



**HAL**  
open science

# Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du Principe d'Equivalence

Vincent Ménéret

► **To cite this version:**

Vincent Ménéret. Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du Principe d'Equivalence. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112183 . tel-00747538

**HAL Id: tel-00747538**

**<https://pastel.hal.science/tel-00747538v1>**

Submitted on 31 Oct 2012

**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.

**UNIVERSITÉ PARIS-SUD**

ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE (ED 288)  
LABORATOIRE CHARLES FABRY

**THÈSE DE DOCTORAT**

Spécialité : Physique Atomique

Soutenue le 28 septembre 2012

par

**Vincent MÉNORET**

---

**Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour  
un test du principe d'équivalence**

---

**Composition du jury :**

<i>Président :</i>	Daniel COMPARAT	Université Paris Sud (LAC - Orsay)
<i>Rapporteurs :</i>	Anne AMY-KLEIN	Université Paris 13 (LPL - Villetaneuse)
	Jacques VIGUÉ	Université Paul Sabatier (LCAR - Toulouse)
<i>Examineur :</i>	Eric PLESKA	Direction Générale de l'Armement (MRIS - Bagneux)
<i>Directeurs de thèse :</i>	Christoph WESTBROOK	Institut d'Optique (LCF - Palaiseau)
	Philippe BOUYER	Institut d'Optique (LP2N - Talence)
<i>Invité :</i>	Arnaud LANDRAGIN	Observatoire de Paris (LNE-Syrte - Paris)



Thèse préparée à :  
**Institut d'Optique Graduate School**

Laboratoire Charles Fabry (UMR 8501)  
2 avenue Augustin Fresnel  
91127 Palaiseau cedex

Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences (UMR 5298)  
351 Cours de la Libération  
33405 Talence cedex





# Remerciements

---

Une thèse est tout sauf un travail individuel et je souhaite remercier toutes les personnes qui ont contribué, de près ou de loin, au bon déroulement de la mienne.

Je remercie tout d'abord Pierre Chavel et Christian Chardonnet, directeurs successifs du Laboratoire Charles Fabry, pour l'excellent environnement scientifique et humain qu'ils ont su mettre en place et entretenir. Je remercie Alain Aspect, responsable du groupe Optique Atomique, pour sa volonté de communiquer aux plus jeunes sa passion pour la physique, en revenant toujours à des concepts simples et compréhensibles. C'est une source de dynamisme pour le groupe.

Je souhaite remercier Anne Amy-Klein et Jacques Vigué pour les discussions que nous avons eues à propos de ce manuscrit, qui m'ont permis de clarifier un certain nombre de points. Merci également à Eric Pleska d'avoir accepté de représenter la Direction Générale de l'Armement lors de ma soutenance, et à Daniel Comparat d'avoir assumé le rôle de président du jury.

Ma thèse a été dirigé par Chris Westbrook. Même si l'évolution de mes travaux a fait que nous avons peu travaillé directement ensemble, je le remercie pour les échanges que nous avons eus tout au long de ces trois années, et pour le suivi administratif qu'il a continué d'assumer.

Au sein de l'équipe ICE, j'ai eu la chance de travailler sous la direction de Philippe Bouyer et de bénéficier de conditions de recherche quasi-idéales. Son enthousiasme pour concrétiser des projets ambitieux a été pour moi un encouragement à me dépasser pour mener à bien mes recherches. La grande confiance et la liberté d'action importante que Philippe accorde à ses thésards nous permettent de réellement prendre en charge le déroulement du projet et d'être impliqués dans toutes les décisions concernant son orientation. Philippe, je te remercie et te souhaite beaucoup de réussite dans tous tes (nombreux) projets, présents et futurs !

Je remercie sincèrement Arnaud Landragin pour son investissement dans le projet ICE et pour son implication dans l'encadrement de ma thèse. Les visites d'Arnaud le mercredi matin à Palaiseau, puis le lundi à Talence ont toujours été riches en idées et astuces pour la manip, discussions physiques et solutions techniques (du réglage d'un PID au lightshift à deux photons), le tout mêlé à des réflexions sur l'actualité ou la vie de tous les jours (du sport à la crise de la dette), et toujours dans la bonne humeur. Arnaud, merci pour toutes ces discussions et pour tout ce que tu m'as appris sur le plan expérimental.

A mon arrivée sur l'expérience, j'ai été accueilli par Remi Geiger et Guillaume Stern. Pendant plus de deux ans, j'ai vécu avec eux au rythme de la manip et des campagnes de vol, observé les premières franges en apesanteur ("mais si, ça corrèle, là!") et les premiers MOTs de *potasse*, stressé quand l'expérience se mettait à faire des siennes quelques heures avant le décollage, apprécié les paraboles... Remi a toujours montré une énorme motivation à comprendre tous les détails de nos résultats expérimentaux et à pousser toujours plus loin les limites de l'expérience. Il a réellement contribué à

mettre ICE sur les bons rails, et je pense que les générations de thésards suivantes bénéficieront de tout ce qu'il a apporté à la manip. Guillaume a suivi le déroulement de l'expérience, nous a fait bénéficier de son savoir faire, à la fois au niveau scientifique et technique, tout en s'occupant de la gestion du projet et de l'organisation des campagnes de vol. Je vous remercie tous les deux pour tout ce que vous m'avez apporté sur le plan scientifique, vous êtes pour beaucoup dans les résultats de ce manuscrit. Merci aussi pour tous les bons moments que nous avons partagés, que ce soit avec ou sans gravité!

Si Baptiste Battelier faisait depuis longtemps partie du projet ICE, ce n'est que pendant la troisième année de ma thèse que j'ai été amené à travailler lui de manière quotidienne. Baptiste m'a permis de prendre beaucoup de recul sur l'expérience, et a énormément contribué à clarifier mon manuscrit. Je le remercie d'avoir pris le temps de le relire attentivement et d'avoir été disponible pour échanger et répondre à toutes mes questions malgré son emploi du temps toujours chargé. Je le remercie aussi de m'avoir fait profiter de son excellente connaissance des sources laser télécom et de son savoir en physique atomique. Pierre-Alain Gominet était le troisième occupant de notre sous-sol. Il a su s'intégrer rapidement dans le projet, et le travail qu'il a réalisé sur la conception de la nouvelle enceinte à vide ou sur la mise en place et l'asservissement des diodes RIO a rapidement porté ses fruits. L'arrivée de Brynle Barrett en septembre 2012 a également permis de progresser rapidement sur le refroidissement du Potassium et la réalisation du premier interféromètre. Je vous remercie tous les trois pour la réussite de la campagne "franges de Potassium", et vous souhaite de nombreux succès expérimentaux sur la manip.

Je souhaite également remercier tous ceux qui ont participé au projet ICE, de près ou de loin. Merci à Patrick Cheinet, qui nous a aidé au moment critique de l'obtention des premières franges, nous a fait bénéficier de ses connaissances poussées en interférométrie, et a largement contribué à l'analyse des données de corrélation. Je remercie Nassim Zahzam pour son implication dans le projet. J'ai beaucoup apprécié son recul, sa rigueur scientifique et sa capacité à se poser les bonnes questions devant un problème donné. Merci aussi à Yannick Bidel et Alexandre Bresson. Le projet est en grande partie financé par le programme R&T du CNES, et je remercie Linda Mondin et Thomas Lévêque pour leur implication et le suivi qu'ils assurent. Je remercie également les stagiaires qui ont apporté leur contribution, notamment Thomas Hingant sur la modulation serrodyne et Guillaume Salomon sur le banc espace libre.

A l'Institut d'Optique, de nombreuses personnes nous ont apporté leur aide. Je remercie tout particulièrement les électroniciens, Frédéric Moron et André Villing, qui mettent tout leur savoir-faire à la disposition des expérience et nous permettent de nous concentrer sur la physique. Ils nous ont souvent dépanné en urgence à l'approche des campagnes de vol, et ont même assuré un service à distance, en répondant à nos questions quand nous étions dans l'avion. Un grand merci à André Guilbaud, qui nous a aidé dans la réalisation du banc optique en espace libre et a répondu à nos nombreuses sollicitations, toutes plus urgentes les unes que les autres. Je remercie aussi le service achats et missions de l'Institut, qui a permis que les campagnes soient organisées dans de bonnes conditions. Je remercie Jacky Robin, qui nous a beaucoup aidé pour le déménagement, et va continuer à s'occuper de l'infrastructure de *l'Institut Optique d'Aquitaine*. A Bordeaux, je remercie sincèrement Sylvie Djian et Fabien Lehoux,

qui ont traité avec efficacité toutes nos commandes urgentes et demandes de mission, et je leur souhaite bon courage pour l'installation du LP2N dans ses nouveaux locaux.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble des thésards, post-doc et permanents du groupe d'optique atomique. C'est un environnement où physique et bonne ambiance vont de pair, et où il fait bon travailler. Merci donc à Jean-Christophe, Marie, Valentina, Guthrie, Josselin, Raphael, Denis, Karim, Sébastien, Julien, Thibaut, Bess, Isabelle, Jean-François, Jean-Philippe, Martin, Baptiste, Thomas P, Thomas B, Simon, Thomas V, Ralf, Andrea, Alain, Juliette, Fred, Kilian, Vincent, Marie, Luca, Laurent, David, Antoine, Nicolas, Karen, Nathalie, Lynn, David... Et merci à ceux dont j'ai croisé la route à Bordeaux : Leticia, Etienne, Hugo, Jean-Baptiste, Bin, Pascale, Laurent... Bonne continuation à tous.

J'ai été accueilli quelques semaines au SYRTE pour l'assemblage de la nouvelle enceinte à vide de l'expérience. Je souhaite remercier David Holleville et Luigi De Sarlo pour tous leurs conseils, leurs connaissances en techniques du vide, et leur aide à tous les niveaux. Je remercie aussi Jean-Pierre Aoustin pour ses conseils et pour la bonne ambiance qui règne à la *méca*. Florence Cornu a été d'une aide précieuse pour le montage des hublots. Un grand merci pour tout le travail préparatoire que tu as fait, on a gagné un temps précieux. Je remercie également Bertrand Venon pour le temps qu'il a consacré aux différentes étapes de l'assemblage, et notamment lors des quelques jours passés à réaliser les bobines ! Merci aussi à tous ceux qui ont apporté leur contribution : Michel Lours, Sébastien Merlet, Carlos Garrido-Alzar, Franck Pereira Dos Santos...

Je remercie également le personnel de Novespace, qui font en sorte que les campagnes de vol se déroulent bien, et nous accueillent dans la bonne humeur. Merci notamment à Patrice Rosier, Anne-Clothilde Duchesne, Nicolas Courtioux, Frédéric Gai et Christophe Mora.

Parce que pouvoir penser à autre chose de temps à autres est important, merci à Nico, Mimi, Simon, Cendrinah, Christophe, Sophie, Adrien, Cilou, Kiki, Xav, Will, Rosa, Mathias pour tous les bons moments passés ensemble pendant ces trois ans. On fêtera dignement la réussite des futurs Docteurs (les vrais, ceux qui soignent des gens!).

Je remercie sincèrement les membres de ma famille pour leur soutien et leurs encouragements tout au long de ma thèse, et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail (chacun à sa manière!). Enfin, merci à Sabrina qui a subi les aléas de la manip pendant ces trois ans, a vécu à distance le stress des campagnes, et a accepté mon exil à Bordeaux.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Interférométrie atomique</b>	<b>7</b>
1.1 Transitions Raman stimulées . . . . .	8
1.1.1 Transition à deux photons . . . . .	8
1.1.2 Dynamique du système . . . . .	10
1.1.3 Séparatrices, miroirs et interféromètre atomique . . . . .	11
1.1.4 Sélectivité en vitesse des transitions Raman . . . . .	13
1.2 Interféromètre atomique et déphasage . . . . .	14
1.2.1 Calcul du déphasage . . . . .	14
1.2.2 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations . . . . .	16
1.3 Interféromètre en régime de faible accélération et faible vitesse . . . . .	19
1.3.1 Deux transitions Raman possibles . . . . .	19
1.3.2 Double interféromètre en simple diffraction . . . . .	20
1.4 Conclusion . . . . .	22
<b>2 Dispositif expérimental et sources atomiques</b>	<b>23</b>
2.1 Préambule : choix des atomes . . . . .	23
2.2 Contexte : les vols paraboliques . . . . .	24
2.2.1 Description des campagnes . . . . .	24
2.2.2 Contraintes pour l'expérience . . . . .	26
2.3 Génération des fréquences RF et micro-ondes . . . . .	28
2.3.1 La chaîne de fréquence Rubidium . . . . .	28
2.3.2 La chaîne de fréquence Potassium . . . . .	29
2.4 Chambre de science . . . . .	30
2.4.1 Enceinte à vide . . . . .	30
2.4.2 Blindage, collimateurs et instruments . . . . .	31
2.5 La source Rubidium 87 . . . . .	32
2.5.1 Refroidissement des atomes . . . . .	33
2.5.2 Préparation de l'état quantique des atomes . . . . .	35
2.5.3 Détection des atomes par fluorescence . . . . .	36
2.6 La source Potassium 39 . . . . .	38
2.6.1 Enjeux et état de l'art . . . . .	38
2.6.2 Mise en oeuvre sur notre expérience . . . . .	39
2.6.3 Détection des atomes . . . . .	42
2.7 Evolutions du dispositif expérimental . . . . .	43
2.8 Conclusion . . . . .	46

<b>3</b>	<b>Système laser bifréquence</b>	<b>49</b>
3.1	Choix de l'architecture . . . . .	49
3.1.1	Cahier des charges . . . . .	49
3.1.2	Architecture retenue . . . . .	50
3.2	Le système laser bifréquence télécom doublé . . . . .	51
3.2.1	Partie basse puissance à 1,5 $\mu\text{m}$ et amplification . . . . .	51
3.2.2	Doublage de fréquence et banc espace libre . . . . .	54
3.2.3	Agilité en fréquence avec la modulation serrodyne . . . . .	60
3.3	Le peigne de fréquences optique . . . . .	64
3.3.1	Rappel théorique . . . . .	65
3.3.2	Le peigne de fréquences de l'expérience ICE . . . . .	67
3.3.3	Performances du peigne de fréquences . . . . .	72
3.4	Conclusion sur la source laser . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Accéléromètre atomique Rubidium</b>	<b>79</b>
4.1	Outils d'analyse . . . . .	79
4.1.1	Augmentation de la dynamique de mesure . . . . .	79
4.1.2	A propos des accéléromètres mécaniques . . . . .	82
4.1.3	Senseur hybride . . . . .	85
4.1.4	Estimation du rapport signal à bruit de l'interféromètre . . . . .	86
4.2	Premier senseur inertiel aéroporté . . . . .	91
4.2.1	Observation des corrélations en vol . . . . .	91
4.2.2	Mesures d'accélération, senseur hybride . . . . .	94
4.2.3	Réjection des vibrations basses fréquences . . . . .	95
4.3	Etude de l'interféromètre au laboratoire . . . . .	98
4.3.1	Etude du rapport signal à bruit . . . . .	98
4.3.2	Corrélations . . . . .	102
4.4	Nouvelles mesures aéroportées et bilan des performances . . . . .	104
4.4.1	Campagne de vol de novembre 2011 . . . . .	104
4.4.2	Synthèse des mesures accélérométriques . . . . .	106
4.4.3	Facteurs limitant le rapport signal à bruit . . . . .	107
4.4.4	Sources de bruit de phase et dégradation des corrélations . . . . .	111
4.4.5	Conclusion . . . . .	112
4.5	Perspectives . . . . .	112
4.5.1	Amélioration du senseur hybride . . . . .	112
4.5.2	Evolutions de l'expérience ICE . . . . .	114
<b>5</b>	<b>Vers un test du principe d'équivalence</b>	<b>117</b>
5.1	Le principe d'équivalence . . . . .	117
5.1.1	Histoire et formulations du principe d'équivalence . . . . .	117
5.1.2	Tests du principe d'équivalence . . . . .	119
5.2	Principe d'équivalence et interférométrie atomique . . . . .	120
5.2.1	Introduction . . . . .	120
5.2.2	Mesure de l'accélération différentielle . . . . .	122
5.2.3	Choix des atomes . . . . .	124
5.3	Influence du gradient de gravité sur le test du principe d'équivalence . . . . .	125
5.4	Cas de STE-QUEST : test du principe d'équivalence avec $^{85}\text{Rb}$ et $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	128
5.4.1	Egalité des vecteurs d'onde et des pulsations de Rabi . . . . .	128

---

5.4.2	Compensation des déplacements lumineux à un photon . . . . .	130
5.4.3	Emission spontanée . . . . .	132
5.5	Conclusion . . . . .	135
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>137</b>
<b>A Quelques données numériques</b>		<b>143</b>
A.1	Projets ICE et STE-QUEST . . . . .	143
A.2	Atomes utilisés . . . . .	144
A.2.1	$^{87}\text{Rb}$ . . . . .	144
A.2.2	$^{85}\text{Rb}$ . . . . .	145
A.2.3	$^{39}\text{K}$ . . . . .	146
<b>B Fluorescence et nombre d'atomes</b>		<b>147</b>
B.1	Nombre d'atomes dans le PMO . . . . .	149
B.2	Mesure de la population du niveau $ F = 2\rangle$ . . . . .	151
<b>C STE-QUEST : Compensation des déplacements lumineux</b>		<b>155</b>
C.1	Déplacements lumineux . . . . .	155
C.2	Résolution du système . . . . .	156
<b>D Publications</b>		<b>159</b>
	Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry . . . . .	161
	Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry . . . . .	169
	Des ondes de matière pour tester les lois de l'Univers . . . . .	172
<b>Bibliographie</b>		<b>186</b>



# Introduction

**D**ANS la *Métaphysique*, Aristote écrit "le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont". Depuis l'Antiquité et jusqu'à aujourd'hui, l'observation des mouvements est l'exemple parfait d'une telle source d'étonnement, qui a débouché sur les formulations successives des lois de la mécanique. Parmi ces mouvements, deux grandes familles ont occupé une place à part avant d'être unifiées par Newton à la fin du XVII<sup>ème</sup> siècle : le mouvement des astres et celui des corps en chute libre sur Terre.

Les premiers astronomes avaient remarqué la régularité du mouvement des objets célestes et plusieurs théories ont été élaborées à ce sujet au cours du temps. D'abord basée sur une conception géocentrique, la description de l'organisation du système solaire évolue vers le modèle héliocentrique moderne avec les travaux de Copernic puis de Kepler et Galilée. Kepler, en particulier, donne les lois qui décrivent le mouvement des planètes sur leur orbite elliptique (connues sous le nom de *Lois de Kepler*).

En parallèle de ses travaux en astronomie, Galilée s'intéresse à la chute des corps et énonce la première formulation du principe de relativité : les lois qui régissent la chute des corps sont identiques dans tous les référentiels inertiels. Il donne aussi une description du mouvement uniformément accéléré d'un corps en chute libre : la trajectoire est décrite par une parabole.

La révolution vient un siècle plus tard avec Newton. Si Galilée savait décrire correctement le mouvement d'un corps en chute libre ou celui d'une planète en orbite, il considérait qu'il s'agissait de deux phénomènes physiques différents. Grâce à sa théorie de la gravitation et à ses lois du mouvement, Newton montre que chute libre et orbite sont deux cas particuliers de mouvements régis par l'interaction gravitationnelle. Le fait que sur Terre la trajectoire soit parabolique et non elliptique comme pour les astres tient uniquement au fait que les expériences sont réalisées sur des distances petites devant le rayon terrestre. Les travaux de Newton ont ceci de révolutionnaire qu'ils ne se contentent plus de décrire des phénomènes isolés mais énoncent des lois universelles permettant d'interpréter un champ d'observations et d'expériences très large.

La mécanique de Newton permet d'interpréter correctement la plupart des phénomènes physiques observés jusqu'au début du XX<sup>ème</sup> siècle. L'émergence de l'électromagnétisme va élargir considérablement l'horizon des physiciens et remettre indirectement en question certains aspects de la théorie de Newton. En effet, la compréhension progressive des implications des équations de Maxwell, notamment en ce qui concerne la propagation de la lumière, va conduire Einstein à



formuler la théorie de la Relativité Restreinte, qui change complètement la manière de décrire les mouvements. L'élargissement de la Relativité Restreinte au cas des référentiels accélérés (théorie de la Relativité Générale) modifie en profondeur la compréhension de la gravitation : de la force d'interaction gravitationnelle de Newton, on passe à une propriété *géométrique* de l'espace temps. A la manière de celle de Newton deux siècles plus tôt, la théorie d'Einstein élargit la compréhension des phénomènes physiques, notamment dans le domaine de l'astronomie. La théorie de la Relativité Générale n'a jusqu'à présent jamais été mise en défaut par l'expérience, et est souvent considérée comme l'édifice théorique le mieux vérifié par l'expérience.

Malgré tout, la théorie de la Relativité Générale a des limites. Son principal problème est d'être incompatible avec l'autre grand succès de la physique du XX<sup>ème</sup> siècle : la Mécanique Quantique. De nombreux travaux visent à bâtir une théorie unifiant les quatre interactions fondamentales. Si une telle théorie n'a pour l'instant pas vu le jour, la plupart des tentatives prévoient des violations de la Relativité Générale, et notamment d'une de ses pierres angulaires : le *principe d'équivalence*. Ce principe, dans sa formulation la plus simple (déjà proposée par Newton), nous dit que deux corps de masses différentes en chute libre dans un champ de pesanteur doivent subir la même accélération. On parle d'*universalité de la chute libre*.

Ainsi, notre compréhension moderne de la gravitation est le résultat de deux millénaires d'observations. Même les formulations les plus modernes par Newton et Einstein ne coulent pas de source : elles reposent en grande partie sur sur le principe d'équivalence. Résultat d'observations expérimentales pour Newton et postulat de départ pour Einstein, ce principe pourrait être remis en cause par de nouveaux développements théoriques, ce qui fait apparaître la nécessité de réaliser des tests afin de mettre en évidence expérimentalement une éventuelle violation et de contraindre les différents modèles.

Pour réaliser un test du principe d'équivalence, on compare les accélérations de deux objets en chute libre. Dans cette perspective, les interféromètres à atomes froids se positionnent comme des candidats de choix grâce leur excellente sensibilité aux effets inertiels<sup>1</sup>.

Les progrès réalisés à la fin des années 1980 sur le refroidissement d'atomes par laser et récompensés par le prix Nobel en 1997 [Chu 98, Cohen-Tannoudji 98, Phillips 98] ont permis à l'équipe de Mark Kasevich et Steven Chu de réaliser le premier gravimètre à ondes de matière [Kasevich 91, Kasevich 92]. L'équipe de Stanford a été pionnière dans le domaine puisqu'elle a aussi réalisé un des premiers gyromètres [Gustavson 97] (voir [Riehle 91] pour la première observation de l'effet Sagnac dans un interféromètre atomique) et le premier gradiomètre atomique (mesurant les gradients de gravité, [Snadden 98]). Depuis dix ans, plusieurs équipes utilisent des interféromètres atomiques pour réaliser des mesures inertielles de haute précision (voir par exemple [Peters 01, Le Gouët 08b] pour des gravimètres, [Gauguet 09, Stockton 11, Tackmann 12] pour des gyromètres, [McGuirk 02] pour un gradiomètre, [Fixler 07, Lamporesi 08] pour des mesures de la constante gravitationnelle  $G$  ...).

Une manière simplifiée (mais traduisant correctement le processus physique sous-jacent) de comprendre la sensibilité d'un interféromètre atomique à l'accélération est

1. Je discute des autres techniques de mesure du principe d'équivalence au chapitre 5.

la suivante. Un faisceau laser échantillonne la trajectoire du nuage atomique en chute libre à trois instants successifs, ce qui permet d'extraire l'accélération moyenne du nuage. Contrairement aux photons, les atomes ont une masse et sont donc fortement couplés aux champs inertiels, ce qui explique la très forte sensibilité des senseurs à ondes de matière aux accélérations et rotations. Notons que cette sensibilité croît comme le carré du temps de transit des atomes dans l'interféromètre (*temps d'interrogation*). Pendant l'interrogation les atomes sont en chute libre, isolés du monde extérieur dans une enceinte à vide. Moyennant certaines précautions, on peut considérer que le nuage atomique est soumis à la seule interaction gravitationnelle et que sa trajectoire est parfaitement déterminée par les lois de Newton (ou celles de la Relativité Générale). Ceci permet de réaliser des mesures avec une excellente exactitude. Le fait que les grandeurs relatives aux atomes (fréquences des transitions atomiques en particulier) sont très bien connues réduit les sources d'incertitudes expérimentales et participe également à l'exactitude élevée des mesures.

En réalisant un interféromètre atomique à deux espèces, on peut comparer les accélérations des deux nuages atomiques sous l'effet du champ gravitationnel, et réaliser ainsi un test du principe d'équivalence. L'utilisation de senseurs inertiels à ondes de matière est également envisagée pour d'autres tests de la physique fondamentale, et en particulier de la théorie de la Relativité Générale. En plus de tester le principe d'équivalence, un double interféromètre permettrait de sonder différents effets relativistes et de quantifier des déviations éventuelles [Dimopoulos 07]. A plus long terme, des réseaux d'interféromètres atomiques couplés pourraient servir à détecter des ondes gravitationnelles [Dimopoulos 08b]. Le principe est similaire à celui des détecteurs optiques comme VIRGO, mais les masses d'épreuves (miroirs dans les interféromètres optiques) sont remplacées par des nuages d'atomes, interrogés par un même faisceau laser. Enfin, les gyromètres atomiques pourraient être utilisés pour mesurer l'effet Lense-Thirring [Dimopoulos 08a]. Dans le domaine de la métrologie, le projet français de balance du Watt destiné à redéfinir l'unité internationale de masse prévoit d'utiliser un gravimètre atomique développé au LNE-Syrte pour mesurer  $g$  [Merlet 08].

Au delà du test du principe d'équivalence et de la physique fondamentale, les senseurs inertiels à ondes de matière ont de nombreux champs d'application. La mesure de l'accélération de la pesanteur  $g$  ou de ses gradients permet par exemple d'accéder à des informations sur la distribution de masse en sous-sol et intéresse la communauté des géophysiciens, tant pour la surveillance de l'activité sismique que pour la prospection minière ou pétrolière [Novák 03, Imanishi 04, MIGA 12]. Les excellentes performances des gravimètres à atomes froids (sensibilité et exactitude de l'ordre de  $10^{-9} g$ ) en font des alternatives très intéressantes aux gravimètres optiques à coin de cube [Merlet 10].

A partir d'une mesure des six composantes inertiels (trois accélérations et trois rotations), on peut intégrer les équations du mouvement pour remonter à la position de l'appareil (avion, bateau, sous-marin ...) sur lequel est embarqué l'instrument : on parle de *navigation inertielle*. L'intérêt de cette technique est qu'elle permet de s'affranchir de tout système de positionnement externe (GPS) et rend l'appareil complètement autonome. Dans ce domaine, la très bonne exactitude des senseurs inertiels à ondes de matière est un atout considérable, les appareils usuels (notamment les accéléromètres) ayant des biais qui dérivent dans le temps, ce qui peut conduire à des erreurs de position importantes après quelques dizaines de minutes de navigation [Jekeli 05].



Les applications présentées ci-dessus, que ce soit la géophysique, la navigation ou la physique fondamentale, font apparaître la question de la transportabilité et de l'embarquabilité des instruments. Cartographier le champ de pesanteur ou guider un avion nécessitent clairement un appareil que l'on puisse déplacer et faire fonctionner en dehors de l'environnement protégé du laboratoire. Les tests de physique fondamentale, quant à eux, requièrent des sensibilités extrêmement élevées, et donc des temps d'interrogations conséquents (supérieurs à la seconde typiquement). Sur terre, ceci nécessite de lancer les atomes sur des hauteurs de plusieurs mètres, et donc de construire des dispositifs expérimentaux imposants. Une autre solution consiste à utiliser une expérience compacte et embarquable et à la placer en chute libre sur une plateforme appropriée (avion zéro-g, tour de chute libre, station spatiale internationale, satellite ...).

La question de la transportabilité est aujourd'hui centrale et va de pair avec le développement des nouvelles expériences d'interférométrie atomique. L'évolution rapide du domaine depuis mon arrivée au laboratoire en mars 2009 illustre bien cette volonté de développer des senseurs compacts et embarquables. A l'époque, le seul exemple d'expérience ayant réellement fonctionné en dehors du laboratoire était le gradiomètre transportable de Stanford, embarqué dans un camion [Wu 09]. Le consortium allemand QUANTUS<sup>2</sup> avait quant à lui obtenu un résultat préliminaire en réalisant un piège magnéto-optique en chute libre dans la tour du ZARM à Brême [Könemann 07].

