 |\vec{e}|^2 / 2\mu_0 c$ avec $|\vec{e}|^2 = 1$, et résulte des deux contributions.

^{87}Rb , nous ne pouvons mesurer directement I_1 et I_2 car les deux fréquences optiques ω_2 et $\omega_1 \approx \omega_2 + G$ sont portées par le même faisceau jusqu'à la chambre de science, en raison de la génération de ω_1 à partir de ω_2 par modulation de phase à 1560 nm puis doublage de fréquence (voir chapitre 2.2). Nous mesurons donc l'intensité totale du faisceau, $I_{\text{tot}} \approx I_2 + I_1 + I_{\text{par}}$, qui résulte essentiellement de celle des deux lasers Raman utiles ($I_1 + I_2$), et de l'intensité I_{par} de la bande latérale parasite générée lors de la modulation de phase à 1560 nm puis doublée dans le cristal de PPLN (voir chapitre 2.2). En pratique, nous cherchons à maximiser la puissance totale à 780 nm, ce qui revient à centrer la courbe d'accord de phase sur ω_2 pour la génération de seconde harmonique, et conduit à $I_{\text{par}} \approx I_1$. Ainsi, l'intensité totale mesurée est :

$$I_{\text{tot}} \approx I_2 + 2I_1 = I_2(1 + 2/R(\Delta)), \quad (\text{A.6})$$

où $R(\Delta) = I_2/I_1$ est le rapport d'intensité choisi pour annuler le déplacement lumineux différentiel (dont le calcul est donné dans la prochaine section). Pour un faisceau Raman de diamètre à $1/e^2$ de 19.7 mm, une puissance totale $P_{\text{tot}} = 100$ mW et un rapport d'intensité $R = 1.7$ permettant d'annuler le déplacement lumineux pour $\Delta = 2\pi \times 610$ MHz, la pulsation de Rabi effective pour l'interféromètre Rubidium vaut $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 30$ kHz.

Pour l'atome de ^{39}K , nous pouvons mesurer indépendamment I_1 et I_2 car le laser L_1 est généré en espace libre dans le banc optique par double passage dans un modulateur acousto-optique (voir chapitre 4.2). Pour une puissance totale $P_{\text{tot}} = P_1 + P_2 = 100$ mW et un rapport d'intensité $R = 5.8$ ($\Delta = 2\pi \times 300$ MHz), la pulsation de Rabi effective pour l'interféromètre Potassium vaut ainsi $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 70$ kHz. À même puissance totale, la sélectivité en vitesse des impulsions Raman est donc environ deux fois moindre pour le Potassium que pour le Rubidium pour des taux d'émission spontanée similaires (voir la fin de la prochaine section).

A.2 Déplacements lumineux à un photon

En présence des lasers Raman, l'énergie des niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ est modifiée par rapport à une situation où l'atome est libre (comme c'est le cas notamment lors des phases de libre évolution entre les impulsions de l'interféromètre). Nous notons respectivement Ω_f^{AC} et Ω_e^{AC} les déplacements en énergie (en unité de \hbar) de ces deux niveaux lors des impulsions lumineuses, $AC = \Omega_f^{\text{AC}} + \Omega_e^{\text{AC}}$ le déplacement moyen, et $\delta^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_f^{\text{AC}}$ le déplacement différentiel. Le calcul s'effectue de manière similaire à celui mené précédemment pour Ω_{eff} , à la différence que l'on considère ici une transition à un photon pour laquelle les règles de sélection sont moins contraignantes que pour la transition à deux photons (plus de niveaux $|F', m_{F'}\rangle$ contribuent à $\Omega_{f,e}^{\text{AC}}$ qu'à Ω_{eff}) :

$$\begin{aligned} \Omega_f^{\text{AC}} &= \sum_{F'=0}^2 \left(\frac{|\Omega_{F',f1}|^2}{4(\Delta + \Delta_{F'})} + \frac{|\Omega_{F',f2}|^2}{4(\Delta + G + \Delta_{F'})} \right) \\ \Omega_e^{\text{AC}} &= \sum_{F'=1}^3 \left(\frac{|\Omega_{F',e1}|^2}{4(\Delta + \Delta_{F'} - G)} + \frac{|\Omega_{F',e2}|^2}{4(\Delta + \Delta_{F'})} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Le calcul est identique à celui effectué dans [Cheinet 06] pour des faisceaux polarisés circulairement, car dans le cas d'une polarisation linéaire, les deux composantes σ^+ et σ^- du champ contribuent à part égale, comme nous l'avons indiqué précédemment. Le résultat s'exprime

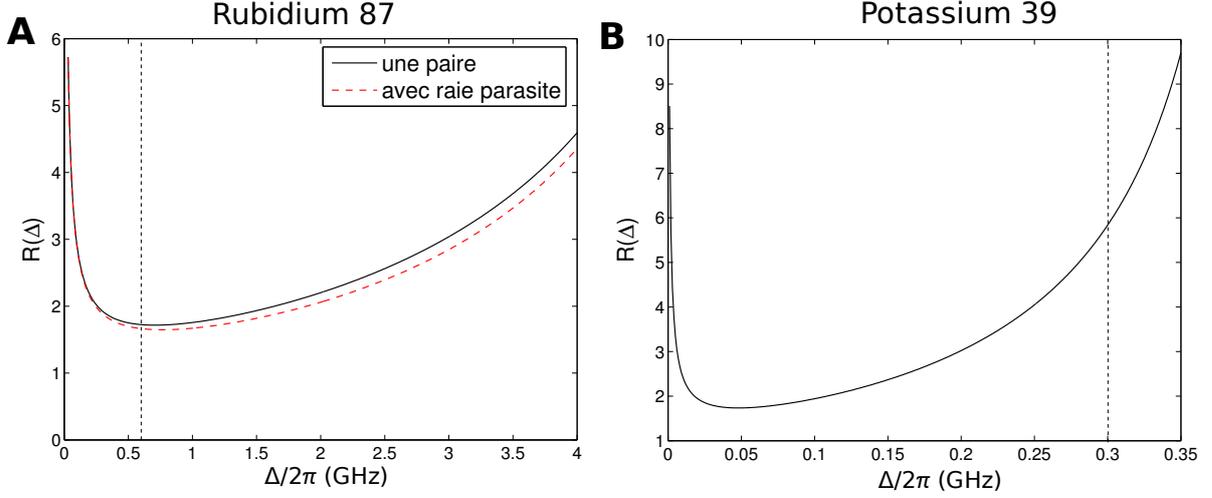


FIGURE A.2 – Rapport d'intensité $R(\Delta)$ permettant d'annuler le déplacement lumineux différentiel. **A** : Calcul pour l'atome de ^{87}Rb avec et sans prise en compte du déplacement induit par la raie parasite. La ligne verticale représente la valeur (610 MHz) que nous avons utilisée pour nos expériences, pour laquelle $R \approx 1.7$. **B** : Calcul pour l'atome de ^{39}K . La ligne verticale représente la valeur (≈ 300 MHz) que nous utiliserons, pour laquelle $R \approx 5.8$.

selon

$$\begin{aligned}\Omega_f^{\text{AC}} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2)} \right) + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{5}{24(\Delta + G)} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2 + G)} \right) \\ \Omega_e^{\text{AC}} &= \frac{\Omega_1^2}{4} \left(\frac{1}{120(\Delta - G)} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2 - G)} + \frac{1}{5(\Delta + \Delta_3 - G)} \right) \\ &\quad + \frac{\Omega_2^2}{4} \left(\frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2)} + \frac{1}{5(\Delta + \Delta_3)} \right),\end{aligned}\tag{A.8}$$

que l'on peut identifier sous la forme :

$$\begin{aligned}\Omega_f^{\text{AC}} &= \Omega_1^2 \times f(\Delta) + \Omega_2^2 \times f(\Delta + G) \\ \Omega_e^{\text{AC}} &= \Omega_1^2 \times e(\Delta - G) + \Omega_2^2 \times e(\Delta).\end{aligned}\tag{A.9}$$

Sur une certaine plage de désaccords Δ , il existe une valeur du rapport d'intensité $I_2/I_1 = \Omega_2^2/\Omega_1^2$ telle que $\Omega_f^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}}$; cette valeur $R(\Delta)$ du rapport d'intensité est donnée par :

$$R(\Delta) = \frac{f(\Delta) - e(\Delta - G)}{e(\Delta) - f(\Delta + G)}.\tag{A.10}$$

En utilisant les valeurs numériques de Δ_i et de G pour les atomes de ^{39}K et de ^{87}Rb (caractérisés par la même structure hyperfine) reportés dans la table A.1, nous déterminons la plage de désaccord permettant d'annuler le déplacement lumineux différentiel (voir figure A.2).

Pour l'atome de ^{87}Rb nous devons tenir compte du déplacement lumineux induit par la présence de la raie parasite dont la fréquence est décalée de G vers le rouge de la transition vers les états intermédiaires par rapport à ω_2 (de $2G$ par rapport à ω_1). Nous avons supposé

au paragraphe précédent que l'intensité de la raie parasite était égale à celle du laser L_1 , ce qui revient à ajouter des termes $\Omega_1^2 \times f(\Delta + 2G)$ et $\Omega_1^2 \times e(\Delta + G)$ dans les expressions (A.9) des déplacements lumineux des niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$, respectivement. La prise en compte de cette correction est représentée sur la figure A.2 A, et représente une variation de la valeur de R de seulement 3% par rapport à la valeur du désaccord utilisé dans nos expériences (610 MHz).

Pour l'atome de ^{39}K , la plage de désaccord permettant d'annuler δ^{AC} est plus restreinte que pour l'atome de ^{87}Rb , en raison du facteur environ 15 existant entre les valeurs de G pour ces deux atomes. Pour limiter l'émission spontanée ($\propto \Gamma/\Delta$ à Ω_{eff} constant) tout en opérant à une valeur de R raisonnable (la plus proche possible de la valeur R_{min} où une variation du rapport de puissance engendre un déplacement lumineux minimal), nous choisirons un désaccord d'environ 300 MHz, pour lequel $R \approx 5.8$.

A.3 Émission spontanée

La probabilité de désexcitation par émission spontanée en présence du laser L_1 pour une impulsion Raman de durée τ est approximativement donnée par

$$ES \approx \frac{\Gamma\tau}{2} \frac{\Omega_1^2}{4\Delta^2}, \quad (\text{A.11})$$

avec $\Omega_{\text{eff}} \propto \Omega_1^2/\Delta$ compte tenu du rapport d'intensité $R = \Omega_2^2/\Omega_1^2$ et de l'équation (A.5). Pour une impulsion vérifiant $\Omega_{\text{eff}}\tau = \pi$, cette probabilité s'écrit :

$$ES_\pi \approx \frac{\pi\Gamma}{2\Delta^2\sqrt{R}} \left(\frac{1}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2)} \right)^{-1} \propto \frac{\Gamma}{\Delta\sqrt{R}}. \quad (\text{A.12})$$

En prenant les valeurs de désaccord et de rapport d'intensité donnés précédemment pour les atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K , on constate que les taux d'émission spontanée sont environ égaux à 8% pour les deux atomes. Le calcul perturbatif plus rigoureux effectué dans [Cheinet 06] pour le ^{87}Rb indique un taux d'émission spontané environ deux fois plus faible (4%) pour $\Delta/2\pi = 610$ MHz. Cette valeur est relativement élevée en comparaison des taux de transfert Raman que nous enregistrons, et contribue à faire chuter le contraste de l'interféromètre ($\sim 20\%$ pour le ^{87}Rb). Si l'émission spontanée pourra être réduite – au prix d'une augmentation de la puissance laser – dans le cas du Rubidium pour lequel plage de désaccords accessibles est large (plusieurs GHz), cela sera plus difficile pour le ^{39}K en raison de l'augmentation rapide du rapport d'intensité permettant d'annuler δ^{AC} aux plus grandes valeurs de Δ ($R \rightarrow \infty$ pour $\Delta \rightarrow G \approx 2\pi \times 462$ MHz). L'utilisation d'une source atomique collimatée (nuage d'atomes ultra-froids, température de l'ordre de 100 nK) permettra notamment de compenser cette chute de signal dû à l'émission spontanée.

Caractérisation des accéléromètres mécaniques

Pour optimiser les corrélations entre l'interféromètre atomique et les accéléromètres mécaniques (AMs) et ainsi réaliser des mesures haute résolution d'accélération, il est nécessaire de connaître la nature des imperfections des AMs utilisés dans l'expérience pour éventuellement les corriger. Dans cette annexe, je décris la caractérisation de capteurs mécaniques dont nous disposons au laboratoire, notamment la mesure de leur réponse fréquentielle et de leur bruit propre. La table B.1 résume les principales caractéristiques des senseurs dont nous disposons (spécifications du constructeur).

| modèle | FE (V/g) | BP (Hz) | $\omega_0/2\pi$ (kHz) | $\sqrt{B(\omega)}$ ($\mu\text{g}/\sqrt{\text{Hz}}$) | CA (%) |
|------------------|----------|------------|-----------------------|---|------------|
| Sensorex SX46025 | 0.84 | 0 – 800 | 1.3 | 16 | non spec. |
| IMI 626A04 | 10 | 0.04 – 500 | 1.0 | < 0.06 | $\leq 5\%$ |
| IMI 626A03 | 1.0 | 0.2 – 6000 | 12 | < 1.5 | $\leq 7\%$ |
| Wilcoxon 628A | 0.50 | 1 – 10^4 | 24 | < 5.0 | $\leq 7\%$ |

TABLE B.1 – Quelques caractéristiques des accéléromètres dont nous disposons (spécifications du constructeur). FE : facteur d'échelle; BP : bande passante à -3dB; $\omega_0/2\pi$: fréquence de résonance; $B(\omega)$: densité spectrale de puissance de bruit; CA : couplage d'axe (sensibilité aux accélérations transverses). Plus d'informations sont disponibles dans les fiches techniques des constructeurs.

B.1 Réponse fréquentielle

Le spectre d'accélération dans l'avion étant coloré (voir chapitre 2, figure 2.3) et l'interféromètre atomique sensible sur une plage de fréquence relativement large (de 0 à $1/2T \approx 500$ Hz typiquement), il faut s'assurer de la linéarité du facteur d'échelle des accéléromètres mécaniques sur cette gamme de fréquence pour obtenir de bonnes corrélations. Si le facteur d'échelle varie avec la fréquence, une analyse harmonique peut permettre de compenser les non-linéarités éventuelles de son gain ou de sa phase. Pour mesurer la réponse des capteurs, nous utilisons un interféromètre de Michelson dont l'un des miroirs (M) est solidaire de l'accéléromètre à étudier. L'ensemble miroir-accéléromètre est placé sur une platine de translation Newport permettant d'appliquer un signal d'accélération approximativement sinusoïdal à basse fréquence

($f < 10$ Hz), et un actuateur piézo-électrique Thorlabs NF5DP20/M pour les accélérations à plus haute fréquence (voir figure B.1). L'interféromètre permet de mesurer l'amplitude et la fréquence de l'accélération, que l'on confronte au signal de sortie du senseur mécanique pour en déduire son gain et sa phase.

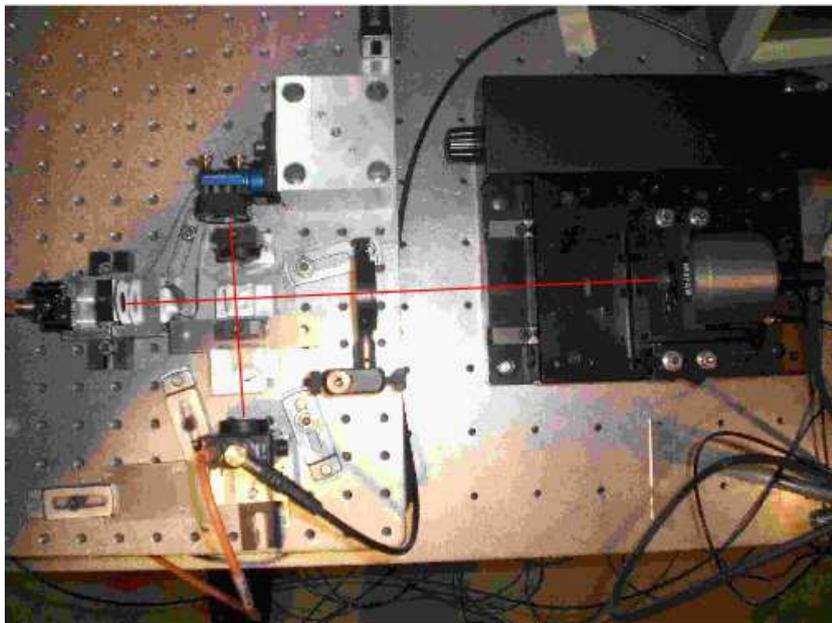
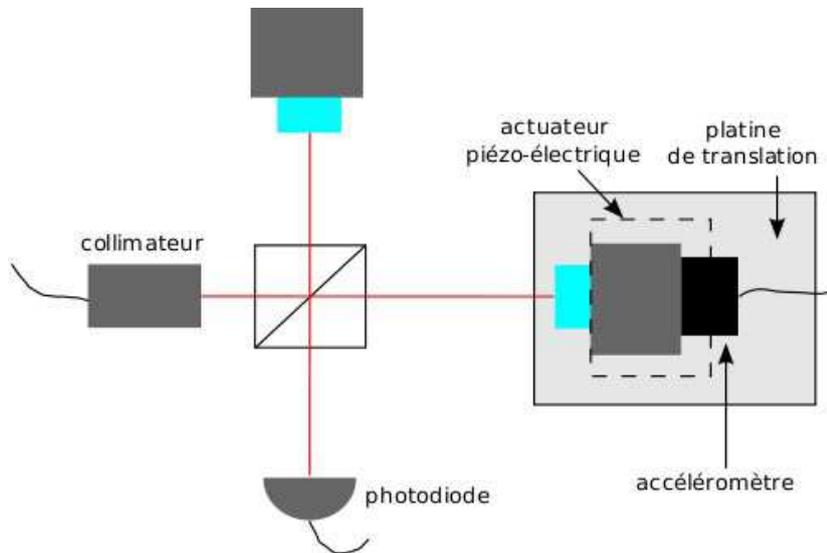


FIGURE B.1 – Schéma et photographie du montage optique pour l'étalonnage de la réponse fréquentielle des accéléromètres mécaniques.

On recueille sur la photodiode le signal de tension $U(t) = U_0(1 + C \cos kx(t))$ proportionnel à l'intensité lumineuse, avec $k = 2\pi/1560$ nm et $x(t)$ la différence de marche entre les rayons se propageant dans l'interféromètre, égale au double du déplacement du miroir commandé par la platine de translation ou l'actuateur piézo-électrique. En imposant un mouvement de

Chap B - Caractérisation des accéléromètres mécaniques

translation sinusoïdal à la fréquence $\omega_0/2\pi$, l'accélération s'écrit

$$\ddot{x}(t) = -\omega_0^2 x_0 \cos \omega_0 t + \tilde{x}(t), \quad (\text{B.1})$$

où \tilde{x} traduit le bruit de vibration sur les miroirs de l'interféromètre. En isolant convenablement le système pour minimiser les vibrations, on peut accéder à (x_0, ω_0) grâce au signal issu de la photodiode. Le signal de tension en sortie de l'accéléromètre est donné par

$$a(t) = A(\omega_0) \cos(\omega_0 t + \phi(\omega_0)) + \tilde{b}(t), \quad (\text{B.2})$$

avec \tilde{b} le bruit intrinsèque du capteur, de densité spectrale de puissance $B(\omega)$. Le facteur d'échelle de l'accéléromètre est donné par $G(\omega_0) = A(\omega_0)/\omega_0^2 x_0$ (en Volt par mètre par seconde carré), et sa phase par $\phi(\omega_0)$.

Obtenir une mesure précise pour G et Φ s'est révélée en pratique assez difficile, notamment à basse fréquence. En effet, obtenir un signal d'accélération $\omega_0^2 x_0$ suffisant pour sortir des bruits (\tilde{x}, \tilde{b}) requiert d'imposer des amplitude de déplacement x_0 importantes, de sorte que l'interféromètre sort de sa plage linéaire. Une autre difficulté provient des non-linéarités de la platine de translation qui introduit des oscillations à des pulsations multiple de ω_0 et qui brouillent le signal principal. Dans le régime non-linéaire de l'interféromètre ($\omega_0/2\pi \leq 10$ Hz), la mesure de l'amplitude s'effectue en comptant le nombre de franges pour déduire x_0 en multiple de $\lambda = 1560$ nm, celle de la pulsation ω_0 en ajustant la périodicité de la fonction $\cos(kx_0 \cos \omega_0 t)$, et celle de la phase relative par le décalage temporel entre le signal de l'accéléromètre et celui de l'interféromètre. Un exemple de mesure en régime non-linéaire est illustré en figure B.2. À plus haute fréquence ($\omega_0/2\pi \geq 10$ Hz), des déplacements inférieurs à λ permettent d'obtenir des accélérations suffisantes pour sortir du bruit, de sorte que l'interféromètre peut être opéré à flanc de frange où l'estimation de (x_0, ω_0) est immédiate.

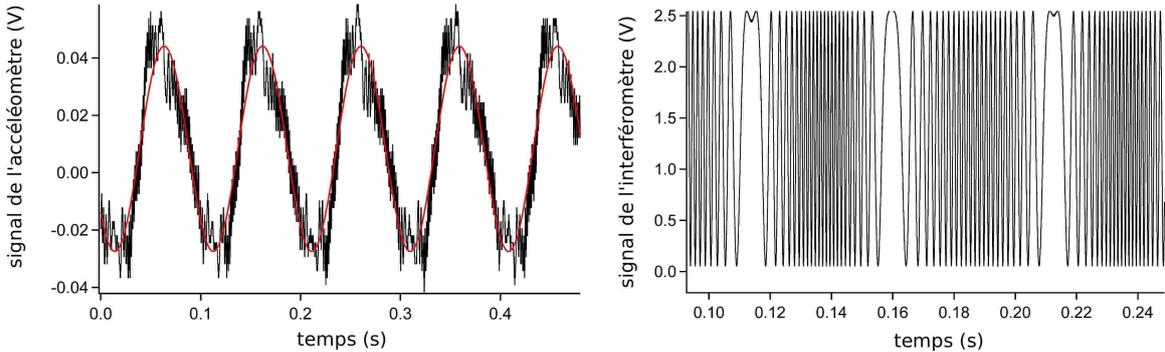


FIGURE B.2 – Mesure avec la platine de translation pour $\omega_0/2\pi = 10$ Hz. L'amplitude du mouvement est d'environ 25λ . Gauche : signal délivré par l'accéléromètre IMI626A04. Droite : signal de l'interféromètre recueilli sur la photodiode.

La figure B.3 montre le résultat de nos mesures pour trois accéléromètres de type différent. En raison du haut niveau de bruit des capteurs sensorex, la mesure du facteur d'échelle est difficile à mener, et permet simplement de retrouver la valeur de 0.84 V/g donné par le constructeur. En revanche l'étude de la phase du système montre le comportement passe-bas du senseur, avec une fréquence de coupure vers 600 Hz. Les accéléromètres de type IMI ont un niveau de bruit au moins dix fois inférieur à celui des sensorex, rendant une mesure du gain

possible (figure B.3 C). Elle révèle clairement une résonance du modèle 626A04 vers 800 Hz. La présence de cette résonance nous a poussé à ne pas utiliser ce capteur pour les corrélations, car le facteur d'échelle risque de devenir non constant (variation supérieure à 1%) dès 100 Hz, i.e. à des fréquences où les vibrations dans l'avion sont prépondérantes. Au contraire, le modèle 626A03 présente une réponse relativement plate, à la précision de notre mesure près ($\approx 5\%$).

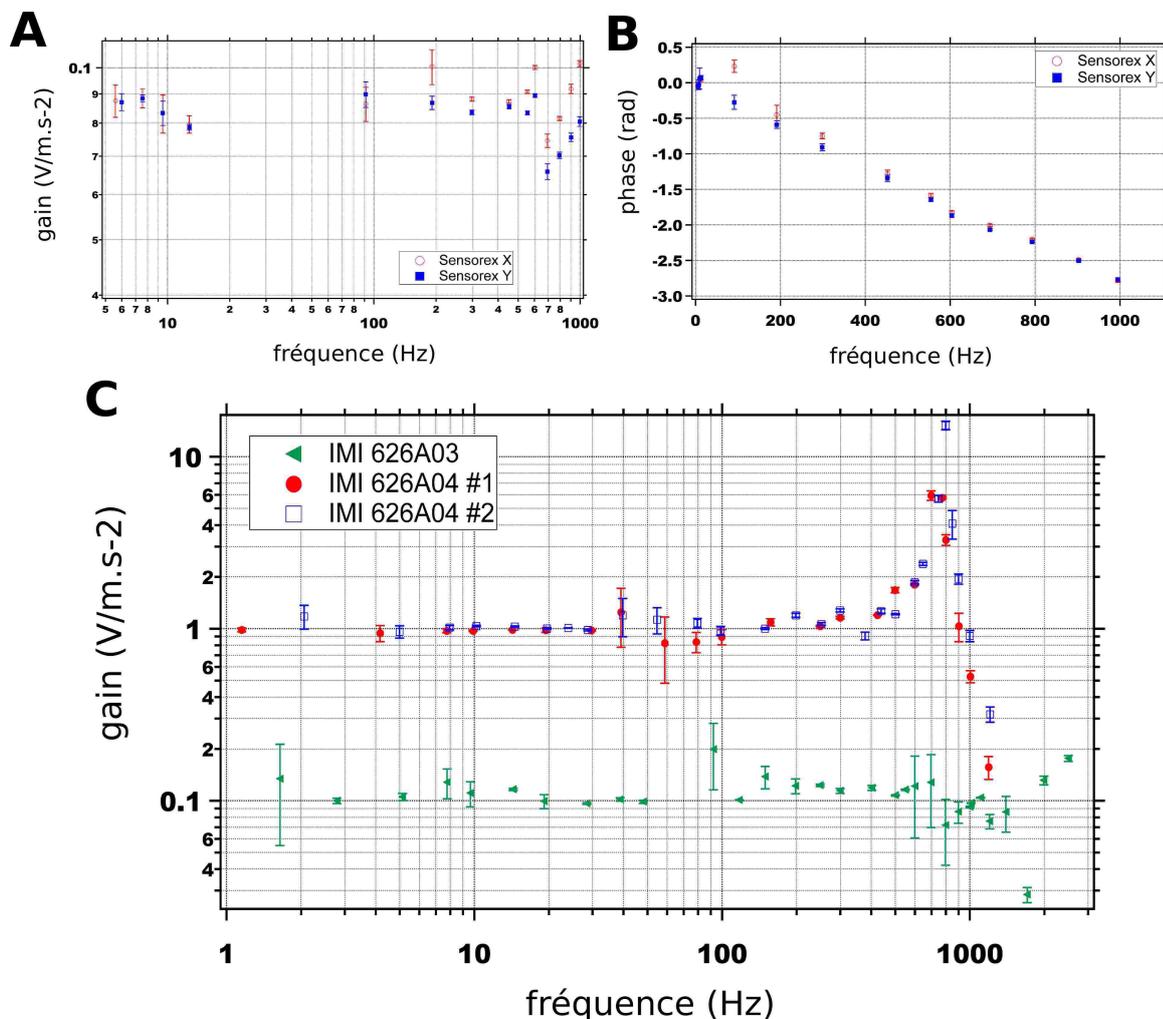


FIGURE B.3 – Mesure du gain $G(\omega)$ (A) et de la phase $\Phi(\omega)$ (B) des accéléromètres Sensorex SX46025, ainsi que du gain de IMI 626A04 et IMI 626A03 (C). La mesure (A) est difficile en raison de l'important niveau de bruit des accéléromètres.