Depuis 2009, de nombreux résultats concernant des expériences transportables ont été publiés. Le groupe QUANTUS a observé le premier condensat de Bose-Einstein en microgravité [van Zoest 10], et prépare une expérience destinée à être embarquée sur une fusée-sonde. A Paris, le gravimètre du LNE-Syrte a été transporté plusieurs fois pour participer à des campagnes de comparaisons et rejoindre le site de la balance du Watt à Trappes [Merlet 10]. Le projet Miniatom, collaboration entre le LNE-Syrte et le LP2N à l'Institut d'Optique vise à développer un prototype de gravimètre transportable très compact, pour lequel le refroidissement et l'interrogation des atomes sont réalisés au moyen d'un unique faisceau laser [Bodart 10b]. Le savoir faire acquis par le LNE-Syrte et le LP2N a permis la création de l'entreprise  $\mu$ QuanS<sup>3</sup>, qui va commercialiser des gravimètres et horloges à atomes froids. D'autres gravimètres atomiques transportables ont également été développés, notamment à l'Université de Berlin [Schmidt 11] et à l'ONERA à Palaiseau [Carraz 09b].

L'apparition de ces prototypes a été rendue possible grâce à la fiabilisation des systèmes laser servant au refroidissement et au piégeage des atomes. Pour l'atome de Rubidium, le plus répandu, le système laser doit fonctionner à une longueur d'onde proche de celle de la transition atomique, vers 780 nm. Les expériences de laboratoire usuelles sont en général basées sur des diodes laser en cavité étendue émettant directement à 780 nm. L'équipe d'Achim Peters à Berlin a travaillé à la miniaturisation de ces systèmes, de sorte qu'ils sont maintenant assez compacts et robustes pour être embarqués [Schmidt 10]. Une autre approche, utilisée notamment à l'ONERA, à l'Institut d'Optique et au LNE-Syrte consiste à tirer parti de la maturité industrielle des composants télécom fonctionnant autour de 1560 nm. Ces composants étant fibrés, ils permettent la conception de sources laser intrinsèquement compactes et peu sensibles aux désalignements causés par les vibrations ou les fluctuations thermiques. Une étape

2. [www.iqo.uni-hannover.de/quantus.html](http://www.iqo.uni-hannover.de/quantus.html)

3. [www.muquans.com](http://www.muquans.com)

de doublage de fréquence permet ensuite d'atteindre la longueur d'onde de la transition atomique [Stern 10, Carraz 09b].

En parallèle, la communauté étudie le développement d'instruments spatiaux, à l'image de l'horloge atomique PHARAO qui devrait être installée sur la station spatiale internationale en 2013 [Pharao 12]. En 2011, le projet STE-QUEST ayant pour objectif de réaliser un test du principe d'équivalence à bord d'un satellite a été pré-sélectionné par l'agence spatiale européenne dans le cadre de l'appel à projets *Cosmic Vision*, pour un éventuel lancement en 2024 [STE-QUEST 12].

Dans ce contexte, le projet ICE (*Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace*) a été initié en 2006 [Nyman 06]. Il s'agit d'une collaboration entre le LNE-Syrte, l'Institut d'Optique (LCF à Palaiseau puis LP2N à Talence) et l'ONERA, financée en grande partie par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), et dont l'objectif scientifique principal est de réaliser un test du principe d'équivalence par interférométrie atomique lors de vols paraboliques à bord de l'Airbus A300 Zéro-G. Un double interféromètre atomique permettra à terme de mesurer l'accélération différentielle entre des atomes de Rubidium et de Potassium [Varoquaux 09]. Le projet ICE a également des objectifs intermédiaires, liés au développement des senseurs inertiels embarqués. Le premier d'entre eux est de développer et tester en conditions réelles des solutions technologiques pour l'interférométrie atomique dans des environnements difficiles. Un autre enjeu est d'étudier la question du fonctionnement d'un accéléromètre atomique de haute sensibilité dans un avion, où les fluctuations d'accélération sont importantes. Enfin, dans la perspective de projets spatiaux tels que STE-QUEST, il est important d'étudier certains aspects propres au fonctionnement en microgravité : mesures inertielles autour d'une valeur moyenne nulle, refroidissement évaporatif en impesanteur...

J'ai rejoint le projet ICE pour mon stage de Master 2 au mois de mars 2009, quelques mois après le premier résultat majeur de l'expérience : l'observation de franges de Ramsey optiques en microgravité avec l'atome de Rubidium [Stern 09]. C'était la première fois qu'un interféromètre atomique utilisant des transitions Raman stimulées fonctionnait dans un avion. De plus, la microgravité (0g) a permis d'augmenter le temps d'interrogation de manière significative par rapport au fonctionnement sous 1g. En effet, dans ce second cas, les atomes tombent et sortent de la zone d'interrogation après quelques dizaines de millisecondes ce qui fait chuter le contraste de l'interféromètre. En 0g le nuage ne se déplace pas par rapport à l'expérience, ce qui permet de conserver le contraste. Au cours de mon stage, j'ai travaillé sur la réalisation d'un banc optique pour le refroidissement des atomes, tandis que le reste de l'équipe mettait en place les transitions Raman contrapropageantes. Les premières mesures inertielles au sol ont été réalisées au mois d'Août 2009.

Ma thèse a commencé en septembre 2009, et été rythmée par les campagnes de vols paraboliques auxquelles nous avons participé. Lors des deux premières campagnes (octobre 2009 et mars 2010) nous avons réalisé les premières mesures inertielles embarquées avec un interféromètre atomique. Nous avons en particulier étudié la manière d'augmenter la dynamique de notre instrument en combinant les mesures atomiques avec celles d'un accéléromètre mécanique auxiliaire. Ce senseur hybride permet de réaliser des mesures de haute précision malgré le niveau élevé des vibrations dans l'avion [Geiger 11b]. Nous avons ensuite développé un système laser bi-fréquence pour refroi-

dir et interroger simultanément les deux atomes (Rubidium et Potassium). La source laser est basée sur la technologie télécom, et utilise un peigne de fréquences optique comme référence de fréquence. Nous avons également travaillé au refroidissement de l'atome de Potassium. Les campagnes de vol du mois de mai 2011 ont servi à la validation du système laser et à la démonstration du premier piège magnéto-optique bi-espèce en vol [Ménoret 11]. L'expérience a déménagé à Bordeaux en septembre 2011. Lors de la dernière année de ma thèse, nous avons étudié les principaux effets limitant les performances de l'expérience.

Les campagnes de vol imposent une organisation des recherches qui est différente de celle d'un laboratoire habituel. Il faut faire en sorte que l'expérience fonctionne parfaitement à l'approche des vols. Ceci nécessite de faire des compromis en amont, de sorte qu'il n'est pas toujours possible de réaliser certaines mesures ou études qui auraient pu sembler intéressantes. La démarche expérimentale se retrouve aussi affectée par les campagnes : pendant les vols nous avons accès à certain nombre d'informations "en direct", mais la majeure partie du traitement des données s'effectue *a posteriori*. Il n'est alors plus possible de reprendre des données complémentaires pour aider à l'interprétation de telle ou telle mesure (en tous cas pas dans les mêmes conditions). Nous avons donc souvent recours à des simulations numériques ou à des calculs d'ordres de grandeur pour interpréter nos données. Par ailleurs, le peu de temps dont nous disposons en vol fait que nous nous concentrons sur les mesures atomiques, et que certaines caractérisations ne peuvent pas être effectuées (mesures de stabilité de fréquence des lasers par exemple).

## Plan du mémoire

Ce manuscrit est divisé en 5 chapitres.

Au chapitre 1, je rappelle le principe de fonctionnement d'un interféromètre atomique utilisant des transitions Raman stimulées. Je donne l'expression de la fonction de sensibilité permettant de calculer la réponse de l'interféromètre aux accélérations, et je présente le régime de faible accélération et faible vitesse dans lequel fonctionne notre expérience.

Après avoir exposé le déroulement des campagnes de vol et les contraintes qu'elles imposent, je présente le dispositif expérimental au chapitre 2. Je détaille en particulier les caractéristiques des sources d'atomes froids Rubidium et Potassium.

Le chapitre 3 est consacré au système laser bifréquence télécom doublé. Je donne les raisons qui nous ont poussé à retenir cette architecture et j'en présente les différentes parties.

Les résultats expérimentaux sur l'accéléromètre atomique aéroporté font l'objet du chapitre 4. La comparaison des résultats des campagnes de vol et des mesures obtenues au sol permet de donner une première caractérisation de l'instrument, et d'estimer les effets limitant les performances.

Enfin, je rappelle au chapitre 5 les enjeux liés au test du principe d'équivalence. Je présente la manière de réaliser ce test avec un interféromètre différentiel, et étudie certaines stratégies expérimentales. Une partie des résultats de ce dernier chapitre vont au delà du cadre de ICE, et s'appliquent au projet STE-QUEST.

# 1

## Interférométrie atomique

---

The solution of the difficulty is that the two mental pictures which experiment lead us to form - the one of the particles, the other of the waves - are both incomplete and have only the validity of analogies which are accurate only in limiting cases.

---

WERNER HEISENBERG

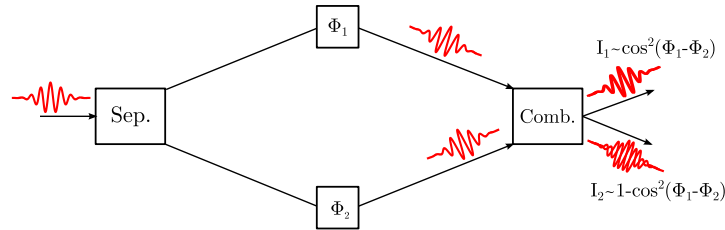
**L**a réalisation d'une expérience d'interférométrie, quelle que soit la nature des ondes utilisées, repose sur plusieurs éléments fondamentaux. De manière très générale une onde incidente est séparée en deux ou plusieurs bras, superposés spatialement ou non, qui sont ensuite recombines<sup>1</sup>. La mesure de l'intensité dans les différents ports de sortie du dispositif permet d'acquérir une information sur le déphasage accumulé entre les bras de l'interféromètre lors de la propagation (Fig. 1.1). La valeur de ce déphasage nous renseigne sur la propagation des ondes dans l'instrument et peut dépendre directement de paramètres physiques tels que la différence de longueur entre les deux bras, la vitesse de rotation du système ou le champ de pesanteur local. Les opérations élémentaires nécessaires à la réalisation d'un interféromètre sont donc la séparation de l'onde incidente, éventuellement la manipulation des ondes à l'intérieur de l'interféromètre, puis leur recombinaison et enfin la mesure de l'intensité en sortie. En optique par exemple, on utilise des lames semi-réfléchissantes pour séparer et recombinaison les bras de l'interféromètre, des miroirs pour défléchir les ondes et enfin un photodétecteur pour mesurer l'intensité de sortie.

Il existe plusieurs manières de réaliser les opérations élémentaires dans un interféromètre à ondes de matière [Clauser 88]. Nous présentons ici le fonctionnement d'un interféromètre atomique utilisant des transitions Raman stimulées. Ces transitions à deux photons sont un outil de choix pour la réalisation de senseurs inertiels, et depuis la première réalisation expérimentale d'un gravimètre à atomes froids par Mark Kasevich et Steven Chu en 1991 [Kasevich 91, Kasevich 92] leur utilisation n'a cessé de croître.

L'intérêt des transitions Raman réside dans le fait qu'elles permettent de réaliser de manière très efficace les étapes de séparation, déflexion et recombinaison des paquets d'onde atomiques nécessaires à la réalisation de l'interféromètre atomique. Elles permettent de plus d'étiqueter l'état d'impulsion de l'atome (qui représente en quelque sorte sa trajectoire) avec son état interne (c'est à dire le niveau d'énergie dans lequel il

---

1. Il s'agit ici d'une vision simpliste : le traitement complet d'un interféromètre nécessite de prendre en compte les deux ports d'entrée de la séparatrice.



**Figure 1.1** Schéma de principe d'un interféromètre. L'intensité dans chacun des ports de sortie dépend de la différence de phase  $\Phi_1 - \Phi_2$  entre les deux bras. Ici,  $\Phi_1 - \Phi_2 \approx 0$  : les interférences sont constructives sur la voie 1 et destructives sur la voie 2.

se trouve), ce qui est extrêmement intéressant pour détecter les atomes dans les deux ports de sortie de l'interféromètre [Bordé 89]. On peut en effet mesurer par fluorescence la population des deux états internes plutôt que de devoir recourir à un système d'imagerie résolu en position.

Dans ce chapitre je décris le principe des transitions Raman stimulées, puis leur utilisation pour réaliser un interféromètre de Mach-Zehnder atomique. Je donne les étapes principales du calcul, en insistant sur celles qui sont les plus importantes pour la compréhension du fonctionnement de l'interféromètre. Une formulation plus détaillée pourra être trouvée dans les références. J'étudie dans un second temps la sensibilité de l'interféromètre aux accélérations, puis le régime de faible accélération et faible vitesse dans lequel fonctionne notre expérience.

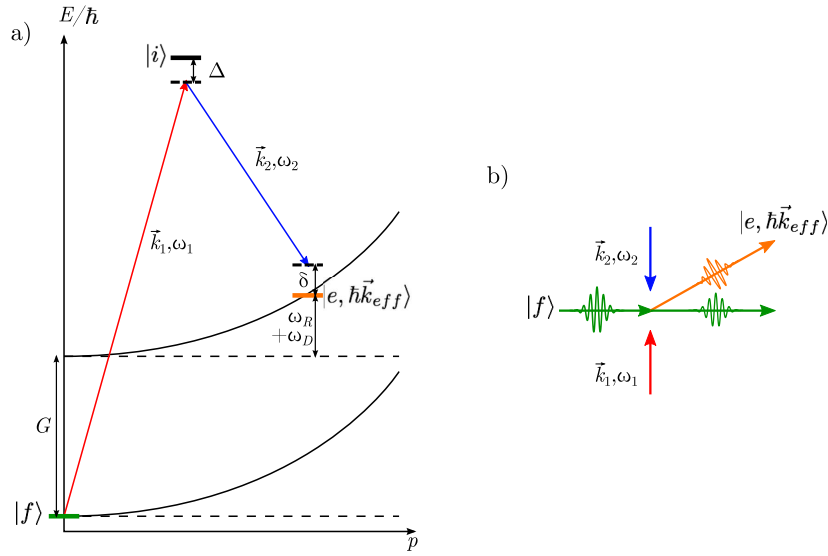
## 1.1 Transitions Raman stimulées

### 1.1.1 Transition à deux photons

#### Principe physique

Les transitions Raman reposent sur le couplage de deux états atomiques  $|f\rangle$  et  $|e\rangle$  par une transition à deux photons via un état intermédiaire  $|i\rangle$  (Fig. 1.2 a). Le système que nous considérons est un atome de  $^{87}\text{Rb}$  ou de  $^{39}\text{K}$  dont les états  $|f\rangle$  et  $|e\rangle$  sont les deux états hyperfins  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$  du niveau fondamental  $^2S_{1/2}$ , et  $|i\rangle$  le niveau  $|F' = 1\rangle$  de l'état excité  $^2P_{3/2}$  (voir l'annexe A, ainsi que les références [Steck 09] et [Tiecke 11]). L'atome est éclairé par deux lasers Raman de vecteurs d'onde  $\vec{k}_{1,2}$  et de pulsations  $\omega_{1,2}$ , désaccordés d'une valeur proche de la pulsation d'horloge  $G$ . On définit également  $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$  le vecteur d'onde effectif associé au couple de lasers Raman, et  $\Delta$  le désaccord des lasers par rapport à l'état  $|i\rangle$ .

L'atome initialement dans l'état  $|f\rangle$  absorbe un photon du laser 1 puis tombe dans l'état  $|e\rangle$  par émission stimulée d'un photon dans le mode du laser 2. Ce changement d'état interne s'accompagne d'un transfert d'impulsion  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$  des lasers vers l'atome, maximal quand les deux lasers sont contrapropageants. On a alors  $\vec{k}_{\text{eff}} \approx 2\vec{k}_{1,2}$ . Le processus Raman permet donc de lier de manière bijective les états internes  $|f\rangle$  et  $|e\rangle$



**Figure 1.2** a) Représentation des niveaux d'énergie mis en jeu lors d'une transition Raman stimulée. b) Transfert d'impulsion au paquet d'onde diffracté lors du processus Raman.

aux états d'impulsion  $\vec{p}$  et  $\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ , et nous pouvons noter  $|f, \vec{p}\rangle$  et  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  les états couplés par la transition Raman.

### Emission spontanée et désaccord Raman

Au cours du processus à deux photons il existe une probabilité non nulle de peupler l'état intermédiaire  $|i\rangle$ . L'atome peut ensuite se désexciter par émission spontanée vers les niveaux  $|f\rangle$  et  $|e\rangle$ , ce qui entraîne une perte de cohérence entre ces états. L'efficacité du processus d'émission spontanée décroît avec le carré du désaccord Raman  $\Delta$ , alors que la pulsation de Rabi associée à la transition Raman décroît en  $1/\Delta$  (voir l'équation 1.6). Pour préserver la cohérence on se place donc à une valeur de  $\Delta$  assez élevée pour que la contribution de l'émission spontanée soit la plus faible possible. Ceci se fait au prix d'une augmentation de la puissance laser nécessaire à l'obtention d'une pulsation de Rabi suffisante pour l'expérience d'interférométrie atomique.

### Condition de résonance

La différence de pulsation  $\omega_1 - \omega_2$  entre les deux lasers Raman doit satisfaire aux conditions de conservation de l'impulsion et de l'énergie entre les états  $|f, \vec{p}\rangle$  et  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  pour que la transition ait lieu.

Dans la suite, nous supposons que le déplacement lumineux induit par les lasers Raman est parfaitement compensé, c'est à dire que les intensités relatives ont été choisies de manière à ce que les lasers ne modifient pas la différence d'énergie entre les niveaux. Si ceci n'est pas vérifié, il faut introduire un terme supplémentaire dans la condition de résonance (voir par exemple [Cheinet 06] pour le calcul complet).

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = \hbar G + \hbar\omega_D + \hbar\omega_R + \hbar\delta, \quad (1.1)$$

où  $G$  est la pulsation d'horloge de l'atome,  $\delta$  l'écart à la résonance et  $\omega_D$  et  $\omega_R$  les pulsations Doppler et de recul associées à la transition Raman, définies par

$$\omega_D = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{M} \quad (1.2)$$

et

$$\omega_R = \frac{\hbar k_{\text{eff}}^2}{2M}, \quad (1.3)$$

avec  $M$  la masse de l'atome.

Nous introduisons également la notation  $\delta^{\text{RF}} = (\omega_1 - \omega_2) - G = \omega_R + \omega_D + \delta$  traduisant l'écart de fréquence entre les lasers Raman et la transition d'horloge. Ce terme est pratique dans l'interprétation de la spectroscopie des transitions Raman.

### 1.1.2 Dynamique du système

L'Hamiltonien associée à ce système s'écrit

$$\hat{H} = \sum \hbar \omega_j |j\rangle \langle j| - \vec{D} \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2), \quad (1.4)$$

où les états propres du systèmes sont notés  $|j\rangle$  et  $\vec{D}$  est le terme de couplage dipolaire de l'atome avec les lasers Raman de champ électrique  $\vec{E}_{1,2}$ .

On détermine l'évolution temporelle de la fonction d'onde atomique  $|\psi(t)\rangle$  durant le processus Raman en résolvant l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi(t)\rangle. \quad (1.5)$$

Lorsque le désaccord Raman  $\Delta$  est grand devant les pulsations de Rabi des deux transitions optiques  $\Omega_{fi}$  et  $\Omega_{ei}$  on peut éliminer adiabatiquement l'état intermédiaire  $|i\rangle$  et se ramener à l'étude d'un système effectif à deux niveaux<sup>2</sup>. La pulsation de Rabi effective est alors donnée par

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{fi}\Omega_{ei}}{2\Delta}. \quad (1.6)$$

En mettant le vecteur d'état à l'instant  $t_0$  sous la forme  $|\psi(t_0)\rangle = C_f(t_0)|f\rangle + C_e(t_0)|e\rangle$ , on peut écrire

$$|\psi(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \phi) |\psi(t_0)\rangle, \quad (1.7)$$

avec  $\phi = \varphi_1 - \varphi_2$  la différence de phase entre les deux lasers Raman et  $S$  la matrice d'évolution du système, donnée par

$$S(t_0, \tau, \phi) = \begin{pmatrix} \left[ \cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) - i \cos\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} & \left[ -i \sin\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) e^{-i(\delta t_0 + \phi)} \right] e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \\ \left[ -i \sin\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) e^{i(\delta t_0 + \phi)} \right] e^{i\frac{\delta\tau}{2}} & \left[ \cos\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) + i \cos\theta \sin\left(\frac{\Omega_r\tau}{2}\right) \right] e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

2. Le calcul complet est présenté dans les références [Moler 92], [Cohen-Tannoudji 92] et [Cheinet 06].

où nous avons introduit la pulsation de Rabi généralisée

$$\Omega_r = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta^2}, \quad (1.9)$$

et posé

$$\begin{cases} \cos \theta = -\frac{\delta}{\Omega_r} \\ \sin \theta = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_r} \end{cases}. \quad (1.10)$$

L'expression de  $S(t_0, \tau, \phi)$  fait apparaître une propriété importante des transitions Raman : au cours de la transition, la différence de phase  $\phi$  entre les deux lasers Raman est "imprimée" sur la fonction d'onde atomique. Nous verrons plus loin que ceci est essentiel pour calculer le déphasage dans un interféromètre atomique.

On décrit donc la dynamique du système par celle d'un système effectif à deux niveaux. On considère par exemple un atome initialement préparé dans l'état  $|f, \vec{p}\rangle$  et éclairé par les lasers Raman. La probabilité de transition vers l'état  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  s'écrit comme une oscillation de Rabi à la fréquence  $\Omega_r$  :

$$P(\tau) = |C_e(\tau)|^2 = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_r^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right). \quad (1.11)$$

Lorsque la condition de résonance  $\Omega_r = \Omega_{\text{eff}}$  est vérifiée, l'amplitude théorique de l'oscillation de Rabi est de 100% (Fig. 1.3 a). On réalise les fonctions de séparatrice et de miroir utilisés dans l'interféromètre de Mach-Zehnder atomique (voir figure 1.4) en adaptant la durée  $\tau$  de l'impulsion Raman.

### 1.1.3 Séparatrices, miroirs et interféromètre atomique

#### Miroir : impulsion $\pi$

Pour réaliser un miroir on se place au sommet de l'oscillation de Rabi en choisissant une durée d'impulsion  $\tau_\pi$  telle que  $\Omega_{\text{eff}} \times \tau_\pi = \pi$ . L'atome initialement préparé dans l'état  $|f, \vec{p}\rangle$  (resp.  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ ) est diffracté vers l'état  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  (resp.  $|f, \vec{p}\rangle$ ) avec une probabilité de 100% (Fig. 1.3 b). Lors de ce processus on dévie spatialement l'ensemble du paquet d'onde atomique en lui transférant une impulsion  $\pm \hbar\vec{k}_{\text{eff}}$ .

A résonance la matrice  $S_\pi(\phi)$  associée à l'impulsion  $\pi$  s'écrit

$$S_\pi(\phi) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

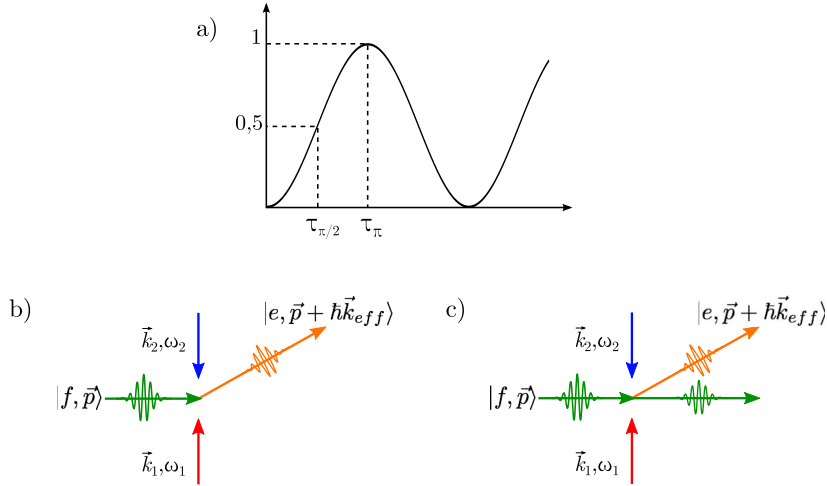
#### Séparatrice : impulsion $\pi/2$

On réalise une séparatrice cohérente grâce à une impulsion telle que  $\Omega_{\text{eff}} \times \tau_{\pi/2} = \pi/2$  (impulsion  $\pi/2$ ). On passe ainsi de l'état initial  $|f, \vec{p}\rangle$  (resp.  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ ) à une superposition cohérente des deux états atomiques (Fig. 1.3 c). Ce type d'impulsion permet à la fois de séparer et recombiner les bras de l'interféromètre.



La matrice  $S_{\pi/2}$  s'écrit

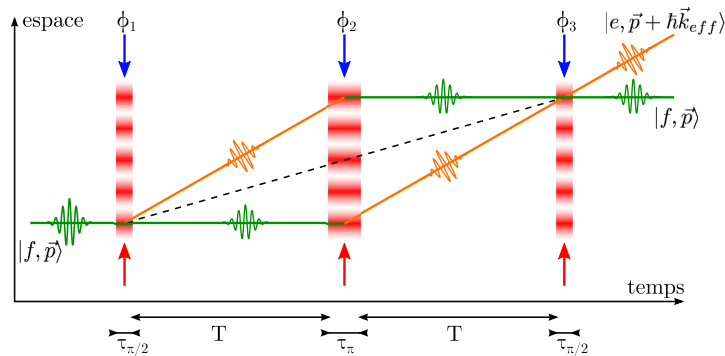
$$S_{\pi/2}(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -ie^{-i\phi} \\ -ie^{i\phi} & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$



**Figure 1.3** a) Oscillation de Rabi. b) Impulsion  $\pi$  (miroir). c) Impulsion  $\pi/2$  (séparatrice).

### Interféromètre à 3 impulsions

L'équivalent atomique de l'interféromètre optique de Mach-Zehnder est présenté sur la figure 1.4. L'atome, initialement préparé dans l'état  $|f, \vec{p}\rangle$ , est éclairé par une impulsion  $\pi/2$  qui crée une superposition cohérente des états  $|f, \vec{p}\rangle$  et  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ , qu'on laisse évoluer librement pendant une durée  $T$ . On applique ensuite une impulsion  $\pi$  qui défléchit les deux paquets d'ondes de manière à les superposer après un second temps de libre évolution  $T$ . Une dernière impulsion  $\pi/2$  fait interférer les deux ondes. En sortie de l'interféromètre la mesure de la population de chacun des deux états  $|f, \vec{p}\rangle$  et  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$  permet de remonter au déphasage entre les deux bras.



**Figure 1.4** Diagramme espace-temps de l'interféromètre atomique à trois impulsions. En pointillés, la trajectoire classique.

La matrice de transfert de l'interféromètre est donnée par le produit des matrices  $S$  associées à chacun des segments élémentaires :

$$S_{\text{interfero}} = S_{\pi/2}(\phi_3) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi}(\phi_2) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi/2}(\phi_1), \quad (1.14)$$

où

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

est la matrice associée à l'évolution libre des paquets d'ondes entre deux impulsions, et  $\phi_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) la différence de phase entre les lasers Raman au centre du paquet d'onde au moment de l'impulsion  $i$ .

Nous étudierons en détail les mécanismes introduisant un déphasage au paragraphe 1.2.1.

### 1.1.4 Sélectivité en vitesse des transitions Raman

Le phénomène d'oscillation de Rabi associé aux transitions Raman fait intervenir la pulsation de Rabi généralisée  $\Omega_r$ , dépendant elle-même du désaccord  $\delta$  entre la fréquence effective des lasers Raman et la fréquence de la transition.

Les nuages atomiques que nous utilisons présentent une distribution de vitesse que l'on peut décrire par une gaussienne :

$$f_V(\vec{v}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{(\vec{v} - \vec{v}_0)^2}{2\sigma_v^2}\right), \quad (1.16)$$

où  $\vec{v}_0$  est la vitesse de groupe des atomes et  $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T_{\text{at}}}{M}}$  la largeur de la distribution, dépendant directement de leur température  $T_{\text{at}}$ . Comme tous les atomes ont des vitesses différentes, leur désaccord  $\delta$  est également différent à cause de l'effet Doppler  $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}$ . A partir de l'équation 1.11, on peut écrire la probabilité de transition pour un atome de vitesse  $v$  comme

$$P(\tau, \vec{v}, \delta^{\text{RF}}) = \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right)^2 \text{sinc}^2\left(\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2}\right) \sqrt{1 + \frac{\delta^{\text{RF}} - \omega_R - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}}{\Omega_{\text{eff}}}}\right), \quad (1.17)$$

où nous avons utilisé le terme  $\delta^{\text{RF}} = \omega_R + \omega_D + \delta$  introduit plus haut.

Pour un ensemble d'atomes ayant une distribution en vitesse de largeur  $\sigma_v$ , le taux de transfert total pour une impulsion Raman de durée  $\tau$  et désaccordée de  $\delta^{\text{RF}}$  par rapport à la fréquence d'horloge se calcule en intégrant la relation précédente sur l'ensemble de la distribution de vitesse :

$$\mathcal{P}(\tau, \delta^{\text{RF}}) = \int f_V(\vec{v}) P(\tau, \vec{v}, \delta^{\text{RF}}) d\vec{v}. \quad (1.18)$$

Cette expression permet d'interpréter la spectroscopie des transitions Raman. Une impulsion Raman de durée  $\tau$  adresse une classe de vitesse dont la largeur est proportionnelle à  $1/\tau$ . Ainsi, pour maximiser l'efficacité de transfert d'une impulsion  $\pi$ , il faut faire en sorte qu'elle adresse la classe de vitesse la plus large possible, et donc

que se durée soit aussi courte que possible. Ceci impose de disposer d'une puissance laser importante pour augmenter  $\Omega_{\text{eff}}$  de manière à toujours satisfaire  $\Omega_{\text{eff}} \times \tau = \pi$ . A contrario, une impulsion plus longue nécessitera moins de puissance laser mais n'adressera qu'une partie des atomes.

## 1.2 Interféromètre atomique et déphasage

Les transitions Raman permettent de séparer, défléchir et recombinaer les ondes atomiques. Bien que ces fonctions soient également réalisables avec, par exemple, des transitions Bragg, l'intérêt majeur des transitions Raman est qu'elles couplent de manière bijective les états internes et externes de l'atome. Ainsi, au lieu d'avoir recours à une imagerie résolue en position pour observer les interférences, on accède directement à la population de chacun des bras de sortie de l'interféromètre par une simple mesure de fluorescence.

On mesure donc la proportion  $P_e$  d'atomes dans l'état  $|e\rangle$  à la sortie de l'interféromètre, définie par

$$P_e = \frac{N_e}{N_f + N_e}, \quad (1.19)$$

où  $N_f$  et  $N_e$  sont respectivement le nombre d'atomes dans les états  $|f\rangle$  et  $|e\rangle$ .  $P_e$  dépend du déphasage interférométrique  $\Phi$  par la relation

$$P_e = P_0 - A \cos \Phi, \quad (1.20)$$

où  $P_0$  et  $A$  sont l'offset et l'amplitude des franges d'interférences. On définit également le contraste des franges par  $C = A/P_0$ .

La mesure de  $P_e$  permet d'accéder au déphasage de l'interféromètre, qui porte l'information inertielle qui nous intéresse. Il est important de modéliser le mieux possible ce déphasage, afin d'estimer précisément les effets inertiels à partir de la mesure atomique.

Je rappelle dans un premier temps les méthodes permettant le calcul du déphasage et présent le résultat pour une accélération constante. Pour réaliser le calcul dans le cas général, il est nécessaire d'introduire la réponse fréquentielle de l'interféromètre aux accélérations, que je calcule à partir de la fonction de sensibilité de l'interféromètre atomique. Cette fonction permet de quantifier l'influence d'une perturbation sur le déphasage et a été calculée par Patrick Cheinet [Cheinet 08].

### 1.2.1 Calcul du déphasage

#### Méthodes de calcul

Il existe plusieurs approches pour calculer le déphasage dans un interféromètre atomique. Par rapport à un interféromètre optique, la difficulté principale réside dans le fait que les atomes sont sensibles aux forces d'inerties, et qu'il faut tenir compte des perturbations induites par ces forces sur les trajectoires.

Une des méthodes de calcul consiste à utiliser l'interprétation de Feynmann de la mécanique quantique en terme d'intégrales de chemins, et à calculer l'intégrale d'action le long des trajectoires classiques [Storey 94]. Lorsque la résolution des équations du mouvement n'est pas possible, les effets inertiels sont traités de manière perturbative. Cette méthode permet de traiter correctement les expériences d'interférométrie usuelles : gravimètres, gradiomètres, accéléromètres et gyromètres [Cohen-Tannoudji 92, Wolf 99].

Une méthode plus rigoureuse est celle des matrices  $ABCD\xi$ , qui permet de calculer de manière exacte la propagation d'un paquet d'onde gaussien en généralisant le concept des matrices  $ABCD$  utilisées en optique [Bordé 02, Antoine 03].

### Contributions au déphasage

Le déphasage  $\Phi$  accumulé dans l'interféromètre atomique est la somme de trois termes :

$$\Phi = \Phi_{\text{prop}} + \Phi_{\text{sep}} + \Phi_{\text{laser}}, \quad (1.21)$$

où

- $\Phi_{\text{prop}}$  traduit la propagation des paquets d'onde le long des deux bras de l'interféromètre,
- $\Phi_{\text{sep}}$  est lié à une éventuelle séparation spatiale des deux paquets d'onde au moment de la dernière impulsion Raman,
- $\Phi_{\text{laser}}$  est introduit par les lasers Raman.

Dans le cas d'un Lagrangien au plus quadratique en position et en impulsion, les termes  $\Phi_{\text{prop}}$  et  $\Phi_{\text{sep}}$  sont nuls ou se compensent parfaitement [Antoine 03]. Le déphasage résulte donc uniquement de l'interaction des atomes avec les lasers Raman :

$$\Phi = \Phi_{\text{laser}} \quad (1.22)$$

L'expression de la matrice  $S_{\text{interfero}}$  associée à l'interféromètre (équation 1.14) montre que le déphasage  $\Phi_{\text{laser}}$  s'écrit simplement comme la somme de trois phases laser  $\phi_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) calculées au centre des paquets d'onde au moment des impulsions, sous la forme

$$\Phi_{\text{laser}} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3, \quad (1.23)$$

soit, en explicitant les valeurs de  $\phi_i$  :

$$\Phi_{\text{laser}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(0) - 2\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(T) + \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(2T). \quad (1.24)$$

Ainsi, c'est le fait que la phase laser soit imprimée sur l'onde atomique au moment des transitions Raman qui est à l'origine du déphasage dans l'interféromètre.

### Cas d'une accélération constante

Si le référentiel lié aux lasers Raman est soumis à une accélération constante  $\vec{a}$  par rapport à celui lié aux atomes, on a  $\vec{r}(t) = \vec{a}t^2/2 + v_0t + r_0$ . Dans le calcul de  $\Phi$ , les termes de vitesse et de position s'annulent et le déphasage s'écrit simplement

$$\Phi = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} T^2. \quad (1.25)$$

Cette relation permet de décrire en première approximation le déphasage dans les accéléromètres atomiques, et en particulier dans les gravimètres (où  $\vec{a} = \vec{g}$ ). Elle fait apparaître le facteur d'échelle  $S = k_{\text{eff}}T^2$  de l'interféromètre qui entre dans la détermination de la sensibilité de l'instrument : plus  $S$  est grand et plus la sensibilité à l'accélération est importante.  $k_{\text{eff}}$  étant fixé par l'atome utilisé et la valeur du désaccord Raman  $\Delta$ , on augmente en pratique  $T$  pour obtenir la meilleure sensibilité possible.

Une manière simple d'interpréter la sensibilité à l'accélération d'un accéléromètre atomique consiste à considérer que les lasers Raman constituent une *règle de phase*, dont le pas est égal à la demi longueur d'onde. Lors de l'interféromètre on utilise cette règle pour échantillonner la trajectoire des atomes à trois instants distants de  $T$ , et en déduire leur accélération. Cette image permet d'illustrer simplement la dépendance en  $k_{\text{eff}}$  et  $T^2$  du facteur d'échelle.

## 1.2.2 Réponse de l'interféromètre atomique aux accélérations

### Fonction de sensibilité

On décrit plus finement la dépendance du déphasage interférométrique  $\Phi$  vis à vis de la différence de phase  $\phi$  entre les lasers Raman (et donc de l'accélération relative entre les atomes et les lasers Raman) en calculant la fonction de sensibilité de l'interféromètre  $g_\phi(t)$ . Cette fonction donne la réponse du déphasage interférométrique à une variation infinitésimale  $\delta\phi$  de la différence de phase des lasers Raman à l'instant  $t$  :

$$g_\phi(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\Phi(\delta\phi(t))}{\delta\phi}. \quad (1.26)$$

La fonction de sensibilité permet d'évaluer l'influence des fluctuations de phase relatives des lasers Raman  $\phi(t)$  sur le déphasage interférométrique, qui se met sous la forme

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) d\phi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \frac{d\phi(t)}{dt} dt. \quad (1.27)$$

Si on néglige la durée  $\tau$  des impulsions Raman devant le temps d'interrogation  $T$ , on peut retrouver facilement la forme de la fonction  $g_\phi(t)$ . D'après l'équation 1.23, si on applique un saut de phase  $\delta\phi$  aux lasers Raman entre les deux premières impulsions de l'interféromètre on obtient un déphasage

$$\Phi = \phi(0) - 2(\phi(0) + \delta\phi) + (\phi(0) + \delta\phi) = -\delta\phi. \quad (1.28)$$

De même, si le saut de phase a lieu entre les deux dernières impulsions, on obtient  $\Phi = +\delta\phi$ . La fonction de sensibilité vaut donc

$$g_\phi(t) = \begin{cases} -1 & \text{si } t \in [0, T] \\ +1 & \text{si } t \in [0, T] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.29)$$

Le calcul complet de la fonction de sensibilité (en tenant compte de la durée des impulsions) peut être trouvé dans [Cheinet 08].

### Sensibilité au bruit de phase

On caractérise le bruit sur la différence de phase entre les lasers Raman par sa densité spectrale de puissance  $S_\phi(\omega)$ . Cette grandeur permet d'évaluer la variance des fluctuations du déphasage interférométrique

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^{+\infty} S_\phi(\omega) |\omega G(\omega)| \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (1.30)$$

avec  $G(\omega) = \int g_\phi(t) e^{-i\omega t} dt$  la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité. On fait ainsi apparaître la fonction de transfert  $H(\omega) = \omega G(\omega)$  de l'interféromètre atomique. En tenant compte de la durée  $\tau$  des impulsions Raman, cette fonction s'écrit [Cheinet 06]

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_r}{\omega^2 - \Omega_r^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left[ \cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_r}{2} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right]. \quad (1.31)$$

### Sensibilité à l'accélération

On utilise la fonction de sensibilité à la phase  $g_\phi$  définie précédemment pour calculer la réponse de l'interféromètre aux accélérations. Ceci demande dans un premier temps de définir de manière un peu plus précise les référentiels mis en jeu.

Dans la plupart des expériences d'interférométrie atomique (dont la notre), les deux lasers Raman sont portés par un même faisceau qui est rétro-réfléchi sur un miroir. C'est donc la condition de réflexion sur le miroir qui fixe la différence de phase  $\phi(\vec{r}, t)$  entre les lasers Raman. Toute accélération relative des atomes par rapport au miroir va se traduire par un déphasage  $\Phi$  en sortie de l'interféromètre. On mesure ainsi les déplacements relatifs des atomes et du miroir. Comme les atomes sont en chute libre, leur trajectoire est parfaitement connue (elle suit une géodésique), contrairement à celle du miroir qui, fixé sur l'expérience, est soumis à de nombreuses perturbations mécaniques. On préférera donc parler de l'accélération du miroir (et, par extension, de l'expérience) par rapport aux atomes.

Tout déplacement  $\vec{r}(t)$  du miroir par rapport aux atomes se traduit par une variation  $\phi(t) = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t)$  de la phase imprimée sur la fonction d'onde atomique. On utilise l'équation 1.27 pour calculer le déphasage correspondant :

$$\Phi = - \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} dt. \quad (1.32)$$

En introduisant la fonction de réponse de l'accéléromètre atomique  $f(t) = \int g_\phi(t) dt$ , on met  $\Phi$  sous la forme

$$\Phi = - \left[ f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} \right]_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}(t) dt, \quad (1.33)$$

où  $\vec{a}(t) = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$  est l'accélération du miroir dans le référentiel des atomes.

Dans le cas d'un interféromètre atomique à trois impulsions, l'expression de  $f(t)$  se déduit de celle de  $g_\phi(t)$  et s'écrit (en notant  $\tau$  la durée d'une impulsion  $\pi/2$ )

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ \frac{1}{\Omega_r} (1 - \cos \Omega_r t) & \text{si } t \in [0, \tau] \\ t - \tau + \frac{1}{\Omega_r} & \text{si } t \in [\tau, T + \tau] \\ T + \frac{1}{\Omega_r} (1 - \cos (\Omega_r (t - T))) & \text{si } t \in [T + \tau, T + 2\tau] \end{cases} \quad (1.34)$$

L'expression de  $f(t)$  dans la deuxième partie de l'interféromètre ( $t \in [T + 2\tau, 2T + 4\tau]$ ) s'obtient par la relation

$$f(T + 2\tau - t) = f(T + 2\tau + t). \quad (1.35)$$

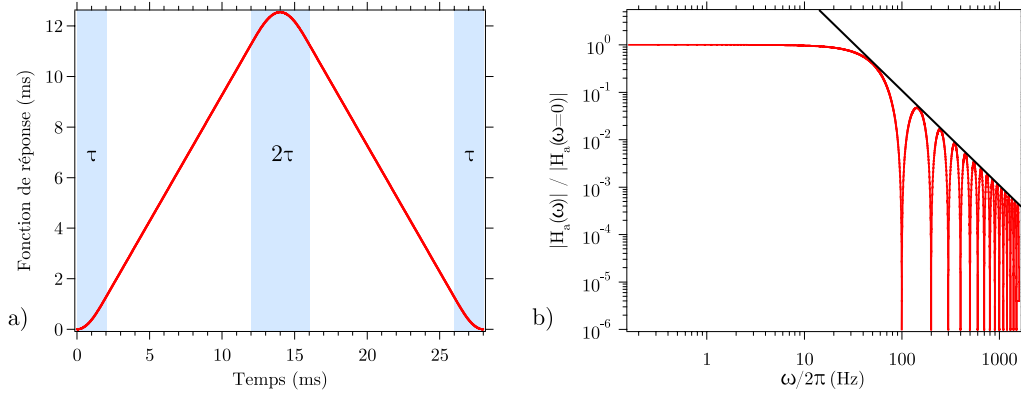
La fonction  $f$  étant nulle en dehors de l'intervalle  $[0, 2T + 4\tau]$ , l'expression 1.33 se simplifie et le déphasage s'écrit

$$\Phi = \int_0^{2T+4\tau} f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}(t) dt. \quad (1.36)$$

La fonction  $f$  est représentée sur la figure 1.5 a). Elle permet de calculer le facteur d'échelle  $S$  de l'interféromètre atomique :

$$S = \left| \vec{k}_{\text{eff}} \right| \int_0^{2T+4\tau} f(t) dt = k_{\text{eff}} (T + 2\tau) \left( T + \frac{4\tau}{\pi} \right). \quad (1.37)$$

Dans la plupart des cas, la durée des impulsions Raman est négligeable, et on utilise la valeur approchée  $S = k_{\text{eff}} T^2$ .



**Figure 1.5** a) Fonction de réponse  $f(t)$  de l'interféromètre, dans le cas où  $T = 10$  ms et  $\tau = 2$  ms (la valeur de  $\tau$  est choisie élevée pour la lisibilité de la figure). b) Fonction de transfert en accélération, dans le cas où  $T = 10$  ms et où la durée des impulsions est négligeable. La droite représente le comportement asymptotique passe-bas  $|H_a(\omega)| \propto 4/(\omega T)^2$ .

On peut également déterminer la réponse fréquentielle de l'accéléromètre atomique à l'accélération, en calculant la transformée de Fourier  $H_a(\omega)$  de  $f(t)$  (Fig. 1.5 b).  $H_a$

est directement liée aux fonctions  $H$  et  $G$  introduites plus haut par

$$H_a(\omega) = \frac{G(\omega)}{\omega} = \frac{H(\omega)}{\omega^2}. \quad (1.38)$$

Dans le cas où  $\tau \ll T$  on peut approximer  $H_a$  par la fonction de transfert d'un système passe-bas du second ordre, de fréquence de coupure à 3 dB égale à  $1/2T$ . Ce comportement passe-bas se retrouve dans la relation 1.36 qui montre que l'interféromètre réalise une moyenne pondérée du signal d'accélération. Par ailleurs, dans le cas où  $\tau \ll T$  et  $\omega \ll \Omega_r$  (cas réalisé en pratique, la pulsation de Rabi étant typiquement de l'ordre de 20 kHz), la fonction de transfert se met simplement sous la forme  $H_a(\omega) = T^2 \text{sinc}^2(\omega T/2)$ . Cette expression est intéressante car elle donne une expression analytique simple de  $H_a$ .

La fonction  $H_a$  permet de calculer la variance des fluctuations de phase  $\sigma_\Phi^2$  résultant d'un bruit d'accélération représenté par sa densité spectrale de puissance  $S_a(\omega)$  :

$$\sigma_\Phi^2 = k_{\text{eff}}^2 \int_0^{+\infty} |H_a(\omega)|^2 S_a(\omega) \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (1.39)$$

## 1.3 Interféromètre en régime de faible accélération et faible vitesse

### 1.3.1 Deux transitions Raman possibles

Nous présentons ici une particularité de notre interféromètre, liée à la configuration rétrorefléchie des faisceaux Raman. Cette configuration permet de définir une origine de phase au niveau du miroir de rétroreflexion, et évite les fluctuations de phase qui surviendraient dans le cas où les deux lasers Raman seraient séparés physiquement.

Les atomes sont susceptibles d'interagir avec deux couples de lasers Raman ayant des vecteurs d'onde effectifs opposés (Fig. 1.6) :

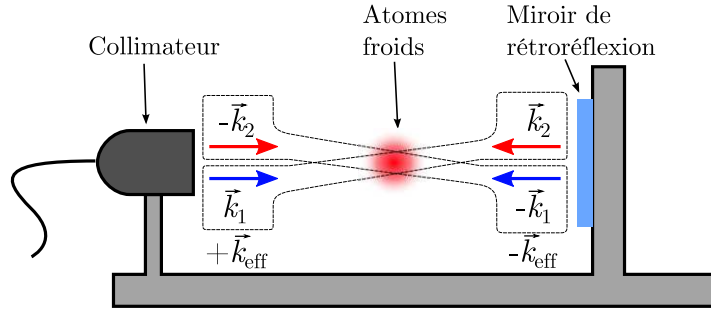
- laser 1 à l'aller et laser 2 au retour, couplant l'état  $|f, \vec{p}\rangle$  à l'état  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  (couple  $+\vec{k}_{\text{eff}}$ ),
- laser 1 au retour et laser 2 à l'aller couplant l'état  $|f, \vec{p}\rangle$  à l'état  $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  (couple  $-\vec{k}_{\text{eff}}$ ).

Dans de nombreuses expériences, les deux couples ne vérifient pas simultanément la condition de résonance : les atomes tombent sous l'effet de la gravité ou sont lancés, de sorte qu'ils ont une vitesse moyenne  $\vec{v}_m$  assez importante pour que le désaccord Doppler  $\omega_D = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}_m$  soit important devant la pulsation de Rabi effective  $\Omega_{\text{eff}}$ .

La configuration de notre expérience est telle que les atomes sont lâchés sans vitesse initiale dans la direction du faisceau Raman. Nous ne sommes donc pas dans la configuration où  $\omega_D > \Omega_{\text{eff}}$ , et nous devons prendre en compte le couplage vers les deux états d'impulsion  $|e, \vec{p} \pm \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ . Nous appelons ce régime le *régime de faible vitesse*.

Par ailleurs, si les atomes sont soumis à une accélération importante dans la direction des faisceaux Raman, le désaccord Doppler va évoluer au cours du temps. Ceci va modifier la condition de résonance d'une impulsion Raman à la suivante. C'est par exemple ce qui se produit dans les gravimètres : les atomes subissent une accélération





**Figure 1.6** Couples Raman  $+\vec{k}_{\text{eff}}$  et  $-\vec{k}_{\text{eff}}$  pouvant interagir avec les atomes en configuration rétrorefléchie.

$\vec{g}$ , et on maintient les lasers Raman à résonance en appliquant une rampe de fréquence au cours de la chute.

Dans notre cas, l'accélération  $\vec{a}$  subie par les atomes est assez faible pour que l'on puisse considérer que pendant la durée de chute libre  $t_{\text{chute}}$  le désaccord Doppler reste faible devant la pulsation de Rabi ( $\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a} t_{\text{chute}} < \Omega_{\text{eff}}$ ), de sorte que la condition de résonance n'est pas modifiée au cours de la chute. C'est le régime de faible accélération.

Nous sommes donc simultanément dans les régimes de faible accélération et faible vitesse (*f.a.f.v.*), ce qui a des conséquences importantes sur la spectroscopie des transitions Raman et la géométrie de l'interféromètre. Ces points ont été étudiés en détail dans la thèse de Remi Geiger [Geiger 11a]. Je présente uniquement les éléments principaux de la configuration dite de double interféromètre en simple diffraction qui est celle dans laquelle nous nous sommes placés pendant ma thèse. Une autre configuration (la double diffraction) a été étudiée au LNE-Syrte [Lévêque 09, Lévêque 10, Malossi 10], mais n'a pas été mise en oeuvre sur notre expérience pour plusieurs raisons pratiques essentiellement liées à la température trop élevée de nos atomes.

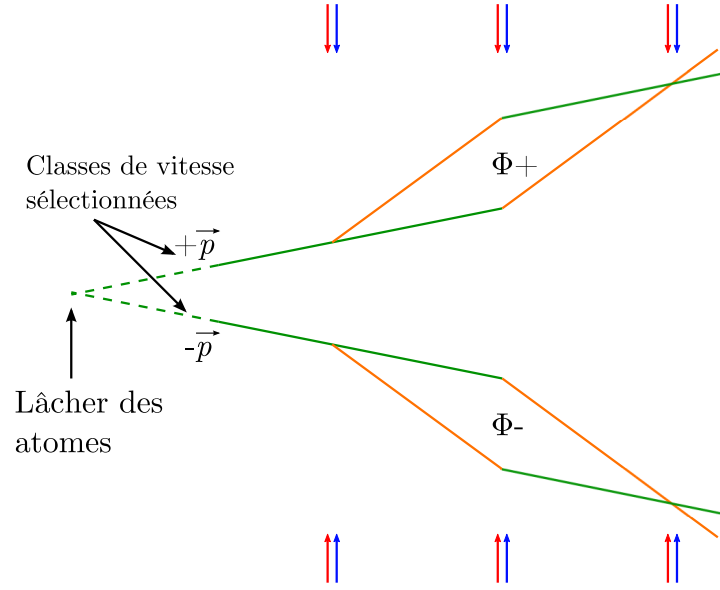
### 1.3.2 Double interféromètre en simple diffraction

Pour lever la dégénérescence entre les transitions  $+\vec{k}_{\text{eff}}$  et  $-\vec{k}_{\text{eff}}$ , nous accordons les lasers de manière à sélectionner les atomes dans une classe de vitesse  $v_m$  non nulle ayant un désaccord Doppler moyen supérieur au désaccord de recul  $\omega_R$ . Nous couplons donc l'état  $|f, \vec{p}\rangle$  à l'état  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  d'une part, et  $|f, -\vec{p}\rangle$  à  $|e, -\vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$  d'autre part, et réalisons ainsi deux interféromètres distincts et incohérents (Fig. 1.7).

En notant  $\Phi_+$  et  $\Phi_-$  les déphasages associés aux deux interféromètres, on obtient la probabilité de transition  $P$  en sommant les contributions des deux interféromètres :

$$P = P_0 - A \cos(\Phi_+) - A \cos(\Phi_-). \quad (1.40)$$

Dans le cas général où les atomes sont soumis à une accélération constante  $\vec{a}_0$  et où on applique un saut de phase  $\Delta\phi$  entre les deux lasers Raman avant la dernière impulsion Raman (on utilise par exemple cette méthode pour balayer les franges d'in-



**Figure 1.7** Double interféromètre en simple diffraction. On sélectionne deux classes de vitesses opposées, participant à deux interféromètres indépendants.

terférences), la probabilité de transition s'écrit [Geiger 11a]

$$P = P_0 - A \left( \cos(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}T^2 + \Delta\phi) + \cos(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}T^2 - \Delta\phi) \right), \quad (1.41)$$

le saut de phase  $\Delta\phi$  agissant de manière opposée sur les deux interféromètres.

On peut mettre  $P$  sous la forme

$$P = P_0 - 2A \cos(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}T^2) \cos(\Delta\phi). \quad (1.42)$$

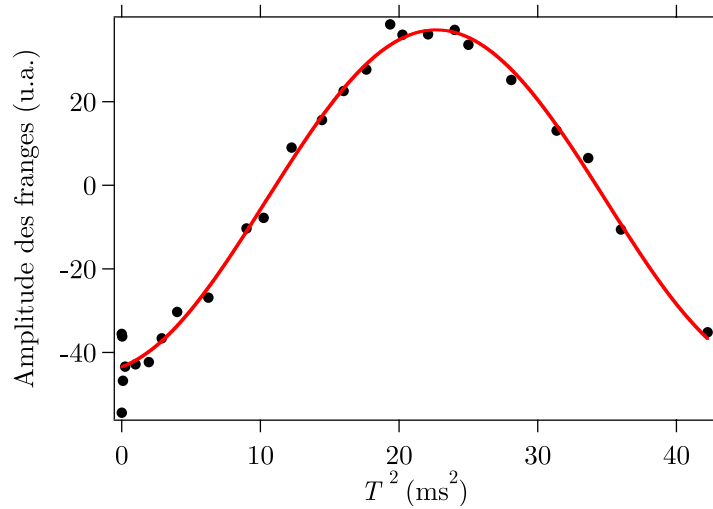
Cette expression montre qu'il existe des cas où le contraste de l'interféromètre s'anule complètement, les deux interféromètres fonctionnant en opposition de phase. Par exemple, s'il subsiste une accélération résiduelle telle que le déphasage inertiel  $\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}T^2$  soit un multiple impair de  $\pi/2$ , il sera impossible de visualiser les franges d'interférences, quelle que soit la valeur du saut de phase appliqué.

Nous avons utilisé cette propriété pour mesurer l'inclinaison des faisceaux Raman par rapport à l'horizontale au laboratoire. En notant  $\theta$  l'angle formé par le faisceau Raman et l'horizontale, l'accélération résiduelle vaut  $g \sin \theta$ . Nous avons balayé les franges d'interférences pour différentes valeurs du temps d'interrogation  $T$ . D'après l'équation 1.42, l'amplitude des franges vaut

$$A_{\text{fafv}} = 2A \cos(k_{\text{eff}} g T^2 \sin \theta). \quad (1.43)$$

En traçant  $A_{\text{fafv}}$  en fonction de  $T^2$  (Fig. 1.8) on déduit la valeur de  $g \sin \theta$ . En supposant  $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$  on obtient

$$\theta = 0,046 \pm 0,002^\circ. \quad (1.44)$$



**Figure 1.8** Amplitude des franges d'interférences en fonction de  $T^2$  pour mesurer l'inclinaison du faisceau Raman. La valeur maximale de  $T^2$  que nous pouvons atteindre est ici limitée par les vibrations qui brouillent les franges quand on balaye la phase. Cependant, vu la configuration de l'expérience, si on augmente trop le temps d'interrogation, le contraste baisse car les atomes sortent des faisceaux Raman et de détection.

Cette valeur ne tient pas compte de l'incertitude sur  $g$ . Par ailleurs, l'angle mesuré peut-être dû à l'inclinaison du faisceau Raman par rapport à l'expérience, ou être causé par une inclinaison de l'expérience dans son ensemble (celle-ci est posée sur une palette qui n'est probablement pas parfaitement horizontale).

La relation 1.42 montre également qu'on ne peut pas réaliser un saut de phase  $\Delta\phi = \pi/2$  pour se placer à flanc de frange et bénéficier de la sensibilité maximale de l'instrument, comme ce qui est réalisé dans la plupart des expériences d'interférométrie atomique. On ne peut pas non plus envisager de corriger le déphasage dû aux vibrations par une technique de *feed-forward* consistant à ajuster la phase des lasers Raman pour compenser les fluctuations d'accélération.

## 1.4 Conclusion

J'ai présenté de manière synthétique les transitions Raman stimulées, et la manière de les utiliser pour réaliser un interféromètre atomique. Ces transitions présentent l'avantage de réaliser une bijection entre l'état interne de l'atome et son état d'impulsion. Elles permettent donc d'utiliser un système de détection par fluorescence pour mesurer la population de chacun des états en sortie de l'interféromètre.