En conclusion, il est je pense utile de rappeler que ces expériences se sont révélées plus difficiles que nous le pensions, malgré le temps que nous y avons consacré. Elle nous ont permis de nous orienter vers le capteur IMI 626A03, qui présente moins d'irrégularités dans sa réponse fréquentielle tout en assurant un niveau de bruit relativement bon (voir la table B.1). En revanche, notre connaissance de la fonction de réponse n'est pas suffisamment précise pour pouvoir corriger le facteur d'échelle des capteurs en fonction de la fréquence (à l'aide d'un filtre numérique par exemple), ce qui était notre objectif au départ. L'amplitude des non-linéarités de la réponse fréquentielle des AMs est représentée par la fonction $\epsilon_{nl}(\omega)$ utilisée dans le manuscrit,

principalement dans les sections 3.2 et 3.3.

B.2 Bruit intrinsèque

Le bruit des capteurs peut également dégrader les corrélations avec l'interféromètre atomique. Pour estimer son influence, nous avons effectué des mesures de la densité spectrale de puissance de bruit d'accélération $B(\omega)$ des senseurs (figure B.4). Ces mesures montrent que le capteur capacitif Sensorex a un niveau de bruit environ 20 fois supérieur à celui des senseurs piézo-électriques IMI. Cependant, il est le seul dont nous disposons permettant de mesurer les accélérations basse fréquence (< 1 Hz). Pour diminuer l'impact de son bruit propre, nous filtrons le signal à l'aide d'un filtre passe-bas du premier ordre, de fréquence de coupure 0.16 Hz. Le capteur capacitif est ainsi uniquement utilisé pour mesurer les accélérations hors de la gamme de mesure du senseur IMI 626A03 ($f_{\min} \approx 0.2$ Hz).

La figure B.5 donne le bruit de phase interférométrique équivalent à la densité spectrale de bruit des capteurs $B(\omega)$, dans différente gamme de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$ et en fonction du temps d'interrogation. La variance de ce bruit est calculé à l'aide de la fonction de sensibilité en accélération (équation (1.62)) et vaut :

$$\sigma_{\Phi}^2(\omega_1, \omega_2) = k_{\text{eff}}^2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d\omega}{2\pi} B(\omega) |H_a(\omega)|^2. \quad (\text{B.3})$$

Dans les expériences présentées au chapitre 3, nous utilisons le capteur Sensorex SX46025 dans la gamme 0 – 1 Hz, et l'IMI 626A03 pour les fréquences supérieures. Nous estimons une contribution au bruit sur l'estimation de la phase Φ^E attribué au bruit des capteurs de **45 mrad** pour l'accéléromètre piézo-électrique, et **150 mrad** dans la gamme 0 – 1 Hz pour le senseur capacitif, à un temps d'interrogation $T = 5$ ms.

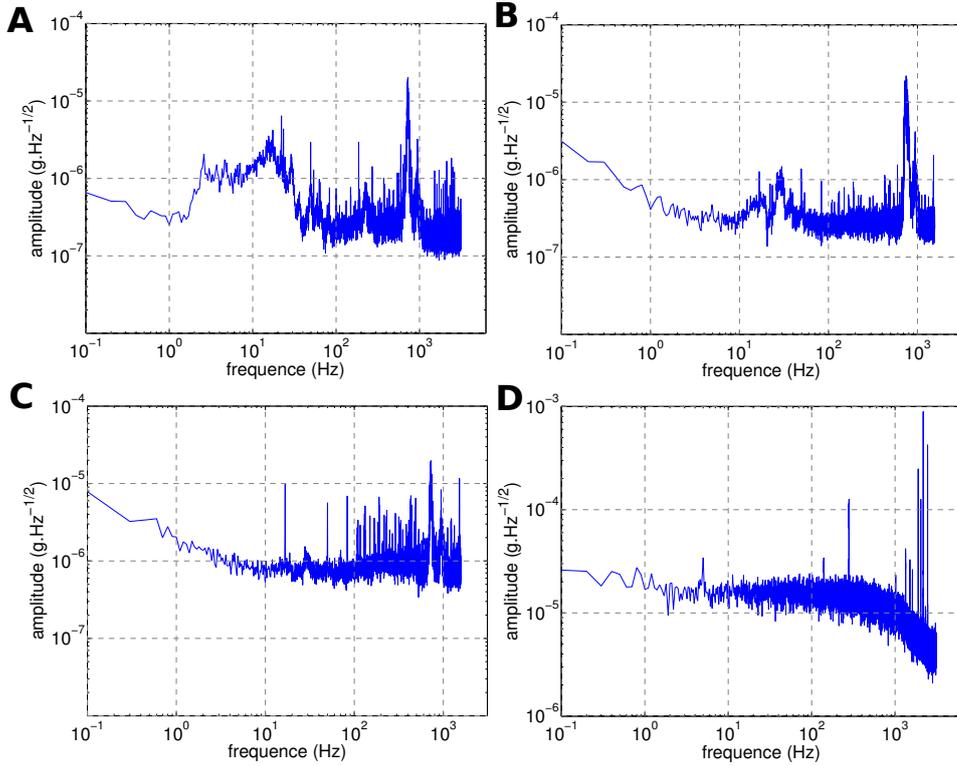


FIGURE B.4 – **A** : Spectre de bruit d'accélération enregistré par l'accéléromètre IMI 626A04 dans un environnement isolé des vibrations. Le capteur est encore trop sensible au bruit ambiant, la mesure de son bruit propre nécessite donc une mesure différentielle. **B** : Bruit propre du capteur IMI 626A04 obtenu en soustrayant les signaux temporels de deux senseurs tête bêche. Le spectre met en évidence la résonance à ≈ 800 Hz **C** : Bruit de l'IMI 626A03. **D** : Bruit de Sensorex SX46025.

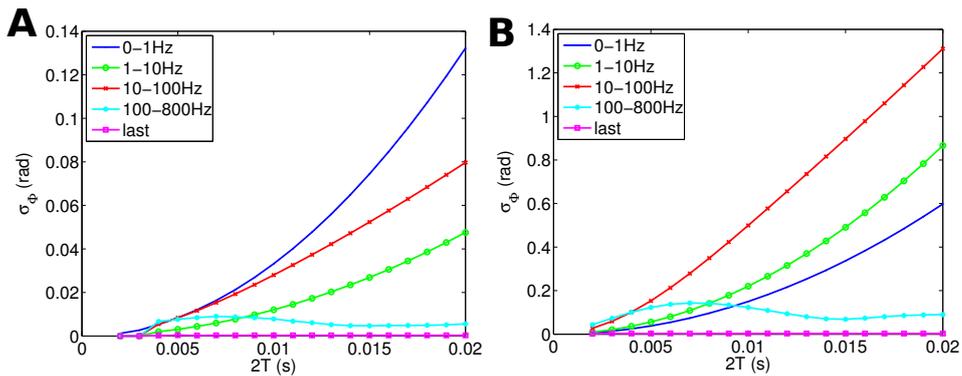


FIGURE B.5 – Calcul du bruit sur l'estimation de la de phase interférométrique équivalent au bruit d'accélération des capteurs que nous utilisons pour les corrélations, en fonction du temps d'interrogation total et pour un interféromètre à 3 impulsions. **A** : IMI 626A03; **B** : Sensorex SX46025. Pour obtenir le bruit total, il faut sommer quadratiquement les différentes contributions.

Lois d'échelle pour la réjection des vibrations dans un test de WEP

Dans cette annexe, nous étendons les calculs effectués au paragraphe 4.4.2 pour déterminer le bruit de phase de l'interféromètre différentiel dans le cas d'un test de WEP dans l'avion 0-g. Pour cela, nous effectuons les calculs à partir du spectre théorique modélisant le spectre de bruit d'accélération de l'avion et introduit dans ce même paragraphe. Ce spectre est caractérisé par un plateau de bruit blanc à basse fréquence ($\omega < \omega_L$), par une décroissance en $1/\omega^x$ sur la plage $\omega_L < \omega < \omega_H$, et par un nouveau plateau de bruit blanc à hautes fréquences ($\omega > \omega_H$). Pour le spectre de bruit de l'avion, $\omega_L \approx 2\pi \times 0.03$ Hz, $\omega_H \approx 2\pi \times 0.03$ Hz, et $x \approx 3/2$. Nous étudions ici l'influence de ω_L et ω_H sur l'efficacité de la réjection et le temps d'interrogation correspondant au maximum d'efficacité. Nous nous intéressons également à l'impact de la remontée du bruit en $1/\omega^x$ sur le bruit de phase différentiel σ_d à grands temps d'interrogation ($T \gtrsim 150$ ms).

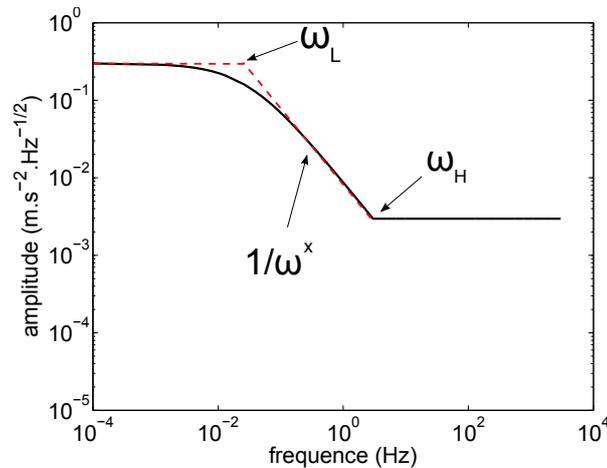


FIGURE C.1 – Spectre modèle considéré pour les calculs.

C.1 Influence de ω_L et ω_H sur la réjection

Pour conforter par le calcul l'interprétation de l'évolution de κ avec T donnée au paragraphe 4.4.2, nous étudions l'influence de la position des pulsations de coupure ω_L et ω_H sur l'efficacité de réjection maximale κ_{\max} ainsi que sur le temps T_{\max} correspondant à ce maximum. L'illustration de ce calcul pour des valeurs de coupure proches de celle rencontrées en pratique et pour $x = 1$ est donnée en figure C.2. Les courbes montrent que T_{\max} ne dépend que de la coupure ω_H traduisant l'entrée dans le régime en $1/\omega$, alors que la coupure ω_L , qui repère

l'entrée dans le plateau de bruit blanc à basse fréquence détermine quant à elle la saturation de κ à une valeur de T donnée grande devant $1/\omega_H$ (quelques secondes en pratique). Ces deux propriétés sont en accord avec les explications qualitatives proposées au paragraphe 4.4.2. À partir de ces courbes, nous dégagons les deux lois d'échelle suivante :

$$T_{\max} = (0.48 \pm 0.04) \times (\omega_H/2\pi)^{-0.9 \pm 0.1}, \quad (\text{C.1})$$

$$\kappa_{\max} = (129 \pm 3) \times (\omega_L/2\pi)^{-0.51 \pm 0.01} (\omega_H/2\pi)^{0.47 \pm 0.01}. \quad (\text{C.2})$$

La première équation montre que le temps d'interrogation correspondant au maximum de réjection est celui pour lequel la pulsation de coupure $2/T$ de la fonction de transfert de l'accéléromètre différentiel coïncide avec la coupure ω_H marquant la fin du bruit en $1/\omega$. L'équation (C.1) peut être ré-écrite de manière plus condensée sous la forme $\pi/T_{\max} = \omega_H$, permettant de repérer la fréquence exacte où survient le changement de régime. Lorsque la pulsation de coupure $2/T$ de la fonction de transfert devient inférieure à ω_H , l'efficacité de la réjection chute en raison de la dépendance de $H_d(\omega)$ en $\omega^2 T^4$ à basse fréquence, qui se traduit par une prise de poids de plus en plus rapide des vibrations basse fréquence aux fluctuations de phase (plus rapide que sur l'accéléromètre simple dont la réponse évolue comme T^2 à basse fréquence). La seconde équation donne la valeur de la réjection maximale en fonction des fréquences de coupure, et permet de dégager une loi approchée $\kappa_{\max} \propto \sqrt{\omega_H/\omega_L}$. En combinant les relations (C.1) et (C.2), on obtient la loi suivante, permettant de maximiser la réjection et le temps d'interrogation en jouant sur les fréquences de coupures :

$$\kappa_{\max} T_{\max} \approx \frac{129}{2} \left(\frac{\omega_L \omega_H}{2\pi \cdot 2\pi} \right)^{-1/2}. \quad (\text{C.3})$$

Pour optimiser le facteur de mérite de la réjection et réduire le bruit différentiel, on devra donc essentiellement repousser ω_L vers les basses fréquences.

C.2 Évolution du bruit différentiel en fonction de la structure du spectre

Nous étudions ici l'influence de la structure du spectre en $1/[1 + (\omega/\omega_L)^x]$ pour $\omega < \omega_H$ sur le bruit différentiel (voir figure C.3). La forme du spectre n'influence pas la position de T_{\max} dont la position est fixée par ω_H mais permet de réduire σ_d pour temps d'interrogation donné. En revanche, lorsque le temps d'interrogation augmente, la remontée du bruit avec T est d'autant plus rapide que l'atténuation en $1/\omega^x$ a été importante. En effet, la contribution dominante au bruit différentiel à grand T provient du plateau de bruit blanc à basse fréquence et est rattrapée d'autant plus rapidement par le senseur différentiel que celui-ci a bénéficié d'un bruit plus faible pour $T < T_{\max}$ lorsque x augmente. Ce calcul montre également que le bruit dans l'avion peut approximativement être modélisé par un spectre en $1/\omega^{3/2}$, qui détermine une dépendance $\sigma_d \propto T^{2.9}$ comme rapportée dans l'équation (4.17) .

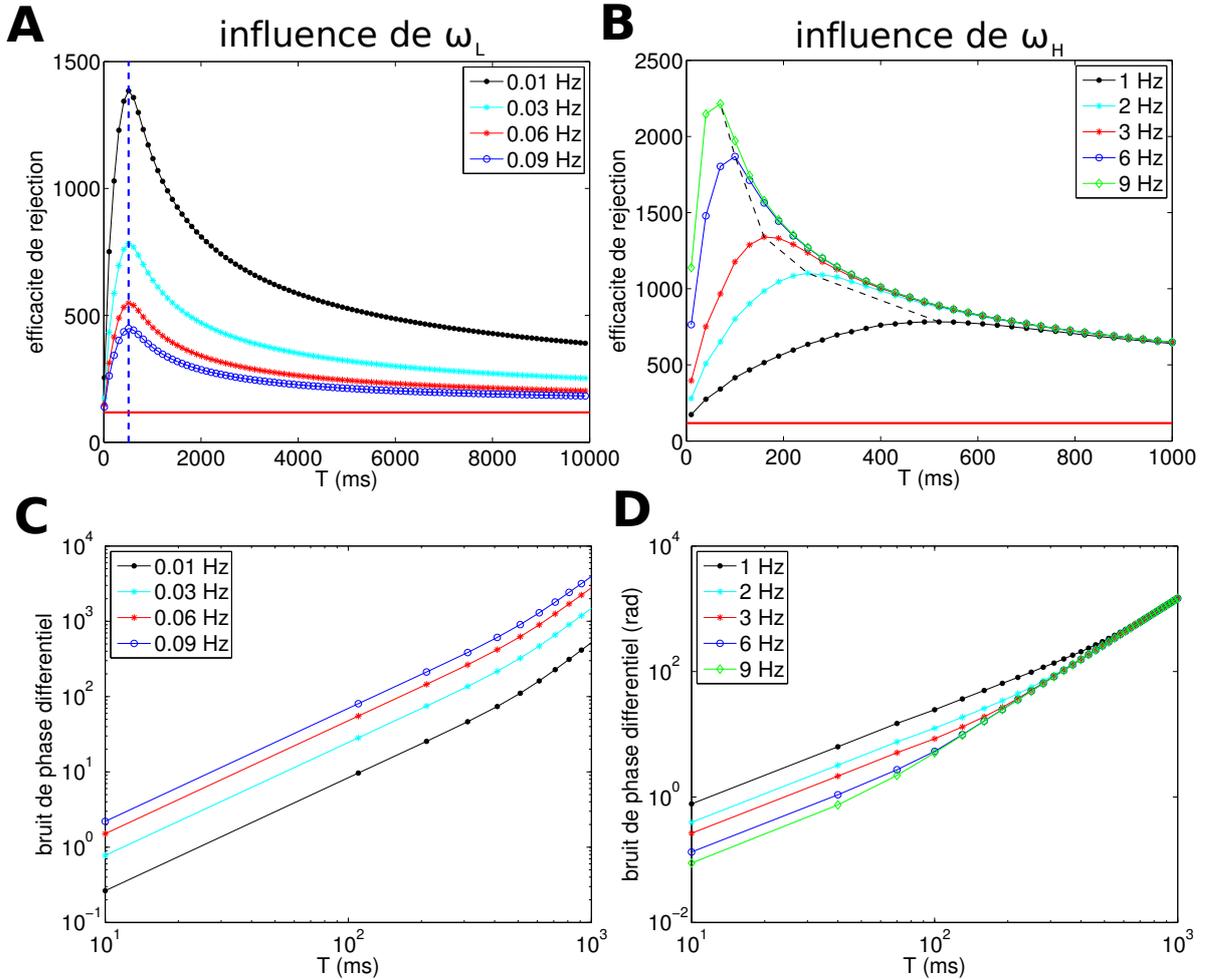


FIGURE C.2 – Calculs de l'efficacité de réjection pour le spectre modèle, et pour différentes valeurs de T . **A** : Influence de la fréquence de coupure ω_L sur l'efficacité de réjection κ , pour $\omega_H = 1$ Hz. Dans **A** ; nous explorons le comportement à grand T en effectuant le calcul jusque $T = 10$ s. Le trait vertical pointillé repère le temps d'interrogation correspondant à κ_{max} . **B** : Influence de ω_H sur κ , pour $\omega_L = 0.03$ Hz. La courbe en pointillé relie les maxima d'efficacité. **C et D** : influence de ω_L et ω_H sur le bruit différentiel σ_d . Le niveau de bruit blanc de vibration à basse fréquence vaut $0.3 \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ (égal au niveau dans l'avion 0-g).

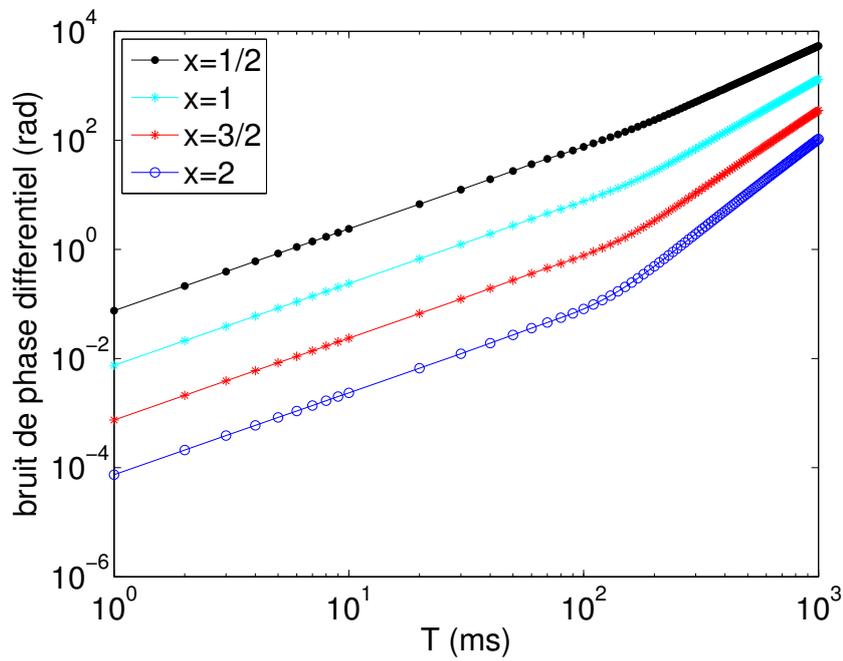


FIGURE C.3 – Influence de la nature du spectre $\sqrt{S_a(\omega)} = \sqrt{S_a^0}/[1+(\omega/\omega_L)^x]$ pour $\omega < \omega_H$ sur le bruit différentiel σ_d . Les coupures sont $\omega_L/2\pi = 0.03$ Hz et $\omega_H/2\pi = 3$ Hz, et le plateau de bruit blanc à basse fréquence vaut $\sqrt{S_a^0} = 0.3$ m.s⁻²/√Hz. À grand T, la loi d'échelle $\sigma_d \propto T^\alpha$ est donnée par $\alpha = 1.9$ pour $x = 1/2$, $\alpha = 2.4$ pour $x = 1$, $\alpha = 2.9$ pour $x = 3/2$ et $\alpha = 3.3$ pour $x = 2$.

Publications

D.1 Résumé des articles

Light-pulse atom interferometry in microgravity, G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, P. Bouyer, *European Physics Journal D* **53**, 353-357 (2009).

Cet article montre l'obtention de franges d'interférences atomiques en micro-gravité grâce à une succession de deux impulsions Raman copropageantes réalisant un interféromètre de Ramsey. Nous décrivons le dispositif expérimental utilisé lors de la campagne de vols paraboliques d'octobre 2008, notamment l'architecture du système laser. Nous présentons les franges d'interférences obtenues pour des temps d'interrogation des atomes dans l'interféromètre jusque 75 ms, ce qui correspond à une augmentation d'un facteur trois par rapport au temps accessible pour notre expérience au laboratoire.

En accès libre depuis le site de l'éditeur, doi:10.1140/epjd/e2009-00150-5.

How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle, G. Varoquaux, R. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, P. Bouyer, *New Journal of Physics* **11**, 113010 (2009).

Dans cette publication théorique, nous nous intéressons à la sensibilité d'un test du Principe d'Équivalence par interférométrie atomique dans l'avion 0-g en prenant en compte les vibrations de l'avion qui constituent la source de bruit principale. Nous montrons que l'utilisation d'un estimateur bayésien basé sur une connaissance des modèles de mesure et de bruit peut permettre d'atteindre une sensibilité de l'ordre de $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ sur la mesure de la différence d'accélération entre les deux atomes utilisés pour le test, après 30 points de mesure et pour un temps d'interrogation $2T = 4 \text{ s}$. Nous donnons la loi d'échelle décrivant la réjection des vibrations dans un double interféromètre atomique, et quantifions le bruit de phase différentiel pour le cas particulier Potassium-Rubidium, où une efficacité de réjection de 300 est attendue, étant donné le spectre de bruit de l'avion.

En accès libre depuis le site de l'éditeur, doi:10.1088/1367-2630/11/11/113010.

Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry, R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, P. Bouyer, *Nature Communications* **2**, 474 (2011).

Cet article montre la première réalisation expérimentale d'un accéléromètre atomique aéroporté durant des phases de gravité standard du vol (1-g) et en micro-gravité (0-g). Nous proposons une méthode permettant d'atteindre une grande dynamique de mesure d'effets inertiels en combinant des accéléromètres mécaniques à un interféromètre atomique, et donnons des perspectives d'amélioration de notre système pour des applications à la navigation inertielle. En micro-gravité, nous utilisons une géométrie différentielle d'interféromètre pour rejeter en partie les vibrations de l'avion et être limité au bruit du senseur atomique ($2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans la présente configuration). Nous discutons de la possibilité d'effectuer de futurs tests du Principe d'Équivalence par interférométrie atomique dans l'avion 0-g et dans l'espace.

Accès gratuit à l'article depuis le site de l'éditeur : <http://www.nature.com/ncomms/journal/v2/n9/full/ncomms1479.html>.

Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry, V. Ménoret, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin, P. Bouyer, *Optics Letters* **36**, 4128–4130 (2011). Disponible au lien <http://dx.doi.org/10.1364/OL.36.004128>.

Dans cette communication, nous présentons l'architecture télécom-doublé de notre système laser pour la réalisation d'un double interféromètre à atomes de ^{39}K et de ^{87}Rb . Nous détaillons les sources laser à la longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$ asservies sur un peigne de fréquences optiques, le banc optique en espace libre pour le doublage et la manipulation des faisceaux à 767 et 780 nm, ainsi que la stabilité de la différence de phase des lasers Raman. Nous illustrons la robustesse de notre système en démontrant la première réalisation d'un piège magnéto-optique double-espèces en micro-gravité.

D.2 Light-pulse atom interferometry in microgravity

Light-pulse atom interferometry in microgravity

G. Stern^{1,2}, B. Battelier¹, R. Geiger¹, G. Varoquaux¹, A. Villing¹, F. Moron¹, O. Carraz³, N. Zahzam³, Y. Bidel³, W. Chaïbi², F. Pereira Dos Santos², A. Bresson³, A. Landragin², and P. Bouyer^{1,a}

¹ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Centre National de la Recherche Scientifique et Université Paris Sud 11, Institut d'Optique Graduate School, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France

² LNE-SYRTE, CNRS UMR 8630, UPMC, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

³ Office National d'Étude et de Recherches Aéronautiques, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

Received 19 March 2009 / Received in final form 21 April 2009

Published online 16 May 2009 – © EDP Sciences, Società Italiana di Fisica, Springer-Verlag 2009

Abstract. We describe the operation of a light pulse interferometer using cold ^{87}Rb atoms in reduced gravity. Using a series of two Raman transitions induced by light pulses, we have obtained Ramsey fringes in the low gravity environment achieved during parabolic flights. With our compact apparatus, we have operated in a regime which is not accessible on ground. In the much lower gravity environment and lower vibration level of a satellite, our cold atom interferometer could measure accelerations with a sensitivity orders of magnitude better than the best ground based accelerometers and close to proven spaced-based ones.

PACS. 37.25.+k Atom interferometry techniques – 03.75.Dg Atom and neutron interferometry

Atom interferometry is one of the most promising candidates for ultra-accurate measurements of gravito-inertial forces [1], with both fundamental [2–5] and practical (navigation or geodesy) applications. Atom interferometry is most often performed by applying successive *coherent* beam-splitting and -recombining processes separated by an interrogation time T to a set of particles [6]. Understanding matter wave interferences phenomena follows from the analogy with optical interferometry [7,8]: the incoming wave is separated into two wavepackets by a first beam-splitter; each wave then propagates during a time T along a different path and accumulates a different phase; the two wavepackets are finally recombined by a last beam-splitter. To observe the interferences, one measures the two output-channels complementary probability amplitudes which are sine functions of the accumulated phase difference $\Delta\phi$. This phase difference increases with the paths length, i.e. with the time T between the beam-splitting pulses.

When used as inertial sensors [9,10], the atoms are usually left free to evolve during the interrogation time T so that the interferometer is only sensitive to gravito-inertial effects. In particular, one avoids residual trapping fields that would induce inhomogeneities or fluctuations and would affect the atomic signal. The interrogation time T is consequently limited by, on the one hand, the free expansion of the atomic cloud, and, on the other hand, the free fall of the atomic cloud. The limitation of expansion

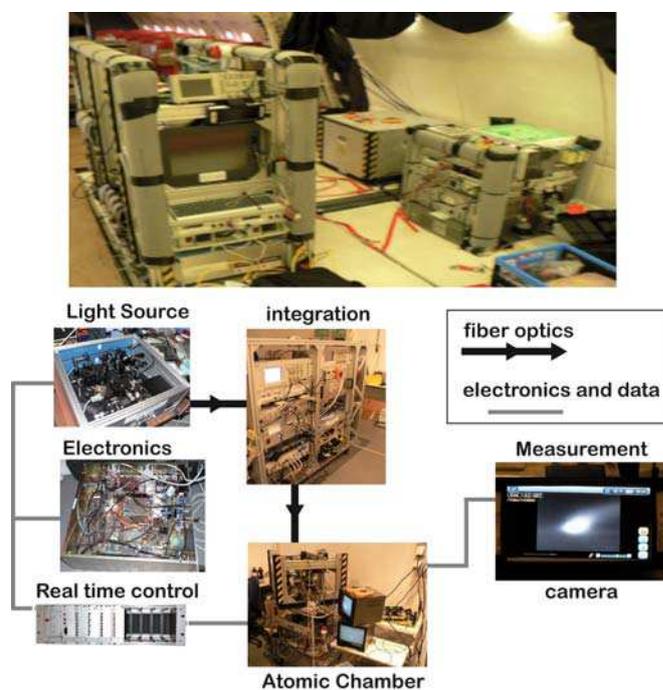


Fig. 1. (Color online) Top: the atom interferometer assembled in the Airbus. The main rack on the left houses the laser sources and the control electronics. The rack on the front right contains the uninterruptable power-supply, the electrical panel and the high-power laser part. The rack on the back right hosts atom-optics part of the experiment. Bottom: the architecture of the atom interferometer.