Nous avons également vu que le déphasage en sortie de l'interféromètre est uniquement lié au transfert de la phase laser sur les atomes lors des impulsions Raman, et utilisé cette propriété pour calculer la fonction de réponse de l'interféromètre aux accélérations.

Enfin, je me suis intéressé au régime de faible accélération et faible vitesse, essentiellement imposé par la microgravité.

# Dispositif expérimental et sources atomiques

## 2

Chaque progrès donne un nouvel espoir, suspendu à la solution d'une nouvelle difficulté. Le dossier n'est jamais clos.

CLAUDE LÉVI-STRAUSS

**A**u chapitre précédent j'ai abordé les principes théoriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un senseur inertielle à atomes froids. Je passe dans ce chapitre de la théorie à la pratique en présentant le contexte particulier de fonctionnement de notre expérience : les vols paraboliques. Après avoir exposé le déroulement des campagnes de vols, je détaille les contraintes expérimentales qu'elles imposent.

Je présente ensuite le dispositif expérimental (excepté le système laser, qui fera l'objet du chapitre 3) et les sources de Rubidium et Potassium froids. Nous verrons que le dispositif actuel présente un certain nombre de limitations, en particulier en ce qui concerne le refroidissement du Potassium. Je conclus donc ce chapitre en donnant un aperçu des évolutions qui sont en train d'être amenées à l'expérience.

### 2.1 Préambule : choix des atomes

Pour réaliser un test du principe d'équivalence avec des atomes froids, il faut disposer de deux espèces atomiques de masses différentes. Je présente ici les raisons principales qui nous ont conduits à choisir les atomes de Rubidium 87 et Potassium 39, en insistant sur les aspects pratiques.

La raison principale est liée au système laser. Les transitions de refroidissement et d'interrogation du  $^{87}\text{Rb}$  et du  $^{39}\text{K}$  se situent dans le proche infrarouge (780 et 767 nm respectivement). La proximité de ces deux longueurs d'onde permet d'envisager des sources laser basées sur une unique technologie pour manipuler les deux atomes. Nous verrons au chapitre suivant que ces longueurs d'ondes peuvent être générées par doublage de fréquence à partir de lasers opérant dans la bande C des télécoms (à 1560 et 1534 nm), ce qui permet de construire un système compact et fibré, compatible avec les vols paraboliques.

Parmi les isotopes du Potassium, nous avons choisi de travailler avec l'isotope bosonique le plus abondant ( $A = 39$ , abondance naturelle 93%). Nous avons envisagé d'utiliser le fermion ( $A = 40$ ), mais celui-ci ne possède pas de sous niveau  $m_F = 0$  (sans effet Zeeman du premier ordre), ce qui impose des contraintes expérimentales supplémentaires sur la stabilité des champs magnétiques au moment de l'interféromètre.

La proximité des longueurs d'ondes des deux atomes est également intéressante car elle permettra de réaliser des interféromètres ayant des durées proches, et d'obtenir une réjection efficace des vibrations (voir chapitre 5).

D'un point de vue plus fondamental, ces deux atomes ont des masses et des compositions internes (rapport entre le nombre de protons et le nombre de neutrons) très différentes, ce qui est *a priori* plus favorable pour un test du Principe d'Équivalence que des atomes ayant des masses et compositions proches (comme les deux isotopes 87 et 85 du Rubidium).

Nous reviendrons sur la question du choix des atomes pour un test du principe d'équivalence au chapitre 5.

## 2.2 Contexte : les vols paraboliques

### 2.2.1 Description des campagnes

Les campagnes de vols paraboliques sont organisées par la société Novespace<sup>1</sup> pour le compte d'agences spatiales comme le Centre National d'Études Spatiales (CNES) ou l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Les vols à bord de l'Airbus A300 Zéro-G sont des vols d'essai, réalisés sous la responsabilité de la DGA-Essais en Vol (DGA-EV) depuis l'aéroport de Bordeaux-Mérignac. Dix à douze expériences sont embarquées à bord de l'avion pour trois vols de 31 paraboles chacun, ce qui représente un total d'environ 30 minutes de microgravité par campagne.

Lors de chaque campagne nous transportons l'expérience depuis le laboratoire jusqu'à l'aéroport. La première semaine de la campagne est consacrée à la préparation au sol : les expériences sont chargées à bord de l'avion et contrôlées par les ingénieurs de Novespace et le personnel de la DGA-EV afin de s'assurer qu'elles ne présentent pas de risque pour la sécurité des vols, qui ont lieu sur trois jours lors de la deuxième semaine de campagne.

#### La manoeuvre parabolique

Pour recréer à bord de l'avion un état d'impesanteur, les pilotes doivent placer l'avion sur une trajectoire reproduisant celle d'un corps en chute libre qui sur Terre est décrite par un segment de parabole. La manoeuvre complète est constituée de trois phases (Fig. 2.1) :

1. **Ressource d'entrée** A partir d'un vol en palier à 6000 m d'altitude et  $850 \text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$ , les pilotes cabrent l'avion jusqu'à lui donner une assiette proche de  $48^\circ$ . Pendant

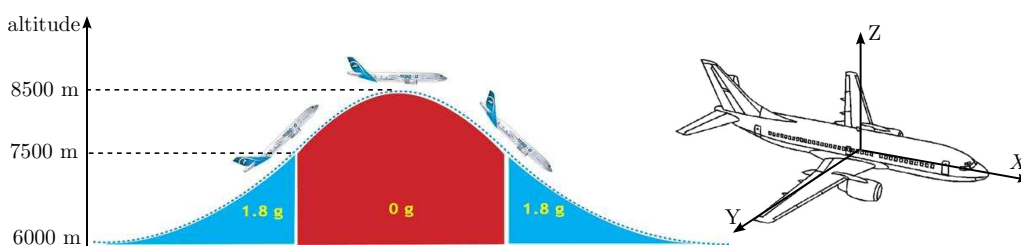
---

1. [www.novespace.fr](http://www.novespace.fr)

cette phase d'environ 20 s le facteur de charge créé par la vitesse élevée et la forte courbure de la trajectoire est de 1,8 g.

2. **Parabole** Les pilotes "injectent" la parabole. En une à deux secondes l'accélération locale passe de 1,8 à 0 g. Un des pilotes ajuste l'assiette de l'avion pour maintenir une accélération verticale résiduelle quasi-nulle (incidence de portance nulle), tandis que le second pilote maintient les ailes de l'appareil horizontales. Un ingénieur de vol réduit fortement la poussée des moteurs de manière à compenser parfaitement la traînée de l'appareil. Au sommet de la parabole l'avion vole à  $350 \text{ km.h}^{-1}$  et à une altitude de 8500 m environ.
3. **Ressource de sortie** Au bout de 22 s d'impesanteur l'assiette de l'avion est proche de  $-45^\circ$ . Le pilote tire alors sur le manche de manière à redresser l'appareil. Cette phase dure une vingtaine de secondes et le facteur de charge est d'environ 1,8 g. A l'issue de la manoeuvre, l'avion retrouve sa vitesse et son altitude initiales.

La manoeuvre dure un peu plus d'une minute et est répétée 31 fois, en 6 séries de 5 paraboles (la "parabole 0" servant de réglage). Pendant une série, le temps de vol en palier entre deux paraboles est d'environ 1 minute 50.

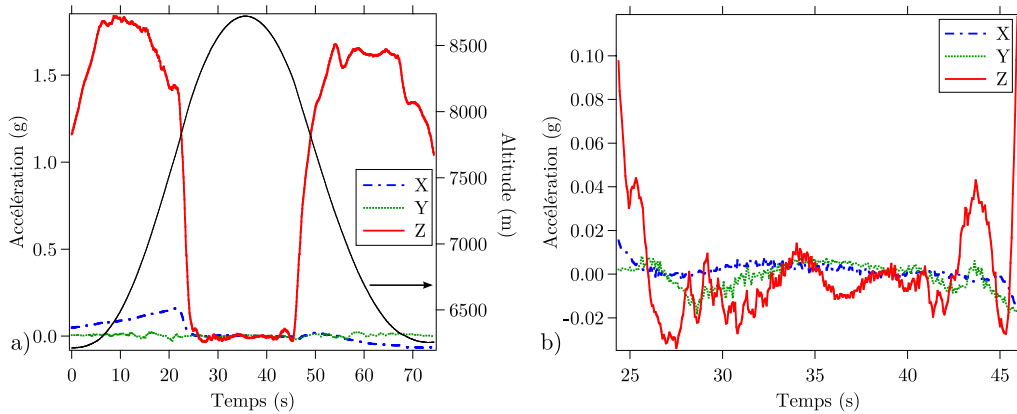


**Figure 2.1** A gauche : manoeuvre parabolique. La phase d'impesanteur de 22 s est comprise entre deux ressources d'une vingtaine de secondes chacune où le facteur de charge vaut environ 1,8 g. A droite : définition du repère attaché à l'avion.

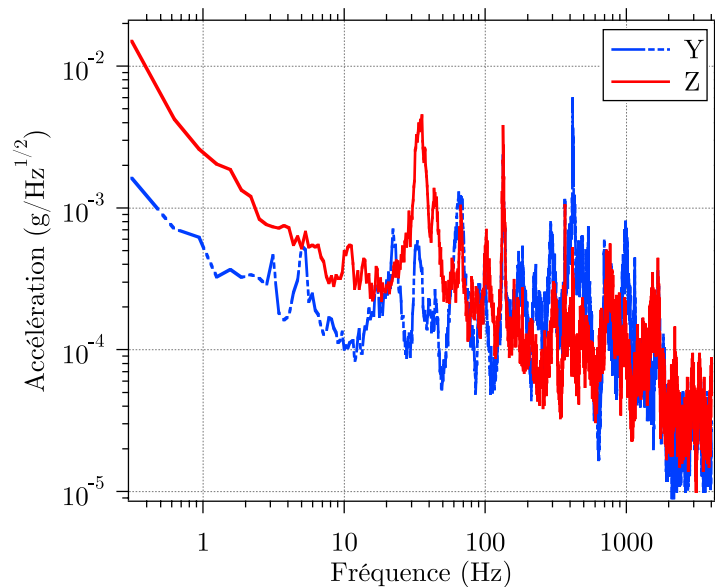
### Accélération résiduelle et vibrations

Pendant la parabole il subsiste des accélérations résiduelles basse fréquence (inférieures à 10 Hz) de l'ordre de quelques  $10^{-2}$  g dans les trois directions de l'espace, liées aux variations locales de densité de la masse d'air dans laquelle évolue l'avion, et aux actions des pilotes sur les commandes de vol. Ces accélérations résiduelles sont plus faibles selon l'axe des ailes de l'avion (axe Y) que selon l'axe de l'avion (X) et l'axe vertical (Z) (Fig. 2.2). Par ailleurs, le régime des moteurs étant réduit pendant les paraboles, le niveau général des fluctuations d'accélération est en général plus faible en 0g qu'en 1g.

Par ailleurs, les moteurs de l'avion génèrent un niveau important de vibrations jusqu'à des fréquences de l'ordre de 1 kHz (Fig. 2.3). Ces vibrations, éventuellement amplifiées par des résonances mécaniques de la carlingue ou du dispositif expérimental, ont une influence sur l'expérience dans la mesure où elles contribuent de manière importante au déphasage de l'interféromètre atomique (voir paragraphe 1.2).



**Figure 2.2** a) Profils d'accélération dans les trois directions pendant la manoeuvre parabolique. Juste avant l'injection on constate une augmentation de l'accélération suivant X, due à l'inclinaison de l'avion. b) Détail sur la phase d'impesanteur. L'accélération basse fréquence résiduelle suivant l'axe Z est environ 10 fois plus élevée que suivant X et Y. L'axe Y est en général le plus stable.



**Figure 2.3** Spectre d'accélération pendant la phase d'impesanteur selon les directions Z (axe vertical) et Y (axe des mesures interférométriques) mesuré pendant la campagne ESA de mai 2011.

## 2.2.2 Contraintes pour l'expérience

Les campagnes de vols paraboliques sont à l'origine de plusieurs contraintes pour la conception de l'expérience. Je rappelle les principales ci-dessous.

**Transportabilité et compacité** L'expérience doit pouvoir être facilement déplacée du laboratoire jusqu'à l'avion. Il faut donc éviter les éléments trop lourds ou encombrants.

**Robustesse** L'environnement particulier lié aux vols paraboliques impose d'avoir un dispositif expérimental ne demandant que peu d'ajustements au quotidien. L'expérience doit de plus pouvoir fonctionner dans des environnements dégradés : niveau de vibrations très élevé, fluctuations thermiques de grande amplitude (la température dans l'avion pouvant varier entre 10 et 30°C au cours de la journée), nécessité d'éteindre complètement l'expérience tous les soirs et pendant le week-end. Le temps disponible pour la stabilisation de l'expérience lors de l'allumage est également limité, en particulier les jours de vol.

**Conformité aux règles de sécurité** Ces règles concernent principalement la conception mécanique et électrique de l'expérience. A titre d'exemple, la structure mécanique de l'expérience doit pouvoir résister à une accélération frontale de 9 g en cas d'atterrissage d'urgence et le circuit électrique doit être protégé par des fusibles et disjoncteurs différentiels. Par ailleurs, la présence sur notre expérience de lasers de forte puissance (classe 4) impose des précautions de confinement supplémentaires.

**Réglages limités en vol** La proximité temporelle des paraboles combinée au stress inévitable des expérimentateurs fait qu'il est en pratique très difficile d'effectuer des réglages tels que l'asservissement d'un laser entre deux paraboles. Il est par ailleurs interdit d'ouvrir le confinement laser pour réaligner le système après le décollage.

**Planning des campagnes** Faire en sorte que l'expérience soit en parfait état de marche à l'approche d'une campagne est un enjeu majeur. Il n'est pas toujours évident d'évaluer correctement les objectifs scientifiques que l'on peut atteindre d'une campagne sur l'autre et il est bon d'avoir des solutions de repli en cas d'imprévu, que celui-ci soit lié à la physique ou à un problème matériel sur l'expérience. Par ailleurs des campagnes trop rapprochées dans le temps rendent parfois difficile l'apport de modifications importantes sur le dispositif expérimental.

Ces contraintes imposent une organisation du travail sur le projet ICE qui est différente de celle des expériences d'atomes froids restant au laboratoire. Nous apportons ainsi un soin particulier au montage de l'expérience. Pour répondre aux exigences de sécurité et de transportabilité, les instruments sont répartis entre 4 bâtis en profilés aluminium (marque item, gamme Profilé 8). Ces bâtis sont montés sur des plaques d'embase en aluminium de 10 mm d'épaisseur, elles-même vissées sur des rails de fixation dans l'avion.

Les instruments sont répartis comme suit entre les bâtis. Les masses indiquées sont celles de la campagne de novembre 2011.

**Bâti 1 (183 kg)** Chambre de science

**Bâti 2 (366 kg)** Ordinateur et électronique de contrôle de l'expérience, source micro-onde et peigne de fréquences optique

**Bâti 3 (112 kg)** Panneau électrique, onduleur, alimentations stabilisées

**Bâti 4 (268 kg)** Système laser fibré et banc optique en espace libre, électronique d'asservissement des lasers



La disposition des bâtis dans l'avion est présentée sur la figure 2.4. Les bâtis sont connectés entre eux par des fibres optiques et des câbles électriques (alimentations et signaux) fixés au sol et protégés par de la mousse et/ou des gaines rigides.

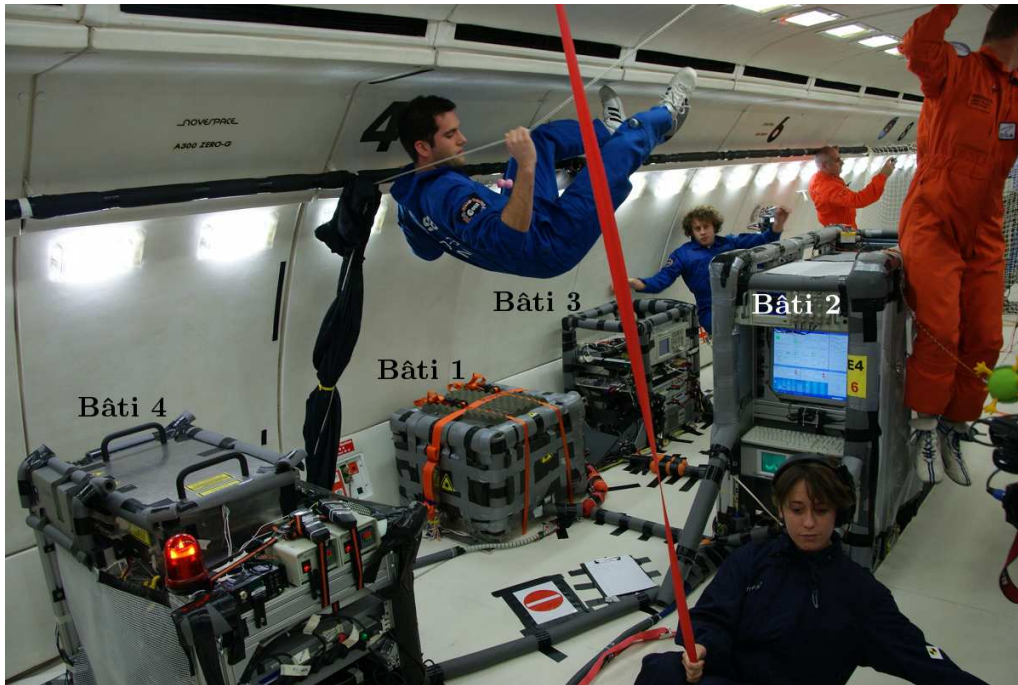


Figure 2.4 Agencement de l'expérience dans l'avion.

## 2.3 Génération des fréquences RF et micro-ondes

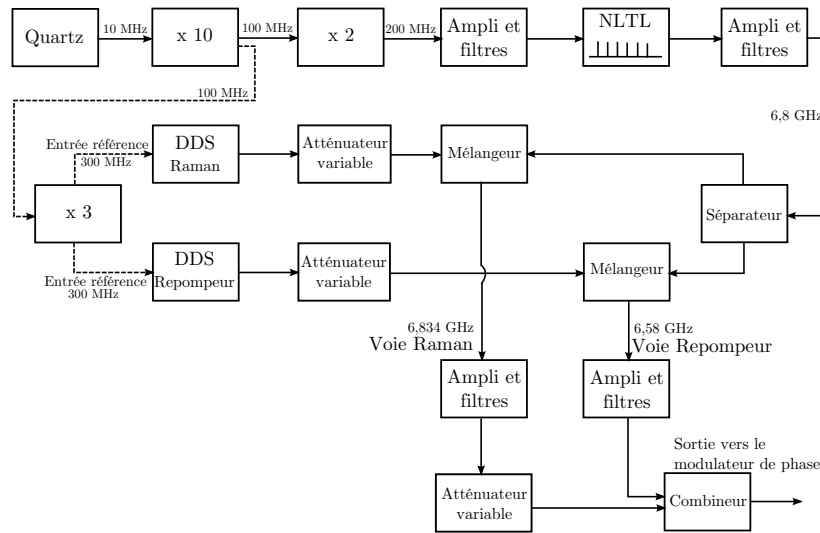
Avant de présenter les sources atomiques, je détaille un point essentiel de l'expérience : la chaîne de fréquence qui permet de générer toutes les fréquences RF et micro-ondes utiles au bon déroulement de l'expérience. Cette chaîne a été initialement conçue au LNE-Syrté.

Nous avons la chance de disposer d'un quartz ayant été développé dans le cadre du projet d'horloge atomique spatiale PHARAO [Laurent 98, Pharao 12]. En plus de son excellente stabilité ( $1,8 \times 10^{-13}$  à 1 s), ce quartz a une très faible sensibilité aux accélérations, de l'ordre de  $5 \times 10^{-12} \text{ g}^{-1}$  (voir [Lemondé 97], page 115). Il délivre un signal à 10 MHz qui sert de référence à l'ensemble de l'expérience, en particulier pour la génération des fréquences nécessaires à la réalisation des transitions Raman et à la stabilisation du peigne de fréquences (voir paragraphe 3.3).

### 2.3.1 La chaîne de fréquence Rubidium

La chaîne Rubidium permet de générer des fréquences de l'ordre de 6,8 GHz, utilisées pour créer le laser repompeur et le second laser Raman par modulation de phase

(voir paragraphe 3.2.1). La fréquence de 6,8 GHz correspond à la fréquence d'horloge de l'atome de Rubidium 87 ( $G_{\text{Rb}}/2\pi = 6,834$  GHz). Le schéma fonctionnel de la chaîne est présenté sur la figure 2.5.



**Figure 2.5** Chaîne de fréquence Rubidium permettant de générer le repompeur et le second laser Raman.

La fréquence de sortie du quartz est multipliée par 10, puis par 2 afin de générer un signal à 200 MHz qui est envoyé dans un composant non linéaire (NLTL comb generator de Picosecond Pulse) pour créer un peigne de fréquences ayant des harmoniques jusqu'à 7 GHz. On filtre la raie à 6,8 GHz avant de la séparer en deux. Chaque partie est mélangée au signal issu d'un synthétiseur DDS (*Direct Digital Synthesizer*), ce qui permet d'obtenir l'agilité en fréquence souhaitée. Les deux voies servent respectivement à la génération du repompeur et du second laser Raman. Elles sont combinées et la sortie est amplifiée avant d'être envoyée vers le modulateur de phase. Le fait de combiner les deux sorties ne pose pas de problème car les deux voies ne sont jamais utilisées simultanément au cours de la séquence expérimentale.

La stabilité de la chaîne de fréquence à 6,8 GHz a été mesurée par comparaison avec une chaîne similaire du LNE-Syrte, elle-même asservie sur un Maser à hydrogène (voir la figure 3.9 page 59 pour la courbe de bruit de phase et [Geiger 11a] p. 67 pour le calcul de l'influence du bruit de phase de la chaîne sur l'interféromètre).

Un synthétiseur externe (BHE BSVC14-6G5-7G) asservi sur le quartz permet par ailleurs de générer un signal à 6,834 GHz utilisé pour réaliser des transitions micro-onde entre les niveaux  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$ .

### 2.3.2 La chaîne de fréquence Potassium

Du fait de la plus faible fréquence d'horloge du Potassium ( $G_{\text{K}}/2\pi = 462$  MHz), la chaîne de fréquence est plus simple que celle du Rubidium (Fig. 2.6). Un signal à 100 MHz issu de la chaîne Rubidium permet d'asservir des DDS qui génèrent un signal à 115 MHz, multiplié par 2 avant la combinaison des voies repompeur et Raman.

Comme nous utilisons un modulateur acousto-optique en double passage au lieu d'un modulateur de phase (voir paragraphe 3.2.2), la fréquence est naturellement multipliée par 2 pour atteindre 462 MHz environ.

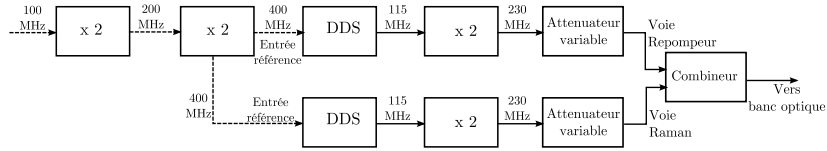


Figure 2.6 Chaîne de fréquence Potassium.

## 2.4 Chambre de science

La chambre de science a été mise en place lors de la thèse de Gael Varoquaux pour la première campagne de vol en mars 2007 [Varoquaux 08]. Nous n'avons pas apporté de modification majeure à cette partie du dispositif pendant ma thèse.

### 2.4.1 Enceinte à vide

L'enceinte à vide est en acier inoxydable. Elle est de forme octogonale, avec deux hublots principaux montés sur des brides CF63 et 8 brides CF40 tout autour (Fig. 2.7). Sur ces 8 brides, 7 disposent d'un hublot permettant un accès optique. La dernière bride supporte un passage électrique qui permet d'alimenter en courant des dispensers de Rubidium et Potassium, servant à générer les vapeurs atomiques pour les pièges magnéto-optiques (PMO).

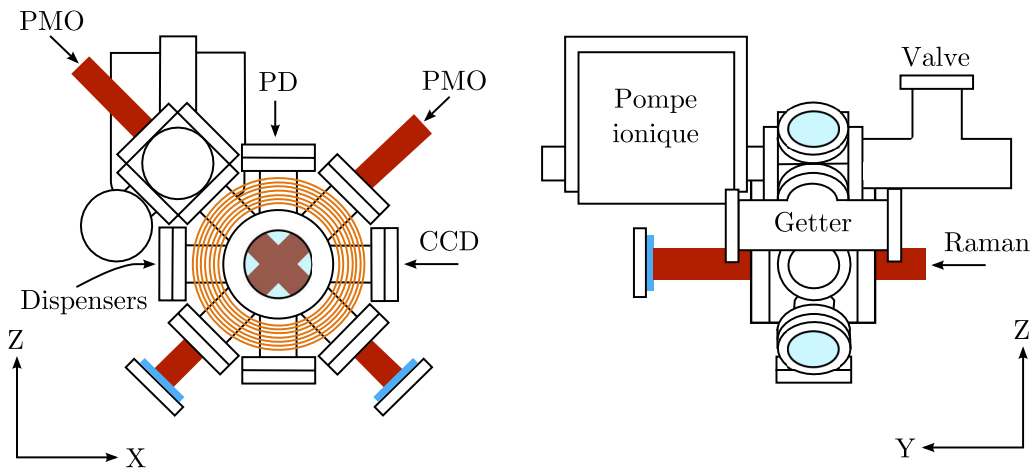


Figure 2.7 Schémas de la chambre de science. PD : Photodiode. CCD : caméra CCD. Le diamètre du hublot central, monté sur une bride CF63 est de 70 mm environ. Un des faisceaux du PMO et le faisceau pousseur, dans le plan XY, ne sont pas représentés.

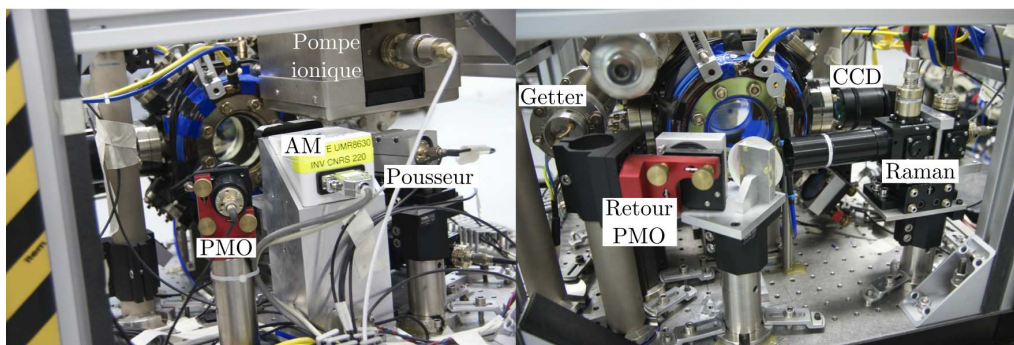
L'enceinte est pompée par une pompe ionique  $25 \text{ L.s}^{-1}$  ainsi que par une pompe passive à adsorption (*getter*). La pompe passive *getter* est particulièrement importante car lors des campagnes de vol nous sommes amenés à laisser l'expérience sans alimentation électrique pendant les nuits et les week-ends. La combinaison des deux pompes nous permet de maintenir constamment un niveau de vide satisfaisant (inférieur à  $10^{-9}$  mBar d'après la lecture du courant de la pompe ionique).

L'aimant de la pompe est protégé par un blindage magnétique. Malgré tout, sa proximité avec le centre de l'enceinte (environ 15 cm) est probablement une source importante de gradients de champ magnétique résiduels que nous ne pouvons pas compenser. Ces gradients peuvent limiter la température des atomes et être une source de biais pour l'interféromètre atomique.

Les bobines permettant de créer le gradient de champ magnétique pour le piège magnéto-optique sont fixées directement sur l'enceinte. La valeur du gradient est de  $10 \text{ G.cm}^{-1}$  environ. Des bobines auxiliaires permettent une compensation partielle des champs magnétiques résiduels dans les trois directions de l'espace.

### 2.4.2 Blindage, collimateurs et instruments

L'enceinte est fixée sur un breadboard en nid d'abeille. Une structure en profilé aluminium supporte la pompe ionique et une partie des instruments (Fig. 2.8). L'ensemble est protégé par un blindage magnétique qui isole les atomes des champs magnétiques parasites, et en particulier du champ terrestre. En effet, lors des premières campagnes de vol où ce blindage n'était pas présent, la forme du nuage était modifiée au cours de la parabole, l'avion effectuant une rotation par rapport à la direction du champ terrestre d'environ  $90^\circ$  en 22 s.



**Figure 2.8** Photographies des deux faces de la chambre de science. On y voit les collimateurs des faisceaux PMO et pousseur, qui n'étaient pas représentés sur le schéma précédent. L'Accéléromètre Mécanique (AM) est fixé sur le support du miroir de rétro réflexion du faisceau Raman.

#### Faisceaux de refroidissement

La lumière laser pour le refroidissement des atomes est transportée par deux fibres optiques depuis le banc espace libre (voir paragraphe 3.1). Ces deux fibres (portant la lumière à 780 et 767 nm respectivement) sont combinées dans un coupleur  $2 \rightarrow 3$

(Schäfter+Kirchhoff). Le coupleur comporte une lame dichroïque 767/780 et permet de superposer les deux longueurs d'ondes avec la même polarisation. La lumière est ensuite séparée en 3 faisceaux, couplée dans des fibres, et envoyée vers des collimateurs pour réaliser le piège magnéto-optique en configuration rétro réfléchée. Environ 40% de la lumière incidente est perdue lors de l'opération de séparation des faisceaux, en grande partie à cause du couplage dans les fibres en sortie du séparateur. Les trois collimateurs permettent d'obtenir un faisceau gaussien collimaté ayant un diamètre à  $1/e^2$  de 19,7 mm avec une polarisation circulaire.

### Faisceau Raman

Le faisceau pour l'interféromètre est issu d'un collimateur Schäfter+Kirchhoff, également avec un diamètre de 19,7 mm. Le faisceau est rétro réfléché après passage dans une lame quart d'onde (configuration  $lin \perp lin$ ). Le miroir de rétro réflexion et la lame quart d'onde sont fixés sur une structure massive en aluminium afin d'éviter au maximum les déformations à basse fréquence de l'ensemble, gênantes pour l'interféromètre atomique [Geiger 11a]. Sur cette structure est fixé l'Accéléromètre Mécanique (AM) servant à la réalisation du senseur hybride (voir chapitre 4).

### Faisceau pousseur

Sur le banc optique (voir chapitre 3), une lame de verre permet de prélever quelques mW de lumière pour pousser les atomes au moment de la préparation. Un commutateur MEMS (Thorlabs osw12) permet d'allumer ou non ce faisceau avec une très bonne extinction. L'inconvénient de ce commutateur est qu'il ne maintient pas la polarisation. Ceci n'est pas gênant pour le pousseur mais ne permettrait pas de réaliser un faisceau de refroidissement ou d'interféromètre. Un collimateur envoie la lumière vers les atomes.

### Instruments de mesure

Nous collectons la fluorescence des atomes sur une photodiode (l'angle solide de collection est de  $8,6 \times 10^{-2}$  sr) ayant une surface sensible d'environ  $1 \text{ cm}^2$  (Hamamatsu S1337-1010BR), et chargée par montage transimpédance de résistance  $10 \text{ M}\Omega$ .

Par ailleurs, une petite caméra CCD (webcam) permet d'observer de manière qualitative les nuages atomiques.

## 2.5 La source Rubidium 87

Je présente ici les principales caractéristiques de notre source de Rubidium froid, ainsi que les étapes de préparation et de détection des atomes.

### 2.5.1 Refroidissement des atomes

#### Piège magnéto-optique (PMO)

Nous chargeons un piège magnéto-optique [Dalibard 83, Migdall 85, Raab 87] à partir d'une vapeur créée en faisant circuler un courant d'environ 4 A dans un disperser. Les trois faisceaux du PMO ont une puissance d'une vingtaine de mW, correspondant à une intensité de  $4 I_{\text{sat}}$  environ<sup>2</sup>.

Ces conditions nous permettent de charger environ  $30 \times 10^6$  atomes en 250 ms. Ce taux de chargement est relativement faible par rapport aux expériences qui disposent d'un PMO 2D permettant d'obtenir plus de  $10^8$  atomes en 100 ms [Cheinet 06, Bodart 10a], mais représente tout de même un bon compromis entre encombrement et taux de chargement pour une expérience compacte et transportable comme la notre.

#### Refroidissement sub-Doppler : mélasse optique

À la fin du chargement du PMO nous désaccordons les faisceaux laser puis coupons le gradient de champ magnétique. Après un temps de stabilisation, l'intensité laser est diminuée jusqu'à  $0,5 I_{\text{sat}}$  et les lasers sont désaccordés vers le rouge jusqu'à  $-16 \Gamma$  (La largeur de raie  $\Gamma$  du Rubidium est de  $2\pi \times 6$  MHz environ).

On entre alors dans le régime de refroidissement Sisyphé qui permet d'atteindre des températures de l'ordre de la vitesse de recul ( $v_r = 5,9 \text{ mm.s}^{-1}$ , soit  $T_r = 362 \text{ nK}$ ), nettement plus basses que la température Doppler ( $T_D = 146 \text{ } \mu\text{K}$ ), limite pour un piège magnéto-optique [Salomon 90].

La séquence expérimentale de refroidissement des atomes est présentée sur la figure 2.9.

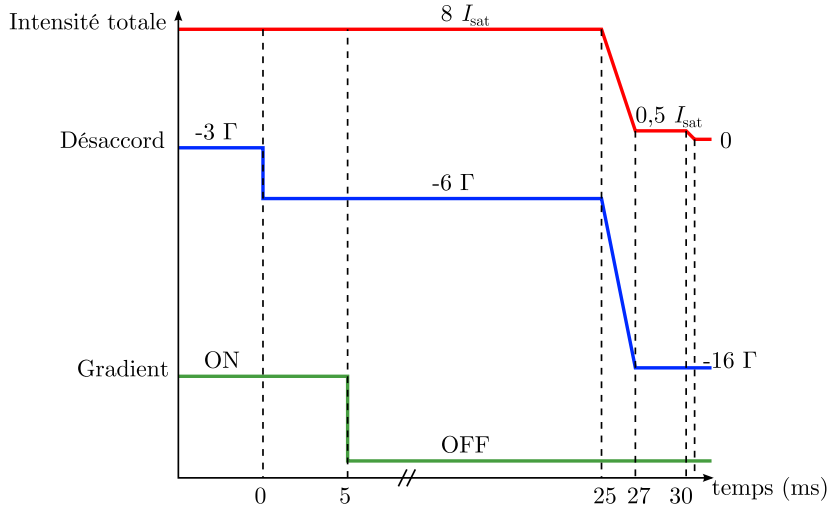
#### Mesure de la température des atomes

Nous avons utilisé les transitions Raman contra-propageantes pour mesurer la température des atomes. Nous avons vu au paragraphe 1.1 que les transitions Raman sont sélectives en vitesse. La probabilité de transition est donnée par le produit de convolution entre la distribution de vitesse d'écart type  $\sigma_v$  et la transformée de Fourier du profil temporel de l'impulsion Raman. Lorsque l'impulsion Raman a une durée  $\tau$  assez longue, on accède directement à la mesure de la distribution de vitesse du nuage atomique. Nous avons mis cette technique en oeuvre et obtenu une température de  $7 \text{ } \mu\text{K}$ , correspondant à une distribution de vitesse d'écart-type  $\sigma_v \approx 4,4 v_r$  (Fig. 2.10). Cette mesure a été effectuée suivant l'axe vertical, de manière à bénéficier d'un effet Doppler important et à ne pas être dans le régime de faible accélération et faible vitesse, dans lequel la spectroscopie des transitions Raman est modifiée.

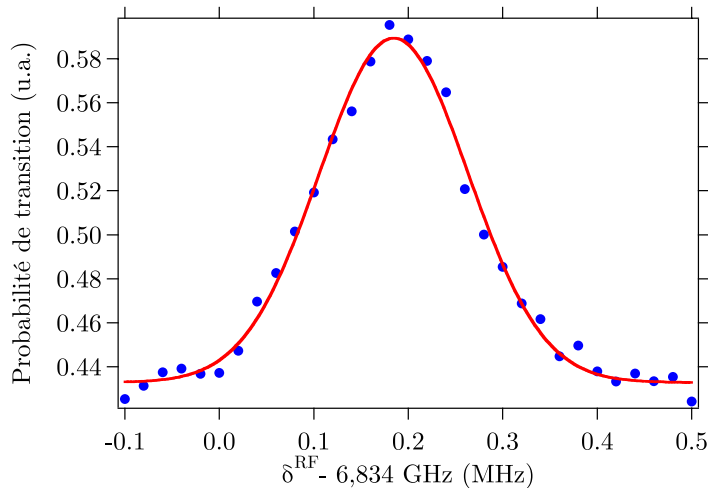
La température mesurée est nettement supérieure à ce qui est obtenu dans d'autres expériences d'interférométrie atomique ( $2,5 \text{ } \mu\text{K}$  dans [Bodart 10a]). Nous attribuons cette température élevée à plusieurs phénomènes :

**Retroreflexion** Nous disposons pour la réalisation du piège magnéto-optique de trois faisceaux rétro-reflectés, et non de 6 faisceaux indépendants comme c'est le cas sur la plupart des expériences. Le faisceau retour traverse plusieurs éléments (hublot, lame, miroir) de plus que le faisceau aller. Comme chacun de ces éléments

2. Pour le Rubidium 87 et des faisceaux ayant une polarisation  $\sigma$ , on a  $I_{\text{sat}} = 1,67 \text{ mW.cm}^{-2}$ .



**Figure 2.9** Séquence expérimentale correspondant au refroidissement en mélasse. En haut, l'intensité laser totale (refroidisseur + repompeur). Au milieu, le désaccord du refroidisseur (le repompeur est maintenu à fréquence fixe). En bas, le gradient de champ magnétique. On attend 20 ms après avoir coupé le gradient pour laisser le temps aux courants de Foucault de s'atténuer. A la fin de la mélasse, la puissance laser est coupée en 500  $\mu\text{s}$ .



**Figure 2.10** Mesure de la température des atomes en utilisant une transition Raman contre-propagante selon l'axe vertical (Z). L'ajustement gaussien donne une température de 7  $\mu\text{K}$  ( $\sigma_v \approx 4,4 v_T$ ).

peut causer des pertes, il est possible que la puissance du faisceau retour soit plus faible qu'à l'aller, ce qui déséquilibre les forces de pression de radiations. Par ailleurs, une partie la lumière à l'aller est diffusée par les atomes, créant un phénomène d'ombre et contribuant à accentuer le déséquilibre de puissance que l'on compense grâce à des bobines. Il est alors possible que le zéro du champ

magnétique au moment de la mélasse (gradient de champ magnétique coupé) ne soit pas superposé avec le zéro de champ au moment du chargement du PMO (gradient allumé).

**Inhomogénéités du champ magnétique** De nombreux composants magnétiques sont présents à proximité de l'enceinte, à commencer par l'aimant de la pompe ionique. Bien qu'il soit protégé par un blindage, il contribue probablement à créer d'importantes inhomogénéités du champ magnétique qu'il n'est pas possible de compenser. La géométrie rudimentaire de nos bobines de compensation (bobinées directement autour des brides sur l'enceinte à vide) explique également notre difficulté à bien annuler le champ magnétique au niveau des atomes. Nous avons réglé ces compensations de manière à minimiser la température des atomes en sortie de mélasse.

Nous reviendrons sur ces limitations et les solutions apportées au paragraphe 2.7.

## 2.5.2 Préparation de l'état quantique des atomes

Après la mélasse, nous sélectionnons une partie des atomes de manière à ne conserver que ceux qui participent effectivement à l'interféromètre, afin d'augmenter le contraste des franges d'interférences. Nous réalisons une sélection en deux étapes : sélection du sous-niveau Zeeman, puis sélection d'une classe de vitesse étroite.

### Sélection du sous-niveau Zeeman

A la fin de la mélasse, nous diminuons au maximum le rapport entre la puissance de refroidisseur et la puissance de repompeur, de manière à ce que tous les atomes soient dans le niveau  $|F = 2\rangle$ . Nous réalisons ensuite une transition micro-onde accordée sur transition  $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ , et d'une durée de 350  $\mu\text{s}$  réglée pour maximiser le taux de transfert. La fréquence de 6,834 GHz nécessaire à cette transition est générée par un synthétiseur asservi en fréquence sur la chaîne hyperfréquence (voir paragraphe 2.3). Une antenne rudimentaire située à l'extérieur de l'enceinte permet d'éclairer les atomes.

Les atomes restés dans  $|F = 2, m_F \neq 0\rangle$  sont expulsés de la zone d'expérience grâce à une impulsion du faisceau pousseur. Une seconde impulsion micro-onde permet de ramener les atomes dans  $|F = 2\rangle$  en vue de l'étape de sélection de vitesse (la configuration du système laser fait que nous ne pouvons pas disposer de repompeur seul, et qu'il n'est donc pas possible de pousser les atomes présents dans  $|F = 1\rangle$ ).

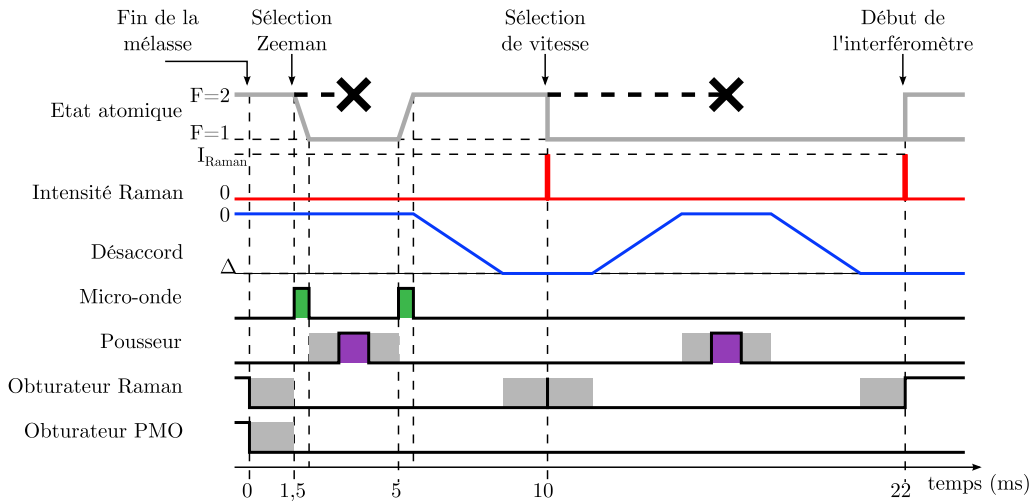
### Sélection de vitesse

Nous sélectionnons une classe de vitesse étroite (largeur de l'ordre de  $v_T$ ) en appliquant une impulsion Raman plus longue que celles utilisées dans l'interféromètre (40  $\mu\text{s}$  pour l'impulsion de sélection, 20  $\mu\text{s}$  pour l'impulsion  $\pi$  de l'interféromètre). De cette manière, nous sommes certains que les impulsions Raman de l'interféromètre adressent l'ensemble des atomes présents. Comme pour l'étape précédente, les atomes qui ne sont pas sélectionnés sont poussés.



### Séquence temporelle

La durée totale de l'étape de préparation de l'état quantique est de 22 ms (Fig. 2.11). Cette durée est essentiellement due au temps de stabilisation de l'asservissement maître/esclave (3 ms). En effet, après la sélection du sous-niveau Zeeman, nous devons désaccorder le laser jusqu'à la fréquence Raman pour la sélection de vitesse, puis revenir proche de résonance pour pousser les atomes avant de retourner au désaccord Raman pour l'interféromètre. Les délais nécessaires à la stabilisation de certains éléments (switch MEMS, obturateurs mécaniques) contribuent aussi à l'augmentation de la durée de la phase de préparation.



**Figure 2.11** Séquence de préparation de l'état quantique des atomes. Les zones grisées correspondent aux temps morts des switches et obturateurs.

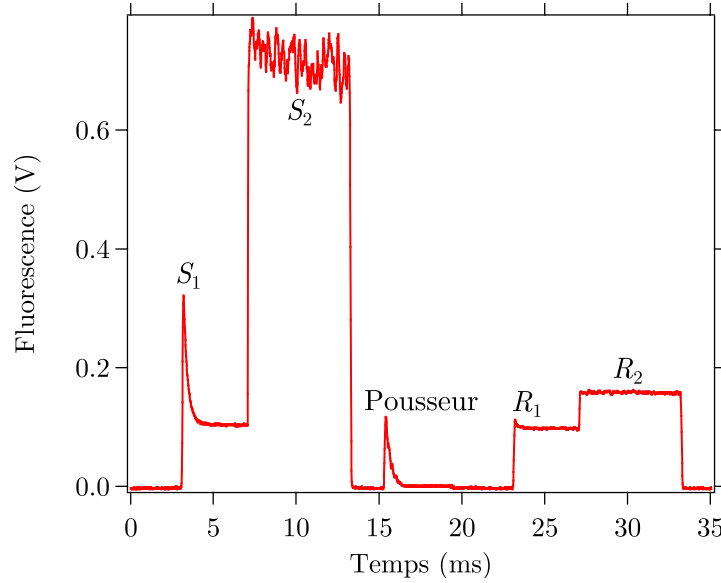
Ceci est une limitation pour le fonctionnement au sol de l'expérience car pendant la préparation les atomes tombent et finissent par sortir de la zone d'interaction avec le faisceau Raman, de sorte que nous sommes limités pour l'interféromètre à une durée d'interrogation  $2T \approx 20$  ms environ. Après la campagne de vol de mars 2010, nous avons supprimé l'étape de sélection de vitesse afin de gagner du temps sur la préparation (voir chapitre 4).

### 2.5.3 Détection des atomes par fluorescence

Pour détecter les atomes, nous commençons par les illuminer avec le laser refroidisseur, désaccordé de  $2\Gamma$  sur le rouge de la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ . Pendant cette étape, les atomes sont dépompés vers  $|F = 1\rangle$  avec un temps caractéristique de 500  $\mu\text{s}$  environ. Nous notons  $S_1$  le signal obtenu en mesurant la valeur maximale de la tension.

Après une durée de 5 ms, nous allumons le repompeur de manière à faire fluorescer tous les atomes (signal de valeur moyenne  $S_2$ ) (Fig. 2.12).

Afin de normaliser au mieux la détection, nous poussons l'ensemble des atomes, puis répétons la séquence laser, pour obtenir deux valeurs de fluorescence résiduelle  $R_1$



**Figure 2.12** Signal de fluorescence enregistré par la photodiode.

et  $R_2$ . Finalement, le nombre d'atomes  $N_2$  dans  $|F = 2\rangle$  est proportionnel à  $S_1 - R_1$ , et le nombre d'atomes total est proportionnel à  $S_2 - R_2$ . La probabilité de transition  $P = N_2/(N_1 + N_2)$  est alors obtenue faisant le rapport des deux grandeurs précédentes :

$$P = \frac{S_1 - R_1}{\alpha(S_1 - R_1) + \beta(S_2 - R_2)} \quad (2.1)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des coefficients de normalisation ajustés empiriquement.

Nous utilisons cette méthode de détection car contrairement aux techniques habituellement utilisées dans les expériences d'interférométrie atomique elle ne nécessite pas séparer spatialement les atomes dans  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$  [Biedermann 09, Louchet-Chauvet 11] ou de tirer parti de la vitesse de chute des atomes pour les faire passer dans des nappes de lumière successives [Cheinet 06]. Nous pouvons donc mettre en oeuvre cette technique lors des vols paraboliques, où les atomes ont une vitesse moyenne nulle. La contrepartie est la sensibilité de la normalisation aux conditions expérimentales.

Pour normaliser correctement la détection, on souhaite en effet se placer dans une configuration où la détection des deux états est la plus symétrique possible. Ici, les atomes dans  $|F = 2\rangle$  sont rapidement dépompés au cours de leur détection, alors que quand on allume le repompeur pour mesurer  $S_2$  le signal reste stable. Cette asymétrie entre les deux étapes de la détection fait par exemple que nous avons observé que quand on augmente le nombre total d'atomes,  $S_2$  augmente plus rapidement que  $S_1$ , ce qui modifie la valeur de  $P$  mesurée.

Nous avons tenté de corriger ce problème de plusieurs manières, en jouant à la fois sur les paramètres expérimentaux (instants des différents événements de la séquence de détection...) et sur le traitement numérique du signal mais la méthode reste intrinsèquement non linéaire. De la même manière, nous mesurons des valeurs de  $P$  différentes en 0g et sous 1g à cause du déplacement des atomes dans le faisceau.

Cette limitation de la méthode de détection est importante, car elle a un impact direct sur la mesure du rapport signal à bruit de l'interféromètre (voir paragraphe 4.3).

## 2.6 La source Potassium 39

Si le refroidissement sub-Doppler du Rubidium 87 est réalisé dans de nombreux laboratoires et ne pose pas de problème particulier, celui du Potassium 39 est en revanche plus complexe. Dans cette partie je présente les difficultés spécifiques au refroidissement de cet atome, les résultats obtenus dans d'autres équipes, et la mise en oeuvre sur notre expérience.

### 2.6.1 Enjeux et état de l'art

Sur de nombreux alcalins comme le Rubidium, le Césium ou le Sodium, la largeur de raie naturelle  $\Gamma$  est petite devant l'écart hyperfin de l'état excité  $\Delta_{\text{hf}}$ , de sorte que les états hyperfins peuvent être considérés quasi-indépendamment. Cette configuration est favorable au refroidissement sub-Doppler, et a été largement étudiée.

Dans le cas du  $^{39}\text{K}$ , l'écart entre les niveaux  $|F' = 2\rangle$  et  $|F' = 3\rangle$  vaut environ 21,1 MHz pour une largeur de raie  $\Gamma_{\text{K}}/2\pi$  de 6,0 MHz (Fig. 2.13). Les lasers de refroidissement adressent donc tous les niveaux de l'état excité et les mécanismes de refroidissement s'en retrouvent modifiés, notamment parce qu'il n'existe plus de transition cyclante. Il faut alors prendre en compte les cohérences entre les différents états et résoudre les équations de Bloch optiques pour modéliser correctement les forces de refroidissement.

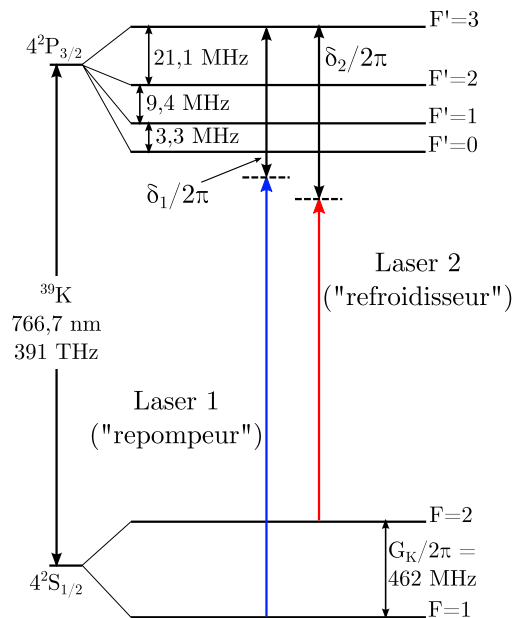


Figure 2.13 Schéma des niveaux de l'atome de  $^{39}\text{K}$ .

### Stratégie de refroidissement

L'étude théorique menée par l'équipe de M. Inguscio montre qu'il existe deux régimes de refroidissement [Fort 98] :

- Un régime où les deux lasers (refroidisseur et repompeur) sont sur le rouge de l'ensemble de l'état excité, avec une intensité élevée (de l'ordre de  $20 I_{\text{sat}}$ ). On ne peut plus alors vraiment parler de refroidisseur et de repompeur, car les deux faisceaux jouent des rôles quasiment symétriques. Dans ce régime, la plage de capture est élevée mais il n'est pas possible de descendre sous la limite Doppler ( $T_D = \hbar\Gamma_K / (2k_B) = 145 \mu\text{K}$ ).
- Un régime où le refroidisseur est désaccordé d'environ  $\Gamma_K$  par rapport à  $|F' = 3\rangle$  alors que le repompeur est proche de résonance avec le niveau  $|F' = 1\rangle$ . L'intensité des deux lasers est alors fortement réduite, celle du repompeur étant nettement inférieure à celle du refroidisseur. Dans ce second régime, la plage de capture est plus faible, mais il est possible d'atteindre des températures nettement en dessous de la limite Doppler. En réduisant fortement l'intensité et le désaccord, on se rapproche du cas usuel où le laser de refroidissement n'adresse qu'une seule transition.

La stratégie de refroidissement consiste à charger un PMO dans le premier régime, afin de capturer un grand nombre d'atomes. La température est alors de l'ordre du milliKelvin. On se rapproche ensuite de résonance pour passer dans le régime sub-Doppler. L'estimation de la température limite qu'il est possible d'atteindre dans ces conditions est de  $20 \mu\text{K}$ .

### Etat de l'art

Au début de ma thèse, même si le Potassium 39 était utilisé dans plusieurs équipes [Williamson 97, Prevedelli 99, Campbell 10], aucune n'avait mis en évidence de refroidissement sub-Doppler. La meilleure mesure de température, effectuée par la méthode *Release and Recapture* était de  $240 \pm 100 \mu\text{K}$  [Fort 98].

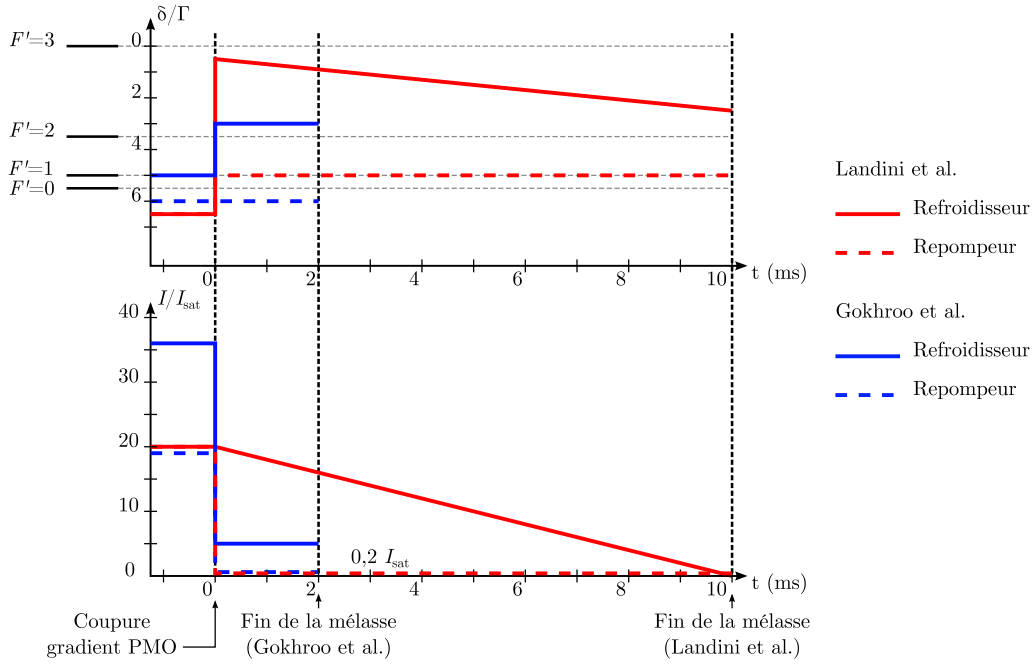
En mai 2011, alors que nous réalisons nos premiers PMO de Potassium en vol, deux équipes ont publié des résultats montrant qu'il était possible d'atteindre des températures de l'ordre de  $30 \mu\text{K}$  avec l'atome de  $^{39}\text{K}$  ( $34 \mu\text{K}$  dans [Gokhroo 11] et  $25 \mu\text{K}$  dans [Landini 11]). Dans les deux cas, la méthode mise en oeuvre est inspirée de la stratégie présentée ci-dessus, confirmant les calculs théoriques.

Les principales étapes de refroidissement pour les deux équipes sont synthétisées sur la figure 2.14. L'équipe italienne a mis en place une rampe (augmentation du désaccord et baisse de la puissance) qui permet d'optimiser à la fois la température et le nombre d'atomes. Dans les deux cas, la puissance de repompeur pendant la phase de mélasse est très critique.

## 2.6.2 Mise en oeuvre sur notre expérience

### Piège magnéto-optique

Nous chargeons le piège magnéto-optique dans les conditions indiquées précédemment, les deux lasers étant désaccordés sur le rouge de l'ensemble de la structure hyperfine. Les puissances de refroidisseur et de repompeur sont sensiblement égales, et



**Figure 2.14** Séquences expérimentales de refroidissement mises en oeuvre dans [Landini 11] et [Gokhroo 11]. En haut : désaccord des lasers. En bas : Intensités.

valent environ 10 mW par bras chacune, soit  $3 I_{\text{sat}}$ . Nous chargeons environ  $10^7$  atomes en quelques secondes. Le taux de chargement et le nombre d'atomes sont significativement plus faibles que sur Rubidium. Ceci s'explique à la fois par la taille de la structure hyperfine et par le fait que la pression de vapeur saturante est environ 40 fois plus faible pour le Potassium [Steck 09, Tiecke 11]. Pour calculer le nombre d'atomes dans le PMO, nous utilisons un calcul approché de la population de l'état excité ne tenant pas compte des cohérences (voir annexe B).