^a e-mail: philippe.bouyer@institutoptique.fr

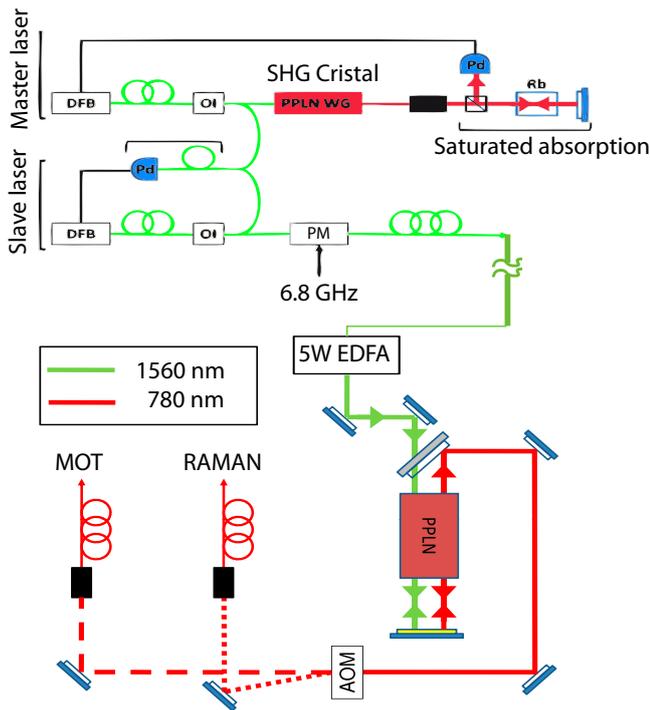


Fig. 2. (Color online) Diagram of the laser system. The master laser (linewidth of 1 MHz) is a monolithic semiconductor element: a 1560 nm distributed feed-back (DFB) fiber laser is frequency doubled in a PPLN waveguide; the resulting 780 nm light is then sent into a saturated-absorption spectroscopy setup for frequency locking on a ^{85}Rb transition; the slave is a 80 mW DFB laser diode at 1560 nm and is frequency-locked on the master laser by measuring the frequency of their beat-note recorded on a fibered fast photodiode. Frequency control of the lasers is achieved via feedback to their supply current. After amplification through a 5W-erbium-doped fiber amplifier (EDFA), the slave laser is frequency doubled in free space with a bulk PPLN crystal; we obtain about 0.3 W at 780 nm.

is alleviated by the use of ultracold gases [11,12], but, due to free-fall distance, long-interrogation-time experiments require tall vacuum chambers [13]. Laboratory experiments are typically limited to about 300 ms of free fall with a 1 m-tall apparatus if the atoms are simply released, or twice by launching them upward as in atomic fountains. This can be increased on much larger apparatuses: a 10 m-high atom interferometer is currently under construction at Stanford [3], giving access to 1.4 s of interrogation time. Free-fall heights of more than 100 m, corresponding to durations of about 5 s are also available in a drop tower (ZARM Bremen, Germany [14]). Another solution consists in performing the experiments in microgravity achieved during parabolic flights provided by an aeroplane, as for the PHARAO prototype [15]. In the I.C.E. (Interférométrie Cohérente pour l'Espace) collaboration [16,17] that we present here, we are conducting cold-atom interferometry experiments in such an airplane (the A-300 0-G Airbus of Novespace), which carries out ballistic flights. Microgravity is obtained via 20 s-long parabolas by steering the plane to cancel drag and fol-

low free fall. The residual acceleration is of the order of $10^{-2} g$ ($\sim 10 \text{ cm s}^{-2}$). With 90 parabolas per flight session, we have access to 30 min total of reduced gravity. In this letter, we present a first validation of our 0-g setup by obtaining Ramsey fringes with copropagating Raman transitions during parabolas, the interrogation times being longer than those we could obtain on Earth with the same configuration.

Transferring a laboratory-bound cold atoms interferometer into an automated experiment suitable for microgravity use poses many technical challenges [14,16,18,19]. We assembled a prototype atomic source suitable for inertial-sensing in an airplane from the I.C.E. collaboration components [16] (see Fig. 1). The atom interferometer is made of 4 elements: a vacuum chamber with optics; lasers sources for cooling and coherent manipulation of atoms; a stable oscillator (in our case a microwave frequency source at about 6.8 GHz [16]) which is a frequency reference for the Raman lasers; and an autonomous real-time controller for the experimental sequence and data calculations. For the interferometric measurement, we prepare clouds of cold ^{87}Rb in a magneto-optical trap (MOT) and release them for interrogation during their free fall.

Moving away from extended-cavity-laser-diode-based systems, as developed in the PHARAO project [20], we have designed laser sources at 780 nm for cooling and coherently manipulating the atoms that rely on telecom technologies and second harmonic generation [21,22]. This allows to use fiber-optics components and offers a reliable, robust and compact system, quite insensitive to the environmental perturbations encountered in the airplane. These novel laser sources are very similar to the ones described in details in [23] so we limit here to outlining the successful design. A first reference DFB 1560 nm pigtailed laser diode (linewidth ~ 1 MHz) is frequency doubled in a PPLN waveguide and locked on a ^{85}Rb transition through a saturated absorption setup (see Fig. 2). A slave DFB 1560 nm pigtailed diode, similar to the first one, is locked to the first laser at a frequency difference monitored through the beat note signal, as measured by a fibered fast photodiode. The frequency offset can be adjusted so that the slave DFB is red detuned from the resonance of the $F = 2 \rightarrow F = 3$ transition of ^{87}Rb with a detuning ranging from 0 to 1.1 GHz. A 1560 nm fibered phase modulator is then used to generate two sidebands ~ 6.8 GHz apart. One of these sidebands acts either as the repumping laser during the cooling phase, or as the second Raman laser during coherent manipulation of the atoms, depending on the applied frequency.

The microwave reference has been simplified compared to [16] in order to make it more reliable in the plane environment. It's based on a direct multiplication of a 10 MHz quartz oscillator to 6.8 GHz without any intermediate oscillator or phase lock loop. The ultra-stable quartz has been chosen to be a good compromise to achieve low phase noise at low and high frequencies simultaneously (see Fig. 3), as in [15]. The multiplication is done in three steps: a first multiplication by 10 to 100 MHz (commercial Wenzel system), then multiplication by 2 and finally

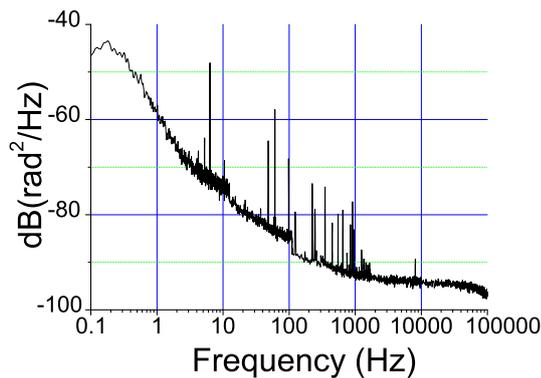


Fig. 3. (Color online) Spectral density of the phase noise at 6.8 GHz of the quartz recorded by comparison with other ultra-stable quartz oscillators phase-locked on H-Maser of the SYRTE.

to 6.8 GHz by a comb generator (non-linear transmission line, Wenzel model 7100). Two direct digital synthesis (DDS) are used to adjust the cooling/repumping frequency difference and the Raman beams frequency difference respectively.

After amplification through a 5W erbium-doped fiber amplifier (EDFA), the slave laser is frequency doubled in free space with a double-pass in a 4 cm bulk PPLN crystal. We typically obtain ~ 300 mW at 780 nm. A 80 MHz acousto-optical modulator (AOM) is used to switch between the MOT configuration (in which the non diffracted order of the AOM is used) and the Raman configuration (in which the first diffraction order is used, see Fig. 2). The use of the first order of the AOM for the Raman beam enables to create ultra-short pulses of light ($10 \mu\text{s}$ typically). Additional mechanical shutters ensure a total extinction of the beams. Two optical fibers finally bring the MOT and the Raman beams to the science chamber.

The fibers deliver the light to the vacuum-chamber module [17]. The MOT fiber is sent to a 1-to-3 fiber beam-splitter¹ which delivers three beams which are then retroreflected and produce the MOT. The circularly-polarized Raman beam has a 25 mm diameter and is aligned with the horizontal plane. A 300 mG horizontal magnetic field is aligned with the Raman beam to raise the Zeeman degeneracy of the hyperfine sub-levels. The intensity of the lasers can be up to 20 times the saturation intensity of rubidium, which allows for short Raman pulses with weak velocity selection. The Raman detuning is about 700 MHz. The effective Rabi pulsation Ω_{eff} is about $2\pi \times 12.5$ kHz. Finally, a magnetic shield around the science chamber prevents from changes of the Earth's magnetic field directions during parabolas [17].

The science chamber in which we operate our atom interferometer is shown in Figure 4. We load about 10^9 atoms in the MOT from a rubidium vapor in 500 ms. We release the atoms from the MOT and further cool them down below $100 \mu\text{K}$ during a brief phase of optical molasses. Then, we prepare the atoms in the lower hyperfine

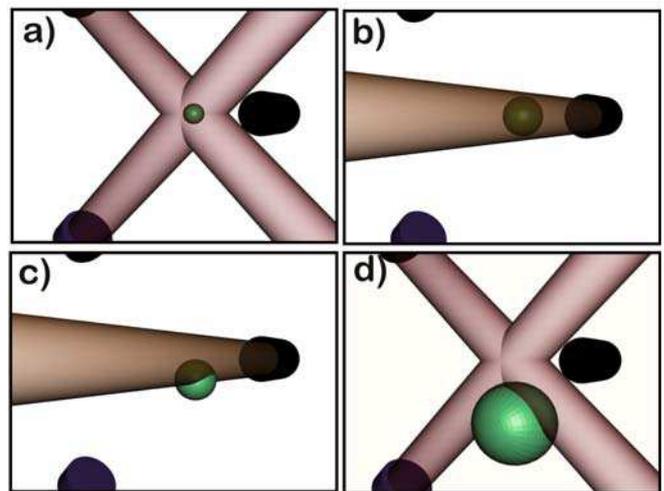
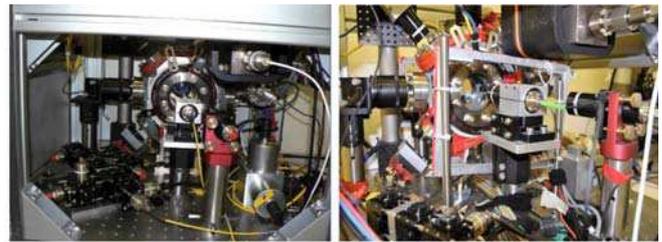


Fig. 4. (Color online) Up: inside the atom-optics rack (the vacuum chamber and the free-space optics). Down: 3D schematics showing the beams configuration and the interferometer sequence. (a) Atom cooling and trapping (MOT, the horizontal retroreflected MOT beam is not shown for clarity), (b) first Raman interrogation pulse colinear to the horizontal retroreflected MOT beam, (c) second Raman interrogation pulse and (d) detection with the MOT beams. The atomic cloud is represented as falling under gravity.

state $F = 1$ using optical pumping. After the extinction of the MOT beams, we shine the atoms with two Raman light pulses separated by a time T . The duration τ of these pulses is chosen such that $\Omega_{\text{eff}} \times \tau = \frac{\pi}{2}$ (splitting of the matter wave). The Raman lasers are copropagating so that a nearly zero momentum is transferred during the Raman transition. In this configuration, the two successive $\frac{\pi}{2}$ pulses enable us to record optically induced Ramsey fringes that are the signature of the matter wave interferences between the two interferometer paths [24,25]. After the Raman pulses, the MOT beams are switched on at resonance and a photodiode monitors the fluorescence which is proportional to the number of atoms. During a few milliseconds, the microwave source is first turned off (absence of the repumping laser) to record the number N_2 of atoms in $F = 2$. Second, we switch on the microwave source (presence of the repumping sideband) and the photodiode detects the total number of atoms N . Plotting the ratio N_2/N with respect to the frequency of the Raman transitions sideband, we thus obtain Ramsey fringes, corresponding to the proportion of atoms having undergone coherent transfer between the two states $|F = 1, m_F = 0\rangle$ and $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (see Fig. 5).

¹ From Schäfer und Kirchhoff:
<http://www.sukhamburg.de/>

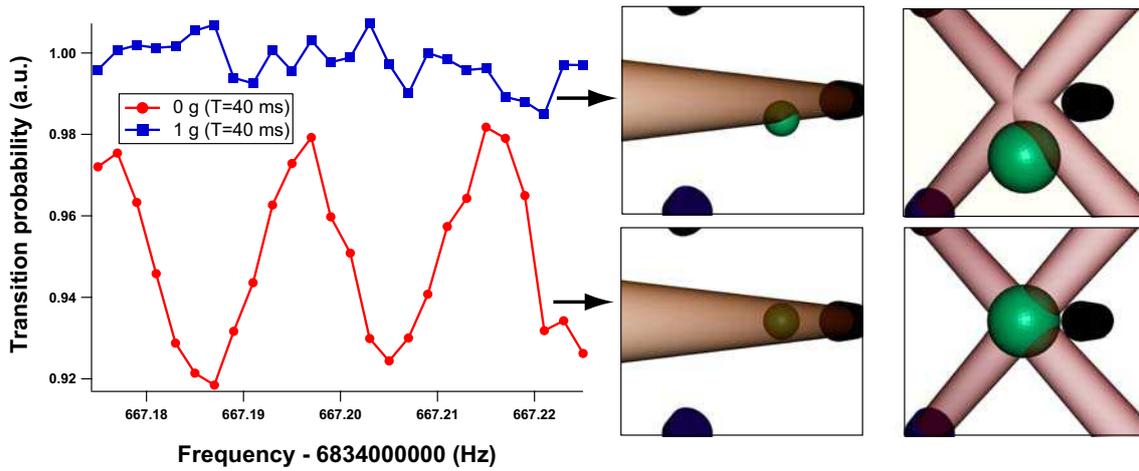


Fig. 5. (Color online) Comparison of fringes with or without gravity. In the presence of gravity (upper curve and pictures), the atoms, when released from the trap fall down, and eventually exit the Raman pulse region and the recapture volume. The atomic signal then drops and no fringes are visible. In the absence of gravity (lower curve and pictures), even for longer times, the atoms stay in the Raman pulse region and recapture area. The detection limit is eventually set by the temperature induced expansion of the atomic cloud.

The total duration of the sequence is about $T + 10$ ms from the end of the molasses phase until the detection. In the lab, i.e. in a 1-g environment, we can typically detect atoms until $T = 20$ ms. Above this limit, the free fall of the atoms is too important and the atoms exit both the area of the Raman beams and the detection volume, as shown in the schematics of Figure 5. However, T can be much longer during parabolas where the residual acceleration is of the order of 10^{-2} g. Figure 5 clearly illustrates the advantage of such a reduced gravity environment: with $T = 40$ ms, we have recorded fringes which could not be observed on ground; we could operate at a largest pulse time interval of $T = 75$ ms (see Fig. 6) which represents a fringe period of $1/T \sim 14$ Hz. We are prone to believe that the main limitation for longer values of T is due to the cloud temperature: the spatial extension of the cloud increases, and the Rabi frequency is then not the same for all the atoms, depending on the laser intensity at their position. It can explain the decrease of the fringes amplitude when T is longer. This effect is enhanced by the residual acceleration -4×10^{-2} g during about 100 ms leads to motion amplitudes of 2 mm which is enough to reduce the Raman beams efficiency. Atoms also exit the detection area, and this makes the signal-to-noise ratio drop.

The vibration noise in the plane does not enable us to use the Raman beams in a velocity selective configuration yet [26], and thus we could not render this interferometer sensitive to inertial effects. Consequently, the residual acceleration noise has been measured with accelerometers locally anchored to the experimental apparatus. This noise corresponds to large residual accelerations (~ 10 cm/s²) that will Doppler shift the resonance and thus hinder it. Different techniques can be used to reduce the influence of these spurious accelerations: active stabilization of the retroreflecting mirror [27], post-corrections or feed-forward from an accelerometer signal on the Raman phase [28], or combination of vibrations measurements

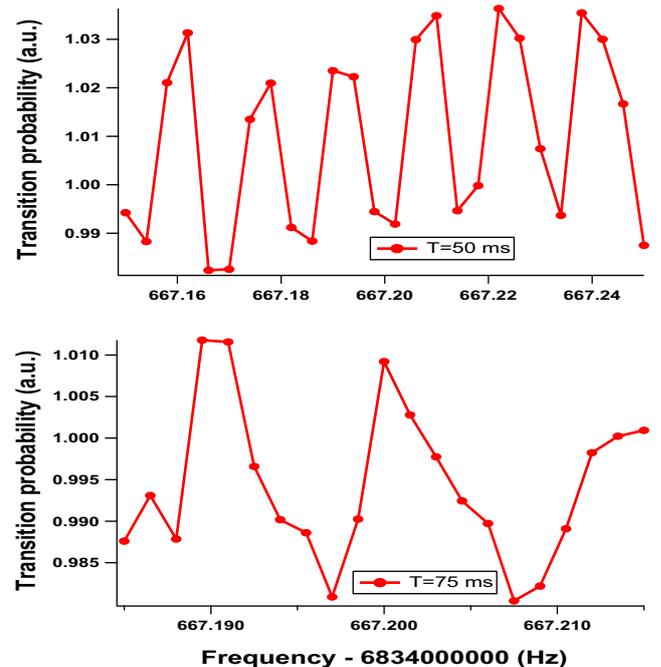


Fig. 6. (Color online) Optical Ramsey fringes obtained in micro gravity for $T = 50$ ms and $T = 75$ ms (corresponding to respectively 18 mm and 35 mm of free fall under gravity). The x -axis is the frequency of the Raman transition sideband delivered by the hyperfrequency source and the y -axis represents the non-normalized ratio N_2/N .

by a seismometer and the measured transition probabilities [29]. With the use of an appropriate vibration isolation, it will allow interrogation of the freely-falling atoms during several seconds, and reach high-precision not yet achieved with ground based atom inertial sensors. When implemented in space, with a residual noise lower than 10^{-6} g, the sensibility can reach that of the best spaced-based accelerometers [30].

To conclude, we have successfully tested a cold atom light pulse interferometer in aircraft parabolic flights. Our preliminary results show that laboratory experiments can be adapted for this new experimental platform and used to develop the future generation of air/spaceborn atom inertial sensors. Our experimental set-up offers an unprecedented platform for development of future fundamental physics instruments to test general relativity of gravitation. Unlike orbital platforms, development cycles on ground-based facilities (either in a plane or in a drop tower) can be short enough to offer rapid technological evolution for these future sensors. In the future, high-precision drag-free space-born applications will require further progress to achieve longer interrogation times using ultra-low velocity atoms. New-generation of degenerate atomic source design are currently under study for that purpose [14,16].

The I.C.E. collaboration is funded by the Centre National d'Études Spatiales, as are GS, and RG. This work is also supported by the European Space Agency under the "Space Atom Interferometry" program. Further support comes from the RTRA "triangle de la physique" and the European Union STREP consortium FINAQS. Laboratoire Charles Fabry, ONERA and SYRTE are all members of IFRAF².

References

1. B. Dubetsky, M.A. Kasevich, Phys. Rev. A **74**, 023615 (2006)
2. S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **98**, 111102 (2007)
3. S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan, M.A. Kasevich, Phys. Rev. D **78**, 042003 (2008)
4. W. Ertmer et al., Exp. Astron. **23**, 611 (2009)
5. P. Wolf et al., Exp. Astron. **23**, 651 (2009)
6. C.J. Bordé, Phys. Lett. A (1989)
7. P. Storey, C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. II France **4**, 1999 (1994)
8. C.J. Bordé, C.R. Acad. Sci. Sér. IV **2**, 509 (2001)
9. M. Kasevich, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991)
10. T.L. Gustavson, P. Bouyer, M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997)
11. A. Leanhardt, T. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. Pritchard, W. Ketterle, Science **301**, 1513 (2003)
12. Y. Le Coq, J. Retter, S. Richard, A. Aspect, P. Bouyer, Appl. Phys. B **84**, 627 (2006)
13. A. Clairon, C. Salomon, S. Guelatti, W. Phillips, Europhys. Lett. **16**, 165 (1991)
14. A. Vogel et al., Appl. Phys. B **84**, 663 (2006)
15. P. Laurent, P. Lemonde, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin, C. Salomon, Eur. Phys. J. D **3**, 201 (1998)
16. R.A. Nyman et al., Appl. Phys. B **84**, 673 (2006)
17. G. Varoquaux in *Proceedings of the XLIIInd Rencontres de Moriond, Gravitational Waves and Experimental Gravity*, edited by J. Dumarchez and J.T.T. Ván (2007), p. 335, [arXiv:physics/0705.2922](https://arxiv.org/abs/physics/0705.2922)
18. T. Könemann et al., Appl. Phys. B **89**, 431 (2007)
19. N. Yu, J.M. Kohel, J.R. Kellogg, L. Maleki, Appl. Phys. B **84**, 647 (2006)
20. P. Laurent et al., Appl. Phys. B **84**, 683 (2006)
21. A. Bruner, V. Mahal, I. Kiryuschev, A. Arie, M.A. Arbore, M.M. Fejer, Appl. Opt. **37**, 6410 (1998)
22. R.J. Thompson, M. Tu, D.C. Aveline, N. Lundblad, L. Maleki, Opt. Express **11**, 1709 (2003)
23. F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, A. Bresson, Appl. Phys. B **89**, 177 (2007)
24. C. Antoine, C.J. Bordé, J. Opt. B: Quantum. Semiclass. Opt. **5**, S199 (2003)
25. C.J. Bordé, Metrologia **39**, 435 (2002)
26. M. Kasevich, D.S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991)
27. J. Hensley, A. Peters, S. Chu, Rev. Sci. Instrum. **70**, 2735 (1999)
28. J.L. Gouët, T. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, Appl. Phys. B **92**, (2008)
29. S. Merlet, J.L. Gouët, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, P. Rouchon, Metrologia **46**, 87 (2009)
30. B. Christophe et al., Exp. Astron. **23**, 529 (2009)

² Institut Francilien de Recherche en Atomes Froids:
<http://213.251.135.217/ifraf/>

D.3 How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle

How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle

G Varoquaux^{1,3}, R A Nyman^{1,4}, R Geiger¹, P Cheinet¹,
A Landragin² and P Bouyer¹

¹ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Campus Polytechnique,
RD 128, 91127 Palaiseau, France

² LNE-SYRTE, UMR8630, UPMC, Observatoire de Paris, 61 avenue de
l'Observatoire, 75014 Paris, France

E-mail: philippe.bouyer@institutoptique.fr

New Journal of Physics **11** (2009) 113010 (14pp)

Received 19 August 2009

Published 5 November 2009

Online at <http://www.njp.org/>

doi:10.1088/1367-2630/11/11/113010

Abstract. We propose a scheme for testing the weak equivalence principle (universality of free-fall (UFF)) using an atom-interferometric measurement of the local differential acceleration between two atomic species with a large mass ratio as test masses. An apparatus in free fall can be used to track atomic free-fall trajectories over large distances. We show how the differential acceleration can be extracted from the interferometric signal using Bayesian statistical estimation, even in the case of a large mass and laser wavelength difference. We show that this statistical estimation method does not suffer from acceleration noise of the platform and does not require repeatable experimental conditions. We specialize our discussion to a dual potassium/rubidium interferometer and extend our protocol with other atomic mixtures. Finally, we discuss the performance of the UFF test developed for the free-fall (zero-gravity) airplane in the ICE project (<http://www.ice-space.fr>).

³ Present address: Laboratoire de Neuroimagerie Assistée par Ordinateur, CEA/SAC/DSV/I2BM/NeuroSpin, 91191 Gif-sur-Yvette, France.

⁴ Present address: Centre for Cold Matter, Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2BW, UK.

Contents

| | |
|---|-----------|
| 1. Introduction | 2 |
| 2. Testing the UFF | 3 |
| 3. Differential atom interferometer in free fall | 3 |
| 4. Extracting the differential phase using Bayesian analysis | 5 |
| 5. Higher order inertial effects | 7 |
| 6. Conclusion | 8 |
| Acknowledgments | 9 |
| Appendix A. Simple derivation of the single-atom interferometer spatial-displacement noise | 9 |
| Appendix B. Interferometric phase noise of the two-species accelerometer | 9 |
| Appendix C. Noise rejection ratio in the aircraft A300-0G experimental platform | 11 |
| References | 12 |

1. Introduction

The Einstein equivalence principle is fundamental to the standard model of particle physics and all metric theories of gravity [1, 2]. It can be broken down into three elementary principles: the local Lorentz invariance; the local position invariance (also known as universality of red shift) and the universality of free fall (UFF), stating that all freely falling point particles follow identical trajectories independent of their internal composition. The Lorentz invariance and the position invariance are local properties and can be tested to unmatched precision using atomic clocks [3]–[5] and ultra-stable cavities [6]. In contrast, the UFF can only be tested by tracking trajectories, ideally of freely falling test masses. Various extensions to the current theoretical-physics framework predict violations of the UFF [7]. It is thus important to look experimentally for such violations and push the limits of experimental tests of the UFF. Moreover, laboratory experiments are an important complement to astrophysical observations in testing fundamental physics, because of the possibility of controlling the environment and repeating the experiments in varying conditions.

In this paper, we show that using an atom interferometer with two different atomic species in free fall can lead to an accurate test of the UFF, even for different laser wavelength and mass (i.e. different scaling factors for the interferometers). We present a protocol that allows us to accurately extract the acceleration difference and show that this measurement is almost insensitive to strong vibrational noise or platform movement, which usually limit the atom interferometer accuracy, or platform movement. We show how the Bayesian statistical methods introduced in [9] for two identical atom interferometers can be extended to extract the acceleration difference between the two atomic species, taking advantage of phase-correlated measurements between both interferometers. For the sake of clarity, we focus on the simultaneous use of rubidium 87 and potassium 39 atoms in a light-pulse gravimeter [8]. Comparing the acceleration of these two different atomic species constitutes a meaningful test of the UFF, as they combine a large mass ratio (almost a factor of two), very different nuclear compositions (37 protons and 50 neutrons for ^{87}Rb and 20/19 for ^{39}K) and almost equal laser wavelength and thus interferometer scale factors. We show that, with reasonable experimental

parameters, a test could reach the accuracy of $\eta \sim 5 \times 10^{-11}$ in a one-day parabolic flight campaign in a zero-gravity (0-g) airplane, and, if extended to long-duration experiments, could compete with the best available apparatus. Our discussion can be generalized to other atomic species such as the mixture proposed in [10] or lighter atomic species.

2. Testing the UFF

A figure of merit often used to characterize a test of the UFF is the Eötvös ratio η , giving the fractional difference in acceleration between two test masses in free fall: $\eta = \Delta a/a$. Alternate quantum gravitation theories predict deviations from the UFF for $\eta \lesssim 10^{-13}$ [11]–[13]. Current experimental limits on violations of the UFF ($\eta < 10^{-13}$) are set by lunar laser-ranging measurements [14] and torsion-balance laboratory experiments [15]. Tests of the UFF by monitoring the acceleration difference between two objects freely falling simultaneously have shown $\eta < 10^{-10}$ [16]. While all these experiments test the validity of the UFF on macroscopic objects, in the quest for a quantum gravity theory, it is interesting to look for deviations on elementary, or microscopic, particles, where quantum mechanics is needed to describe their evolution [17, 18].

The accuracy and sensitivity of local-acceleration measurements using atom-interferometry nowadays rival state-of-the-art conventional accelerometers using macroscopic test masses [8, 19, 20]. With such sensors, the quantity measured directly relates to the acceleration of weakly interacting particles via experimentally well-controlled quantities, such as laser wavelengths [21]. In addition, the evolution of these particles in the gravitational field can be modeled within a covariant quantum field theory [22]. Recent results using atom-interferometric gravimetry to compare the acceleration between two isotopes [19, 23] have demonstrated the possibility of atom-interferometric tests of the UFF. Ongoing efforts to extend the size of inertial-sensing atom interferometers by increasing the interrogation time [10, 24, 25] open the door to high-accuracy atom accelerometers which will be very sensitive to smaller accelerations, thus pushing the limits of these tests. These long interrogation times, i.e. large free-fall heights, can be achieved when using a large experimental chamber to launch the atoms such as a 10 m-high fountain, as suggested in [10].

Compact apparatuses can also be used in reduced-gravity environments, such as drop towers [26, 27], orbital platforms [28] or atmospheric parabolic flight [25]. However, increasing the interrogation time also increases the sensitivity of the interferometer to acceleration noise [29] which can scale from $\sim 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ in drop towers to $\sim 10^{-2} \text{ m s}^{-2}$ in the 0-g Airbus [30] and on the International Space Station [31]. Atoms, isolated in a vacuum chamber, are truly in free fall in the Earth's local gravity field, as long as they do not hit the chamber walls, or experience field gradients (optical or static magnetic). However, their acceleration is recorded relative to an ill-defined experimental frame. This can compromise the increase in sensitivity. Measuring differential phase between similar interferometers using the same light has been shown to reject common-mode inertial noise up to large scaling factors [32]–[34]; however, in the case of a UFF measurement, the two interferometers compared do not share the same sensitivity to inertial effects and the common-mode rejection is not straightforward.

3. Differential atom interferometer in free fall

The acceleration-measurement process on each single species can be pictured as marking successive positions of freely falling atoms with a pair of Raman lasers, pulsed in time. The

resulting atomic phase shift ϕ is the difference between the relative phase of the Raman lasers at the atom's successive classical positions [19, 35]. When the Raman lasers are used in a retroreflected configuration, this phase simply relates to the distance between the atomic cloud and the reference retroreflecting mirror. In such a three-pulse interferometer, using atoms without initial velocity, the inertial phase shift varies with the acceleration a as

$$\phi = kaT^2, \quad (1)$$

where a is the acceleration of the atoms relative to the mirror, k is the effective wavevector of the Raman lasers and T is the time between successive pulses.

To test the UFF, we need to extract the difference in acceleration between the two species. However, in atom interferometers with internal-state labeling [21], the experimental signal is the population ratio n between the two output arms of a single interferometer $n \sim \cos(\phi + \Phi)$, with Φ related to the phase noise of the Raman lasers [24] and contributions due to vibrations and unwanted inertial effects on the retroreflecting mirror [36]. To extract an absolute value of the interferometric phase, accumulating data to scan a fringe is required. This accumulation of several experimental points can thus be hindered by the acceleration noise of the platform, as the acceleration measured may vary from one measurement to another. To have access to long integration, we thus want to extract as much information as possible about the phase difference with a minimum set of independent measurements.

We now focus on the potassium(K)–rubidium(Rb) atom interferometer described in [24]. The UFF experimental signal that we are interested in is the Eötvös ratio, $\eta = 2(a_K - a_{Rb})/(a_K + a_{Rb})$ with a_K and a_{Rb} the accelerations of potassium and rubidium. We thus want to extract the acceleration difference $\delta a = a_K - a_{Rb}$. This can be related directly to the difference of the inertial phase of each interferometer: using equation (1), $\delta\phi = \phi_K - \phi_{Rb} = k_K a_K T_K^2 - k_{Rb} a_{Rb} T_{Rb}^2$, where $k_K = (4\pi/767) \text{ nm}^{-1}$ and $k_{Rb} = (4\pi/780) \text{ nm}^{-1}$ are the effective wave vectors of the Raman transitions, and T_K and T_{Rb} are the interrogation times for the K and Rb interferometers, respectively. In order to directly read out δa , we need to adjust the respective interferometer interrogation times so that they have the same scale factor: $k_{Rb} T_{Rb}^2 = k_K T_K^2 = \mathcal{S}$, i.e. $T_{Rb}/T_K \sim 1.008$. In this case, we simply have

$$\delta\phi = \mathcal{S}\delta a. \quad (2)$$

As in [9], we make a statistical description of the measurement process in a two-species interferometer. Two quantities are measured:

$$\begin{cases} n_K = A + B \cos(\phi_K + \Phi_K), \\ n_{Rb} = C + D \cos(\phi_{Rb} + \Phi_{Rb}), \end{cases} \quad (3)$$

where the capital letters represent fluctuating quantities: A and C are the offsets of the population measurement, B and D are the fringe visibilities, and Φ_K and Φ_{Rb} are related to the phase and acceleration noises on the two interferometers. In the following, we neglect the laser-induced phase noise, due e.g. to finite laser linewidth [37] or microwave source jitter [24], since it can be reduced with appropriate phase-locking techniques [36].

The interferometric phase noise, because of vibrations or other uncontrolled inertial effects, appears as shifts of the local Raman phase for each interferometer. Following [38] and assuming a white acceleration noise of power spectral density (PSD) S_α^0 , the standard deviation of $\Phi_{K,Rb}$ can be written as

$$\sigma_{\phi_i} = k_i T_i^{3/2} \sqrt{\frac{2S_\alpha^0}{3}}, \quad i = K, Rb. \quad (4)$$

This phase noise can be expressed as a random spatial displacement $X(t)$ of deviation $\sigma_X = \sigma_\phi/k$ of the retroreflecting mirror. The effect of other common-mode, spatial, Raman-phase fluctuations such as optical aberrations [39] can also be included in this fluctuating variable X .

When calculating the differential response of the two-species atom interferometer, the relative phase noise between the two interferometers can be written as $\Delta\Phi = \Phi_K - \Phi_{\text{Rb}} = k_K \tilde{X}$, where the standard deviations of \tilde{X} and X are simply related by a Vernier-scale relation

$$\sigma_{\tilde{X}} = \sigma_X \frac{\delta k}{2k}, \quad (5)$$

with σ_X calculated for $T = T_K$ and $\delta k/2k = (k_K - k_{\text{Rb}})/2k_K \approx 8.5 \times 10^{-3}$. The derivation of this scale relation and its physical explanation are detailed in appendix B. We can now rewrite equation (3) as a simplified measurement model, highlighting differential effects:

$$\begin{cases} n_K = A + B \cos(\tilde{\Phi}_{\text{Rb}} + \delta\phi + k_K \tilde{X}), \\ n_{\text{Rb}} = C + D \cos \tilde{\Phi}_{\text{Rb}}. \end{cases} \quad (6)$$

The phase $\tilde{\Phi}_{\text{Rb}} = Sa_{\text{Rb}} + \Phi_{\text{Rb}}$ of the rubidium interferometer is taken as the reference. The phase offset in the potassium interferometer includes the UFF signature, $\delta\phi$ and the effect of vibrations of the retroreflecting mirror, $k_K \tilde{X}$.

4. Extracting the differential phase using Bayesian analysis

To extract the differential phase $\delta\phi$ from statistically independent data acquired during different measurement sequences, we use recursive Bayesian estimation [40, 41]. Although several solutions for signal processing in atom-interferometric inertial sensors have been studied [9, 42], Bayesian estimators make best use of a noise model for estimating information from experimental data [9] and they have been successfully used in quantum optics [41, 43] or in optical interferometers [44]. Moreover, Kalman filtering, a restricted version of the Bayesian estimation, plays a critical role for proper use of fiber-optic gyroscope data [45]. In the Bayesian framework, the parameters to be estimated are considered as random variables, whose probability distribution is deduced from the measurements by inverting the measurement model. Using Bayes' theorem, we calculate the probability distribution function $p(\delta\phi | (n_K, n_{\text{Rb}})_i)$ for the parameter $\delta\phi$ given the results of a coupled measurement on both interferometers $(n_K, n_{\text{Rb}})_i$, for each measurement i . The probability distribution $p(\delta\phi | (n_K, n_{\text{Rb}})_1, (n_K, n_{\text{Rb}})_2, \dots)$ for $\delta\phi$, given all measurements, is the product of all these conditional probabilities:

$$p(\delta\phi | (n_K, n_{\text{Rb}})_1, (n_K, n_{\text{Rb}})_2, \dots) = p(\delta\phi | (n_K, n_{\text{Rb}})_1) p(\delta\phi | (n_K, n_{\text{Rb}})_2) \dots \quad (7)$$

The nonlinearities of the measurement model introduced by the trigonometric functions in equation (6), with different periods k_{Rb} and k_K , make the analytical calculation of the conditional probability required for the Bayesian estimation tedious, and the resulting expression is computationally costly to evaluate. We calculate this probability distribution (i.e. the 'posterior') by using Monte Carlo sampling of the state space with the noise model (equation (6)). We use the probability law to estimate the reversed conditional probability (i.e. the 'prior') $p(n_K, n_{\text{Rb}} | \delta\phi)$. A kernel density estimator [40] can be used to reduce the number of sampling points required, though this may not increase overall numerical efficiency. The posterior, used for equation (7), is obtained from the prior using Bayes' theorem [46].

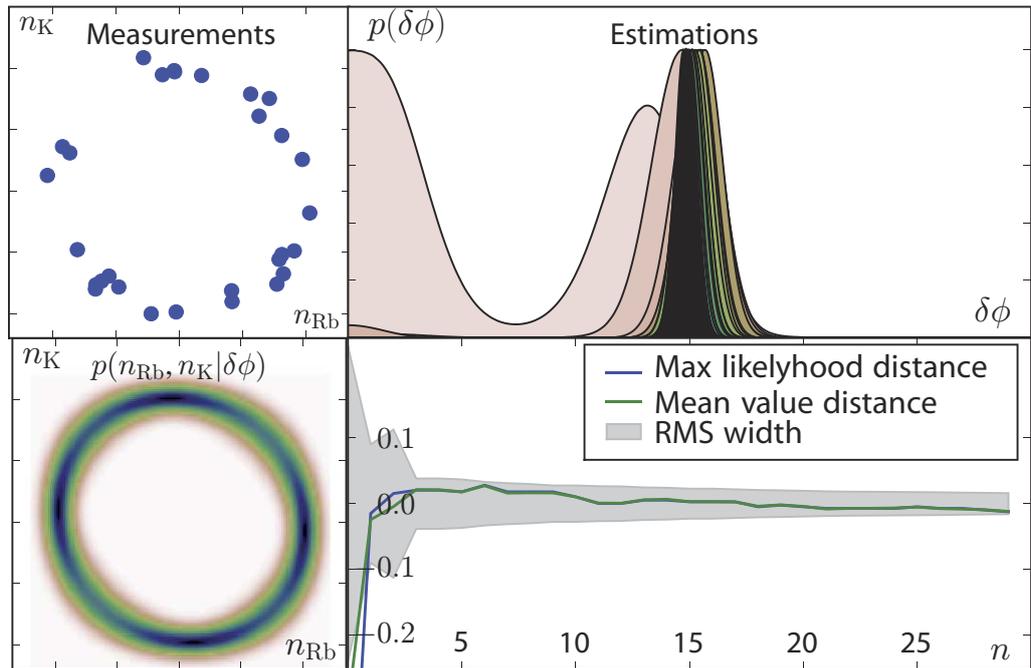


Figure 1. Simulation of the model of equation (6). The random variable $\tilde{\Phi}_{\text{Rb}}$ is generated from a uniform distribution taken in the interval $0, 2\pi$. We generate X from a normal distribution centered around 0 with $\sigma_X = 1.2 \mu\text{m}$. A, B, C and D are generated from a normal distribution with $\sigma = 0.05$. The mean values are 0 for A and C and 1 for B and D . For each simulation are displayed (going clockwise, starting bottom left): the measurement probability in the $(n_{\text{Rb}}, n_{\text{K}})$ plane for the value of the hidden parameter $\delta\phi$ chosen in the simulation, the different measurements actually drawn, the successive probability-distribution estimations for $\delta\phi$, and the distance between estimated values of $\delta\phi$ and the actual value.

We have run Monte Carlo simulations of the estimation process for different values of displacement noise amplitude σ_X with the measurement model described in equation (6), as pictured in figure 1. We use Gaussian noise of standard deviation $\sigma = 0.05$ for the various parameters. The common-mode phase $\tilde{\Phi}_{\text{Rb}}$ is taken to be uniformly random in the interval $[0, 2\pi]$. As seen in figure 2, the estimator converges to a precise value of the differential phase with fewer than 10 uncorrelated measurements for fluctuations of X up to a few micrometers, which corresponds to a drift of the one-species interferometric signal by several complete fringes. This surprising result comes from the Vernier-scale relation in equation (5) that reduces the differential measurement sensitivity to Raman-phase fluctuations.

One should note that if $\delta\phi \sim 0$, the measurements performed do not contain enough information for good estimation (we have checked that the Fisher information matrix [40] is zero for $\delta\phi = 0$). This can be easily understood since the data n_{K} and n_{Rb} are then distributed along a single line and we lose the sensitivity to phase/vibration noise [42]. It is thus necessary to introduce a controlled phase jump of $\pi/2$ in one of the two interferometers, e.g. on the phase of the Raman lasers. This choice of interferometric phase shift corresponds to working on the

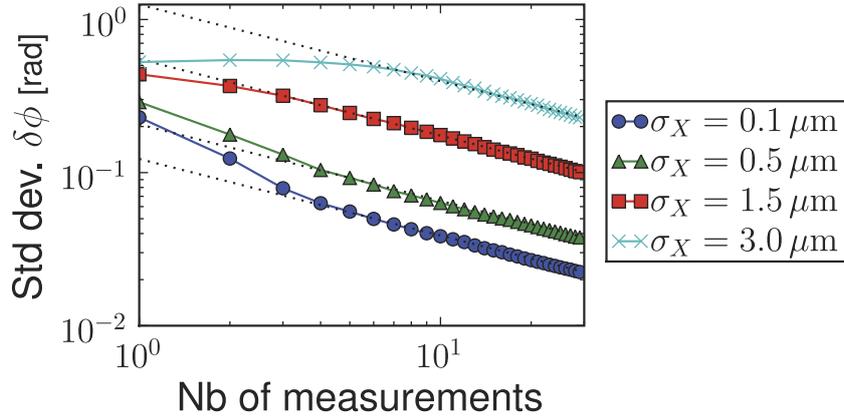


Figure 2. Standard deviation of the Bayesian estimation of the differential phase $\delta\phi$ between K and Rb interferometers. The standard deviations of the estimation of the differential phase decrease at different rates with repeated measurements for different mirror-displacement amplitudes (dotted lines). The convergence of the points towards the dotted lines shows how correlated noise is handled by the algorithm.

side of a fringe in a standard interferometer: the two parameters are maximally independent, distributed on a large-ellipticity curve rather than a flat line (see figure 1), giving optimal measurement sensitivity.

We have performed other simulations for different choices of noise distribution for X , which can be related to acceleration-noise PSD using the interferometer sensitivity function as described in appendix B. We find that the convergence rate is not dependent on the nature of the bell-shaped noise distribution, nor on its behavior in its wings, but only on the RMS amplitude of the fluctuations. In addition, we have performed simulations for different dual-interferometer configurations in which the distance between the effective Raman transition wave vectors is reduced, thus reducing the Vernier-scale effect. Specifically, we have investigated using the potassium D1 transition (at 770 nm) with rubidium, or the two isotopes of rubidium, with transitions separated only by 3 GHz \sim 0.03 nm (see table 1). We find that for small variations of X , ($\sigma_X < 0.5 \mu\text{m}$ typ.), the phase estimation is not limited by the Vernier-scale effect as the convergence speed is similar for all three intereferometer configurations.

5. Higher order inertial effects

We now consider the contribution of additional inertial effects on the differential measurement strategy. Equation (1) gives only dependence of the phase shift to an acceleration, and does not include rotation, gravity gradients and higher order effects. The effect of rotation can, in principle, be rejected by a feed forward on the phase of the lasers [47] and an accurate control of the atom cloud velocity after release. We are then left with the major second-order contribution to the phase shifts, the effect of the gravity gradients. Since the atomic trajectories in the two interferometers explore slightly different altitudes, gravity gradients will add a contribution to the inertial phase shift [48, 49]:

$$\phi_\gamma \sim k\gamma T^2 \left(\frac{7}{12} T^2 a - \left(v - \frac{v_r}{2} \right) T \right), \quad (8)$$

Table 1. Standard deviation on the phase estimate, in radians, after 30 measurements, for different mirror-displacement amplitudes σ_X , and for different pairs of Raman transitions. The species and transition lines considered here are: the potassium D2 line at 767 nm, the potassium D1 line at 770 nm, and the rubidium 85 and 87 D2 lines at 780 nm, with a distance of 3 GHz \sim 0.03 nm between the two isotopes.

| | K-D2/Rb | K-D1/Rb | $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ |
|---------------------------------|---------|---------|---------------------------------|
| $\sigma_X \sim 0.1 \mu\text{m}$ | 0.022 | 0.022 | 0.021 |
| $\sigma_X \sim 0.5 \mu\text{m}$ | 0.037 | 0.033 | 0.021 |
| $\sigma_X \sim 1.5 \mu\text{m}$ | 0.101 | 0.075 | 0.021 |
| $\sigma_X \sim 3.0 \mu\text{m}$ | 0.229 | 0.166 | 0.022 |

where v is the relative velocity between the center of mass of the atom cloud and the reference mirror. $v_r = \hbar k/m$ is the recoil velocity and γ the gravity gradient. If the scale factors \mathcal{S} of both interferometers are kept constant, the numerical value of the total differential phase shift (equation (2)) then becomes $\delta\phi_{\text{tot}} = \delta\phi + \delta\phi_\gamma$ with $\delta\phi_\gamma$ the residual gradient-induced phase shift. In general, the contribution to $\delta\phi_\gamma$ of first term in equation (8) is negligible and v can be chosen to compensate for the recoil velocity $\hbar k/m$.

6. Conclusion

We finally turn to the specific case of the experiment in the 0-g airplane described in [25]. We can use the results from our simulation to give an order of magnitude of the precision achievable by a campaign of measurements in 0-g flights. For a residual displacement from free fall X such as $\sigma_X \sim 1 \mu\text{m}$ (achieved with proper decoupling from the low-frequency vibrations), after 30 data points, the standard deviation on $\delta\phi$ is $\sim 3 \times 10^{-2}$ rad. Thus, for an interrogation time of $T = 2$ s, the differential-acceleration resolution is $\sim 5 \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$, and the η parameter characterizing a test of the UFF can be measured to a precision of $\eta \sim 5 \times 10^{-11}$. For the experimental conditions encountered in a 0-g plane, an initial velocity $v \leq 1 \text{ cm s}^{-1}$ and $T = 2$ s, the effect of gravity gradients is negligible.

In conclusion, we have shown that the Bayesian estimation can be efficient to perform a differential measurement between two inertial sensors using atoms of different mass and interrogation wavelength. Even for large vibrational noise, and large interrogation times, the Bayesian estimator converges rapidly. The measurement of the differential phase shift, i.e. the acceleration difference can thus be measured to a high precision. This opens new perspectives for the development of high precision test of fundamental physics such as tests of the equivalence principle. For example, we predict a precision of $\eta \sim 5 \times 10^{-11}$ when using only 30 experimental data points with a free-fall time of 4 s in the Zero-G Airbus, such as for the ICE experiment [24, 25]. In the future, free fall and integration times may be increased by deploying atom-interferometric inertial sensors on dedicated orbital platforms for next-generation tests of the UFF, at the price of an increased sensitivity to vibrational noise. The use of fast-convergence estimators will help rejecting this acceleration noise and thus relax the requirement on drag-free vibration isolation performance. A rough estimate indicates that for 20 s of interrogation time

and an integration over one year [50], a target accuracy of $\eta \sim 8 \times 10^{-15}$, close to that of the project μ SCOPE [51], is reachable with no specific drag-free platform.

Acknowledgments

The authors thank Jonas Kahn and Peter Wolf for enlightening discussions. The ICE collaboration is funded by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), IFRAF and RTRA 'Triangle de la Physique'. Further support comes from the European Union STREP consortium FINAQS and the European Space Agency MAP program A0-2004-064/082.

Appendix A. Simple derivation of the single-atom interferometer spatial-displacement noise

It can be shown [20, 52] that the major contribution to the interferometric phase shift is due to the interaction with the Raman beams. Whenever the state of the atom changes during such an interaction, it acquires an additional phase $\phi_i(\xi_i, t_i) = k \xi_i - \omega t_i$. The sign of the phase depends on the initial state of the atom. The position of the atom ξ_i with respect to the retroreflecting mirror, taken at the time t_i of the pulses $i = \{1, 2, 3\}$, can be written $\xi_i = \xi(t_i) = x(t_i) + \mathcal{X}(t_i)$, where $x(t)$ is the absolute position of the atom and $\mathcal{X}(t_i)$ is a random mirror position related to the vibration noise. Taking $\xi_2 = t_2 = 0$, $t_3 = -t_1 = T$ and tracing all the state changes leads to a phase difference

$$\phi = k [x(-T) + x(T)] + k [\mathcal{X}(-T) + \mathcal{X}(T)]. \quad (\text{A.1})$$

Without gravitational field, the trajectories are straight lines and the inherent symmetry of the situation leads to $\phi = k [\mathcal{X}(-T) + \mathcal{X}(T)]$. Here, the interferometric phase shift is only related to the vibrational noise and can be written $\phi = \Phi = k X(T)$, where $X(T)$ is a random variable representing the amplitude of the vibrational noise phase shift Φ for an interrogation time T , as calculated in appendix B.

The introduction of a gravitational field breaks the symmetry. The atom now falls three times as far during transit in the second half of the interferometer as in the first half and we find an additional contribution to the phase shift $\phi = k a T^2$ proportional to the gravitational acceleration, so that the interferometric signal becomes:

$$n = A + B \cos(\phi + \Phi). \quad (\text{A.2})$$

Appendix B. Interferometric phase noise of the two-species accelerometer

In this section, we derive the Vernier-scale relation in equation (5) between the interferometric phase noise standard deviations of the two-species (K-Rb) and one-species (Rb) accelerometers. Following [29, 38], the interferometric phase noise can be written as

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t) \frac{d(k\mathcal{X}(t))}{dt} dt, \quad (\text{B.1})$$

where $h(t)$ is the sensitivity function of the interferometer (see [29] for its definition) and $\mathcal{X}(t)$ represents the retroreflecting mirror position at time t so that $d^2\mathcal{X}(t)/dt^2 = \alpha(t)$ with $\alpha(t)$ the

acceleration noise of the experimental platform. Integrating by parts equation (B.1) leads to

$$\Phi = \left[f(t) \frac{d(k \mathcal{X}(t))}{dt} \right]_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\infty}^{+\infty} kf(t)\alpha(t) dt, \quad (\text{B.2})$$

with $kf(t) = \int_0^t k h(u) du$. Neglecting the duration of the Raman light pulses ($\tau \sim 20 \mu\text{s}$ typically) with respect to the interrogation time ($T \sim 2 \text{ s}$), the function $h(t)$ is an odd and piecewise constant function and the function $f(t)$ is an even and piecewise linear function; moreover, $h(t)$ and $f(t)$ are equal to zero out of the window $[-T, T]$. Thus, the first term in the above equation vanishes and the variance of the interferometric phase noise can be written as

$$\sigma_\Phi^2 = \langle \Phi^2 \rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} dt_1 dt_2 kf(t_1)kf(t_2) \langle \alpha(t_1)\alpha(t_2) \rangle. \quad (\text{B.3})$$

Assuming a white acceleration noise, i.e. $\langle \alpha(t_1)\alpha(t_2) \rangle = S_\alpha^0 \delta(t_1 - t_2)$ results in a major simplification of equation (B.3), and a straightforward single integration of $f(t)^2$ finally leads to:

$$\sigma_\Phi^2 = (\sigma_X/k)^2 = 2k^2 T^3 S_\alpha^0/3. \quad (\text{B.4})$$

In the case of a differential acceleration measurement, the two interferometers have different sensitivities $h_K(t)$ and $h_{\text{Rb}}(t)$ (because $T_K \neq T_{\text{Rb}}$). Additionally, the impact of the acceleration noise is slightly different on the K-interferometer ($\propto k_K \mathcal{X}(t)$) and on the Rb-interferometer ($\propto k_{\text{Rb}} \mathcal{X}(t)$). The relative interferometric phase noise $\Delta\Phi = \Phi_K - \Phi_{\text{Rb}}$ can be easily calculated by replacing $kf(t)$ by $k_K f_K(t) - k_{\text{Rb}} f_{\text{Rb}}(t)$ in equation (B.3). We find to leading order in $\delta k/k \approx 0.017$:

$$\sigma_{\Delta\Phi}^2 = \frac{2k^2 T^3 S_\alpha^0}{3} \left(\frac{\delta k}{2k} \right)^2 + \mathcal{O} \left(\frac{\delta k}{k} \right)^3. \quad (\text{B.5})$$

Combining equations (B.5) and (B.4), we can estimate the vibration noise rejection ratio between the one-species and the two-species interferometer:

$$\frac{\sigma_{\tilde{X}}}{\sigma_X} = \frac{k_K \sigma_{\Delta\Phi}}{k_K \sigma_\Phi} \approx \frac{\delta k}{2k} \approx 0.00852. \quad (\text{B.6})$$

It is also interesting to visualize this noise rejection of the two-species interferometer in the frequency domain since one often has access to the acceleration noise spectrum of the experimental platform. In this formalism, the interferometer sensitivity functions $H_K(\omega)$ and $H_{\text{Rb}}(\omega)$ result from the Fourier transforms of $h_K(t)$ and $h_{\text{Rb}}(t)$. The variance of the relative interferometric phase noise can be written as

$$\sigma_{\Delta\Phi}^2 = \int_0^{+\infty} |H(\omega)|^2 \frac{S_\alpha(\omega)}{\omega^4} \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (\text{B.7})$$

with $S_\alpha(\omega)$ the acceleration noise PSD and $H(\omega) = H_K(\omega) - H_{\text{Rb}}(\omega)$ the transfer function of the differential interferometer. In figure B.1, we have plotted $|H(\omega)|^2/\omega^4$ and the transfer function $|H_{\text{Rb}}(\omega)|^2/\omega^4$ of a one-species (Rb) interferometer, for perfect $\pi/2$ pulses, an effective Rabi frequency $\Omega = 2\pi \times 50 \text{ kHz}$ of the Raman transitions and $T = 2 \text{ s}$. This figure shows that the relative phase noise $\Delta\Phi$ is considerably reduced with respect to the phase noise of a single interferometer in the low frequency domain. This feature is all the more interesting that the amplitude of the acceleration noise of the platform (such as the 0-g airbus) is usually the highest at low frequencies.

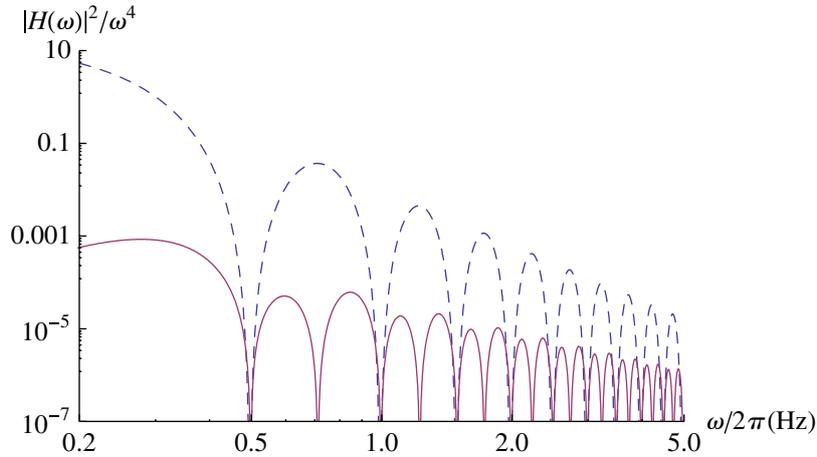


Figure B.1. Comparison of the transfer functions of the two-species (K-Rb) and one-species (Rb, dashed line) accelerometers in the low-frequency range for $T = 2$ s.