### Mesure de température

Dans les références [Landini 11] et [Gokhroo 11], la mesure de température des atomes s'effectue à l'aide d'un système d'imagerie par fluorescence, en mesurant la taille du nuage après un temps de vol. Ne disposant pas de caméra, nous n'avons pas pu mettre en oeuvre cette technique pendant ma thèse, et nous avons procédé en utilisant une technique *Release and Recapture*.

A l'issue de l'étape de refroidissement, nous éteignons tous les faisceaux pendant une durée  $t_{\text{tof}}$ . Nous rallumons ensuite le refroidisseur et le repompeur pendant 1 ms environ, de manière à mesurer la fluorescence  $F$  du nuage. En négligeant la chute des atomes sous l'effet de la gravité (on considère donc ici que l'écart-type  $\sigma_v$  de la distribution en vitesse vérifie  $\sigma_v \gg g t_{\text{tof}}$ ), on peut en première approximation modéliser la décroissance du signal de fluorescence en fonction du temps de vol par une loi du type

$$F \sim \exp\left(-\frac{t_{\text{tof}}}{\tau}\right), \quad (2.2)$$

où  $\tau$  est le temps caractéristique mis par les atomes pour sortir du volume de capture de la fluorescence. En notant  $R_{\text{detect}}$  la dimension caractéristique de ce volume on peut estimer que  $\tau$  est donné par

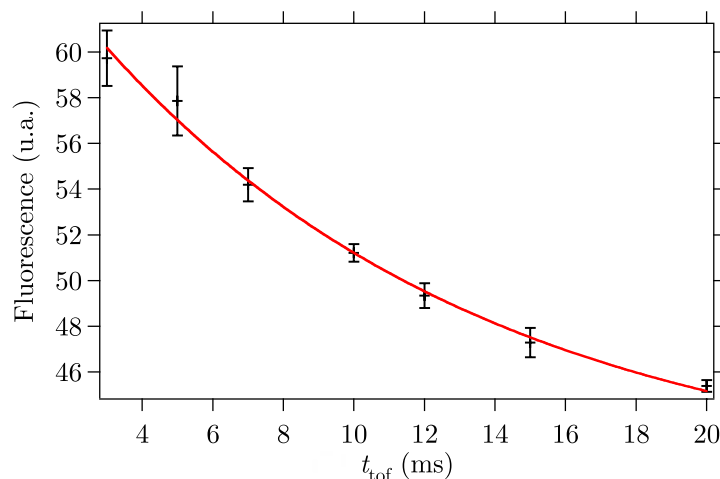
$$\tau \sim \frac{R_{\text{detect}}}{\sigma_v}. \quad (2.3)$$

Pour déterminer  $\sigma_v$  il est donc nécessaire de connaître la taille du volume de capture. Nous l'avons estimé à 0,2 cm en réalisant une mesure similaire sur le Rubidium, pour lequel nous connaissons précisément la température des atomes.

La méthode Release and Recapture n'est pas extrêmement précise, et nécessite de bien estimer la taille du volume de capture, ce qui conduit à une incertitude relative élevée, de l'ordre de 50%. Nous avons également observé une dispersion assez importante des données de fluorescence et des valeurs de température qui en résultent.

### Mélasse

Nous avons tenté de reproduire les résultats obtenus dans [Landini 11, Gokhroo 11]. Nous avons varié finement tous les paramètres afin de minimiser la température des atomes, mais nous ne sommes pas parvenus à descendre à des températures inférieures 150  $\mu\text{K}$  environ (Fig. 2.15).



**Figure 2.15** Mesure de température du Potassium par la méthode Release and Recapture. L'ajustement donne une température de 150  $\mu\text{K}$  environ.

Plusieurs raisons peuvent expliquer ces températures élevées :

**Largeur de raie des lasers** Les lasers DFB que nous utilisons ont une largeur de raie de l'ordre du MHz avant doublage (voir paragraphe 3.1). La largeur de raie à 767 nm est donc vraisemblablement comprise entre 2 et 4 MHz, ce qui est très proche de la largeur de raie naturelle du Potassium ( $\Gamma_K/2\pi = 6,0$  MHz), et limite l'efficacité du refroidissement. Nos résultats sont similaires à ceux obtenus dans [Fort 98] dans des conditions similaires.

**Champs magnétiques résiduels** Comme pour l'atome de Rubidium (voir paragraphe 2.5), la mauvaise compensation des champs magnétiques peut expliquer les températures élevées que nous obtenons.

**Mauvais alignement des lasers** Pour ne pas dégrader la mélasse de Rubidium, nous n'avons pas modifié l'alignement des lasers de refroidissement. Comme l'effet Zeeman est différent pour les deux atomes, il est possible que la mauvaise compensation des champs magnétiques impose une modification du réglage des lasers lorsqu'on passe d'un atome à l'autre.

Par ailleurs, notre dispositif laser n'est pas idéal pour le réglage de la puissance de repompeur pendant la mélasse (voir paragraphe 3.2.2). En effet, le montage utilise un modulateur acousto-optique en double passage qui couple les puissances de repompeur et de refroidisseur. Pour atténuer fortement le repompeur pendant la mélasse, nous diminuons la puissance RF pilotant le modulateur, et ce régime est très sensible aux variations de puissance laser totale ou de puissance RF, de sorte qu'il est difficile de maintenir l'intensité du repompeur à un niveau constant.

### 2.6.3 Détection des atomes

Pour réaliser l'interféromètre atomique, on souhaite pouvoir détecter de manière sélective les atomes dans les niveaux  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$ . Dans notre cas, l'architecture du système laser fait qu'il n'est pas possible de disposer uniquement de repompeur. Nous procédons donc comme sur Rubidium en détectant d'abord les atomes dans  $|F = 2\rangle$  en allumant le laser refroidisseur proche de résonance, puis nous ajoutons le repompeur pour estimer le nombre total d'atomes.

#### Ordres de grandeur

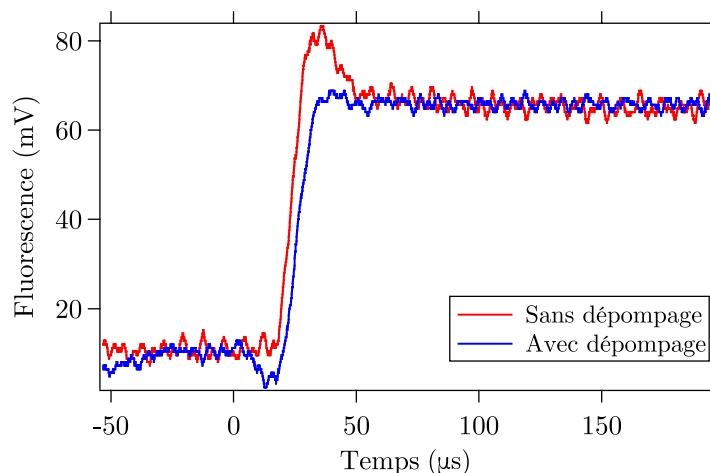
Comme la structure hyperfine de l'état excité du  $^{39}\text{K}$  est très étroite par rapport au  $^{87}\text{Rb}$ , les effets de dépompement sont accentués. Lorsqu'on éclaire les atomes avec un laser résonant avec la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ , il existe une probabilité non nulle de peupler le niveau  $|F' = 2\rangle$  qui peut à son tour se désexciter vers  $|F = 1\rangle$ . En première approximation, le taux de dépompement varie comme  $1/\Delta_{23}^2$ , où  $\Delta_{23}$  est l'écart entre les niveaux  $|F' = 2\rangle$  et  $|F' = 3\rangle$ . Cet écart est environ 12 fois plus faible pour l'atome de  $^{87}\text{Rb}$  que pour celui de  $^{39}\text{K}$ , donc le taux de dépompement sera près de 150 fois plus élevé. La figure 2.12 montre un temps caractéristique de dépompement inférieur à la milliseconde pour le Rubidium. On s'attend donc à ce que les atomes de Potassium soient dépompés en quelques microsecondes. Un calcul plus détaillé prenant en compte l'ensemble de la structure hyperfine confirme cet ordre de grandeur (voir annexe B).

Notre circuit de détection (photodiode Hamamatsu S1337-1010BR et amplificateur OPA637 avec une résistance de  $10\text{ M}\Omega$ ) a une bande passante de 110 kHz environ, de sorte qu'il est difficile de détecter le signal avant dépompement. En fonctionnement normal, nous réalisons l'acquisition du signal avec un pas d'échantillonnage de  $16\ \mu\text{s}$  (carte National Instruments PCI MIO 16E4). Pour détecter le potassium, nous avons augmenté la cadence à  $2\ \mu\text{s}$  en passant de 8 voies acquises à une seule. Par ailleurs, le temps de dépompement est nettement inférieur au temps de montée de nos obturateurs mécaniques, et il faut donc prendre des précautions au moment de l'allumage des faisceaux (en utilisant un modulateur acousto-optique par exemple)

De plus, le nombre d'atomes est plus faible que sur Rubidium, ce qui diminue d'autant l'amplitude du signal de fluorescence. Pour  $10^6$  atomes, on s'attend à un signal de l'ordre de 100 mV (voir annexe B).

### Détection d'atomes dans $|F = 2\rangle$ et transition Raman

Nous avons réussi à observer des atomes de  $^{39}\text{K}$  dans l'état  $|F = 2\rangle$  (Fig. 2.16). Les ordres de grandeur sont conformes à ce qui est attendu. Le faible niveau de signal peut s'expliquer par un faible nombre d'atomes effectivement préparés dans l'état  $|F = 2\rangle$  à la fin du refroidissement (comme nous ne disposons pas de repompeur seul, il nous est difficile d'effectuer cette préparation de manière efficace).



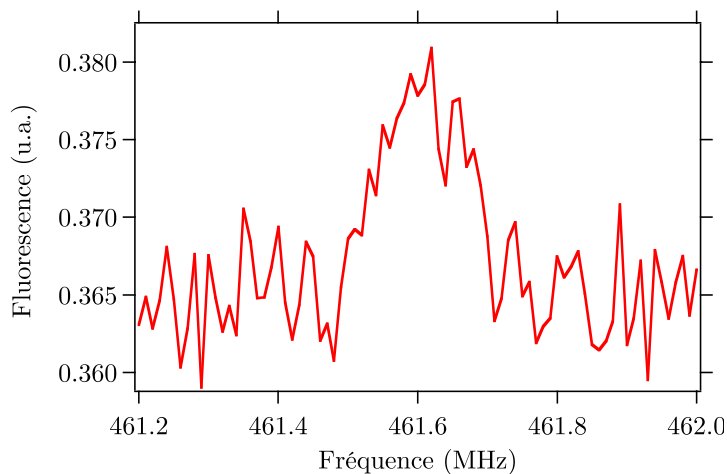
**Figure 2.16** Détection des atomes de Potassium dans  $|F = 2\rangle$ . La courbe bleue correspond au cas où les atomes ont été dépompés vers  $|F = 1\rangle$  en fin de refroidissement, et sert de référence. La bosse visible sur le signal bleu juste avant l'augmentation de la fluorescence liée à l'allumage des lasers (vers  $0 \mu\text{s}$ ) est un artefact lié à l'ouverture de l'obturateur mécanique, elle n'a pas de conséquence sur la mesure.

Le faible rapport signal à bruit (sur la figure 2.16, le signal de fluorescence a été moyenné 16 fois pour s'affranchir du bruit à haute fréquence provenant des alimentations à découpage) et sa faible durée font qu'il est difficile d'envisager de réaliser un interféromètre dans ces conditions. Nous avons cependant pu observer des transitions Raman copropageantes en éclairant les atomes avec une impulsion de  $10 \mu\text{s}$ , pour un désaccord de 450 MHz environ (Fig. 2.17). La proximité d'une campagne de vol et la mauvaise répétabilité des mesures ne nous ont pas permis de caractériser complètement ces transitions (mesure de la pulsation de Rabi, etc.)

## 2.7 Evolutions du dispositif expérimental

Au cours de notre présentation du dispositif expérimental nous avons touché du doigt un certain nombre de d'éléments problématiques comme la présence de champs





**Figure 2.17** Transition Raman copropageante avec le Potassium.

magnétiques résiduels qui limitent la température des atomes, ou la question de la détection du Potassium.

Sur la route du principe d'équivalence, d'autres contraintes vont venir s'ajouter (besoin d'installer un piège dipolaire, d'ajouter des faisceaux et de disposer d'un meilleur accès optique, etc.). Nous avons donc décidé d'un certain nombre d'évolutions, qui sont en cours d'implémentation. J'en donne ici un aperçu, elles seront détaillées dans les thèses suivantes.

### Nouvelle chambre de science

L'évolution principale concerne le changement de l'enceinte à vide de l'expérience. La nouvelle enceinte amagnétique en titane a été dessinée par Guillaume Stern et Pierre-Alain Gominet<sup>3</sup> (Fig. 2.18).

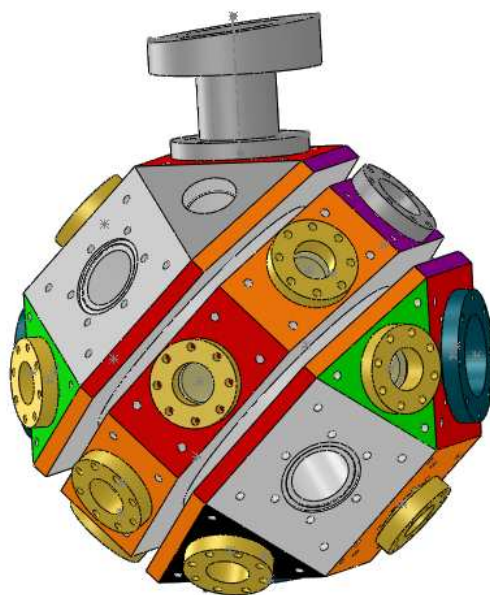
Cette enceinte présente de nombreux avantages par rapport à l'enceinte actuelle :

**Accès optique** Nous disposerons de 19 accès optiques, ce qui permettra de faire passer tous les faisceaux nécessaires à l'expérience, notamment des faisceaux Raman selon trois axes et un piège dipolaire. Les hublots seront scellés avec des joints indium afin de limiter les déformations des fronts d'ondes et de ne pas générer de champs magnétiques parasites.

**Compensation des champs magnétiques** L'enceinte en titane nous permettra de mieux compenser les champs magnétiques, et devrait permettre d'atteindre des températures plus basses sur Rubidium et Potassium. La compensation des champs magnétiques est également importante pour l'interféromètre et pour la détection.

**Pompage** Nous utiliserons un petit dispositif combinant une pompe ionique et une pompe passive getter (NEXTorr de SAES getters). Ce dispositif permettra un pompage efficace avec un encombrement réduit.

3. Merci aussi à David Holleville pour ses conseils !



**Figure 2.18** *Vue 3D de la nouvelle enceinte à vide. Code couleur des faces : rouge = faisceaux Raman, orange = faisceaux PMO, vert = piège dipolaire, violet = détection, noir = pous-seur. Le hublot Raman du haut est monté sur une bride CF40 amovible qui permettra de mettre un tube si on souhaite faire fonctionner l'expérience au sol en lançant les atomes. Les deux faces carrées grises permettront d'accueillir des passages électriques pour les dispensers. Un tube d'accès pour le pompage sera soudé sur la face triangulaire.*

### Diodes laser affinées

Les diodes DFB actuelles (voir le chapitre suivant pour la description du système laser) seront remplacées par des diodes affinées (RIO Planex) ayant une largeur de 15 kHz environ. Ce changement devrait en particulier permettre de mieux refroidir et détecter les atomes<sup>4</sup>.

### Piège dipolaire

Pour envisager des temps d'interrogation de l'ordre de la seconde, il sera nécessaire de refroidir les atomes en dessous de la température de recul afin d'éviter qu'ils ne sortent de la zone de mesure sous l'effet de la température. Nous comptons mettre en place un piège dipolaire à 1,5  $\mu\text{m}$  pour effectuer un refroidissement par évaporation [Clément 09]. Le fait de refroidir les deux atomes dans le même piège permettra également de lâcher les nuages à la même position, ce qui est très important pour le test du principe d'équivalence (voir chapitre 5).

4. Note post-soutenance : Nous avons pu mesurer l'impact des diodes RIO en obtenant lors de la campagne d'octobre 2012 le premier interféromètre avec le Potassium (franges de Ramsey avec des transitions Raman co-propageantes), la température du nuage étant estimée à 20  $\mu\text{K}$  environ. Ces résultats seront décrits en détail dans la thèse de P. A. Gominet.

### Outils de diagnostic

Nous allons apporter plusieurs améliorations au système de détection. Ces évolutions, en grande partie dictées par les difficultés rencontrées avec l'atome de Potassium, permettront aussi d'améliorer la détection du Rubidium.

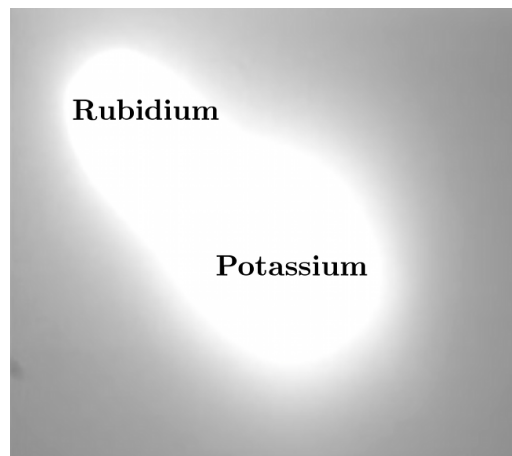
**Imagerie** Pour réaliser des mesures plus quantitatives de la température des atomes de Potassium, nous avons décidé de mettre en place un système d'imagerie par fluorescence. La caméra sera également utile pour réaliser le réglage du piège dipolaire. Enfin, si nous utilisons des atomes ultra-froids, il sera envisageable de réaliser une détection résolue en position en sortie de l'interféromètre.

**Photodiode à avalanche et carte d'acquisition** Une photodiode à avalanche ayant une grande surface sensible permettra d'améliorer le rapport signal à bruit et la bande passante pour la détection du Potassium. Nous allons aussi installer une nouvelle carte d'acquisition (National Instruments NI PCI 6259) ayant un taux d'échantillonnage de  $10^6$  échantillons par seconde et un codage sur 16 bits (au lieu de 12 bits actuellement).

## 2.8 Conclusion

J'ai présenté le dispositif expérimental utilisé pour réaliser des expériences embarquées dans l'Airbus A300 Zéro-G, et les évolutions que nous souhaitons y apporter.

Malgré les difficultés rencontrées pour refroidir le Potassium, une première étape a été franchie en réalisant le premier piège magnéto-optique avec cet atome dans l'avion lors de la campagne de mai 2011, puis en obtenant un PMO avec les deux atomes (Fig. 2.19). Cette étape était importante car le double PMO constituera la première partie des futures séquences d'interférométrie à deux espèces. D'un point de vue plus pratique, obtenir ce double piège dans l'avion a permis de valider le bon fonctionnement du système laser, que je présente au chapitre suivant.



**Figure 2.19** *Premier double piège magnéto-optique obtenu en vol. Comme nous avons du mal à compenser les champs magnétiques, la position des nuages dépend fortement des paramètres des lasers (intensité, désaccord), ce qui explique que les deux PMO ne soient pas bien superposés.*



# 3

## Systeme laser bifrequence

---

When God said "Let there be light",  
he surely must have meant perfectly  
coherent light.

---

CHARLES H. TOWNES

**D**ANS ce chapitre je présente le système laser développé pour tester le principe d'équivalence à bord de l'Airbus A300 Zéro-G. Habituellement, les expériences d'atomes froids sont destinées à fonctionner au laboratoire, et requièrent un environnement le plus calme et le plus stable possible. Le système laser, en particulier, est sensible aux variations de température et aux vibrations, qui peuvent être à l'origine de désalignements et de fluctuations de fréquence ou de puissance. Nous avons développé une source laser bifréquence permettant de refroidir et d'interroger simultanément les atomes de Rubidium et de Potassium et fonctionnant dans l'environnement très perturbé qu'est l'avion.

Le choix des atomes de Rubidium et Potassium a en grande partie été dicté par le fait que les longueurs d'onde de refroidissement et d'interrogation sont proches (780 nm pour Rb et 767 nm pour K) et peuvent être obtenues à partir de lasers télécom doublés en fréquence. On bénéficie ainsi de la maturité des composants optiques fibrés fonctionnant dans la bande C autour de 1550 nm.

Dans un souci de compacité, un certain nombre d'éléments du système laser tels que l'amplificateur à fibre ou le banc espace libre sont communs aux deux longueurs d'ondes. Nous asservissons les deux sources laser sur une même référence de fréquence, à savoir un peigne de fréquence optique fibré, ce qui permet de déterminer les fréquences optiques avec une bonne exactitude.

### 3.1 Choix de l'architecture

#### 3.1.1 Cahier des charges

Je présente ci-dessous les principales spécifications que doit remplir la source laser en vue de réaliser un test du principe d'équivalence. Ces spécifications s'ajoutent aux contraintes environnementales liées à l'avion listées au chapitre 2.

**Fréquences optiques** Les fréquences nécessaires au refroidissement et à la réalisation des transitions Raman stimulées pour les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{39}\text{K}$  sont présentées sur la figure 3.1. Nous travaillons sur la raie D2, située pour les deux atomes dans le proche infrarouge, à 780 et 767 nm respectivement. Afin de simplifier le système optique, nous utilisons le même laser pour le refroidissement, la détection et l'interféromètre. Ceci implique donc que le laser puisse être désaccordé de plusieurs centaines de MHz pour la phase Raman de la séquence, tout en conservant une agilité à l'échelle du MHz pour le refroidissement en mélasse optique et la détection.

**Stabilité de fréquence** La stabilité de fréquence intervient à plusieurs niveaux. Pendant la phase de refroidissement des atomes, on souhaite que les fluctuations de fréquence soient très faibles devant la largeur de raie  $\Gamma$  de la transition de refroidissement, qui est de l'ordre de 6 MHz pour les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{39}\text{K}$ . Dans le cas du Potassium ceci est d'autant plus critique que l'écart hyperfin de l'état excité est faible (21 MHz entre les niveaux  $F'=2$  et  $F'=3$ ). De même, pour permettre une détection optimale les fluctuations de fréquence doivent être faible devant  $\Gamma/2\pi$  d'un cycle expérimental au suivant.

**Stabilité de phase** La différence de phase entre les lasers Raman contribuant directement au déphasage de l'interféromètre atomique, il est nécessaire de s'assurer que les fluctuations de cette différence de phase aient un écart-type très faible devant  $2\pi$ .

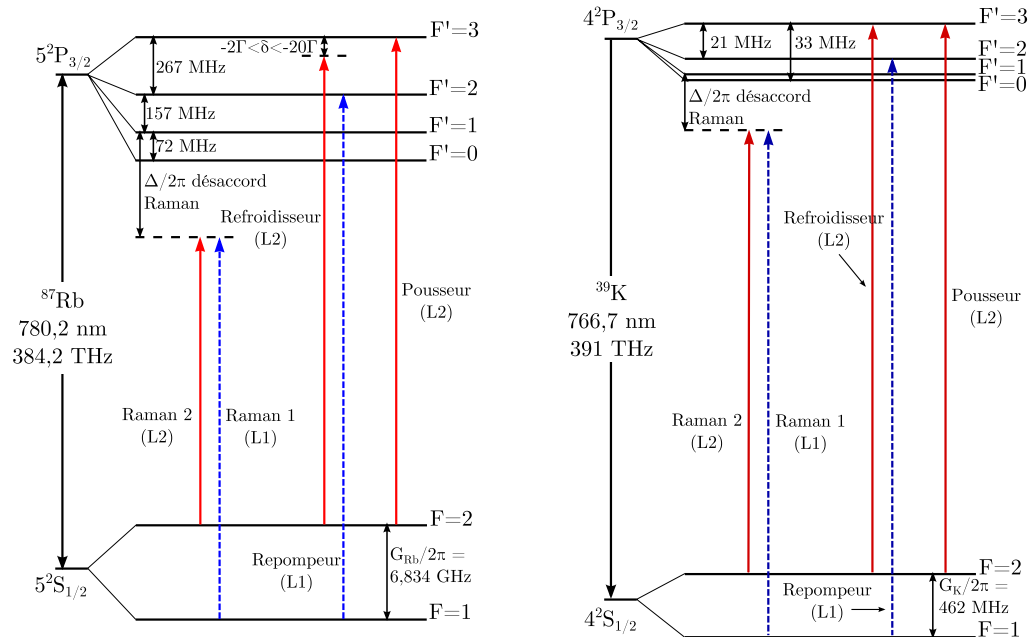
**Largeur de raie** Ce point est lié aux deux précédents, dans la mesure où la largeur de raie contribue aux bruits de fréquence et de phase. Il faut donc que cette largeur soit faible devant  $\Gamma$ .

**Puissance** La source laser doit pouvoir délivrer des puissances de l'ordre de la centaine de mW au niveau des atomes. Ceci permet d'obtenir un nombre d'atomes suffisant pour un temps de chargement des pièges magnéto-optiques de quelques centaines de ms, et des impulsions Raman courtes (environ 10  $\mu\text{s}$ ). Il est important d'assurer une stabilité de puissance de l'ordre de 1% à l'échelle de la durée de l'expérience pour obtenir une bonne reproductibilité d'un cycle à l'autre. Des fluctuations peuvent entraîner des variations de nombre d'atomes ainsi que des baisses de contraste de l'interféromètre en modifiant la pulsation de Rabi.

**Polarisation** Il est primordial que la polarisation de la lumière éclairant les atomes soit parfaitement contrôlée (taux d'extinction en polarisation meilleur que  $10^{-3}$ ), à la fois pour le refroidissement et l'interféromètre.

### 3.1.2 Architecture retenue

Pour satisfaire aux contraintes imposées à la fois par l'expérience d'interférométrie atomique et par les vols paraboliques, nous avons choisi de construire une source basée sur des composants développés pour les télécommunications par fibre optique dans la bande C (1530 – 1565 nm). Nous bénéficions ainsi d'une grande variété de composants fibrés et qualifiés, ce qui permet de construire un système à la fois compact et robuste. Nous utilisons des lasers à 1560 et 1534 nm que nous doublons en fréquence pour obtenir les longueurs d'onde désirées (780 nm pour Rb et 767 nm pour K). Afin de



**Figure 3.1** Niveaux d'énergie des atomes de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{39}\text{K}$  et fréquences laser nécessaires pour le refroidissement des atomes (refroidisseur et repompeur), la préparation de leur état quantique (pousseur) et leur interrogation (Raman). La détection se fait en utilisant le refroidisseur et le repompeur. Pour le Potassium les écarts hyperfins sont très faibles, de sorte qu'on ne peut plus considérer que chaque laser adresse un unique niveau (voir paragraphe 2.6.2). Données extraites de [Steck 09] et [Tiecke 11].

minimiser le nombre de diodes laser sur l'expérience nous générons les repompeurs et fréquences Raman par modulation de phase ou acousto-optique. De cette manière nous faisons également en sorte que les différentes fréquences soient portées par un même faisceau, ce qui minimise le bruit de phase.

Les faisceaux à 1560 et 1534 nm sont combinés dans une même fibre et amplifiés avant d'être doublés en fréquence en espace libre. La source bifréquence est basée sur le savoir-faire acquis sur les versions précédentes de l'expérience [Stern 09, Geiger 11a]. La génération de lumière à 780 nm par doublage de fréquence pour adresser la raie D<sub>2</sub> du Rubidium a été réalisée dans plusieurs équipes, à la fois en guide d'onde [Mahal 96] et en espace libre [Thompson 03].

## 3.2 Le système laser bifréquence télécom doublé

### 3.2.1 Partie basse puissance à 1,5 $\mu\text{m}$ et amplification

#### Source Rubidium à 1560 nm

Cette partie de la source a très peu évolué par rapport à la thèse de Remi Geiger [Geiger 11a], si ce n'est qu'il est maintenant possible de choisir d'asservir le laser maître



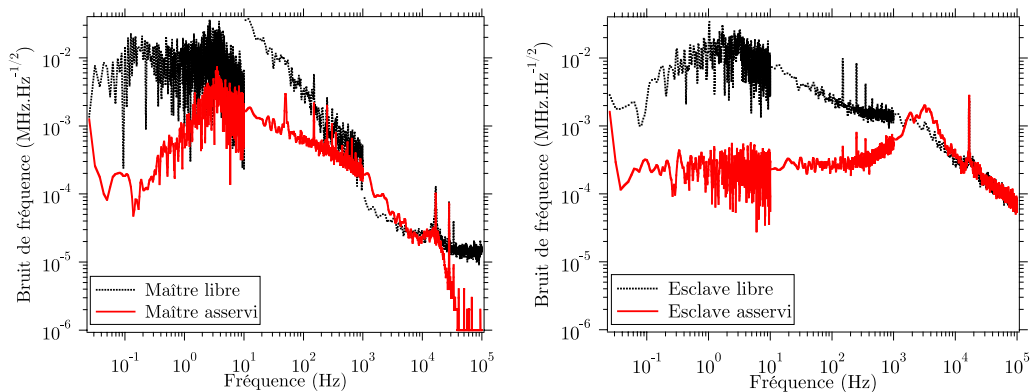
soit sur le peigne de fréquences (voir paragraphe 3.3) soit par absorption saturée. Elle a initialement été conçue par nos collaborateurs de l'ONERA [Lienhart 07, Carraz 09b].