Appendix C. Noise rejection ratio in the aircraft A300-0G experimental platform

In this appendix, we evaluate the noise rejection of the two-species accelerometer in the experimental platform where the ICE experiment is performed, namely the A300-0G aircraft carrying out parabolic flights. We take into account the measured acceleration noise spectrum $S_\alpha(\omega)$ in the plane during the quiet part of the parabola, in the direction of the Raman beams propagation. With the notations introduced in appendix B, the noise rejection ratio is now given by

$$\frac{\sigma_{\tilde{X}}}{\sigma_X} = \frac{\sigma_{\Delta\Phi}}{\sigma_\Phi} = \left[\frac{\int_0^{+\infty} d\omega |H(\omega)|^2 S_\alpha(\omega)/\omega^4}{\int_0^{+\infty} d\omega |H_K(\omega)|^2 S_\alpha(\omega)/\omega^4} \right]^{1/2}, \quad (\text{C.1})$$

with $H(\omega)$ the transfer function of the differential accelerometer ($H_K(\omega)$ for the K-accelerometer).

In figure C.1, we have plotted the evolution of the rejection ratio with the total interrogation time of the interferometer. We obtained these data by numerical integrations in equation (C.1), performed on the one hand for the real acceleration noise in the plane, and on the other hand for a white noise ($S_\alpha(\omega) = S_\alpha^0$). In the case of a white acceleration noise, we find that the noise rejection ratio is independent of the interrogation time and is equal to the vernier factor $\delta k/2k \approx 0.0085$, as was derived in appendix B. This rejection ratio can be seen as the weighted average rejection on a limited bandwidth around $1/T$ which contributes the most to the interferometric phase noise. When T is increased, this bandwidth shifts to lower frequencies together with the rejection efficiency. On a white noise, this leads to a constant rejection ratio. On a structured noise such as the real noise spectrum measured in the plane (figure C.1), this is no longer true. For $T_K = 100$ ms, the relevant bandwidth is around 10 Hz where the spectrum is relatively flat and we find a rejection similar to the white spectrum case. For larger values of T_K , the noise spectrum gives more weight to the low frequencies for which rejection is more efficient. The rejection ratio is then improved up to a factor 3 as one can see in figure C.1.

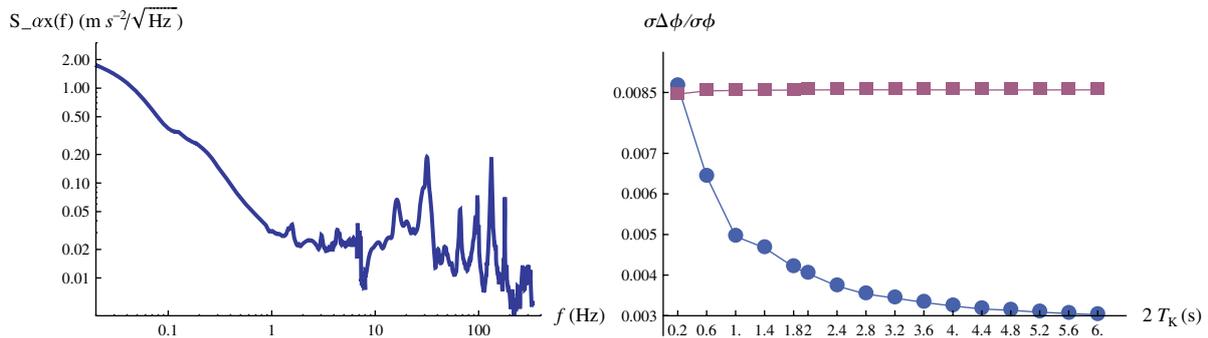


Figure C.1. Left: measured acceleration noise spectrum of the A300-0G aircraft in the direction of the Raman beams. Right: noise rejection ratio between the one-species and the differential accelerometers for various interrogation times T_K (various scale factors). The squares correspond to a white acceleration noise whereas the dots account for the real noise spectrum in the plane.

In other words, both accelerometers (one species and two species) operate where the noise is stronger for longer T , but the two-species accelerometer phase noise will increase less than the one-species one.

References

- [1] Will C M 2006 The confrontation between general relativity and experiment *Living Rev. Relativ.* vol 9 ch 2 (<http://relativity.livingreviews.org/Articles/Irr-2006-3/>)
- [2] Lämmerzahl C 2006 The search for quantum gravity effects I *Appl. Phys. B* **84** 551–62
- [3] Wolf P *et al* 2006 Cold atom clock test of Lorentz invariance in the matter sector *Phys. Rev. Lett.* **96** 060801
- [4] Ashby N *et al* 2007 Testing local position invariance with four cesium-fountain primary frequency standards and four NIST hydrogen masers *Phys. Rev. Lett.* **98** 070802
- [5] Blatt S *et al* 2008 New limits on coupling of fundamental constants to gravity using ^{87}Sr optical lattice clocks *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801
- [6] Müller H *et al* 2007 Tests of relativity by complementary rotating Michelson-Morley experiments *Phys. Rev. Lett.* **99** 050401
- [7] Damour T 1996 Testing the equivalence principle: why and how? *Class. Quantum Grav.* **13** A33–41
- [8] Kasevich M and Chu S 1991 Atomic interferometry using stimulated Raman transitions *Phys. Rev. Lett.* **67** 181–4
- [9] Stockton J K, Wu X and Kasevich M A 2007 Bayesian estimation of differential interferometer phase *Phys. Rev. A* **76** 033613
- [10] Dimopoulos S *et al* 2007 Testing general relativity with atom interferometry *Phys. Rev. Lett.* **98** 111102
- [11] Damour T, Piazza F and Veneziano G 2002 Violations of the equivalence principle in a dilaton-runaway scenario *Phys. Rev. D* **66** 046007
- [12] Sandvik H B, Barrow J D and Magueijo J 2002 A simple cosmology with a varying fine structure constant *Phys. Rev. Lett.* **88** 031302
- [13] Wetterich C 2003 Probing quintessence with time variation of couplings *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **10** 2
- [14] Williams J G, Turyshev S G and Boggs D H 2004 Progress in lunar laser ranging tests of relativistic gravity *Phys. Rev. Lett.* **93** 261101
- [15] Schlamminger S *et al* 2008 Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance *Phys. Rev. Lett.* **100** 041101

- [16] Kuroda K and Mio N 1989 Test of a composition-dependent force by a free fall interferometer *Phys. Rev. Lett.* **62** 1941–4
- [17] Audretsch J, Hehl F W and Lämmerzahl C 1992 Matter wave interferometry and why quantum objects are fundamental for establishing a gravitational theory *Relativistic Gravity Research (Lecture Notes in Physics vol 410)* ed J Ehlers and G Schäfer (Berlin: Springer) p 368
- [18] Adunas G Z, Rodriguez-Milla E and Ahluwalia D V 2001 Probing quantum violations of the equivalence principle *Gen. Rel. Grav.* **33** 183–94
- [19] Peters A, Yeow Chung K and Chu S 1999 Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms *Nature* **400** 849
- [20] Peters A, Chung K Y and Chu S 2001 High-precision gravity measurements using atom interferometry *Metrologia* **38** 25–61
- [21] Bordé C J 1989 Atomic interferometry with internal state labeling *Phys. Lett. A* **140** 10–12
- [22] Borde C J, Houard J-C and Karasiewicz A 2001 Relativistic phase shifts for Dirac particles interacting with weak gravitational fields in matter-wave interferometers *Gyros, Clocks, Interferometers . . . : Testing Relativistic Gravity in Space (Lecture Notes in Physics vol 562)* ed C Lämmerzahl, C W F Everitt and F W Hehl (Berlin: Springer) p 403
- [23] Fray S *et al* 2004 Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle *Phys. Rev. Lett.* **93** 240404
- [24] Nyman R A *et al* 2006 I.C.E.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity *Appl. Phys. B* **84** 673–81
- [25] Stern G *et al* 2009 Light-pulse atom interferometry in microgravity *Euro. Phys. J. D* **53** 353–7
- [26] Vogel A *et al* 2006 Bose–Einstein condensates in microgravity *Appl. Phys. B* **84** 663–71
- [27] Könemann T *et al* 2007 A freely falling magneto-optical trap drop tower experiment *Appl. Phys. B* **89** 431–8
- [28] Cacciapuoti L *et al* 2007 Atomic clock ensemble in space: scientific objectives and mission status *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 303–6
- [29] Cheinet P *et al* 2008 Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57** 1141–8
- [30] Varoquaux G *et al* 2007 I.C.E.: an Ultra-Cold Atom Source for Long-Baseline Interferometric Inertial Sensors in Reduced Gravity ed J Dumarchez and J T T Vãn *Proc. XLIIInd Rencontres de Moriond, Gravitational Waves and Experimental Gravity* p 335
- [31] Penley N J, Schafer C P and Bartoe J-D F 2002 The International Space Station as a microgravity research platform *Acta Astronaut.* **50** 691–6
- [32] Snadden M J *et al* 1998 Measurement of the Earth's gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer *Phys. Rev. Lett.* **81** 971–4
- [33] Bertoldi A *et al* 2006 Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant *Eur. Phys. J. D* **40** 271–9
- [34] Chiow S-w *et al* 2009 Noise-immune conjugate Large Area Interferometers *Phys. Rev. Lett.* **103** 050402
- [35] Bordé C J 2001 Theoretical tools for atom optics and interferometry *C. R. Acad. Sci. II* **4** 509–30
- [36] Le Gouët J *et al* 2008 Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter *Appl. Phys. B* **92** 133–44
- [37] Le Gouët J *et al* 2007 Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferometers *Eur. Phys. J. D* **44** 419–25
- [38] Cheinet P 2006 Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids *PhD Thesis* SYRTE, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI
- [39] Fils J *et al* 2005 Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope *Eur. Phys. J. D* **36** 257–60
- [40] Wasserman L 2004 *All of Statistics* (Berlin: Springer)
- [41] Zawisky M *et al* 1998 Phase estimation in interferometry *J. Phys. A: Math. Gen.* **31** 551–64
- [42] Foster G T *et al* 2002 Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting *Opt. Lett.* **27** 951–3

- [43] Guerlin C *et al* 2007 Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting *Nature* **448** 889–93
- [44] Dupuis R J and Woan G 2005 Bayesian estimation of pulsar parameters from gravitational wave data *Phys. Rev. D* **72** 102002
- [45] Gaiffe T 2002 From R&D brassboards to navigation grade fog-based instruments: the experience of photonetics/ixsea *Opt. Fiber Sensors Conf. Tech. Dig. OFS 15th* **1** 1–4
- [46] Bayes T 1763 An essay towards solving a problem in the doctrine of chances *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **53** 370418
- [47] Yver-Leduc F *et al* 2003 Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5** 136
- [48] Wolf P and Tournenc P 1999 Gravimetry using atom interferometers: some systematic effects *Phys. Lett. A* **251** 241–6
- [49] Bordé Ch J 2002 Atomic clocks and inertial sensors *Metrologia* **39** 435–63
- [50] Ertmer W *et al* 2009 Matter wave explorer of gravity (MWXG) *Exp. Astron.* **23** 611–49
- [51] Touboul P *et al* 2001 Microscope, testing the equivalence principle in space *C. R. Acad. Sci. Paris* **IV** 1271–86
- [52] Storey P and Cohen-Tannoudji C 1994 The Feynman path integral approach to atomic interferometry: a tutorial *J. Phys. II* **4** 1999–2027

D.4 Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry

ARTICLE

Received 15 Apr 2011 | Accepted 15 Aug 2011 | Published 20 Sep 2011

DOI: 10.1038/ncomms1479

Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry

R. Geiger^{1,2}, V. Ménotet¹, G. Stern^{1,2,3}, N. Zahzam⁴, P. Cheinet¹, B. Battelier^{1,3}, A. Villing¹, F. Moron¹, M. Lours³, Y. Bidel⁴, A. Bresson⁴, A. Landragin³ & P. Bouyer^{1,5}

Inertial sensors relying on atom interferometry offer a breakthrough advance in a variety of applications, such as inertial navigation, gravimetry or ground- and space-based tests of fundamental physics. These instruments require a quiet environment to reach their performance and using them outside the laboratory remains a challenge. Here we report the first operation of an airborne matter-wave accelerometer set up aboard a $0g$ plane and operating during the standard gravity ($1g$) and microgravity ($0g$) phases of the flight. At $1g$, the sensor can detect inertial effects more than 300 times weaker than the typical acceleration fluctuations of the aircraft. We describe the improvement of the interferometer sensitivity in $0g$, which reaches $2 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2} \sqrt{\text{Hz}}$ with our current setup. We finally discuss the extension of our method to airborne and spaceborne tests of the Universality of free fall with matter waves.

¹ Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris Sud 11, 2, Avenue, Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France. ² CNES, 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, France. ³ LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS and UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France. ⁴ ONERA, DMPH, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France. ⁵ Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences, Université Bordeaux 1, IOGS and CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France. Correspondence and requests for materials should be addressed to P.B. (email: philippe.bouyer@institutoptique.fr).

Matter-wave inertial sensing relies on the capability of controlling the wave nature of matter to build an interferometer and accurately measure a phase difference^{1,2}. As the particle associated to the matter wave senses inertial or gravitational effects, the interferometer represents an accurate inertial probe. In particular, atom interferometers (AIs) have benefited from the outstanding developments of laser-cooling techniques and reached accuracies comparable to those of inertial sensors based on optical interferometry. Because of their long-term stability, AIs offer a breakthrough advance in accelerometry, gyroscopy and gravimetry, for applications to inertial guidance³, geoid determinations⁴, geophysics⁵ and metrology⁶.

In addition, AIs are excellent candidates for laboratory-based tests of general relativity that could compete with the current tests that consider astronomical or macroscopic bodies⁷. For example, AIs may provide new answers to the question of whether the free-fall acceleration of a particle is universal, that is, independent of its internal composition and quantum properties. Although this principle—known as the Universality of free fall (UFF)—has been tested experimentally^{8,9} to a few parts in 10^{13} , various extensions to the current theoretical physics framework predict its violation (for a review of these theories, see ref. 10). It is thus important to test experimentally these theoretical models with different types of particles. AIs also open perspectives for further tests of general relativity such as the detection of gravitational waves¹¹. All these fundamental tests may benefit from the long interrogation times accessible on microgravity platforms^{7,12,13}, or in space¹⁴.

Because of its high sensitivity, running an AI has required, until now, low-vibration and high-thermal stability environments that can only be found in dedicated ground or underground platforms. We report here the first operation of a matter-wave inertial sensor in an aircraft, both at 1g and in microgravity (0g). Our matter-wave interferometer uses ⁸⁷Rb atoms and operates aboard the Novespace A300–0g aircraft taking off from Bordeaux airport, France (<http://www.novespace.fr/>). This plane carries out parabolic flights during which 22 s ballistic trajectories (0g) are followed by 2 min of standard gravity flight (1g). The AI measures the local acceleration of the aircraft with respect to the inertial frame attached to the interrogated atoms that are in free fall. In the first part of this communication, we describe the inertial measurements performed by our instrument and show how the matter-wave sensor achieves a resolution level more than 300 times below the plane-acceleration level. We present the general method that is used to operate the AI over a wide acceleration range and to reach such a resolution.

In the second part, we demonstrate the first operation of a matter-wave inertial sensor in 0g. Microgravity offers unique experimental conditions to carry out tests of fundamental physics. However, these experiments are conducted on platforms such as planes, sounding rockets or satellites, which are not perfectly free-falling, so that the residual craft vibrations might strongly limit the sensitivity of the tests. Overcoming this problem generally requires the simultaneous operation of two sensors to benefit from a common mode vibration noise rejection. For example, conducting a matter-wave UFF test implies the simultaneous interrogation of two different atomic species by two AIs measuring their acceleration difference¹⁵. In the present work, we investigate the 0g operation of our one-species AI in a differential configuration to illustrate a vibration noise rejection. Our achievements (0g operation and noise rejection) constitute major steps towards a 0g-plane-based test of the UFF with matter waves at the 10^{-11} level, and towards a space-based test¹⁶ below 10^{-15} . Such an experiment in space has been selected for the next medium-class mission in ESA's Cosmic Vision 2020–22 in the frame of the STE-QUEST project¹⁷ (the report describing the STE-QUEST project is available in ref. 18).

This paper presents the first airborne and microgravity operation of a matter-wave inertial sensor. We introduce a new and

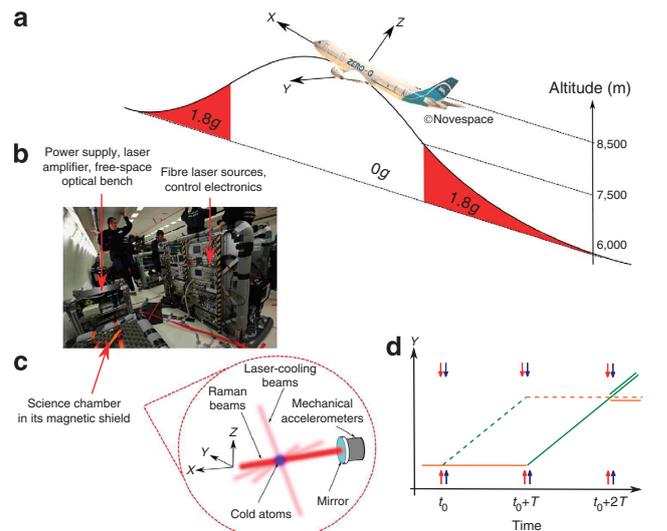


Figure 1 | Description of the experiment in the plane. (a) The parabolic manoeuvre consists of a 20 s pull-up hypergravity (1.8g) phase, the 22 s ballistic trajectory (0g) and a 20 s pull-down 1.8g phase. This manoeuvre is alternated with standard gravity (1g) phases of about 2 min and carried out 31 times by the pilots during the flight. **(b)** Picture of the experiment in the plane during a 0-g phase. **(c)** Zoom in the science chamber where the atoms are laser cooled and then interrogated by the Raman laser beams (red) that are collinear to the Y axis and retroreflected by a mirror (blue). **(d)** Space-time diagram of the AI consisting of three successive light pulses that split, reflect and recombine the two matter waves represented by the dashed and the solid lines. The blue and red arrows represent the two Raman laser beams.

original method that allows to use the full resolution of an atom interferometer in the presence of high levels of vibration. We also show how high-precision tests of the weak equivalence principle may be conducted with differential atom interferometry.

Results

Description of the airborne atom interferometer. Our experiment relies on the coherent manipulation of atomic quantum states using light pulses^{19,20}. We use telecom-based laser sources that provide high-frequency stability and power in a compact and integrated setup²¹. Starting from a ⁸⁷Rb vapour, we load in 400 ms a cloud of about 3×10^7 atoms laser cooled down to 10 μ K, and select the atoms in a magnetic field insensitive ($m_F=0$) Zeeman sublevel. We then apply a velocity selective Raman light pulse²² carrying two counterpropagating laser fields so as to keep 10^6 atoms that enter the AI with a longitudinal velocity distribution corresponding to a temperature of 300 nK. The Raman laser beams are aligned along the plane wings direction (Y axis, Fig. 1) and are retroreflected by a mirror attached to the aircraft structure and following its motion. The AI consists of a sequence of three successive Raman light pulses to split, redirect and recombine the atomic wavepackets (Fig. 1d). The acceleration measurement process can be pictured as marking successive positions of the free-falling atoms with the pair of Raman lasers, and the resulting atomic phase shift Φ is the difference between the phase of the two Raman lasers at the atom's successive classical positions, with respect to the retroreflecting mirror²³. As the Raman beam phase simply relates to the distance between the atoms and the reference retroreflecting mirror, the AI provides a measurement of the relative mean acceleration a_m of the mirror during the interferometer duration, along the Raman beam axis. The information at the output of the AI is a two-wave interference

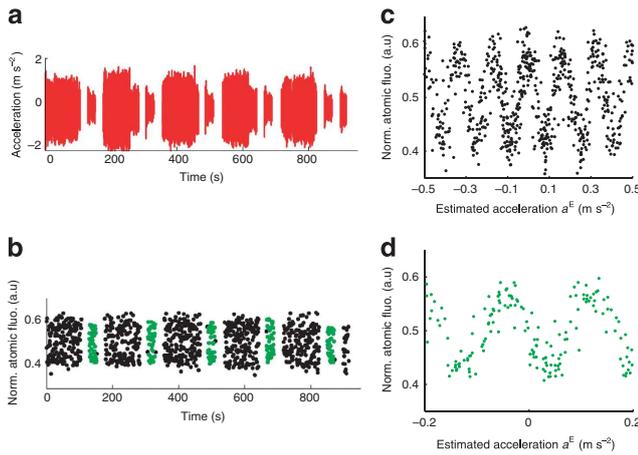


Figure 2 | AI revealing information on the plane acceleration.

(a) Acceleration signal recorded by the MAs (red); the standard deviation δa_m of the acceleration signal is about 0.5 m s^{-2} at $1g$ and 0.2 m s^{-2} in $0g$. (b) AI discrete measurements corresponding to the atomic fluorescence of the ^{87}Rb atoms in the $F=2$ state, normalized to the fluorescence of all the atoms; the total interrogation time is here $2T=3 \text{ ms}$. The black and green points correspond to the $1g$ and $0g$ phases, respectively; we have removed the $1.8g$ phases where the AI is not designed to operate. (c,d) Atomic measurements plotted versus the signal stemming from the MAs at $1g$ (c) and in $0g$ (d); the sinusoidal correlations show that the AI contains information on the acceleration of the plane.

sinusoidal signal $P=P_0-A \cos \Phi$, where P is the transition probability between the two ^{87}Rb ground states, and P_0 (resp. A) is the offset (resp. the amplitude) of the interference fringes. This signal is modulated by the atomic phase shift $\Phi=a_m \times kT^2$, where $k=2 \times 2\pi/780 \text{ nm}$ is the Raman lasers effective wave vector and T is the time between the light pulses (see the first Methods subsection for the calculation of the phase shift).

In the aircraft, the acceleration along Y (Fig. 2a) fluctuates over time by $\delta a_m \sim 0.5 \text{ m s}^{-2}$ (1 s.d.), and is at least three orders of magnitude greater than the typical signal variations recorded by laboratory-based matter-wave inertial sensors. For this reason, the signal recorded by the AI first appears as random, as shown in Figure 2b. To quantify the information contained in the atomic measurements, we use mechanical accelerometers (MAs) fixed on the retroreflecting mirror and search for the correlation between the MAs and the AI²⁴. We use the signal $a_{MA}(t)$ continuously recorded by the MAs to estimate the mean acceleration $a^E(t_i)$ which is expected to be measured by the AI at time $t_i=iT_c$, with $T_c=500 \text{ ms}$ being the experimental cycle time (see the first subsection in Methods). Plotting the atomic measurements $P(t_i)$ versus $a^E(t_i)$ reveals clear sinusoidal correlations between the mechanical sensors and the AI, both at $1g$ (Fig. 2c) and in $0g$ (Fig. 2d). This demonstrates that the AI truly holds information on the mirror acceleration a_m . We note that this result stands for the first demonstration of the operation of an atom accelerometer in an aircraft and in microgravity.

Retrieving the plane acceleration with the AI resolution. We now consider the application of our matter-wave sensor to precise measurements of the plane acceleration, by operating the AI beyond its linear range. For that purpose, we determine the AI acceleration response, defined by $P^{AI}(a_m)=P_0-A \cos(kT^2 \times a_m)$, independently from the mechanical devices. We have developed a method (Methods) to estimate this response (that is, the parameters P_0 and A), and the signal to noise ratio (SNR) of the interferometer, which determines the acceleration noise of the sensor, $\sigma_a=1/(\text{SNR} \times kT^2)$.

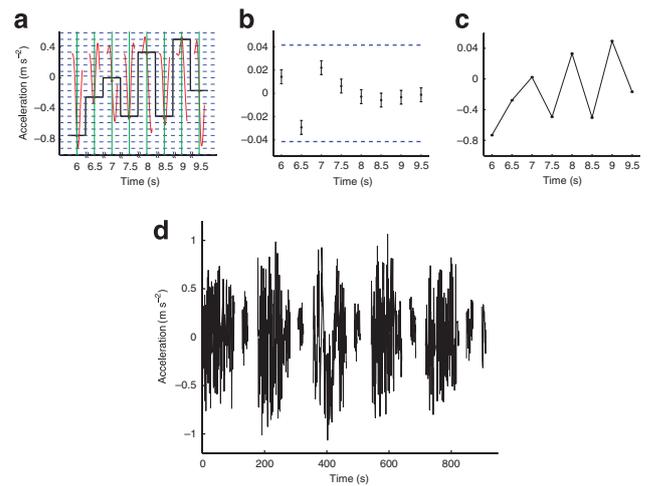


Figure 3 | High resolution measurement of the plane acceleration.

(a) In red, signal recorded by the MAs in the time window $(-2T, 2T)$ around the measurement times $t_i=iT_c$ (vertical green lines), with $T_c=500 \text{ ms}$ and $2T=3 \text{ ms}$. The MAs signal has been filtered by the response function of the AI described in the Methods section, and the red points represent the value of the signal at t_i . This value determines the reciprocity region where the AI operates, delimited by two horizontal dashed lines. In this way, the MAs provide the coarse acceleration measurement (black step-like signal). (b) The AI is then used for the high-resolution measurement within its reciprocity region, bounded by the two blue dashed lines at $\pm a_R/2$, with $a_R=\pi/kT^2 \approx 0.087 \text{ m s}^{-2}$. The error bars represent the noise of the atom accelerometer, which equals 0.0065 m s^{-2} per shot in this example (SNR=4.3). (c) The total acceleration (a_m) is the sum of the black step-like signal in (a) and of the AI measurements in (b). (d) Full signal measured by the hybrid Mas-AI sensor aboard the A300-0g aircraft during successive $1-g$ and $0-g$ phases of the flight. For this data set, where $2T_{MA}=3 \text{ ms}$, SNR=4.3 and $T_c=500 \text{ ms}$, the resolution of the sensor in one second is more than 100 times below the plane acceleration fluctuations δa_m .

The knowledge of P_0 and A enables us to extract the acceleration $a_m(t_i)$ from the atomic data $P(t_i)$ by inverting the model $P^{AI}(a_m)$. In this way, the acceleration is known within the region where the interferometer model can be inverted unambiguously and corresponding to an acceleration interval of range $a_R=\pi/kT^2$. To obtain the total acceleration, we need the information on the reciprocity region $(n(t_i)a_R, (n(t_i)+1)a_R)$ where the AI operates at measurement time t_i , with $n(t_i)$ being the interference fringe number where the measurement point is located (Methods). To determine $n(t_i)$, we use the MAs which have a reciprocal response over a wide acceleration range. Thus, our instrument consists in a hybrid sensor that is able to measure large accelerations due to the mechanical devices, and able to reach a high resolution because of the atom accelerometer. Figure 3a–c illustrate the measurement process that we use to measure the plane acceleration during successive $1g$ and $0g$ phases of the flight (Fig. 3d), with high resolution.

Main error sources. Because of their limited performances, mainly their nonlinear response and intrinsic noise (Methods), the MAs provide a signal that is not perfectly proportional to the acceleration a_m . This leads to errors on the estimated acceleration a^E that blur the MAs–AI correlation function and might prevent from finding the fringe index $n(t_i)$ where the AI operates. These errors increase with the AI sensitivity and with the acceleration signal a_m . For a given acceleration level, the good measurement strategy consists in increasing T up to T_{MA} where the MAs can still resolve the correlation fringes. This will set the scale factor kT_{MA}^2 of the AI.

The sensitivity of the accelerometer is then determined by the SNR of the matter-wave sensor, which is estimated independently from the MAs with our method. For instance at 1g, where $\delta a_m \sim 0.5 \text{ m s}^{-2}$, the MAs enables us to increase the AI interrogation time up to $2T_{\text{MA}} = 6 \text{ ms}$ and to resolve the correlation fringes. Future improvements will rely on the use of well-characterized MAs, in particular on a calibration of their scale factor at the 10^{-3} level over the sensitivity bandwidth of the AI, to achieve interrogation times $2T_{\text{MA}} > 20 \text{ ms}$. High-frequency ($> 10 \text{ Hz}$) vibration damping could also be used to constrain the frequency range where the MAs are needed, and, therefore, push forward a particular sensor technology.