Le laser maître est une diode laser DFB (*Distributed FeedBack*) fibrée, asservie à fréquence fixe. Une seconde DFB (laser esclave) est asservie en fréquence sur le maître. L'asservissement par battement permet de réaliser un désaccord de 470 MHz en 3 ms environ, correspondant à un saut de 940 MHz à 780 nm. Ceci nous permet d'atteindre un désaccord Raman  $\Delta/2\pi$  de l'ordre de 700 MHz, ce qui est assez faible par rapport à d'autres expériences d'interférométrie atomique [Kasevich 91, Le Gouët 08b] et crée un taux d'émission spontanée assez élevé lors des impulsions Raman (environ 4%).

Le repompeur et le second laser Raman sont générés grâce à une modulation de phase autour de 6,8 GHz (Modulateur Photline MPX-LN). On crée ainsi une bande latérale qui est intrinsèquement asservie en phase sur la porteuse. La qualité de la relation de phase entre les deux fréquences est directement liée à la qualité du signal à 6,8 GHz délivré par la chaîne hyperfréquence (voir paragraphe 2.3). Bien que la modulation de phase crée des bandes latérales pouvant être à l'origine d'interféromètres parasites [Carraz 09a, Carraz 12], on peut considérer dans notre cas que le désaccord Raman  $\Delta$  est suffisamment petit devant la pulsation d'horloge  $G_{Rb}$  de sorte que ces interféromètres parasites sont assez loin de la résonance pour pouvoir être négligés.

### Bruit de fréquence et largeur de raie

La figure 3.2 donne la densité spectrale de bruit de fréquence pour les lasers maître et esclave à 1560 nm, obtenue en enregistrant le signal d'erreur de l'asservissement sur un analyseur de spectre basse fréquence. La bande passante d'asservissement (environ 3 kHz) est essentiellement limitée par la fréquence de modulation de 15 kHz utilisée sur le montage d'asservissement par absorption saturée du maître. L'asservissement définitif du maître sur le peigne de fréquences devrait permettre d'augmenter la bande passante d'asservissement, et d'être limité par l'électronique de contrôle des diodes laser à une bande passante de plusieurs dizaines de kHz.



**Figure 3.2** *Bruit de fréquence des lasers à 1560 nm. L'esclave est asservi par battement sur le maître, lui-même asservi par absorption saturée. La discontinuité visible sur le spectre du laser maître libre vient du fait que la diode est assez instable et dérive entre les mesures.*

Nous avons mesuré la largeur de raie des lasers maître et esclave en les faisant battre avec le peigne de fréquences dont les raies sont assez fines (une centaine de

kHz). Lorsque les lasers sont asservis, la largeur de raie est d'environ 4 MHz pour le maître, et 1,5 MHz pour l'esclave. Ces valeurs sont supérieures aux spécifications des diodes (Fitel Furukawa FOL-15DCWD-A81-19220-C, largeur spécifiée 1 MHz). Ceci est en partie lié aux alimentations de courant Thorlabs que nous utilisons, qui ont une grande sensibilité au courant de modulation. Par ailleurs nous avons remarqué que certaines configurations de branchement des câbles d'asservissement étaient à l'origine de bruit supplémentaire. Nous avons réduit ce bruit autant que possible en connectant les appareils de manière à éviter les boucles de masse. Nous avons également observé qualitativement que dans l'avion ce bruit pouvait être différent de ce que nous observions au laboratoire. Ce problème de largeur de raie sera en partie résolu par l'utilisation de diodes affinées (voir paragraphe 3.4), mais il est important d'être extrêmement vigilant en agencant et en connectant les instruments sur les bâtis expérimentaux. La contrainte de compacité fait que tous les instruments sont très proches les uns des autres, avec de nombreuses interconnexions. Par ailleurs, le passage à proximité de câbles transportant des signaux RF de forte puissance (vers le modulateur de phase ou les modulateurs acousto-optiques) est une source probable de rayonnement dont il est difficile de se débarrasser.

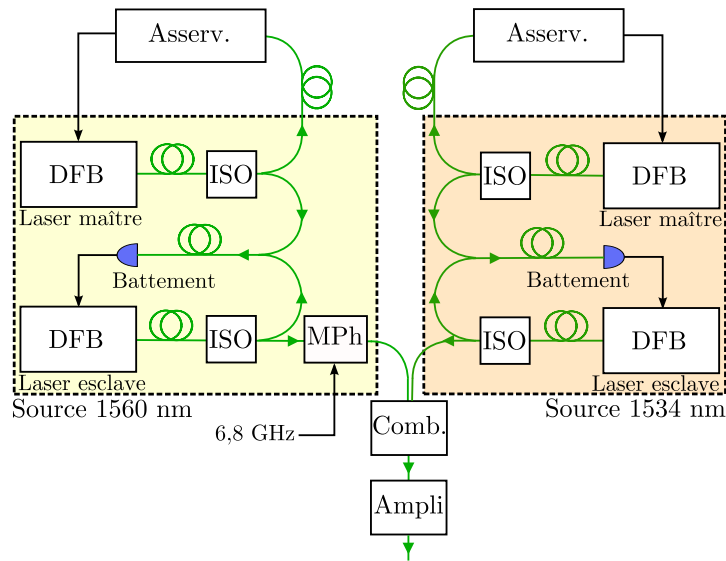
#### Source Potassium à 1534 nm

La partie Potassium de la source (1534 nm) est calquée sur le montage Rubidium. La principale différence tient au fait que nous n'utilisons pas de modulation de phase pour générer le repompeur et le second laser Raman. En effet, la fréquence d'horloge  $G_K/2\pi$  ne vaut que 462 MHz et les bandes latérales parasites créées par la modulation se retrouveraient proche de résonance lors de l'interféromètre, causant à la fois des interféromètres parasites et de l'émission spontanée. Nous avons donc choisi de générer les fréquences nécessaires à l'expérience dans la partie du montage en espace libre, au prix d'une perte de la stabilité de phase (voir paragraphe 3.2.2).

#### Combinaison et amplification

Un combineur fibré permet de faire passer les deux faisceaux dans la même fibre afin de les amplifier (Fig. 3.3). Nous utilisons un amplificateur à fibre dopée Erbium (*EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier*) spécialement développé pour notre expérience par la société Keopsys pour amplifier simultanément nos deux fréquences. Typiquement, les amplificateurs à fibre ont un gain allant de 1530 à 1570 nm environ (c'est la fenêtre de gain de l'Erbium qui définit la bande C des télécommunications). Cependant, le gain est en général beaucoup plus faible aux basses longueurs d'onde. Pour obtenir des puissances de sortie identiques à 1560 et 1534 nm il nous aurait donc fallu injecter l'amplificateur avec beaucoup plus de puissance à 1534 nm qu'à 1560 nm et se placer dans un régime de fonctionnement très sensible aux variations relatives de puissance.

Notre amplificateur dispose en entrée d'un filtre qui égalise sa courbe de gain (*Gain Flattening Filter*), de sorte qu'on peut injecter l'amplificateur avec des puissances comparables à 1560 et 1534 nm et obtenir un rapport de puissances en sortie proche de 1. La puissance d'entrée pour chaque longueur d'onde vaut environ 3 mW, et nous obtenons en sortie 5 W de lumière pour chacune des deux longueurs d'ondes. Le rapport des puissances de sortie peut être ajusté finement en ajustant celui des puissances d'entrées, ce qui nous permet par exemple d'avoir un peu plus de lumière à 1534 nm car le



**Figure 3.3** Source laser à 1,5  $\mu\text{m}$  (1560 et 1534 nm). Le laser maître à 1560 nm peut être asservi soit sur le peigne de fréquences soit par absorption saturée. Le laser maître à 1534 nm est asservi sur le peigne. DFB : Diode laser DFB. ISO : Isolateur optique. MPh : Modulateur de Phase. Comb. : Combineur fibré. Ampli : Amplificateur à fibre.

montage espace libre du potassium crée intrinsèquement des pertes plus importantes (voir paragraphe suivant). Nous pouvons également choisir de couper complètement une des deux fréquences afin de disposer de beaucoup plus de puissance pour la seconde. Nous ajustons les puissances d'entrée en modifiant le point de fonctionnement (donné par le couple courant/température) des DFB, la puissance émise par la diode augmentant avec le courant de manière quasiment linéaire mais dépendant très peu de la température.

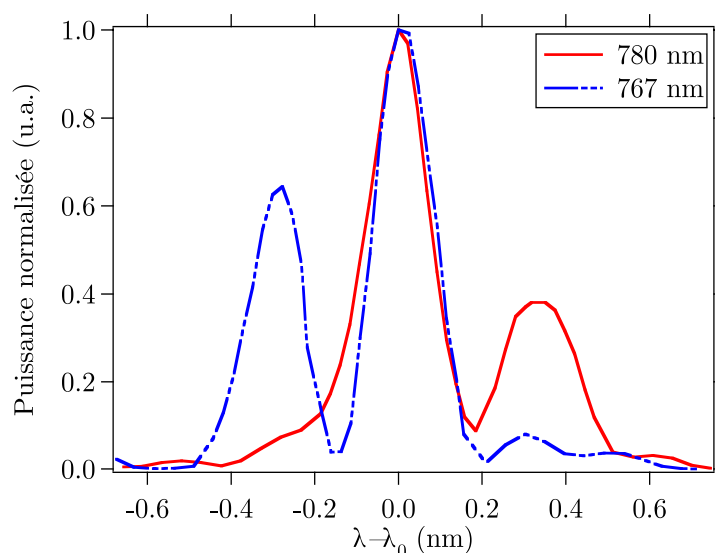
### 3.2.2 Doublage de fréquence et banc espace libre

#### Doublage de fréquence

Le module de doublage de fréquence a été conçu par Nassim Zahzam à l'ONERA, puis intégré sur le banc espace libre de l'expérience et réglé à pleine puissance. Nous utilisons deux cristaux de Niobate de Lithium périodiquement retourné (PPLN - *Periodically Poled Lithium Niobate*) en série pour doubler d'abord la composante à 1560 nm, puis celle à 1534 nm. Nous avons envisagé des solutions où les deux fréquences étaient doublées dans le même cristal (en ajustant par exemple l'angle d'incidence ou le pas local du cristal pour réaliser les accords de phase). Ces solutions étaient difficiles à réaliser concrètement et n'ont pas été retenues. Malgré sa relative simplicité notre solution présente l'inconvénient de rendre l'alignement du second cristal dépendant de celui du premier. Il aurait probablement été plus commode de séparer d'abord le 1534 nm du 1560 nm puis doubler les deux indépendamment (voir le paragraphe 3.4 pour une discussion des avantages et inconvénients de l'architecture que nous avons choisie).

A la sortie de l'amplificateur à fibre le faisceau est couplé en espace libre avant d'être focalisé dans le premier cristal dont le pas et la température sont ajustés pour réaliser l'accord de phase de la génération de second harmonique  $1560 \text{ nm} \rightarrow 780 \text{ nm}$ . Un second passage réalisé au moyen d'un miroir sphérique en or permet d'augmenter l'efficacité de doublage. La lumière à  $780 \text{ nm}$  est prélevée sur une lame dichroïque. Le faisceau à  $1,5 \mu\text{m}$  (lumière à  $1534 \text{ nm}$  et  $1560 \text{ nm}$  restant) est quant à lui focalisé dans un second cristal, accordé sur la conversion  $1534 \text{ nm} \rightarrow 767 \text{ nm}$ . Le faisceau à  $767 \text{ nm}$  est prélevé sur une seconde dichroïque et la lumière de pompe restante est bloquée.

La configuration de doublage en double passage permet d'obtenir une bonne efficacité de conversion. Nous générons environ  $600 \text{ mW}$  de lumière à  $780 \text{ nm}$  et un peu plus de  $800 \text{ mW}$  à  $767 \text{ nm}$ , ce qui représente des efficacités de conversion de l'ordre de  $3\%.W^{-1}$ . On notera que dans le cas du Rubidium nous réalisons en fait de la somme de fréquence et non du doublage à proprement parler : avec deux raies distantes de  $6,8 \text{ GHz}$  à  $1560 \text{ nm}$  nous obtenons deux raies distantes de  $6,8 \text{ GHz}$  à  $780 \text{ nm}$ . Ce phénomène génère également des raies parasites supplémentaires correspondant à toutes les sommes possibles sur les raies présentes à  $1560 \text{ nm}$ . Les courbes d'accord de phase ont une largeur à mi-hauteur de  $22 \text{ GHz}$  environ (Fig. 3.4).



**Figure 3.4** Courbes d'accord de phase, normalisées et recentrées pour être superposées. Les mesures ont été faites en balayant la température de chacune des diodes à courant constant. La longueur d'onde centrale d'accord de phase  $\lambda_0$  a dans chaque cas été choisie pour centrer au mieux la courbe dans la plage d'accordabilité de la diode. Les rebonds assez importants que l'on observe sont probablement liés à une légère différence d'angle entre les faisceaux aller et retour, et donc à des conditions d'accord de phase différentes. En pratique, nous réalisons le réglage qui maximise la puissance dans le pic principal.

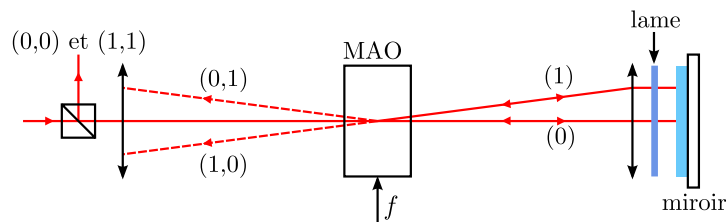
### Suite du banc espace libre

Deux modulateurs acousto-optiques (MAO) utilisés en simple passage permettent de séparer le faisceau à  $780 \text{ nm}$  en trois branches. La première (correspondant au faisceau non diffracté) est utilisée pour le refroidissement des atomes. Les deux autres

branches sont utilisées pour les transitions Raman, les MAO permettant de créer des impulsions de l'ordre de quelques  $\mu\text{s}$  et d'accroître le désaccord. Nous disposons ainsi de deux sorties Raman indépendantes, en vue de réaliser un interféromètre multi-axe. Chacun des trois bras passe à travers un obturateur mécanique rapide (Uniblitz LS2, temps de montée 300  $\mu\text{s}$ ) permettant d'assurer une bonne extinction du faisceau puis est injecté dans une fibre monomode à maintien de polarisation.

Avant de séparer le faisceau à 767 nm entre les voies refroidissement et Raman nous devons générer le repompeur ou la seconde fréquence Raman. Nous utilisons pour cela un modulateur acousto-optique en double passage de manière à superposer en sortie du montage le fondamental (0,0) et l'ordre diffracté deux fois (1,1) (Fig. 3.5). De cette manière notre faisceau porte les deux fréquences nécessaires à l'expérience, mais sans bande latérale. Cette méthode présente l'inconvénient d'induire intrinsèquement une perte de puissance importante dans les ordres de diffraction non utilisés (1,0) et (0,1). A titre d'exemple, si on souhaite que les puissances dans les ordres (0,0) et (1,1) soient égales, la moitié de la puissance incidente est perdue. Par ailleurs, ce montage est particulièrement délicat à aligner. Il faut en effet faire en sorte que les modes du laser et du MAO soient bien ajustés pour pouvoir recombiner efficacement les faisceaux. Enfin, cette configuration ne permet pas de varier la puissance de chacune des raies de manière indépendante, ce qui s'avère gênant pour le refroidissement du Potassium (voir paragraphe 2.6.2).

Après le MAO double passage, le faisceau est séparé en deux de manière analogue à ce qui est fait à 780 nm, mais avec une seule voie Raman (Fig. 3.6).



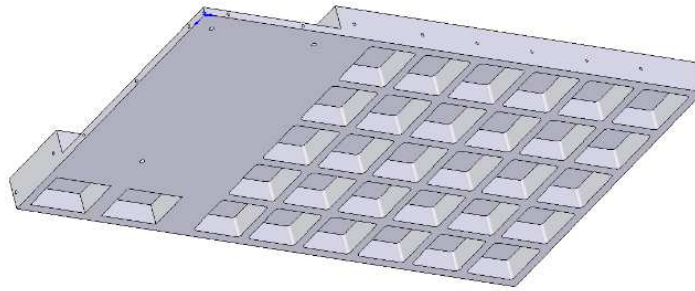
**Figure 3.5** Génération de bande latérale avec un modulateur acousto-optique (MAO) en double passage. L'ordre (1,1) est décalé en fréquence de  $2f$  par rapport à l'ordre fondamental (0,0) (avec  $f \approx 1/2 \times G_K/2\pi = 231$  MHz). La lame quart d'onde permet de faire tourner la polarisation pour extraire le faisceau sur le cube polariseur.

### Montage expérimental

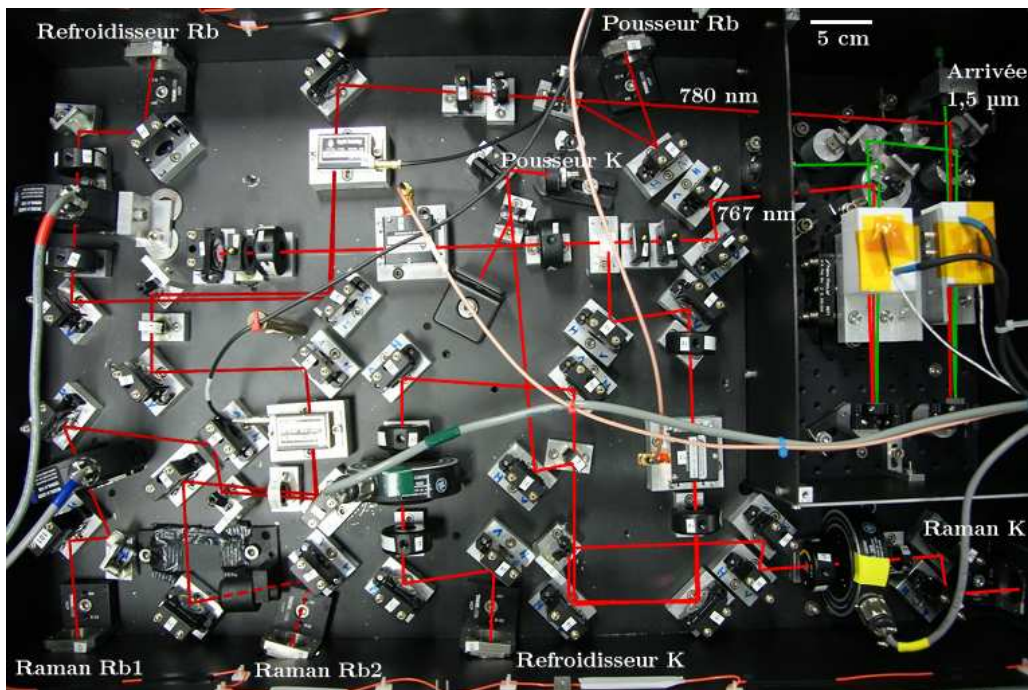
Le banc en espace libre est une partie critique du système laser dans la mesure où contrairement à la partie fibrée, des désalignements sont susceptibles de se produire. Les bancs développés pour les premières versions de l'expérience nous ont montré que deux points étaient critiques : la tenue aux vibrations et les déformations d'ensemble causées par les variations d'accélération verticale pendant les différentes phases de la parabole.

Pour limiter l'influence des vibrations nous utilisons des montures de miroir les plus stables possibles (New Focus 9810-5-K) et faisons en sorte d'avoir une faible hauteur de faisceau (27 mm) pour minimiser les bras de levier. Toutes les optiques sont





**Figure 3.7** Vue de dessous de la plaque supportant les optiques. La partie plus fine (en haut à gauche sur la figure) permet de monter le module de doublage tout en conservant la hauteur du faisceau.



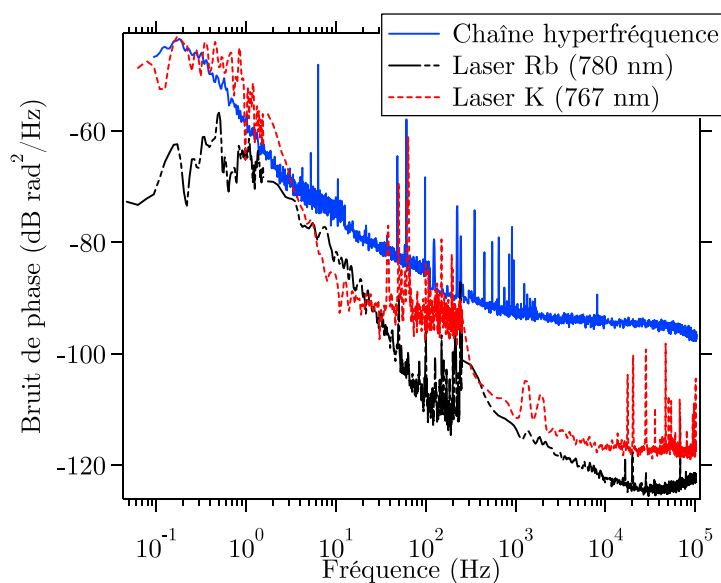
**Figure 3.8** Photographie du banc espace libre. Le faisceau à  $1,5 \mu\text{m}$  est représenté en vert, et les faisceaux à 780 et 767 nm en rouge. Le module de doublage (en haut à droite) est protégé par un second confinement.

de puissance sont également négligeables. Ce dernier point est particulièrement important car il n'est pas envisageable de procéder à un réglage en vol (à la fois pour des raisons de sécurité et de commodité : procéder à l'injection d'une fibre optique dans un avion en vol ne doit pas être évident...). Même au sol, l'ouverture du confinement n'est autorisée qu'en diminuant la puissance à 780 et 767 nm pour avoir moins de 500

mW (laser classe 3) et en installant un rideau occultant tout autour du bâti sur lequel est fixé le banc<sup>2</sup>.

### Stabilité de phase entre les lasers Raman

La stabilité de phase des lasers est une caractéristique essentielle pour un système destiné à l'interférométrie atomique. Nous avons mesuré le bruit de phase des lasers Rubidium et Potassium en enregistrant le battement à 6,8 GHz (resp. 462 MHz) en sortie de fibre Raman et en le comparant au signal directement issu de la chaîne hyperfréquence (Fig. 3.9).



**Figure 3.9** Bruit de phase causé par la modulation et la propagation, comparé au bruit de phase de la chaîne hyperfréquence à 6,8 GHz, mesuré dans [Stern 09]. Nous n'avons pas de mesure de la stabilité de phase à 462 MHz, faute de référence externe. Cependant, étant donnée la simplicité relative de la chaîne de fréquence Potassium (voir paragraphe 2.3), on peut supposer que son bruit de phase est inférieur ou égal à celui de la chaîne Rubidium.

Sur le laser Rubidium à 780 nm le bruit ajouté par la modulation de phase, l'amplification et la propagation dans le système est environ un ordre de grandeur plus faible que celui de la chaîne de fréquence elle-même, ce qui signifie qu'on ne détériore pas la qualité de la chaîne. La génération de bandes latérales pour réaliser l'interféromètre est donc de ce point de vue une bonne alternative aux diodes laser asservies en phase.

A 767 nm le bruit de phase est plus important à basse fréquence, en particulier lorsque l'environnement extérieur est perturbé. Ceci s'explique par le fait qu'au niveau du modulateur acousto-optique en double passage les deux fréquences ne sont pas superposées spatialement ce qui crée une sensibilité accrue aux vibrations et aux courants d'air. Cependant, nous avons toujours mesuré un bruit de phase total inférieur à 200 mrad r.m.s., et inférieur à 30 mrad en conditions calmes. Pour réduire au

<sup>2</sup>. Le module de doublage, où la puissance totale est de 10 W, est protégé par un second confinement. Un alignement à pleine puissance de cette partie est impossible dans l'avion, même au sol.



maximum ces fluctuations (qui risquent d'être exacerbées dans l'avion) nous prévoyons de réaliser un asservissement en corrigeant la phase du signal pilotant le modulateur acousto-optique.

### 3.2.3 Une alternative pour l'agilité en fréquence : la modulation serrodyne

L'agilité en fréquence est un besoin essentiel pour les sources laser utilisées dans les expériences d'atomes froids. Dans notre cas nous avons besoin de pouvoir désaccorder le laser pendant le refroidissement en mélasse, puis pour réaliser l'interféromètre (Fig. 3.1). Nous réalisons ces désaccords en changeant la consigne sur les asservissements de fréquence maître/esclave. Cette solution requiert d'utiliser deux diodes laser ainsi qu'un système d'asservissement comportant par exemple un convertisseur fréquence-tension. Le temps de réponse de l'asservissement peut être une limitation importante du système : lorsque nous réalisons des mesures sous 1g les atomes chutent dans le faisceau, et le temps de stabilisation de l'asservissement (3 ms) est un des facteurs limitant la valeur de temps d'interrogation que nous pouvons atteindre.

En utilisant un laser modulé en phase par un signal en dents de scie il est possible de modifier de manière externe la fréquence laser de manière quasi-instantané. Cette technique, appelée *modulation serrodyne*, permet en outre de réaliser une source agile en fréquence à partir d'un unique laser asservi à fréquence fixe, contribuant ainsi à la compacité et à la simplicité du dispositif.

#### Principe de la modulation serrodyne

L'utilisation de la modulation serrodyne pour décaler la fréquence d'un laser a été proposée par Wong et De La Rue en 1982 [Wong 82], l'idée de principe ayant été empruntée au domaine des micro-ondes.

On considère un champ laser d'amplitude  $E_0$  et de pulsation  $\omega_L$  passant dans un modulateur de phase. En sortie du modulateur le signal est de la forme

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_L t + \varphi(t)), \quad (3.1)$$

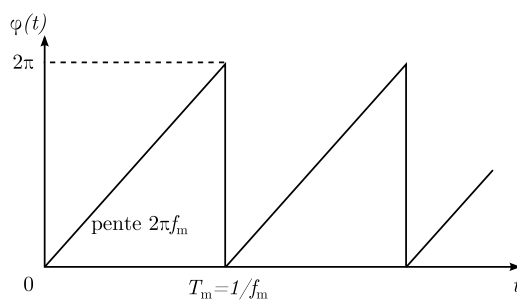
où le terme de modulation  $\varphi(t)$  est proportionnel à la tension  $V(t)$  appliquée au modulateur. Le champ modulé est alors donné par

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_L t + kV(t)), \quad (3.2)$$

avec  $k$  est un facteur dépendant du modulateur. Si  $V(t)$  est une rampe de la forme  $V(t) = \omega_m t/k$ , la modulation de phase revient à effectuer un décalage de fréquence du laser, le signal se mettant sous la forme

$$E(t) = E_0 \cos((\omega_L + \omega_m) t). \quad (3.3)$$

En pratique, on tire parti de la périodicité du cosinus et on applique une tension en forme de dents de scie d'amplitude  $2\pi/k$  et de période  $T_m = 2\pi/\omega_m$  de manière à réaliser des sauts de phase d'amplitude  $2\pi$  à chaque période. On décale alors la fréquence du laser de  $f_m = \omega_m/2\pi$  (Fig. 3.10).



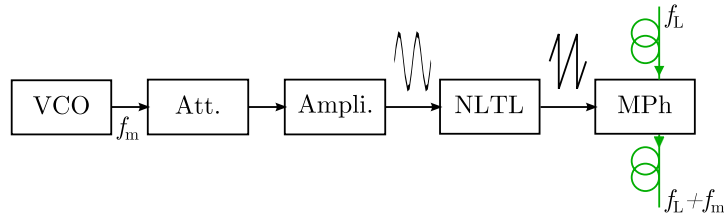
**Figure 3.10** Signal de modulation serrodyne en dents de scie utilisé pour réaliser un décalage de fréquence de  $f_m$ .