Second, parasitic inertial effects due to the rotation of the plane might be experienced by the matter-wave sensor and not by the MAs. At 1g, the atoms fall down before interacting with the Raman beams (aligned along the Y axis), so that the interferometer has a physical area and is thus sensitive to the Sagnac effect. The resulting Coriolis acceleration, measured by the AI and not by the MAs, might impair the correlation and limit the performance of the hybrid sensor. For shot-to-shot fluctuations of the plane rotation of the order of $10^{-3} \text{ rad s}^{-1}$, we estimate a limit to the sensitivity at the 10^{-4} m s^{-2} level at 1g. This error source may be significantly reduced in the future with the use of extra sensors to measure the rotation of the plane and to take it into account in the calculation of the estimated acceleration.

Finally, the atomic SNR limits the sensitivity of the inertial sensor. During the flight, we measure at 1g a SNR of 3.1 for $2T = 6 \text{ ms}$, which is in agreement with the value measured in our laboratory for the same interrogation time. With our experimental setup, the signal ($A \sim 0.1$) is essentially limited by the imperfections of the atomic beam splitters and mirror due to the temperature of the cloud and to the gaussian intensity profile of the Raman beams, whereas the noise is mainly due to detection noise. In these conditions, with $Tc = 500 \text{ ms}$, the acceleration noise of the AI equals $1.6 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2} \sqrt{\text{Hz}}$. At this sensitivity level, the hybrid sensor is able to measure inertial effects more than 300 times weaker than the typical acceleration fluctuations of the aircraft. We emphasize that reaching such a high resolution is possible because of the appropriate combination of MAs (Methods), the success of operating the AI in the plane, and the use of our method for the acceleration measurement. In the present configuration of the experiment, the SNR degrades at 1g when $2T$ increases above 20 ms because the atoms fall down and escape the Raman and detection beams¹². This limitation could be overcome because of extra Raman beam collimators and by changing the orientation of the detection lasers. In 0g, the experiment falls with the atoms and the SNR is not constrained by gravity any more. The SNR may also be improved significantly in the future because of a better detection system (for example, more stable detection lasers) and the use of ultra-cold atoms.

Differential measurement in 0g. We focus now on the micro-gravity operation of the matter-wave inertial sensor and on its possible application to fundamental physics tests such as that of the UFF. Such a test can be carried out with two AIs measuring the acceleration of two different atoms with respect to the same mirror that retroreflects the Raman lasers. In airborne or space-borne experiments, the mirror constitutes an ill-defined inertial reference because of the craft's vibrations. This might degrade the sensitivity of the test, unless the vibrations impact the two interferometers in the same way.

Vibration noise rejection occurs when conducting differential measurements such as in the operation of gradiometers²⁵ or gyroscopes²⁶, and is expected in UFF tests based on atom interferometry¹⁶. The rejection efficiency depends on the two species used for the UFF test and is maximum for simultaneous interrogation of the two atoms (Supplementary Information). In the case of

a finite rejection, the impact of the acceleration noise can further be reduced by measuring the vibrations of the mirror with MAs to subtract them from the differential phase measurement. In this way, the MAs are used to release the requirements on the vibration damping of the craft as they measure the accelerations not rejected in the differential operation of the two AIs. The efficiency of that technique is limited by the performances of the MAs as their imperfections (for example, their nonlinearities) translate into residual vibration noise impairing the differential acceleration measurement. In the following, we investigate vibration noise rejection by operating our ⁸⁷Rb sensor in a differential mode. We use a sequence of four light pulses to build a two-loop AI²⁵ that is equivalent to two successive one-loop interferometers head to tail (Fig. 4b). The four-pulse AI provides a signal resulting from the coherent subtraction of two spatially and temporally separated inertial measurements and is therefore expected to be less sensitive to the low-frequency inertial effects.

To illustrate the noise rejection, we operate the three-pulse and four-pulse interferometers with a same total interrogation time of 20 ms, and compare the MAs–AI correlation for each geometry (Fig. 4). Figure 4c,d show that the quality of the correlation (ratio of the sinusoid contrast to the mean error bar) is clearly improved in the differential geometry compared with the 3-pulse interferometer. To understand this difference, we estimate the total noise of the correlation, defined as $\sigma_{\text{corr}} = \sqrt{\sigma_{\text{AI}}^2 + \sigma_{\text{vib}}^2}$. It results, in the linear range of the interferometer, from the quadratic sum of two independent contributions: the atomic phase noise $\sigma_{\text{AI}} \propto 1/\text{SNR}$, and the vibration noise σ_{vib} not measured by the MAs. As we can estimate σ_{AI} independently from the correlation (see the second subsection in Methods), the comparison of σ_{corr} and σ_{AI} indicates whether the sensor sensitivity is limited by the atomic noise ($\sigma_{\text{corr}} \approx \sigma_{\text{AI}}$) or by the residual vibration noise ($\sigma_{\text{corr}} > \sigma_{\text{AI}}$). In Figure 4e,f, we have represented σ_{corr} (error bars) and σ_{AI} (vertical spacing between the green lines) for the one-loop and the two-loop interferometers, respectively. Figure 4e shows that the sensitivity of the three-pulse sensor is limited by the vibration noise not measured by the MAs, as $\sigma_{\text{corr}} > \sigma_{\text{AI}}$. On the contrary, Figure 4f reveals that the atomic phase noise is the main limit to the sensitivity of the four-pulse sensor, as $\sigma_{\text{corr}} \approx \sigma_{\text{AI}}$. The SNR in the four-pulse interferometer is less than in its three-pulse counterpart as the extra light pulse reduces the interference fringe contrast due to the Raman beam intensity inhomogeneities and the transverse temperature of the cloud. In spite of greater atomic noise, the quality of the correlation 4f is better than that of correlation 4e, which shows that the four-pulse sensor operates a vibration noise rejection.

In the four-pulse geometry, the two elementary interferometers operate one after another and share accelerations of frequency below $1/2 T$. In a UFF test, two AIs of equal scale factor (kT^2) will interrogate two different atoms almost simultaneously, so that the noise rejection is expected to be much more efficient (see ref. 16 and Supplementary Information). In that case, the precision of the inertial sensor might be limited by the atomic phase noise, that is, by the SNR of the interferometer. For the 3-pulse AI data in Figure 4c, e ($2T = 20 \text{ ms}$), we estimate a SNR of 2.1, which corresponds to an acceleration sensitivity of the matter-wave sensor of $2 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2} \sqrt{\text{Hz}}$, in the context of the high-vibration noise rejection expected for the UFF test. That sensitivity level may be greatly improved in the future by using a highly collimated atomic source in microgravity¹³.

Discussion

We finally discuss possible improvements of our setup, both for inertial guidance and fundamental physics applications. In the former case, increasing the resolution of the accelerometer will be achieved by using well-characterized MAs to increase T_{MA} , and by improving the SNR of the AI. Reaching an interrogation time $2T_{\text{MA}} = 40 \text{ ms}$ in

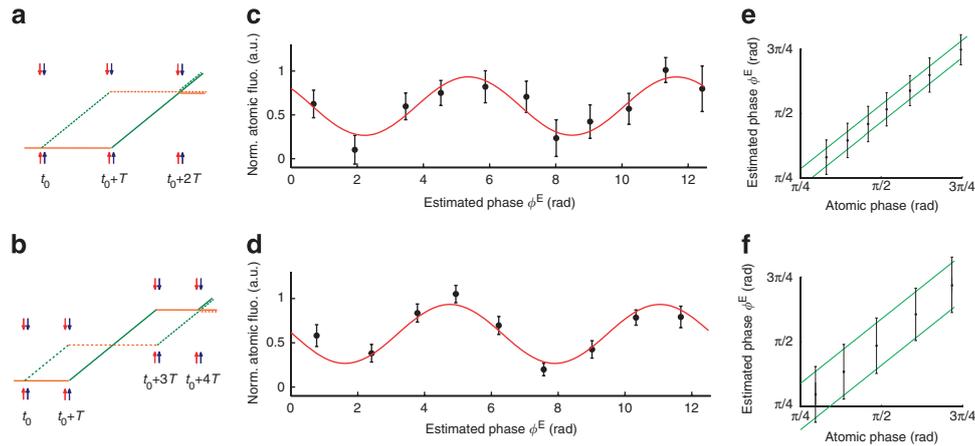


Figure 4 | Comparison of two AI geometries in 0g. (a,b) 3-pulse and four-pulse interferometers considered in this work. (c,d) Corresponding MAs-AI correlation functions recorded during the 0g phase of consecutive parabolas, with total interrogation times of $2T = 20$ ms and $4T = 20$ ms, respectively. To obtain these plots, we have sorted the estimated phase data (200 and 180 points, respectively) and averaged the correlation points by packets of 20. The error bars equal the standard deviation of each packet divided by $\sqrt{20}$, and are transferred to the vertical axis in this averaging procedure. The red line is a sinusoidal fit to the points. To make the comparison of the two correlations easier, we have scaled the vertical axis so as to obtain the same amplitude for the two sinusoids. (e,f) Comparison of the total correlation noise σ_{corr} (error bars) and of the atomic phase noise $\sigma_{\text{AI}} = 1/(\text{SNR} \times \sqrt{20})$ for the two interferometer geometries (the vertical spacing between the green lines is $2\sigma_{\text{AI}}$). The atomic phase data $\{\Phi(t_i)\}$ have been obtained from the atomic measurements $\{P(t_i)\}$ by inverting the AI model $P^{\text{AI}}(\Phi)$, in the linear region of the interferometer ranging from $\Phi \approx \pi/4$ to $\Phi \approx 3\pi/4$. To facilitate the comparison of σ_{corr} and σ_{AI} , we have set $\Phi^{\text{E}} = \Phi$ (the points are thus aligned on the first bisector). Figure (e) (resp. (f)) shows that the sensitivity of the sensor is limited by the vibration noise σ_{vib} not measured by the MAs (respectively by the atomic phase noise).

the plane (where the acceleration fluctuations are $\delta a_m \sim 0.5 \text{ m s}^{-2}$ r.m.s. at 1g) would require MAs whose scale factor frequency response is determined with a relative accuracy of 2×10^{-4} . We believe that such precision can be achieved with state-of-the-art MA technology, for example, capacitive MicroElectroMechanical Systems (MEMS) sensors, and we now work at implementing these sensors in our setup. Together with a shot noise limited AI with $\text{SNR} \sim 200$ (as in ref. 26), the resolution of the hybrid sensor would be $8 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-2}$ per shot, which would represent a major advance in inertial navigation as well as in airborne gravimetry. We note that the present analysis does not report the in-flight bias of the matter-wave sensor because no other airborne accelerometer of similar accuracy was available onboard to proceed to the comparison. However, it has been demonstrated in laboratories that atom accelerometers can reach biases of the order of 10^{-8} m s^{-2} under appropriate conditions²⁷.

Tests of fundamental physics would also require performant MAs to remove the residual aircraft's or satellite's acceleration noise not rejected in the differential measurement. For a UFF test in the 0g plane and a vibration rejection efficiency of 300 (explained in ref. 16 and in the Supplementary Information), a differential acceleration sensitivity of $3 \times 10^{-10} \text{ m s}^{-2}$ per shot ($\text{SNR} = 200$, $2T = 2$ s) could be achieved with MAs of 2×10^{-4} relative accuracy, if the vibrations during the 0g phase are damped to the $5 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ level. In space, high-performance MAs such as the sensors developed for the GOCE mission could be used to determine the residual accelerations of the satellite ($\sim 10^{-6} \text{ m s}^{-2}$) with a resolution²⁸ of the order of $10^{-12} \text{ m s}^{-2}$. The vibration rejection efficiency of 300 would thus limit the impact of the acceleration noise on the interferometric measurement to $3 \times 10^{-15} \text{ m s}^{-2}$ per shot, which would stand for a minor contribution in the error budget. Therefore, high-precision test of the equivalence principle could be conducted in space without the strong drag-free constraints on the satellite that represent a major challenge in current space mission proposals.

To conclude, we have demonstrated the first airborne operation of a cold-atom inertial sensor, both at 1g and in microgravity. We have shown how the matter-wave sensor can measure the

craft acceleration with high resolutions. Our approach proposes to use mechanical devices that probe the coarse inertial effects and allow us to enter the fine measurement regime provided by the atom accelerometer. In the future, instruments based on the combination of better characterized mechanical sensors and a shot noise limited AI could reach sensitivities of the order of few 10^{-7} m s^{-2} in one second aboard aircrafts. Thus, our investigations indicate that sensors relying on cold-atom technology may be able to detect inertial effects with resolutions unreached so far by instruments aboard moving crafts characterized by high acceleration levels. Cold-atom sensors offer new perspectives in inertial navigation because of their long-term stability as they could be used to correct the bias ($\sim \text{few } 10^{-5} \text{ m s}^{-2}$) of the traditional sensors monitoring the crafts' motion, below the 10^{-7} m s^{-2} level. In geophysics, airborne gravity surveys may also benefit from the accuracy of AIs²⁹.

Moreover, we have operated the first matter-wave sensor in microgravity. We have shown how differential interferometer geometries enable to reject vibration noise of the experimental platform where new types of fundamental physics tests will be carried out. Our result in 0g suggests that the high sensitivity level of matter-wave interferometers may be reached on such platforms, and support the promising future of AIs to test fundamental physics laws aboard aircrafts, sounding rockets or satellites where long interrogation times can be achieved¹⁷. While many quantum gravity theories predict violations of the UFF, AIs may investigate its validity at the atomic scale, with accuracies comparable to those of ongoing or future experiments monitoring macroscopic or astronomical bodies³⁰.

Methods

AI response function and MAs-AI correlation. For a time-varying acceleration $a(t)$ of the retroreflecting mirror, the phase of the interferometer at time $t_i = iT_c$ is given by

$$\Phi(t_i) = k \int f(t, \bar{t}_i) a(t) dt, \quad (1)$$

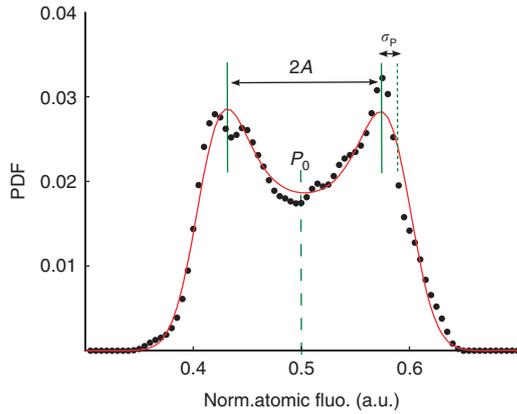


Figure 5 | Estimation of the AI response and SNR. PDF of the AI measurements $P(t_i)$ (normalized atomic fluorescence) for the data of Figures 2 and 3. P_0 and A are, respectively, the offset and the amplitude of the interference fringes, and σ_p is the standard deviation of the atomic noise.

where f is the acceleration response of the 3-pulse AI. It is a triangle-like function¹⁶ that reads:

$$f(t, \tilde{t}_i) = \begin{cases} t - \tilde{t}_i & \text{if } t \in [\tilde{t}_i, \tilde{t}_i + T] \\ 2T - (t - \tilde{t}_i) & \text{if } t \in [\tilde{t}_i + T, \tilde{t}_i + 2T], \end{cases} \quad (2)$$

with \tilde{t}_i being the time of the first Raman pulse at the i th measurement. The mean acceleration that we infer is defined as $a_m = \Phi/kT^2$.

Because of the MAs, we estimate the phase $\Phi^E(t_i)$ which is expected to be measured by the interferometer by averaging in the time domain, the signal $a_{MA}(t)$ by the AI response function:

$$\Phi^E(t_i) = k \int f(t, \tilde{t}_i) a_{MA}(t) dt. \quad (3)$$

The MAs–AI correlation function can be written as

$$P = P_0 - A \cos \Phi^E, \quad (4)$$

and expresses the probability to measure the atomic signal $P(t_i)$ at time t_i , given the acceleration signal $a_{MA}(t)$ recorded by the MAs. The estimated acceleration used in Figure 2 is defined by $a^E = \Phi^E/kT^2$.

For simplicity, we have neglected, in equation (1), the Raman pulse duration $\tau = 20 \mu\text{s}$ with respect to the interrogation time $2T$. The exact formula can be found in ref. 31 and has been used in the data analysis to estimate the phase Φ^E .

Estimation of the AI response and signal to noise ratio. We calculate the probability density function (PDF) of the AI measurements $P(t_i)$ and fit it with the PDF of a pure sine (a ‘twin-horned’ distribution) convolved with a gaussian of standard deviation σ_p . The fit function reads:

$$\mathcal{F}(x) = \mathcal{N} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' [1 - (\frac{P_0 - x'}{A})^2]^{-1/2} \times \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{(x - x')^2}{2\sigma_p^2}), \quad (5)$$

where \mathcal{N} is a normalization factor. In this way, we estimate the amplitude A and the offset value P_0 of the interference fringes, that is, we estimate the AI response $P^{AI}(\Phi) = P_0 - A \cos \Phi$. The fitted parameters A and σ_p provide an estimate of the in-flight signal-to-noise ratio of the interferometer, given by $\text{SNR} = A/\sigma_p$. Figure 5

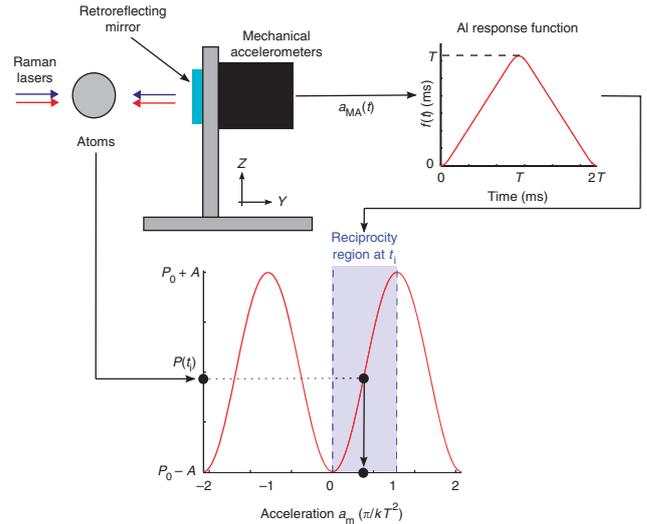


Figure 6 | Schematic of the two-step acceleration measurement process.

The signal of the MAs is filtered by the response function $f(t)$ of the AI (described in the first paragraph of the Methods section) and informs on the reciprocity region where the AI operates at the measurement time $t_i = iT_c$. In this example, the reciprocity region corresponds to the $0 - \pi/kT^2$ interval, that is, to $n(t_i) = 0$. The value provided by the AI, $P(t_i)$, is then used to refine the acceleration measurement within the reciprocity region. The acceleration $\tilde{a}(t_i)$ is obtained from $P(t_i)$ by inverting the AI response $P^{AI}(a_m)$ (red curve).

illustrates the method for the data used in Figures 2, 3, corresponding to the interrogation time $2T = 3 \text{ ms}$. The fitted parameters are $P_0 = 0.50$, $A = 0.074$ and $\text{SNR} = 4.3$.

This method is independent on the MAs signal and informs both on the response of the AI, and on its one-shot acceleration sensitivity $\sigma_a = 1/(\text{SNR} \times kT^2)$. The characteristics of the interferometer are thus known without any extra calibration procedure. In particular, we can estimate the noise level of the matter-wave sensor, given by $\sqrt{T_c} \sigma_a$ for a white atomic phase noise, and which equals $4.6 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ for the data in Figure 5, where $T_c = 500 \text{ ms}$.

Our analysis estimates the SNR by taking into account only the atomic noise due to detection noise or fluctuations of the fringe offset and contrast. It does not account for the laser phase noise that could impact the sensitivity of the acceleration measurement for long interrogation times³². However, we demonstrated the low phase noise of our laser system during previous parabolic flight campaigns¹², which is at least one order of magnitude below the estimated atomic phase noise for the interrogation times we consider in this work ($T \leq 10 \text{ ms}$). Therefore, we have neglected in this communication the laser phase noise contribution when evaluating the sensitivity of the sensor.

Determination of the acceleration signal. Because of the MAs signal, we first determine the fringe number $n(t_i) = \text{floor}[a^E(t_i)/a_R]$ where the interferometer operates at time $t_i = iT_c$, with $a_R = \pi/kT^2$ being the reciprocity interval of the matter-wave sensor. The values $n(t_i)$ are represented by the black step-like curve in Figure 3a. Second, we use the atomic measurements $P(t_i)$ to deduce the acceleration $\tilde{a}(t_i)$ measured by the AI in its reciprocity region $[n(t_i)a_R, (n(t_i) + 1)a_R]$, and given by:

$$\tilde{a}(t_i) = \frac{1}{kT^2} \arccos\left(\frac{P_0 - P(t_i)}{A}\right). \quad (6)$$

The total acceleration $a_m(t_i)$ is finally computed as:

$$a_m(t_i) = \begin{cases} n(t_i)a_R + \tilde{a}(t_i) & \text{if } n(t_i) \text{ is even} \\ (n(t_i)+1)a_R - \tilde{a}(t_i) & \text{if } n(t_i) \text{ is odd.} \end{cases} \quad (7)$$

The acceleration measurement process is illustrated in Figure 6.

Limitations due to the Mechanical Accelerometers. The main limitation of the MAs comes from the nonlinearities in their frequency response (phase and gain), which means that the signal $a_{MA}(t)$ is not exactly proportional to the acceleration of the retroreflecting mirror. This results in errors in the estimation of the phase Φ^E that impair the MAs–AI correlation. The nonlinearities typically reach amplitudes $\varepsilon_{nl} \sim 5\%$ within the AI bandwidth that equals $1/2T \leq 500$ Hz. (The acceleration frequency response $H(\omega)$ of an AI has been measured in ref. 33 and corresponds to the response of a second-order low pass filter of cut-off frequency $1/2T$). To reduce them, we combine two mechanical devices of relatively flat frequency response within two complementary frequency bands: a capacitive accelerometer (Sensorex SX46020) sensing the low-frequency accelerations (0–1 Hz), and a piezoelectric sensor (IMI 626A03) measuring the rapid fluctuations (1–500 Hz). In this way, we achieve $\varepsilon_{nl} \sim 2\%$. For $2T_{MA} = 6$ ms, these nonlinearities correspond to errors on Φ^E of about 0.5 rad r.m.s. Further details on the errors in the estimation of the phase due to the MAs nonlinearities are given in the Supplementary Information.

Another limitation comes from the MAs internal noise, especially that of the capacitive one whose noise level integrated in (0–1 Hz) equals $3 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$. This noise is about one order of magnitude lower than this due to the nonlinearities of the MAs, and is independent of the acceleration level in the plane. Axis cross-talk of the MAs of the order of 2% is taken into account for the estimation of the phase, so that the errors on Φ^E due to the MAs-axis coupling are negligible. Finally, the bias of the capacitive accelerometer is specified at the 0.05 m s^{-2} level, so that the mean estimated acceleration might drift during the flight (4h). This results in a displacement of the dark-fringe position in the MAs–AI correlation plots.

References

- Berman, P. R. (ed.) *Atom Interferometry* (Academic Press, 1997).
- Cronin, A. D., Schmiedmayer, J. & Pritchard, D. E. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1051–1129 (2009).
- Kasevich, M. A. & Dubetsky, B. Kinematic sensors employing atom interferometer phases. United States Patent 7317184.
- Novák, P. *et al.* On geoid determination from airborne gravity. *J. Geodesy* **76**, 510–522 (2003).
- Imanishi, Y., Sato, T., Higashi, T., Sun, W. & Okubo, S. A network of superconducting gravimeters detects submicrogal coseismic gravity changes. *Science* **306**, 476–478 (2004).
- Geneves, G. *et al.* The bnm watt balance project. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54**, 850–853 (2005).
- Dimopoulos, S., Graham, P. W., Hogan, J. M. & Kasevich, M. A. Testing general relativity with atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 111102 (2007).
- Williams, J. G., Turyshev, S. G. & Boggs, D. H. Progress in lunar laser ranging tests of relativistic gravity. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 261101 (2004).
- Schlamming, S., Choi, K.-Y., Wagner, T. A., Gundlach, J. H. & Adelberger, E. G. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 041101 (2008).
- Will, C. M. The confrontation between general relativity and experiment. *Living Rev. Relativity* **9**, 3 (2006).
- Dimopoulos, S., Graham, P. W., Hogan, J. M., Kasevich, M. A. & Rajendran, S. Atomic gravitational wave interferometric sensor. *Phys. Rev. D* **78**, 122002 (2008).
- Stern, G. *et al.* Light-pulse atom interferometry in microgravity. *Eur. Phys. J. D* **53**, 353–357 (2009).
- van Zoest, T. *et al.* Bose-Einstein condensation in microgravity. *Science* **328**, 1540–1543 (2010).
- Ertmer, W. *et al.* Matter wave explorer of gravity (MWXG). *Exp. Astron.* **23**, 611–649 (2009).
- Fray, S., Diez, C. A., Hänsch, T. W. & Weitz, M. Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 240404 (2004).
- Varoquaux, G. *et al.* How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle. *New J. Phys.* **11**, 113010 (2009).
- The space missions selected by ESA's Cosmic Vision 2020–22 are listed here: <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=48467> (visited July 2011).
- http://www.exphy.uni-duesseldorf.de/Publikationen/2010/STE-QUEST_final.pdf (visited July 2011).
- Bordé, C. J. Atomic interferometry with internal state labeling. *Phys. Lett. A* **184**, 1–2 (1989).
- Kasevich, M. & Chu, S. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181–184 (1991).
- Lienhart, F. *et al.* Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **89**, 177–180 (2007).
- Kasevich, M. *et al.* Atomic velocity selection using stimulated raman transitions. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297–2300 (1991).
- Storey, P. & Cohen-Tannoudji, C. The feynman path integral approach to atomic interferometry. *J. Phys. II France* **4**, 1999–2027 (1994).
- Merlet, S. *et al.* Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia* **46**, 87–94 (2009).
- McGuirk, J. M., Foster, G. T., Fixler, J. B., Snadden, M. J. & Kasevich, M. A. Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry. *Phys. Rev. A* **65**, 033608 (2002).
- Gauguet, A., Canuel, B., Lévêque, T., Chaibi, W. & Landragin, A. Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer. *Phys. Rev. A* **80**, 063604 (2009).
- Merlet, S. *et al.* Comparison between two mobile absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia* **47**, L9–L11 (2010).
- Marque, J.-P. *et al.* The ultra sensitive accelerometers of the esa goce mission. In *59th IAC Congress, Glasgow, Scotland, 29 September-3 October 2008*. Available at <http://www.onera.fr/dmph/goce/IAC-08-B1.3.7.pdf>.
- Wu, X. *Gravity Gradient Survey with a Mobile Atom Interferometer*. Ph.D. thesis, Stanford University. <http://atom.stanford.edu/WuThesis.pdf> (2009).
- Touboul, P., Rodrigues, M., Métris, G. & Taty, B. Microscope, testing the equivalence principle in space C.R. *Acad. Sci. Paris* **4**, 1271–1286 (2001).
- Cheinet, P. PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie, page 37, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00070861/en/> (2006).
- Nyman, R. *et al.* I.c.e.: a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **84**, 673–681 (2006).
- Cheinet, P. *et al.* Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1141–1148 (2008).

Acknowledgements

This work is supported by CNES, DGA, RTRA-Triangle de la Physique, ANR, ESA, ESF program EUROQUASAR and FP7 program iSENSE. Laboratoire Charles Fabry and LNE-SYRTE are part of IFRAF. We are grateful to Alain Aspect and Mark Kasevich for discussions and careful reading of the manuscript, and to Linda Mondin for her productive implication in the ICE project. We thank André Guilbaud and the Novespace staff for useful technical advice.

Author contributions

R.G. and V.M. built and operated the experiment, took the data and analysed them. G.S. designed and operated the experiment and took the data. N.Z. and B.B. designed the experiment and took part in the data-taking runs during parabolic flight campaigns. P.C. took part in the data-taking runs and in the data analysis. A.V., F.M. and M.L. contributed to the electronics used in the experiment. Y.B. contributed to the design of the laser system used in the experiment. A.B., A.L. and P.B. designed the experiment, coordinated the I.C.E. collaboration and took part in the data-taking runs. R.G. wrote the manuscript, which was improved by V.M., G.S., N.Z., B.B., P.C., A.L. and P.B. P.B. is the principal investigator of the project.

Additional information

Supplementary Information accompanies this paper at <http://www.nature.com/naturecommunications>

Competing financial interests: The authors declare no competing financial interests.

Reprints and permission information is available online at <http://npg.nature.com/reprintsandpermissions/>

How to cite this article: Geiger, R. *et al.* Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nat. Commun.* **2**:474 doi: 10.1038/ncomms1479 (2011).

License: This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-NoDerivative Works 3.0 Unported License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/>

D.5 Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry

Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry

V. Ménoiret^{1,*}, R. Geiger^{1,4}, G. Stern^{1,4}, N. Zahzam³, B. Battelier^{1,5}, A. Bresson³, A. Landragin², P. Bouyer^{1,5}

¹Laboratoire Charles Fabry, IOGS, CNRS and Université Paris Sud 11, 2 avenue Fresnel, 91127 Palaiseau, France

²LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS and UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

³ONERA - The French Aerospace Lab, F-91761 Palaiseau, France

⁴Centre National d'Etudes Spatiales, 18 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, France

⁵LP2N, Université Bordeaux 1, IOGS and CNRS, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, France

*Corresponding author: vincent.menoret@institutoptique.fr

Compiled August 12, 2011

We present a compact and stable dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry with two different atomic species. It is based on frequency-doubled telecom lasers locked on a femtosecond optical frequency comb. We take advantage of the maturity of fiber telecom technology to reduce the number of free-space optical components which are intrinsically less stable, and to make the setup immune to vibrations and thermal fluctuations. The source provides the frequency agility and phase stability required for atom interferometry and can easily be adapted to other cold atom experiments. We have shown its robustness by achieving the first dual-species K-Rb magneto optical trap in microgravity during parabolic flights. © 2011 Optical Society of America

OCIS codes: 020.1335, 020.3320, 120.6085

Atom interferometers have demonstrated excellent performances for precision acceleration and rotation measurements [1]. Many foreseen applications of these instruments such as tests of fundamental physics [2, 3] or terrain gravimetry [4] require the setup to be transportable and able to operate in harsh environments. A lot of efforts have been made in the past few years to develop such transportable systems [5–7], and in particular to make the laser setup as compact and immune to perturbations as possible [8].

Atom Interferometers usually operate with alkali atoms by driving transitions in the near-infrared spectrum (852 nm for Cs, 780 nm for Rb and 767 nm for K). In these experiments one needs stable lasers both to cool the atoms and to interrogate them by using stimulated Raman transitions [9]. These Raman transitions require two phase-locked lasers red-detuned by approximately 1 GHz with respect to the cooling wavelength, and with a frequency separation corresponding to the ground state hyperfine splitting of the atom. The performance of the phase-lock is critical since it has a direct impact on the interferometric measurement.

While most atom interferometers use laser systems based on extended-cavity diode lasers (ECDLs) [10], a good alternative is to use frequency-doubled telecom lasers operating around 1.5 μm [11, 12]. This technique takes advantage of the maturity of fiber components in the telecom C-band to reduce the amount of free-space optics and to make the setup more compact and less sensitive to mis-alignments. The second Raman frequency is generated by modulating the reference laser with an electro-optic or acousto-optic modulator, thus avoiding phase-locking of two diodes.

We present a new laser source for onboard atom interferometry with two species. It is based on two telecom

Distributed Feedback (DFB) lasers at 1560 and 1534 nm that are combined, amplified and frequency-doubled to 780 and 767 nm in order to manipulate Rb and K atoms simultaneously. Both DFBs are frequency-locked on a fiber-based optical frequency comb (FOFC) [13].

We have demonstrated the robustness of this source during parabolic flight campaigns in which we obtained for the first time a double-species magneto-optical trap (MOT) in microgravity aboard the Novespace zero-g aircraft [14]. The system was operated despite temperature fluctuations from 17 to 30°C, high vibration levels up to 0.5 $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ rms and a vertical acceleration alternating between 0, 10 and 20 $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$. Apart from a free-space module all the components are fibered and fit in standard 19" rack structures. The source meets the usual requirements for atom interferometry (Fig. 1) : separate optical outputs for MOT and Raman lasers with powers of the order of 200 mW, frequency agility over hundreds of MHz, AOM-driven microsecond pulses and high phase stability for the Raman lasers. In the following, we first detail the optical characteristics of the source, then we focus on the phase stability of the lasers and describe the dual-species MOT demonstrated in microgravity.

We stabilize the Rb and K DFB lasers on a common frequency reference by the means of a FOFC. This technique has been preferred over conventional saturated absorption spectroscopy methods because it offers a precise measurement of the absolute optical frequencies, along with common mode frequency noise rejection. The comb has been specifically designed by MenloSystems to be transportable and resistant to vibrations. It is self-referenced on a 10 MHz ultra-stable quartz oscillator which is the RF frequency reference for the whole atom interferometry experiment [15]. Built-in fibered beat detection units allow the detection of a beat signal between

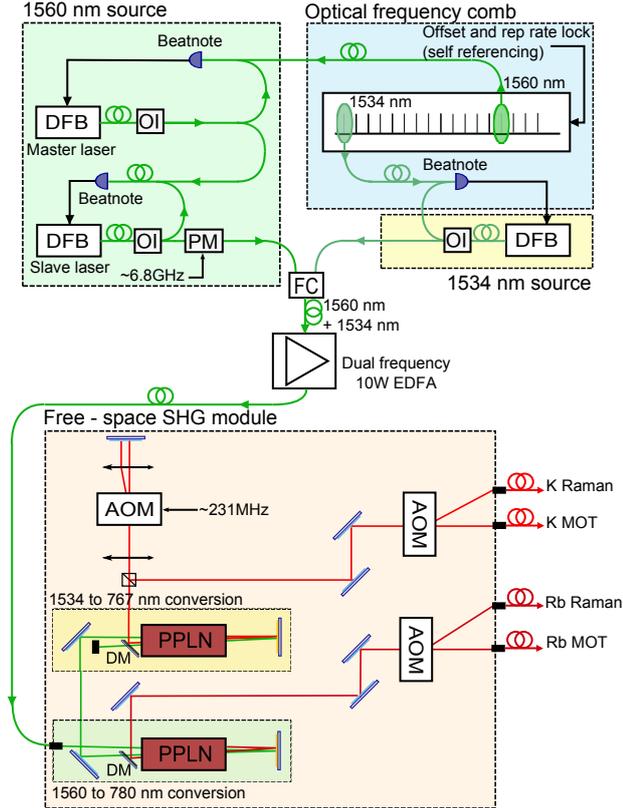


Fig. 1. Diagram of the complete laser system. DFB : Distributed Feedback laser diode. OI : Optical Isolator. PM : Phase Modulator. FC : Fiber combiner. SHG : Second Harmonic Generation. DM : Dichroic Mirror. PPLN : Periodically Poled Lithium Niobate crystal. AOM : Acousto-Optic Modulator.

the comb and each of the DFB lasers, and the stabilization of these lasers on the comb.

The 1560 nm source is inspired from that described in [15]. A master DFB laser is locked on the FOFC at a fixed frequency by retroacting on the diode current. A slave DFB is then locked on the master laser with an adjustable setpoint, allowing frequency detuning at 1560 nm over 500 MHz in approximately 3 ms. This agility is needed in order to detune the Raman laser for the interferometer sequence. The slave laser is then used for both cooling and interrogating ^{87}Rb . The 1534 nm source is made of a single DFB locked on the FOFC [16].

The two lasers at 1560 and 1534 nm are combined in the same fiber and amplified to approximately 5W each in a dual-frequency Erbium-Doped Fiber Amplifier manufactured by Keopsys, designed so as to have the same gain at the two wavelengths. By finely adjusting the value of the two input powers we can set the power ratio on the output light to the desired value.

The amplified light is coupled out and frequency-doubled in free-space. We use two double-pass crystals in series to frequency-double the two lasers at 1560 and 1534 nm respectively (see Fig. 1). The light first goes

through a 3 cm long PPLN crystal from HCPhotonics phase-matched for the Second Harmonic Generation of 780 nm light starting from 1560 nm. We extract the 780 nm component on a dichroic mirror and send the remaining 1.5 μm light through a second PPLN crystal phase-matched for the conversion of 1534 to 767 nm light. The double-pass configuration enables high efficiencies of approximately $4\% \cdot \text{W}^{-1}$ with 5W pump power.

We generate the repumping and second Raman frequencies by modulating the lasers at frequencies close to the hyperfine splittings of ^{87}Rb and ^{40}K (6.8 GHz and 462 MHz respectively). On the Rubidium laser we use a fibered phase modulator operating at 1560 nm and driven by a 6.8 GHz signal from our frequency reference. The parasitic sidebands generated by the phase modulator are not critical on the Rubidium setup because they are far away from the atomic transition and have little effect. On Potassium the hyperfine splitting is smaller and phase modulation would lead to spurious sidebands close to resonance, causing enhanced spontaneous emission and parasitic interferometers. We therefore use a free-space acousto-optic modulator (AOM) in a double pass configuration at 767 nm. We superimpose the fundamental order and the one diffracted twice in the AOM so as to get two frequencies separated by 462 MHz.

Each of the two frequency-doubled lasers is sent through an AOM in order to be split in two paths, one for the cooling beam and one for the Raman beam. All 4 paths (2 Rb and 2 K) go through fast mechanical shutters (Uniblitz LS2, 300 μs rise time) and are coupled in polarization-maintaining fibers. The fiber-coupling efficiency is of the order of 70%, and we get around 200 mW optical power at each of the fiber outputs. In addition, a few mW of light of each wavelength is used to generate blowaway beams.

Since the free-space bench is a critical part of the setup we have taken special care to make it as stable as possible. Our experiment is operated in a plane carrying out parabolic flights so the setup has to withstand high levels of vibration, as well as local gravity changes. The optics are screwed on a custom made AW2618 aeronautic grade aluminium breadboard which is more stable than standard AW2017. The breadboard is $43 \times 73 \text{ cm}^2$ and 4 cm thick, with a hollow structure to make it lighter.

We have measured the phase noise due to propagation on the 780 (resp. 767) nm Raman lasers by detecting a beatnote at 6.8 GHz (resp. 462 MHz) on a fast photodiode, and mixing it with the same signal that was used for the sideband generation. On the 780 nm Rb laser the phase noise resulting from the phase modulator and propagation in the system is more than one order of magnitude lower than that of the frequency reference itself, meaning that our solution is a good alternative to phase-locked diode lasers (Fig. 2). The 767 nm source shows similar performance in quiet conditions, but is more sensitive to low frequency-phase noise due to vibrations and air flows because of the physical path separation induced by the double-pass AOM. However, even under strong

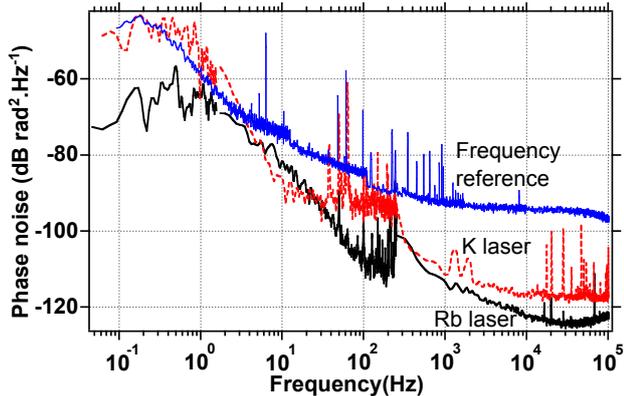


Fig. 2. Phase noise due to modulation and propagation for the two lasers compared to that of our 6.8 GHz frequency reference. For the Rb laser, phase noise is dominated by that of the reference. On the K laser excess noise appears at low frequency because of physical separation between the two frequency components.

mechanical constraints the RMS phase noise remains below 200 mrad, and below 30 mrad in quiet conditions. Further stabilization can be added by retroacting on the phase of the RF signal driving the AOM.

Finally, the laser source has been validated during parabolic flight campaigns organized by CNES and ESA, by achieving the first dual-species MOT in microgravity. We capture around 10^9 Rb atoms and $5 \cdot 10^7$ K atoms in a static MOT, loaded from a vapor. The FOFC has remained fully locked and stable throughout the flights. The output optical powers were also stable, with no noticeable long-term degradation or influence of vibrations ($< 5\%$). The temperature of Rubidium atoms after sub-Doppler cooling in optical molasses is of the order of 8 μK , allowing high resolution acceleration measurements in the plane [8]. We have measured the temperature of K atoms by a release and recapture method, and estimate it around 200 μK , which is comparable to what has been obtained in [17]. Further cooling to 25 μK in optical molasses has been recently achieved [18, 19] and will be implemented soon on our experiment.

Improvements to this laser source could come from the reduction of free-space optics. For instance, the use of pigtailed PPLN waveguides instead of bulk crystals could lead to a smaller setup, along with a reduction of the needed pump power. Studies in this direction are currently under way and promising results have been obtained by Nishikawa and coworkers [20]. Furthermore, fast and polarization maintaining switches with high extinction ratios operating at 780 or 767 nm are difficult to find. The maturation of these technologies seems necessary before a fully fibered laser source for atom interferometry can be built.

The laser source we have presented is a compact and versatile setup, designed to test the weak Equivalence Principle in the zero-g plane [21]. A similar design could

easily be adapted to other dual-species cold atom experiments, the use of the frequency comb allowing for easy absolute frequency determination and stabilization. The high stability and reliability of this type of fiber-based architecture also make it a good alternative to ECDL-based systems for laboratory experiments.

We thank L. Mondin and T. Lévêque for their implication in the project. We acknowledge funding supports from CNES, DGA, CNRS, ESA and IFRAF.

References

1. B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. J. Borde, A. Landragin, and P. Bouyer, *Physical Review Letters* **97**, 10402 (2006).
2. S. Dimopoulos, P. Graham, J. Hogan, and M. Kasevich, *Physical Review Letters* **98**, 111102 (2007).
3. T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari *et al.*, *Science* **328**, 1540 (2010).
4. J. McGuirk, G. Foster, J. Fixler, M. Snadden, and M. Kasevich, *Physical Review A* **65**, 1 (2002).
5. Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, *Applied Physics Letters* **96**, 134101 (2010).
6. M. Schmidt, M. Prevedelli, A. Giorgini, G. M. Tino, and A. Peters, *Applied Physics B* **102**, 11 (2010).
7. F. Sorrentino, K. Bongs, P. Bouyer *et al.*, *Microgravity Sci. Technol.* **22**, 551–561 (2010).
8. R. Geiger, V. Ménotet, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nature Communications* 2011 (in press)
9. M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).
10. J. Le Gouët, J. Kim, C. Bourassin-Bouchet, M. Lours, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, *Optics Communications* **282**, 977 (2009).
11. O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, A. Bresson, and Y. Bidel, *Applied Physics B* **97**, 405 (2009).
12. G. Stern, B. Allard, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel, and P. Bouyer., *Appl. Opt.* **49**, 3092 (2010).
13. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, *Nature* **416**, 233 (2002).
14. Novespace, <http://www.novespace.fr>
15. G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Eur. Phys. J. D* **53**, 353 (2009).
16. A master/slave architecture similar to that of Rubidium will be implemented for Raman detuning.
17. C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F. Cataliotti, M. Prevedelli, G. Tino, and M. Inguscio, *Eur. Phys. J. D* **3**, 113 (1998).
18. M. Landini, S. Roy, L. Carcagni, D. Trypogeoros, M. Fattori, M. Inguscio and G. Modugno, [arXiv:1107.2337v1](https://arxiv.org/abs/1107.2337v1) (2011).
19. V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. Kollengode Easwaran and C. S. Unnikrishnan, *J. Phys. B* **44**, 115307 (2011).

20. T. Nishikawa, A. Ozawa, Y. Nishida, M. Asobe, F.-L. Hong, and T. W. Hänsch, *Optics express* **17**, 17792 (2009).
21. G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer, *New Journal of Physics* **11**, 113010 (2009).

Informational Fourth Page

References

1. B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. J. Borde, A. Landragin, and P. Bouyer, “Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry,” *Physical Review Letters* **97**, 10402 (2006).
2. S. Dimopoulos, P. Graham, J. Hogan, and M. Kasevich, “Testing General Relativity with Atom Interferometry,” *Physical Review Letters* **98**, 111102 (2007).
3. T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari *et al.*, “Bose-Einstein condensation in microgravity,” *Science* **328**, 1540 (2010).
4. J. McGuirk, G. Foster, J. Fixler, M. Snadden, and M. Kasevich, “Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry,” *Physical Review A* **65**, 1–14 (2002).
5. Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, “A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam,” *Applied Physics Letters* **96**, 134101 (2010).
6. M. Schmidt, M. Prevedelli, A. Giorgini, G. M. Tino, and A. Peters, “A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments,” *Applied Physics B* **102**, 11–18 (2010).
7. F. Sorrentino, K. Bongs, P. Bouyer, L. Cacciapuoti, M. Angelis, H. Dittus, W. Ertmer *et al.*, “A Compact Atom Interferometer for Future Space Missions,” *Microgravity Science and Technology* **22**, 551–561 (2010).
8. R. Geiger, V. Ménot, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidel, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nature Communications* 2011 (in press)
9. M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated Raman transitions,” *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181–184 (1991).
10. J. Le Gouët, J. Kim, C. Bourassin-Bouchet, M. Lours, A. Landragin, and F. Pereira Dos Santos, “Wide bandwidth phase-locked diode laser with an intra-cavity electro-optic modulator,” *Optics Communications* **282**, 977–980 (2009).
11. O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, A. Bresson, and Y. Bidel, “Compact and robust laser system for onboard atom interferometry,” *Applied Physics B* **97**, 405–411 (2009).
12. G. Stern, B. Allard, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel, and P. Bouyer., “Frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling,” *Appl. Opt.* **49**, 3092–3095 (2010).
13. T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, “Optical frequency metrology,” *Nature* **416**, 233–237 (2002).
14. Novespace, <http://www.novespace.fr>
15. G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidel, W. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, “Light-pulse atom interferometry in microgravity,” *Eur. Phys. J. D* **53**, 353–357 (2009).
16. A master/slave architecture similar to that of rubidium will be implemented for raman detuning.
17. C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F. Cataliotti,

- M. Prevedelli, G. Tino, and M. Inguscio, “Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps,” *Eur. Phys. J. D* **3**, 113–118 (1998).
18. M. Landini, S. Roy, L. Carcagni, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno, “Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms,” arXiv:1107.2337 (2011).
 19. V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. Easwaran, and C. S. Unnikrishnan, “Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D + 3D MOT set-up,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **44**, 115307 (2011).
 20. T. Nishikawa, A. Ozawa, Y. Nishida, M. Asobe, F.-L. Hong, and T. W. Hänsch, “Efficient 494 mW sum-frequency generation of sodium resonance radiation at 589 nm by using a periodically poled Zn:LiNbO₃ ridge waveguide.” *Optics express* **17**, 17792–800 (2009).
 21. G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer, “How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle,” *New Journal of Physics* **11**, 113010 (14pp) (2009).

Bibliographie

- [Adelberger 90] E. G. Adelberger, C. W. Stubbs, B. R. Heckel, Y. Su, H. E. Swanson, G. Smith, J. H. Gundlach & W. F. Rogers. *Testing the equivalence principle in the field of the Earth : Particle physics at masses below 1 μeV ?* Phys. Rev. D, vol. 42, no. 10, pages 3267–3292, Nov 1990.
- [Allan 66] D. W. Allan. *Statistics of Atomic Frequency Standards*. Proc. IEEE, vol. 54, page 221, 1966.
- [Antoine 03] Ch. Antoine & Ch. J. Bordé. *Exact phase shifts for atom interferometry*. Physics Letter A, vol. 306, pages 277–284, 2003.
- [Antoine 04] Charles Antoine. *Contribution à la théorie des interféromètres atomiques*. PhD thesis, Université Paris 6, 2004.
- [Battelier 10] B. Battelier. *Communication pivée*. Communication pivée, 2010.
- [Biedermann 09] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase & M. A. Kasevich. *Low-noise simultaneous fluorescence detection of two atomic states*. Opt. Lett., vol. 34, no. 3, pages 347–349, Feb 2009.
- [Bongs 06] K. Bongs, Launay R. & Kasevich M. A. *High-order inertial phase shifts for time domain atom interferometers*. Appl. Phys. B, vol. 84, pages 599–602, 2006.
- [Bordé 89] Ch. J. Bordé. *Atomic interferometry with internal state labelling*. Physics Letter A, vol. 140, pages 10–12, 1989.
- [Bordé 01] Ch. J. Bordé. *Theoretical tools for atom optics and interferometry*. C. R. Acad. Sci. Paris, vol. t. 2, série IV, pages 509–530, 2001.
- [Bordé 02] Ch. J. Bordé. *Atomic clocks and inertial sensors*. Metrologia, vol. 39, no. 5, page 435, 2002.
- [Bordé 04] Christian J. Bordé. *Quantum Theory of Atom-Wave Beam Splitters and Application to Multidimensional Atomic Gravito-Inertial Sensors*. General Relativity and Gravitation, vol. 36, pages 475–502, 2004.
- [Bordé 08] Ch. J. Bordé. *5D optics for atomic clocks and gravito-inertial sensors*. The European Physical Journal - Special Topics, vol. 163, pages 315–332, 2008. 10.1140/epjst/e2008-00827-3.
- [Bouyer 09] Philippe Bouyer & Arnaud Landragin. *Cold atom interferometry sensor, US Patent 2011/0073753 A1*. Cold atom interferometry sensor, US Patent 2011/0073753 A1, 2009. http://www.google.com/patents?id=hLZgAQAAEBAJ&printsec=frontcover&dq=landragin&hl=en&ei=spI1TuHXIovcsgag_oGjCQ&sa=X&oi=book_result&ct=result&resnum=3&ved=OCCwQ6AEwAg.
- [Brans 61] C. Brans & R. H. Dicke. *Mach's Principle and a Relativistic Theory of Gravitation*. Phys. Rev., vol. 124, no. 3, pages 925–935, Nov 1961.
- [Brantut 09] J.-P. Brantut. *Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux*. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2009.
- [Carraz 09a] O. Carraz. *Gravimètre atomique embarquable : Etude théorique et expérimentale de l'instrument*. PhD thesis, Observatoire de Paris, 2009.

- [Carraz 09b] O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel & A. Bresson. *Compact and robust laser system for onboard atom interferometry*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 97, pages 405–411, 2009. 10.1007/s00340-009-3675-9.
- [Castin 95] Yvan Castin & Klaus Mølmer. *Monte Carlo Wave-Function Analysis of 3D Optical Molasses*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 19, pages 3772–3775, May 1995.
- [Cheinet 06] P. Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2006.
- [Cheinet 08] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F Leduc & A. Landragin. *Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer*. IEEE Trans. on Instrum. Meas, vol. 57, page 1141, 2008.
- [Chow 85] W. W. Chow, J. Gea-Banaochoche, L. M. Pedrotti, V. E. Sanders, W. Schleich & M. O. Scully. *The ring laser gyro*. Rev. Mod. Phys., vol. 57, no. 1, page 61, Jan 1985.
- [Clauser 88] John F. Clauser. *Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry*. Physica B+C, vol. 151, no. 1-2, pages 262 – 272, 1988.
- [Clément 09] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*. Phys. Rev. A, vol. 79, no. 6, page 061406, Jun 2009.
- [Cohen-Tannoudji 92] Claude Cohen-Tannoudji. Cours de physique atomique et moléculaire : Interférométrie atomique, année scolaire 1992-1993. Collège de France, 1992.
- [Colella 75] R. Colella, A. W. Overhauser & S. A. Werner. *Observation of Gravitationally Induced Quantum Interference*. Phys. Rev. Lett., vol. 34, no. 23, pages 1472–1474, Jun 1975.
- [Coley 82] A. Coley. *Schiff's Conjecture on Gravitation*. Phys. Rev. Lett., vol. 49, no. 12, pages 853–855, Sep 1982.
- [Cosmic-Vision 11] Cosmic-Vision. Liste des missions de physique fondamentale avec des interféromètres atomiques proposées pour Cosmic Vision 2015-2025, 2011. <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=35202>.
- [Dalibard 83] J. Dalibard, S. Reynaud & C. Cohen-Tannoudji. *Proposals of stable optical traps for neutral atoms*. Opt. Comm., vol. 47, page 395, 1983.
- [Dalibard 89] J. Dalibard & C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, no. 11, pages 2023–2045, Nov 1989.
- [Dalibard 06] Jean Dalibard. *Atomes ultra-froids*. Atomes ultra-froids, 2006. <http://www.phys.ens.fr/~dalibard/>.
- [Damour 96] Thibault Damour. *Testing the equivalence principle : why and how ?* Classical and Quantum Gravity, vol. 13, no. 11A, page A33, 1996.
- [Damour 02] Thibault Damour, Federico Piazza & Gabriele Veneziano. *Runaway Dilaton and Equivalence Principle Violations*. Phys. Rev. Lett., vol. 89, no. 8, page 081601, Aug 2002.
- [de Saint-Vincent 10] M. Robert de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, Ch. J. Bordé, A. Aspect, T. Bourdel & P. Bouyer. *A quantum trampoline for ultra-cold atoms*. EPL (Europhysics Letters), vol. 89, no. 1, page 10002, 2010.
- [Dick 87] G. J. Dick. *Local Oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards*. Local Oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards, Proceedings of the Nineteenth Annual Precise Time and Time

BIBLIOGRAPHIE

- Interval(PTTI) Applications and Planning Meeting, Redondo Beach, CA, 1987. <http://www.dtic.mil/cgi-bin/GetTRDoc?AD=ADA502386&Location=U2&doc=GetTRDoc.pdf>.
- [Dimopoulos 07] Savas Dimopoulos, Peter W. Graham, Jason M. Hogan & Mark A. Kasevich. *Testing General Relativity with Atom Interferometry*. Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 11, page 111102, Mar 2007.
- [Dimopoulos 08] Savas Dimopoulos, Peter W. Graham, Jason M. Hogan & Mark A. Kasevich. *General relativistic effects in atom interferometry*. Phys. Rev. D, vol. 78, no. 4, page 042003, Aug 2008.
- [Einstein 07] Albert Einstein. *Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen*. Jahrbuch der Radioaktivität, vol. 4, pages 411–462, 1907. http://wikilivres.info/wiki/%C3%9Cber_das_Relativit%C3%A4tsprinzip_und_die_aus_demselben_gezogenen_Folgerungen.
- [Eöt-Wash 11] Eöt-Wash, 2011. Site Web du groupe Eöt-Wash de l'université de Washington : <http://www.npl.washington.edu/eotwash/>.
- [Faller 67] James E. Faller. *Precision Measurement of the Acceleration of Gravity*. Science, vol. 158, no. 3797, pages 60–67, 1967.
- [Faller 02] J E Faller. *Thirty years of progress in absolute gravimetry : a scientific capability implemented by technological advances*. Metrologia, vol. 39, no. 5, page 425, 2002.
- [Ferris 02] Michael Ferris. *NEG Pumps - Magic in the vacuum chamber ?* NEG Pumps - Magic in the vacuum chamber?, Vacuum Technology and Coating, August 2002. <http://www.saesgetters.com/default.aspx?idPage=158>.
- [Feynman 48] R. P. Feynman. *Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics*. Rev. Mod. Phys., vol. 20, no. 2, pages 367–387, Apr 1948.
- [Fixler 07] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk & M. A. Kasevich. *Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity*. Science, vol. 315, no. 5808, pages 74–77, 2007.
- [Fort 98] C. Fort, A. Bambini, L. Cacciapuoti, F.S. Cataliotti, M. Prevedelli, G.M. Tino & M. Inguscio. *Cooling mechanisms in potassium magneto-optical traps*. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, vol. 3, pages 113–118, 1998. 10.1007/s100530050154.
- [Foster 02] G. T. Foster, J. B. Fixler, J. M. McGuirk & M. A. Kasevich. *Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting*. Opt. Lett., vol. 27, no. 11, pages 951–953, Jun 2002.
- [G. D'Agostino 11] A. Landragin G. D'Agostino S. Merlet & F. Pereira Dos Santos. *Perturbations of the local gravity field due to mass distribution on precise measuring instruments : a numerical method applied to a cold atom gravimeter*. Perturbations of the local gravity field due to mass distribution on precise measuring instruments : a numerical method applied to a cold atom gravimeter, accepted for publication in Metrologia arXiv :1105.2173 (juin 2011), 2011.
- [Galileo-Galilei 09] Galileo-Galilei. GG undergoing Phase A-2 Study by ASI (Agenzia Spaziale Italiana) - Preliminary Study Report, April 2009. Project homepage : <http://eotvos.dm.unipi.it/index.html>, 2009. <http://eotvos.dm.unipi.it/PA2/GG%20Phase%20A-2%20Study%20Report%20April%202009.pdf>.
- [Gauguet 08] A. Gauguet. *Gyromètre à atomes froids : Etude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2008.

- [Gauguet 09] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi & A. Landragin. *Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer*. Phys. Rev. A, vol. 80, no. 6, page 063604, Dec 2009.
- [GOCE 11] GOCE. GOCE (Gravity field and steady-state Ocean Circulation Explorer), page web du projet. Cité en Juillet 2011., 2011. www.esa.int/goce.
- [Gokhroo 11] Vandna Gokhroo, G Rajalakshmi, R Kollengode Easwaran & C S Unnikrishnan. *Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D + -3D MOT set-up*. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 44, no. 11, page 115307, 2011.
- [GRACE 11] GRACE. GRACE - Gravity Recovery and Climate Experiment. Page web du projet. Cité en juillet 2011., 2011. <http://www.csr.utexas.edu/grace/>.
- [Gustavson 00] T L Gustavson, A Landragin & M A Kasevich. *Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope*. Classical and Quantum Gravity, vol. 17, no. 12, page 2385, 2000.
- [Haugan 01] M.P. Haugan & C. Lämmerzahl. *Principles of Equivalence : Their Role in Gravitation Physics and Experiments that Test Them*. Lect.Notes Phys., vol. 562, pages 195–212, 2001. arXiv :gr-qc/0103067v1.
- [Hogan 10] Jason M. et al. Hogan. *An Atomic Gravitational Wave Interferometric Sensor in Low Earth Orbit (AGIS-LEO)*. An Atomic Gravitational Wave Interferometric Sensor in Low Earth Orbit (AGIS-LEO), arXiv :1009.2702v1 [physics.atom-ph], 2010.
- [Imeshev 98] G. Imeshev, M. Proctor & M. M. Fejer. *Phase correction in double-pass quasi-phase-matched second-harmonic generation with a wedged crystal*. Opt. Lett., vol. 23, no. 3, pages 165–167, Feb 1998.
- [Jekeli 05] Christopher Jekeli. *Navigation Error Analysis of Atom Interferometer Inertial Sensor*. Navigation, vol. 52, pages 1–14, 2005. http://www.ion.org/search/view_abstract.cfm?jp=j&idno=2387.
- [Johnson 10] D. M. S. Johnson, J. M. Hogan, S. w. Chiow & M. A. Kasevich. *Broadband optical serrodyne frequency shifting*. Opt. Lett., vol. 35, no. 5, pages 745–747, Mar 2010.
- [Kasevich 91a] Mark Kasevich & Steven Chu. *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*. Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 2, pages 181–184, Jul 1991.
- [Kasevich 91b] Mark Kasevich, David S. Weiss, Erling Riis, Kathryn Moler, Steven Kasapi & Steven Chu. *Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions*. Phys. Rev. Lett., vol. 66, no. 18, pages 2297–2300, May 1991.
- [Kasevich 08] Mark A. Kasevich & Boris Dubetsky. *Kinematic sensors employing atom interferometer phases, US Patent 7317184, dated 8 Jan 2008*. Kinematic sensors employing atom interferometer phases, US Patent 7317184, dated 8 Jan 2008, 2008. http://www.google.com/patents?id=8ICpAAAAEBAJ&printsec=frontcover&dq=kasevich+dubetsky&hl=en&ei=CGckTre7D4XNswaFnN2sAg&sa=X&oi=book_result&ct=result&resnum=1&ved=0CCgQ6AEwAA.
- [Keith 91] David W. Keith, Christopher R. Ekstrom, Quentin A. Turchette & David E. Pritchard. *An interferometer for atoms*. Phys. Rev. Lett., vol. 66, no. 21, pages 2693–2696, May 1991.
- [Kim 08] Chanwoo Kim & Richard M Stern. *Robust Signal-to-Noise Ratio Estimation Based on Waveform Amplitude Distribution Analysis, In Practice*, pages 2598–2601, 2008.

BIBLIOGRAPHIE

- [Lamporesi 08] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli & G. M. Tino. *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 5, page 050801, Feb 2008.
- [Landini 11] M. Landini, S. Roy, L. Carcagni, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio & G. Modugno. *Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms*. Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms, arXiv :1107.2337v1, 2011.
- [Laurent 98] Ph. Laurent, P. Lemonde, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, N. Dimarcq, P. Petit, C. Audoin & C. Salomon. *A cold atom clock in absence of gravity*. Eur. Phys. J. D, vol. 3, no. 3, pages 201–204, 1998.
- [Laurent 06] Ph. Laurent, M. Abgrall, Ch. Jentsch, P. Lemonde, G. Santarelli, A. Clairon, I. Maksimovic, S. Bize, Ch. Salomon, D. Blonde, J.F. Vega, O. Grosjean, F. Picard, M. Saccoccio, M. Chaubet, N. Ladiette, L. Guillet, I. Zenone, Ch. Delaroche & Ch. Sirmain. *Design of the cold atom PHARAO space clock and initial test results*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 84, pages 683–690, 2006. 10.1007/s00340-006-2396-6.
- [Le Gouët 08] J. Le Gouët. *Étude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2008.
- [Le Gouët 07] J. Le Gouët, P. Cheinet, J. Kim, D. Holleville, A. Clairon, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos. *Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferometers*. Eur. Phys. J. D, vol. 44, pages 419–425, 2007.
- [Le Gouët 08] J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, J. Kim, S. Merlet, A. Clairon, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos. *Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 92, pages 133–144, 2008. 10.1007/s00340-008-3088-1.
- [Lett 88] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Gould & Harold J. Metcalf. *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*. Phys. Rev. Lett., vol. 61, no. 2, pages 169–172, Jul 1988.
- [Lévêque 09] T. Lévêque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos & A. Landragin. *Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique*. Phys. Rev. Lett., vol. 103, no. 8, page 080405, Aug 2009.
- [Lévêque 10] Thomas Lévêque. *Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [Lienhart 07] F. Lienhart. *Etude d'un gravimètre à atomes froids embarquable*. PhD thesis, Observatoire de Paris, 2007.
- [Louchet-Chauvet 11] A. Louchet-Chauvet, S. Merlet, Q. Bodart, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, H. Baumann, G. D'Agostino & C. Origlia. *Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-MASS project*. IEEE Trans. Instr. Meas, vol. 60, pages 2527–2532, 2011. <http://fr.arxiv.org/abs/1008.2884>.
- [Malossi 10] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévêque, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos. *Double diffraction in an atomic gravimeter*. Phys. Rev. A, vol. 81, no. 1, page 013617, Jan 2010.
- [Marcuccio 03] Salvo Marcuccio, Lorenzo Serafini, David Nicolini, Laurent Jolivet, Olivier Vandermarcq & Pierre Touboul. *Feep system for the MICROSCOPE mission*. In 28th international electric propulsion conference, toulouse, france, march 17 - 21, 2003, 2003. http://sgc.engin.umich.edu/erps/IEPC_2003/proceedings/0279-0303iepc-full.pdf.

- [Marque 08] J.-P. Marque, B. Christophe, F. Liorzou, G. Bodovillé, B. Foulon, J. Guérard & V. Lebat. *The ultra sensitive accelerometers of the ESA GOCE mission*. In 59th IAC Congress, Glasgow, Scotland, 29 September – 3 October 2008, 2008. available at <http://www.onera.fr/dmph/goce/IAC-08-B1.3.7.pdf>.
- [McGuirk 01] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler & M. A. Kasevich. *Low-noise detection of ultracold atoms*. *Opt. Lett.*, vol. 26, no. 6, pages 364–366, Mar 2001.
- [McGuirk 02] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden & M. A. Kasevich. *Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry*. *Phys. Rev. A*, vol. 65, no. 3, page 033608, Feb 2002.
- [Merlet 09] S Merlet, J Le Gouët, Q Bodart, A Clairon, A Landragin, F Pereira Dos Santos & P Rouchon. *Operating an atom interferometer beyond its linear range*. *Metrologia*, vol. 46, no. 1, page 87, 2009.
- [Merlet 10a] S Merlet, Q Bodart, N Malossi, A Landragin, F Pereira Dos Santos, O Gitlein & L Timmen. *Comparison between two mobile absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers*. *Metrologia*, vol. 47, no. 4, page L9, 2010.
- [Merlet 10b] S Merlet, Q Bodart, N Malossi, A Landragin, F Pereira Dos Santos, O Gitlein & L Timmen. *Comparison between two mobile absolute gravimeters : optical versus atomic interferometers*. *Metrologia*, vol. 47, no. 4, page L9, 2010.
- [Michelson 87] Albert A. Michelson & Edward W. Morley. *On the relative motion of the Earth and the luminiferous Ether*. *American Journal of Science*, vol. 34, pages 333–345, 1887. <http://www.aip.org/history/gap/PDF/michelson.pdf>.
- [Microscope 11] Microscope. Site internet du projet MICROSCOPE, Juin 2011. <http://smc.cnes.fr/MICROSCOPE/Fr/>.
- [MIGA 11] MIGA. MIGA : Matter-Wave laser Interferometry Gravitation Antenna, présentation donnée par Philippe Bouyer lors des rencontres de Moriond à La Thuile, Italie, du 13 au 20 mars 2011., 2011. <http://moriond.in2p3.fr/J11/transparentes/bouyer.pdf>.
- [Migdall 85] Alan L. Migdall, John V. Prodan, William D. Phillips, Thomas H. Bergeman & Harold J. Metcalf. *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 54, no. 24, pages 2596–2599, Jun 1985.
- [Monroe 90] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson & C. Wieman. *Very cold trapped atoms in a vapor cell*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 13, pages 1571–1574, Sep 1990.
- [Ménoret 09] V. Ménoret. *Ice : vers un accéléromètre à atomes froids en micro-gravité*. Master’s thesis, Institut d’Optique, 2009.
- [Newton 56] Isaac Newton. *Principes mathématiques de la philosophie naturelle*, par feue madame la marquise du chastelet. auteur : Isaac newton, contibutions de gabrielle emilie châtelet-lomont et alexis claude clairaut. A Paris : Chez Desaint & Saillant, 1756. <http://www.e-rara.ch/doi/10.3931/e-rara-1743>.
- [Niebauer 95] T M Niebauer, G S Sasagawa, J E Faller, R Hilt & F Klopping. *A new generation of absolute gravimeters*. *Metrologia*, vol. 32, no. 3, page 159, 1995.
- [Nordtvedt 68] K. Nordtvedt. *Testing Relativity with Laser Ranging to the Moon*. *Phys. Rev.*, vol. 170, no. 5, pages 1186–1187, Jun 1968.
- [Novák 03] P. Novák, M. Kern, K.-P. Schwarz, M.G. Sideris, B. Heck, S. Ferguson, Y. Hammada & M. Wei. *On geoid determination from airborne gravity*. *Journal of Geodesy*, vol. 76, pages 510–522, 2003. 10.1007/s00190-002-0284-3.
- [Nyman 06a] 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 & P. Bouyer. *I.C.E. : a transportable atomic inertial sensor for*

BIBLIOGRAPHIE

- test in microgravity*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 84, pages 673–681, 2006.
- [Nyman 06b] 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 & P. Bouyer. *I.C.E. : a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 84, pages 673–681, 2006. [10.1007/s00340-006-2395-7](https://doi.org/10.1007/s00340-006-2395-7).
- [Pereira Dos Santos 09] F. Pereira Dos Santos, P. Wolf, A. Landragin, M-C. Angonin, P. Lemonde, S. Bize, A. Clairon, A. Llambrecht, B. Lamine & S. Reynaud. Measurement of short range forces using cold atoms, Proceeding of the 7th International Symposium on Frequency Standards and Metrology, ed. by L. Maleki (World scientific) p44-52, (2009), 2009. http://syrt.e.observatoireparis.fr/tfc/capteurs_inertiels/pages/ressources/SFSMForcaG.pdf.
- [Peters 98] Achim Peters. *High precision gravity measurements using atom interferometry*. PhD thesis, Stanford University, 1998.
- [Plapous 06] C. Plapous, C. Marro & P. Scalart. *Improved Signal-to-Noise Ratio Estimation for Speech Enhancement*. IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing, vol. 14, pages 2098 – 2108, 2006.
- [Prevedelli 99] M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino & M. Inguscio. *Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus*. Phys. Rev. A, vol. 59, no. 1, pages 886–888, Jan 1999.
- [Raab 87] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu & D. E. Pritchard. *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., vol. 59, no. 23, pages 2631–2634, Dec 1987.
- [Ramsey 89] N. F. Ramsey. *Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers*. Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers, Nobel Lecture, December 8, 1989, 1989.
- [Rauch 74] H. Rauch, W. Treimer & U. Bonse. *Test of a single crystal neutron interferometer*. Physics Letters A, vol. 47, no. 5, pages 369 – 371, 1974.
- [Reynaud 08] S. Reynaud & M-T. Jaekel. Tests of general relativity in the solar system. Notes of a lecture given during the International School of Physics Enrico Fermi on Atom Optics and Space Physics (Varenna, July 2007), 2008. [arXiv :0801.3407v1 \[gr-qc\]](https://arxiv.org/abs/0801.3407v1).
- [Riehle 91] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke & Ch. J. Bordé. *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer*. Phys. Rev. Lett., vol. 67, no. 2, pages 177–180, Jul 1991.
- [Sagnac 13a] G. Sagnac. *L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, vol. 157, page 708, 1913. http://fr.wikisource.org/wiki/L%E2%80%99%C3%A9ther_lumineux_d%C3%A9montr%C3%A9.
- [Sagnac 13b] G. Sagnac. *Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interféromètre tournant*. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, vol. 157, page 1410, 1913. http://fr.wikisource.org/wiki/Sur_la_preuve_de_la_r%C3%A9alit%C3%A9_de_l%E2%80%99%C3%A9ther_lumineux.
- [SAI 11] SAI. Space Atom Interferometers, Pre-Phase-A project, status report, March 2011, 2011. http://esamultimedia.esa.int/docs/hnf_research/physical/A0-2004-064_SAI_Status_report_03-2011.pdf.

- [Salomon 90] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon & S. Guellati. *Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3 μ K*. EPL (Europhysics Letters), vol. 12, no. 8, page 683, 1990.
- [Santarelli 98] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G.J. Dick & A. Clairon. *Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator*. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on, vol. 45, no. 4, pages 887–894, July 1998.
- [Santarelli 99] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten & C. Salomon. *Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard*. Phys. Rev. Lett., vol. 82, no. 23, pages 4619–4622, Jun 1999.
- [SAS 11] SAS. *Saturated Absorption Spectroscopy, University of Florida, Department of Physics*. Saturated Absorption Spectroscopy, University of Florida, Department of Physics, 2011. cité en juin 2011 et disponible à l'adresse http://www.phys.ufl.edu/courses/phy4803L/group_III/sat_absorbtion/SatAbs.pdf.
- [Scheinert 08] Mirko Scheinert, Jan Müller, Reinhard Dietrich, Detlef Damaske & Volkmar Damm. *Regional geoid determination in Antarctica utilizing airborne gravity and topography data*. Journal of Geodesy, vol. 82, pages 403–414, 2008. 10.1007/s00190-007-0189-2.
- [Schiff 60] L. I. Schiff. *On Experimental Tests of the General Theory of Relativity*. American Journal of Physics, vol. 28, no. 4, pages 340–343, 1960.
- [Schlamminger 08] S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach & E. G. Adelberger. *Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance*. Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 4, page 041101, Jan 2008.
- [Schmidt 11] M Schmidt, A Senger, M Hauth, C Freier, V Schkolnik & A Peters. *A Mobile High-Precision Absolute Gravimeter Based On Atom Interferometry*. Gyroscopy and Navigation, vol. 2, pages 170–177, 2011.
- [Schreiber 08] K. Schreiber, J. Wells & G. Stedman. *Noise processes in large ring lasers*. General Relativity and Gravitation, vol. 40, pages 935–943, 2008. 10.1007/s10714-007-0584-2.
- [Servranckx 01] Roger V. Servranckx, Karl L. Brown, Lindsay Schachinger, David Douglas & Peter G. Tenenbaum. *USERS GUIDE TO THE PROGRAM DIMAD*, 2001. <http://www-project.slac.stanford.edu/lc/local/accelphysics/codes/ReadyForRecycle/FromDimad/dimad.pdf>.
- [Sissakian 06] Alexey Sissakian, Gennady Kozlov & Elena Kolganova, editeurs. *Ligo and virgo : large interferometers searching for gravitational waves*. Proceedings of the 33rd International Conference on High Energy Physics, 2006. ISBN 978-981-270-385-9.
- [Sivia 06] D. S. Sivia & J. Skilling. *Data analysis, a bayesian tutorial*, second edition. Oxford University Press, 2006.
- [Sorrentino 10] F Sorrentino, Y-H Lien, G Rosi, L Cacciapuoti, M Prevedelli & G M Tino. *Sensitive gravity-gradiometry with atom interferometry : progress towards an improved determination of the gravitational constant*. New Journal of Physics, vol. 12, no. 9, page 095009, 2010.
- [Sortais 01] Y. Sortais. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et de ^{133}Cs ; étude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

- [STE-QUEST 10] STE-QUEST, 2010. Space-Time Explorer and Quantum Equivalence Principle Space Test, A class M mission selected by ESA Cosmic Vision 2015-2025, cited July 2011, available at http://www.exphy.uni-duesseldorf.de/Publikationen/2010/STE-QUEST_final.pdf.
- [Steck 08] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. Rubidium 87 D Line Data, available online at <http://steck.us/alkalidata>, 2008.
- [Stern 09] G. Stern, Battelier, B., Geiger, R., Varoquaux, G., Villing, A., Moron, F., Carraz, O., Zahzam, N., Bidet, Y., Chaibi, W., Pereira Dos Santos, F., Bresson, A., Landragin, A. & Bouyer, P. *Light-pulse atom interferometry in microgravity*. Eur. Phys. J. D, vol. 53, no. 3, pages 353–357, 2009.
- [Stockton 07] John K. Stockton, Xinan Wu & Mark A. Kasevich. *Bayesian estimation of differential interferometer phase*. Phys. Rev. A, vol. 76, no. 3, page 033613, Sep 2007.
- [Stoica 89] P. Stoica, R.L. Moses, B. Friedlander & T. Soderstrom. *Maximum likelihood estimation of the parameters of multiple sinusoids from noisy measurements*. IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing, vol. 37, no. 3, pages 378–392, March 1989.
- [Storey 94] Pippa Storey & Claude Cohen-Tannoudji. *The Feynman path integral approach to atomic interferometry*. J. Phys. II France, vol. 4, page 1999, 1994.
- [Takase 08] Ken Takase. *Precision rotation rate measurements with a mobile atom interferometer*. PhD thesis, Stanford University, 2008.
- [Tieke 10] T. G. Tieke. *Properties of Potassium*, February 2010. <http://staff.science.uva.nl/~tgttiecke/PotassiumProperties.pdf>.
- [Touboul 01] P. Touboul, M. Rodrigues, G. Métris & B. Taty. *MICROSCOPE, testing the equivalence principle in space*. C. R. Acad. Sci. Paris, vol. 4, pages 1271–1286, 2001.
- [Udem 02] Th. Udem, R. Holzwarth & T. W. Hänsch. *Optical frequency metrology*. Nature, vol. 416, page 233, 2002.
- [Uzan 03] Jean-Philippe Uzan. *The fundamental constants and their variation : observational and theoretical status*. Rev. Mod. Phys., vol. 75, no. 2, pages 403–455, Apr 2003.
- [van Zoest 10] T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel, W. Ertmer, E. Rasel, M. Eckart, E. Kajari, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, T. Schuldt, A. Peters, T. Könemann, H. Müntinga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch & J. Reichel. *Bose-Einstein Condensation in Microgravity*. Science, vol. 328, no. 5985, pages 1540–1543, 2010.
- [Varoquaux 07] Gaël Varoquaux, Nassim Zahzam, Walid Chaibi, Jean-François Clément, Olivier Carraz, Jean-Philippe Brantut, Robert Nyman A., Franck Pereira Dos Santos, Linda Mondin, Michel Rouzé, Yannick Bidet, Alexandre Bresson, Arnaud Landragin & Philippe Bouyer. *I.C.E. : An Ultra-Cold Atom Source for Long-Baseline Interferometric Inertial Sensors in Reduced Gravity*. Rencontres de Moriond Gravitational Waves and Experimental Gravity, La Thuile, Val d’Aosta, Italy, 2007.
- [Varoquaux 08] G. Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d’interrogation*. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2008.
- [Varoquaux 09] G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin & P. Bouyer. *How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle*. New Journal of Physics, vol. 11, no. 11, page 113010, 2009.

- [Werner 79] S. A. Werner, J. L. Staudenmann & R. Colella. *Effect of Earth's Rotation on the Quantum Mechanical Phase of the Neutron*. Phys. Rev. Lett., vol. 42, no. 17, pages 1103–1106, Apr 1979.
- [Will 06] Clifford M. Will. *The confrontation between general relativity and experiment*. Living Rev. Relativity, vol. 3, 2006. <http://relativity.livingreviews.org/Articles/lrr-2006-3/>.
- [Williams 04] James G. Williams, Slava G. Turyshev & Dale H. Boggs. *Progress in Lunar Laser Ranging Tests of Relativistic Gravity*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 26, page 261101, Dec 2004.
- [Williams 09] James G. Williams, Slava G. Turyshev & Dale H. Boggs. *Lunar laser ranging tests of the equivalence principle with the earth and moon*. International Journal of Modern Physics D (IJMPD), vol. 7, pages 1129–1175, 2009. http://arxiv.org/PS_cache/gr-qc/pdf/0507/0507083v2.pdf.
- [Williamson 95] R. S. Williamson & T. Walker. *Magneto-optical trapping and ultracold collisions of potassium atoms*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, no. 8, pages 1393–1397, Aug 1995.
- [Wolf 99] Peter Wolf & Philippe Tourenç. *Gravimetry using atom interferometers : Some systematic effects*. Physics Letters A, vol. 251, no. 4, pages 241 – 246, 1999.
- [Wolf 11] Peter Wolf, Luc Blanchet, Christian J Bordé, Serge Reynaud, Christophe Salomon & Claude Cohen-Tannoudji. *Does an atom interferometer test the gravitational redshift at the Compton frequency ?* Classical and Quantum Gravity, vol. 28, no. 14, page 145017, 2011. <http://fr.arxiv.org/abs/1012.1194>.
- [Wu 09] Xinan Wu. *Gravity gradient survey with a mobile atom interferometer*. PhD thesis, Stanford university, 2009.
- [Yu 06] N. Yu, J.M. Kohel, J.R. Kellogg & L. Maleki. *Development of an atom-interferometer gravity gradiometer for gravity measurement from space*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 84, pages 647–652, 2006. 10.1007/s00340-006-2376-x.
- [Yver-Leduc 04] Florence Yver-Leduc. *Caractérisation d'un capteur inertielle à atomes froids*. PhD thesis, Université Paris Sud 11, 2004.
- [Zhou 11] L. Zhou, Z. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. Peng, K. Hao, R. Li, M. Liu, J. Wang & M. Zhan. *Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement*. General Relativity and Gravitation, vol. 43, pages 1931–1942, 2011. 10.1007/s10714-011-1167-9.
- [Zimmerman 65] J. E. Zimmerman & J. E. Mercereau. *Compton Wavelength of Superconducting Electrons*. Phys. Rev. Lett., vol. 14, no. 22, pages 887–888, May 1965.

Senseur inertielle à ondes de matière aéroporté

Résumé : cette thèse porte sur l'étude d'un accéléromètre à ondes de matière fonctionnant à bord d'un avion effectuant des vols paraboliques et permettant des expériences en micro-gravité (0-g). Un interféromètre à atomes de ^{87}Rb refroidis par laser, et dont les états quantiques sont manipulés à l'aide de transitions Raman stimulées, constitue l'élément physique du capteur. Lors de la conception du dispositif expérimental, un effort particulier a été apporté au choix d'une source laser transportable, stable, et robuste. Nous démontrons pour la première fois le fonctionnement aéroporté d'un senseur inertielle à ondes de matière, à la fois en 0-g et durant les phases de gravité des vols (1-g). Nous proposons une technique combinant le signal de l'interféromètre à celui d'accéléromètres mécaniques auxiliaires pour effectuer des mesures au delà de la dynamique intrinsèque du capteur atomique. Nous expliquons comment bénéficier du haut niveau de sensibilité de l'interféromètre dans l'avion, et indiquons des voies d'améliorations significatives de notre dispositif pour le futur. En 0-g, nous montrons une amélioration de la sensibilité de l'accéléromètre jusque $2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$ à une seconde, et étudions une réjection des vibrations de l'avion à l'aide d'un interféromètre à quatre impulsions Raman. L'objectif de notre projet consiste en un test du principe d'universalité de la chute libre avec un double accéléromètre à atomes de ^{87}Rb et de ^{39}K . Notre système laser double-espèce emploie des composants optiques fibrés aux longueurs d'onde de 1.56 et 1.54 μm , ainsi qu'un doublage de fréquence pour obtenir la lumière utile à 780 et 767 nm pour le refroidissement et la manipulation des deux atomes. Nous étudions théoriquement la sensibilité d'une mesure de leur différence d'accélération en tenant compte des vibrations de l'avion, et précisons comment une résolution de l'ordre de $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ pourra être atteinte dans le futur avec notre expérience aéroportée.

Mots clés : senseur inertielle, interféromètre atomique, transition Raman stimulée, atomes froids, lasers telecom-doublés, micro-gravité, principe d'équivalence.

Airborne matter-wave inertial sensor

Abstract : this thesis reports the study of a matter-wave accelerometer operated aboard a 0-g plane in ballistic flights. The acceleration measurements are performed with a cold ^{87}Rb atom interferometer using stimulated Raman transitions to manipulate the quantum states of the atoms. When designing the instrument, we took special care to make the laser source transportable, robust, and stable. With our setup, we demonstrate the first operation of a matter-wave inertial sensor aboard a plane, both in 0-g and during the gravity phases of the flights (1-g). Thanks to additional mechanical accelerometers probing the coarse inertial effects, we are able to detect acceleration fluctuations much greater than the intrinsic measurement range of the interferometer. We explain our method to benefit from the full sensitivity of the matter-wave sensor in the plane, and suggest significant improvements of our system for the future. In 0-g, we show the enhancement of the accelerometer sensitivity up to $2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$ in one second, and investigate a rejection of the vibrations of the plane with a four Raman pulses interferometer. The goal of our project is to perform a test of the universality of free fall with two atom accelerometers using ^{87}Rb and ^{39}K . The laser system for the two-species interferometer is based on fiber optical components at wavelengths of 1.56 and 1.54 μm , and optical frequency doubling to generate the useful light at 780 and 767 nm to cool and manipulate the atoms. We study theoretically the sensitivity of the differential acceleration measurement by taking into account the vibrations of the plane, and discuss how a resolution of the order of $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$ could be achieved in the future with our airborne experiment.

Keywords : inertial sensor, atom interferometer, stimulated Raman transition, cold atoms, frequency-doubled telecom lasers, micro-gravity, equivalence principle.