Pour que le décalage de fréquence ait une efficacité maximale il faut que le signal en dents de scie soit le plus proche possible de la forme théorique. En particulier, si le front vertical n'est pas de durée nulle des bandes latérales parasites seront créées et l'efficacité  $\eta$  du processus, définie comme la fraction de la puissance transférée vers la fréquence désirée, sera moindre. Pour maximiser  $\eta$  il faut donc que la bande passante de chaque élément du système soit maximale. La bande passante limitée des modulateurs de phase et les moyens rudimentaires utilisés pour générer les signaux en dents de scie expliquent pourquoi la modulation serrodyne ne permettait initialement que des décalages de fréquence modestes, de quelques kHz à quelques MHz [Johnson 88]. L'utilisation de composants non linéaires et de modulateurs large bande a récemment permis d'obtenir des décalages de fréquences de plusieurs centaines de MHz [Johnson 10, Houtz 09]. C'est cette technique que nous avons appliquée à notre expérience d'atomes froids.

### Montage expérimental

Un oscillateur contrôlé en tension (VCO - *Voltage Controlled Oscillator*) génère un signal sinusoïdal à la fréquence  $f_m \approx 400$  MHz. Après amplification de ce signal nous utilisons une ligne de transmission non linéaire (NLTL - *NonLinear Transmission Line*, Picosecond Pulse Labs 7112-110), composant dans lequel la vitesse de propagation du signal est fonction de son amplitude. Le sommet du sinus se propageant plus vite, le signal subit une distorsion et évolue progressivement vers une dent de scie avec un front abrupt. D'un point de vue fréquentiel la transformation du sinus en dents de scie revient à créer des harmoniques multiples de la fréquence fondamentale  $f_m$ , c'est à dire à générer un peigne de fréquence. Notre composant génère des harmoniques jusqu'à 20 GHz environ, cette fréquence de coupure déterminant en grande partie la qualité des fronts descendants obtenus. Notons que c'est un composant analogue qui est utilisé dans la chaîne de fréquence pour générer des harmoniques jusqu'à 7 GHz (paragraphe 2.3).

Le signal obtenu est directement envoyé vers un modulateur de phase fibré (Phot-line MPZ-LN10, bande passante 10 GHz) fonctionnant dans la bande C (Fig. 3.11).

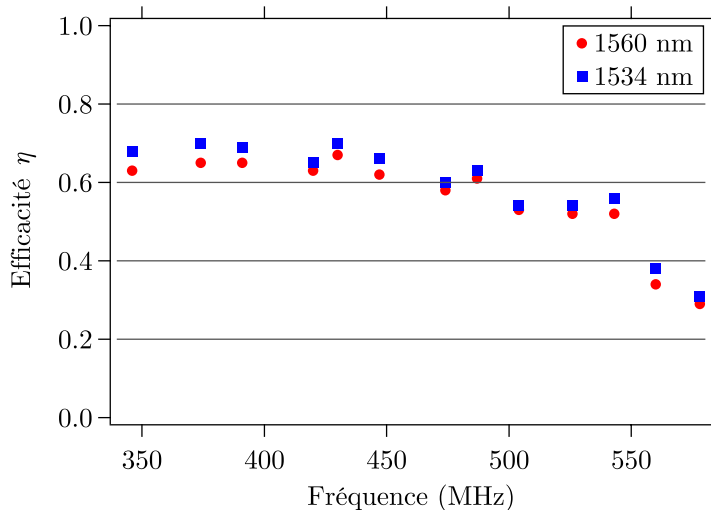


**Figure 3.11** Montage expérimental. Un VCO génère un signal à la fréquence  $f_m \approx 400$  MHz et un atténuateur variable permet d'en contrôler l'amplitude. La ligne de transmission non linéaire (NLTL) déforme le signal sinusoidal. Le signal en dents de scie ainsi créé est envoyé sur le modulateur de phase (MPh). On décale la fréquence du laser de  $f_m$ .

### Efficacité de la modulation serrodyne

La plupart des résultats présentés ici ont été obtenus pendant le stage de première année à l'Institut d'Optique de Thomas Hingant.

Nous avons mesuré l'efficacité  $\eta$  en fonction de la fréquence de modulation  $f_m$  à 1560 et 1534 nm. Pour chaque valeur de fréquence l'amplitude de la modulation est ajustée au moyen de l'atténuateur variable afin d'obtenir la meilleure efficacité possible. On s'assure ainsi que l'on réalise un saut de phase le plus proche possible de  $2\pi$ . Les résultats sont présentés sur la figure 3.12. Nous obtenons une efficacité de modulation de l'ordre de 65% sur une plage de fréquence allant de 350 à 500 MHz environ. Ces résultats sont en accord avec les données publiées par le groupe de Mark Kasevich avec un montage similaire à 780 nm [Johnson 10].



**Figure 3.12** Efficacité de la modulation serrodyne à 1560 et 1534 nm.  $\eta$  est la fraction de la puissance totale transférée dans la bande latérale d'intérêt.

Nous avons ensuite intercalé le modulateur de phase sur le trajet du laser esclave Rubidium, directement à la suite du modulateur utilisé pour générer les bandes latérales à 6,8 GHz (cet emplacement a été choisi pour des raisons pratiques). Après le doublage de fréquence on observe une compétition entre doublage de fréquence et

somme de fréquence, le second processus étant plus efficace : on somme la fréquence de la porteuse à 1560 et celle de la raie décalée de  $f_m$  si bien qu'à 780 nm la fréquence est également décalée de  $f_m$  (et non  $2f_m$  comme on aurait pu l'attendre). On s'aperçoit également que pour obtenir une bonne efficacité à 780 nm il est préférable d'avoir une efficacité moindre à 1560 nm de manière à faire la somme de fréquence sur deux raies d'intensités proches. Nous obtenons également des efficacités de l'ordre de 65 à 70%.

### Modulation serrodyne et atomes froids

Nous avons utilisé le montage précédent (modulation serrodyne du laser esclave à 1560 nm) pour réaliser une séquence expérimentale sans utiliser l'asservissement de fréquence maître / esclave pour l'agilité. Le laser esclave est asservi à la fréquence utilisée pour réaliser les transitions Raman (un peu plus proche de résonance dans notre cas, la ligne non linéaire dont nous disposons ne permettant pas de revenir à résonance sinon) et nous utilisons la modulation serrodyne pour revenir à résonance pour le refroidissement. De cette manière, nous bénéficions de l'agilité de la modulation serrodyne autour de 450 MHz et la modulation est coupée lors de la phase Raman afin d'éviter les interféromètres parasites (Fig. 3.13 a).

Nous avons réalisé toute la séquence expérimentale de cette manière et aucune différence notable sur la température des atomes ou leur détection n'est apparue. Par contre, nous avons remarqué une diminution du nombre d'atomes chargés dans le piège magnéto-optique, que nous attribuons à une baisse de la puissance laser à la fréquence de refroidissement due à l'efficacité limitée de la modulation serrodyne.

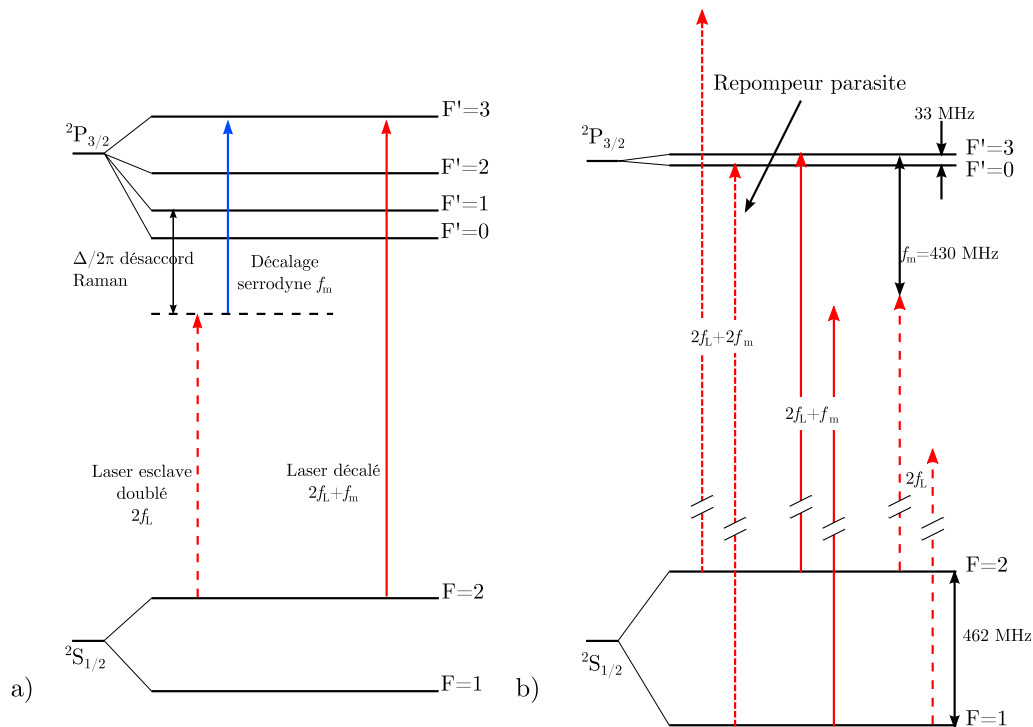
Nous avons par contre eu du mal à mettre en place la même technique avec le Potassium. En effet, notre NLTL ne fonctionne qu'à des fréquences qui sont assez proches de la fréquence d'horloge du Potassium et les raies parasites sont cette fois gênantes car elles créent du repompeur même si on n'en désire pas (Fig. 3.13 b). Ce problème, ajouté à celui intrinsèque du refroidissement et de la détection du Potassium (voir paragraphe 2.6.3), fait que nous sommes revenu à une architecture classique maître / esclave.

### Conclusion sur la modulation serrodyne

La modulation serrodyne est une technique intéressante pour décaler un laser en fréquence. Elle permet de gagner en compacité en s'affranchissant d'un système maître/esclave et en rapidité, le temps de réponse étant donné par celui du modulateur de phase, quasi-instantané à l'échelle de l'expérience. Cependant, les bandes latérales peuvent s'avérer problématiques. Sur Rubidium leurs fréquences sont telles qu'elles n'ont pas d'influence directe sur l'expérience mais la perte de puissance efficace qu'elles représentent conduit à une diminution du nombre d'atomes. Sur Potassium, la plage de fonctionnement de notre ligne non linéaire fait que les raies parasites sont toujours proche d'une transition de l'atome.

Notons également le problème de l'approvisionnement des lignes non-linéaires, aléatoire pendant la durée de ma thèse (une seule fréquence disponible, seulement quelques composants disponibles de temps à autres), et impossible début 2012 à cause d'un arrêt de la production.

Cependant d'autres applications de la modulation serrodyne semblent prometteuses, comme son utilisation dans une équipe du laboratoire pour réaliser l'asser-



**Figure 3.13** a) Principe d'utilisation de la modulation serrodyne sur les atomes. Le laser est asservi à fréquence fixe à la fréquence Raman pour éviter les interféromètres parasites (fréquence  $2f_L$  après doublage). Pour le refroidissement et la détection on se rapproche de résonance avec la modulation serrodyne. La fréquence finale  $2f_L + f_m$  résulte de la somme de fréquence entre le laser naturel ( $f_L$ ) et le laser modulé ( $f_L + f_m$ ). b) Schéma à l'échelle dans le cas du Potassium, pour une fréquence de modulation  $f_m = 430$  MHz. On a fait apparaître les raies parasites présentes après doublage de fréquence. Une des raies est particulièrement gênante car elle crée un repompeur parasite.

vissement tout fibré d'un laser sur une cavité optique avec une grande robustesse et une grande bande passante [Kohlhaas 12].

### 3.3 Le peigne de fréquences optique

Les lasers maîtres à 1560 et 1534 nm doivent chacun être asservis à fréquence fixe. Tant que seul le Rubidium était utilisé sur l'expérience, l'asservissement du laser à 1560 nm se faisait par absorption saturée : une partie de la puissance était prélevée et doublée en fréquence dans un cristal de PPLN en guide d'onde, puis envoyée dans un montage de spectroscopie par absorption saturée [Geiger 11a].

En concevant le système laser bifréquence nous avons choisi d'utiliser un peigne de fréquences optique pour asservir les deux lasers. Ceci présente en particulier l'avantage de rejeter une partie des dérives relatives entre les deux sources et de permettre la détermination des fréquences optiques avec une très bonne exactitude.

### 3.3.1 Rappel théorique

#### Un peu d'histoire

La mesure des fréquences optiques est un enjeu important pour la spectroscopie de haute précision. Jusqu'au début des années 2000 la spectroscopie optique reposait dans la plupart des cas sur des mesures de longueurs d'onde, limitées à des exactitudes de l'ordre de  $10^{-10}$  par les distorsions de front d'onde [Udem 02]. Cette limite peut être dépassée en mesurant la fréquence plutôt que la longueur d'onde, les deux grandeurs étant liées par la vitesse de la lumière dont la valeur a été fixée en 1983 à  $299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Cependant, mesurer une fréquence optique nécessite de la comparer à une fréquence de référence telle que la fréquence de la transition hyperfine du Césium, qui sert de définition à la seconde dans le Système International d'unités ( $9\,192\,631\,770\text{ Hz}$ ). Or, si on sait construire des oscillateurs à des fréquences de quelques GHz (notre chaîne de fréquence en est un bon exemple), il est extrêmement compliqué de construire un système permettant de transférer directement et de manière cohérente une référence de fréquence du domaine RF ou micro-onde vers le domaine optique. Ceci requiert de concevoir une chaîne complexe d'oscillateurs asservis entre eux et très peu de ces chaînes harmoniques ont effectivement été construites (voir [Schnatz 96] pour un exemple).

L'avènement des peignes de fréquences optiques a constitué une révolution pour le domaine de la spectroscopie de précision en permettant la mesure directe de fréquences optiques [Holzwarth 00, Jones 00, Udem 02]. Depuis les premières preuves de principe les applications se multiplient, de la spectroscopie à l'astrophysique en passant par les horloges optiques, les LIDAR ou l'optique X-UV. L'invention du peigne de fréquences optique a été récompensée par le prix Nobel de physique en 2005, attribué à T. Hänsch et J. Hall (ainsi qu'à R. Glauber pour ses travaux sur la théorie quantique de la cohérence en optique).

#### Principe de fonctionnement

On considère un laser à verrouillage de modes émettant des impulsions courtes (de durée  $\tau \lesssim 100\text{ fs}$  typiquement) avec une fréquence de répétition  $f_{\text{rep}} = 1/T_{\text{rep}}$  de l'ordre de quelques centaines de MHz à quelques GHz. Dans le domaine de Fourier, ce laser a un spectre large constitué de raies distantes les unes des autres de  $f_{\text{rep}}$ . C'est la structure de ce spectre qui lui vaut l'appellation de *peigne de fréquences*.

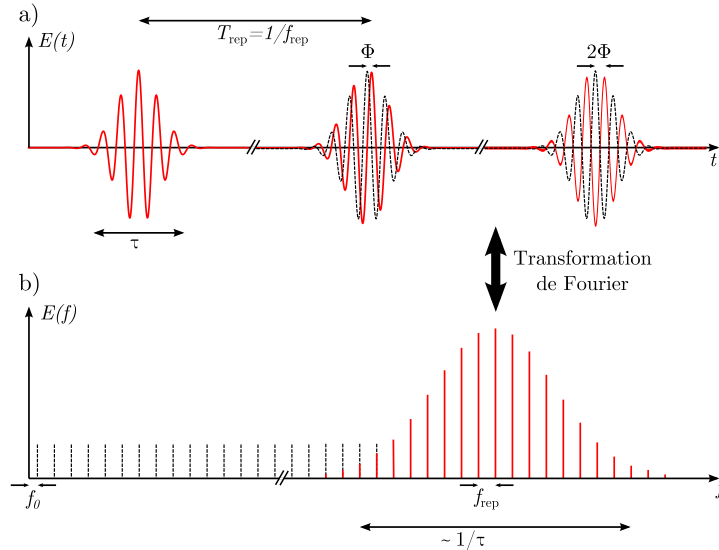
A cause de la dispersion dans la cavité laser la vitesse de groupe est différente de la vitesse de phase, ce qui fait que la porteuse se décale dans l'enveloppe d'une impulsion à la suivante. On note  $\Phi$  le déphasage correspondant. A ce déphasage correspond un décalage en fréquence des raies du peigne par rapport à l'origine appelé fréquence d'offset ou décalage porteuse-enveloppe, donné par

$$f_0 = \frac{\Phi}{2\pi T_{\text{rep}}}. \quad (3.4)$$

On peut alors attribuer un indice  $p$  à chacune des raies du peigne et écrire la fréquence  $f_p$  de la raie  $p$  sous la forme

$$f_p = f_0 + pf_{\text{rep}}. \quad (3.5)$$

L'indice  $p$  étant très grand (typiquement de l'ordre de  $10^6$ ), on relie directement une fréquence optique  $f_p$  et deux fréquences radio  $f_{\text{rep}}$  et  $f_0$  (Fig. 3.14).



**Figure 3.14** Profil temporel et spectre du champ électrique d'un laser impulsif. a) Le laser émet des impulsions de durée  $\tau$  avec une fréquence de répétition  $f_{\text{rep}}$ . D'une impulsion à la suivante, l'enveloppe et la porteuse se déphasent de  $\Phi$ . b) Dans l'espace de Fourier le spectre a une structure de peigne, la fréquence  $f_0$  de la première raie dépendant directement de  $\Phi$  par la relation 3.4. Figure d'après [Udem 02].

Si le laser est laissé en fonctionnement libre les fréquences  $f_0$  et  $f_{\text{rep}}$  peuvent varier dans le temps. Pour permettre l'utilisation du laser femtoseconde comme une référence de fréquence optique il faut donc asservir ces deux fréquences sur un oscillateur externe, par exemple une horloge atomique.

Pour mesurer la fréquence de répétition  $f_{\text{rep}}$  on envoie une partie de la puissance sortant du laser sur une photodiode rapide, sur laquelle on observe plusieurs battements à des fréquences multiples de  $f_{\text{rep}}$ . La fréquence de répétition est l'inverse du temps d'aller-retour d'une impulsion dans la cavité :

$$f_{\text{rep}} = \frac{1}{T_{\text{rep}}} = \frac{v_g}{2L}, \quad (3.6)$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe dans la cavité et  $L$  sa longueur. On rétroagit donc sur la longueur de la cavité pour asservir  $f_{\text{rep}}$ .

Dans l'équation 3.5, on a supposé que l'écart en fréquence d'un mode du laser au suivant ne varie pas sur toute la largeur du spectre et qu'il est effectivement égal à la fréquence de répétition. Si ce n'était pas le cas le fonctionnement du peigne tel que nous l'avons décrit ne serait pas possible. Ce point crucial a été vérifié expérimentale-

ment par l'équipe de T. Hänsch, qui a mesuré une uniformité meilleure que  $3 \times 10^{-17}$  [Udem 99].

La mesure de la fréquence d'offset  $f_0$  est moins directe et a été l'étape clé du développement des peignes de fréquences. On utilise un matériau hautement non linéaire (une fibre à cristaux photoniques par exemple) pour élargir le spectre du laser de manière à ce qu'il couvre au moins une octave. On réalise ensuite un battement entre la raie d'indice  $2p$  et la raie d'indice  $p$  doublée en fréquence (interféromètre non linéaire  $f - 2f$ ). La fréquence  $f_b$  du battement s'écrit

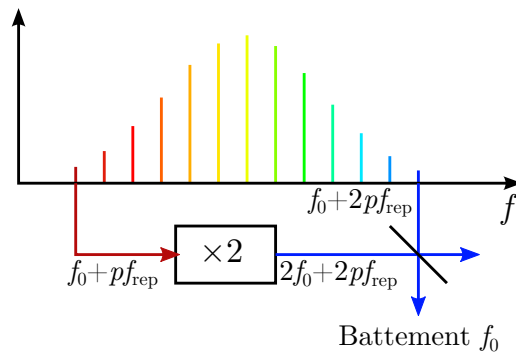
$$f_b = 2f_p - f_{2p} \quad (3.7)$$

$$= 2(f_0 + pf_{rep}) - (f_0 + 2pf_{rep}) \quad (3.8)$$

$$= f_0. \quad (3.9)$$

Moyennant l'élargissement spectral du laser et son doublage en fréquence on peut donc mesurer la fréquence d'offset du peigne, et l'asservir en rétroagissant sur la dispersion intra-cavité. Cette technique s'appelle l'auto-référencement du peigne (Fig. 3.15).

Une fois  $f_0$  et  $f_{rep}$  ainsi asservis, la fréquence de chacune des raies du peigne est parfaitement déterminée par l'équation 3.5.



**Figure 3.15** Interféromètre  $f - 2f$  pour mesurer la fréquence d'offset  $f_0$  du peigne.

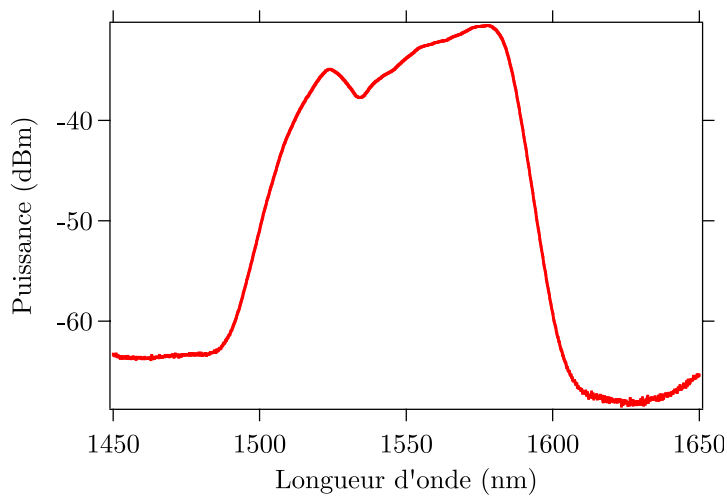
### 3.3.2 Le peigne de fréquences de l'expérience ICE

Notre peigne de fréquences a été spécifiquement développé par la société Menlo-Systems pour fonctionner lors des vols paraboliques, sur la base des peignes fibrés FC 1500 (Fig. 3.16). L'isolation passive des vibrations a notamment été renforcée, et la source laser est plus compacte que les versions habituelles. Il délivre des impulsions ayant une durée typique de 90 fs, ce qui correspond à un spectre de 100 nm de large environ, entre 1500 et 1600 nm (Fig. 3.17). Il est donc directement compatible avec la source laser télécom de l'expérience. La fréquence de répétition  $f_{rep}$  vaut environ 250 MHz, et la fréquence d'offset  $f_0$  vaut 20 MHz.





**Figure 3.16** Peigne de fréquences installé sur l'expérience (Bâti 2). Il occupe toute la partie droite du bâti (encadrée en gris clair). L'optique est contenue dans le rack encadré en blanc (oscillateur femtoseconde, amplificateur, interféromètre  $f - 2f$ ). Le reste du dispositif comprend l'électronique de contrôle des diodes de pompe (en dessous du rack avec le laser) et toute l'électronique d'asservissement (partie la plus volumineuse) ainsi que l'ordinateur permettant de régler et enregistrer tous les paramètres (à droite).



**Figure 3.17** Spectre du laser femtoseconde avant élargissement, mesuré sur une sortie de contrôle.

### Dispositif expérimental

L'oscillateur est basé sur une cavité en anneau dont le milieu à gain est une fibre dopée Erbium pompée à 980 nm. Quelques éléments en espace libre permettent d'assurer le verrouillage de modes du laser ainsi que l'ajustement de  $f_{\text{rep}}$  et  $f_0$ . Un schéma de la cavité est présenté sur la figure 3.18.

Le verrouillage de modes est réglé par des lames d'ondes placées sur des montures rotatives motorisées et utilise la rotation non linéaire de la polarisation [Paschotta 11].

Quand une impulsion intense se propage dans la fibre, son état de polarisation est susceptible d'être modifié par des effets d'auto modulation de phase et de modulation de phase croisée. Les lames d'ondes sont alors réglées de manière à maximiser la puissance transmise par les polariseurs et circulant dans la cavité, favorisant ainsi le régime pulsé par rapport au régime continu. On peut comprendre ce mode de fonctionnement par analogie avec les absorbants saturables qui ne sont transparents que lorsque l'intensité est élevée, ce qui privilégie la propagation d'impulsions de forte puissance crête.

Pour mesurer la fréquence de répétition une partie de la puissance est prélevée et envoyée vers une photodiode rapide qui mesure le battement collectif entre les raies du peigne (en pratique on ne mesure pas le battement à  $f_{\text{rep}}$ , mais à la quatrième harmonique vers 1 GHz). Pour ajuster la valeur de  $f_{\text{rep}}$  on déplace le miroir fermant la cavité de manière à modifier la longueur de celle-ci. Un moteur pas à pas permet un réglage grossier et l'asservissement fin est réalisé au moyen d'un actuateur piézo-électrique.

Une partie de la puissance sortant du peigne est envoyée dans un amplificateur à fibre dopée Erbium puis dans une fibre à cristaux photoniques. Cette fibre présente la particularité d'être fortement non linéaire et permet l'élargissement du spectre sur plus d'une octave, entre 1  $\mu\text{m}$  et 2,1  $\mu\text{m}$  environ, par des effets d'auto modulation de phase. Un cristal de PPLN en guide d'onde double en fréquence la partie du spectre située autour de 2  $\mu\text{m}$ . On réalise enfin un battement collectif entre la partie doublée et la partie non doublée vers de 1  $\mu\text{m}$ , en sélectionnant ces longueurs d'onde sur un miroir de Bragg fibré et en les envoyant sur une photodiode, ce qui permet de mesurer  $f_0$ . Le contraste de cet interféromètre non linéaire est réglé en exerçant une contrainte sur la fibre avant l'entrée de l'amplificateur afin de modifier la polarisation du faisceau (Fig. 3.18).

L'asservissement de la fréquence d'offset se fait en jouant sur la dispersion intracavité, qui fixe les valeurs relatives des vitesses de groupe et de phase. Ici encore, deux niveaux de réglage sont disponibles. Un biprisme monté sur une platine de translation pas à pas permet un ajustement grossier. Pour le réglage fin, on modifie la biréfringence de la fibre dopée en jouant sur la puissance des diodes de pompe.

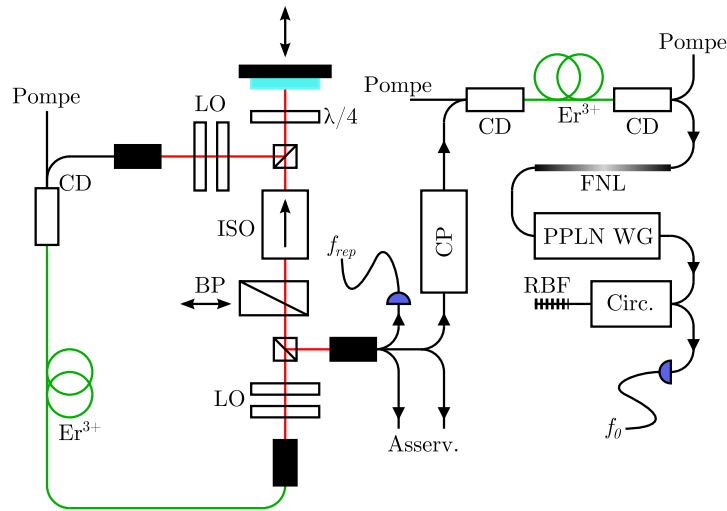
Par ailleurs, deux filtres de Bragg fibrés permettent d'isoler les modes du laser autour de 1534 et 1560 nm pour réaliser le battement avec les lasers maîtres Potassium et Rubidium. Le tout est totalement fibré et intégré, il suffit de connecter les fibres portant la lumière des lasers maîtres.

Notons qu'un troisième module de battement permettra à terme d'asservir le peigne de fréquence sur un laser ultra-stable à 1542 nm distribué par le LNE-Syrte sur le réseau fibré télécom.

### Verrouillage de modes et asservissement du laser

Un système électronique livré avec le laser permet de réaliser les différents asservissements. L'ensemble est piloté par ordinateur, ce qui permet également d'acquérir tous les paramètres intéressants.

Le verrouillage s'effectue automatiquement. Pour déterminer si ce dernier est effectif ou non, l'algorithme mesure deux grandeurs qui doivent avoir une valeur supérieure à seuil donné. La première valeur évaluée ("DC") est proportionnelle à la puissance moyenne du laser et permet principalement de s'assurer qu'il n'y a pas de



**Figure 3.18** Schéma optique du peigne de fréquences. La partie de gauche représente l'oscillateur femtoseconde, celle de droite correspond à l'amplification, l'élargissement du spectre et l'interféromètre  $f - 2f$ . LO : Lames d'Onde motorisées pour le verrouillage de modes. BP : BiPrisme, sur monture de translation pas à pas. ISO : Isolateur optique. CD : Coupleur de fibre Dichroïque. CP : Contrôleur de Polarisation. FNL : Fibre Non Linéaire pour l'élargissement du spectre. PPLN WG : PPLN en guide d'onde. Circ. : Circulateur. RBF : Reflecteur de Bragg Fibré. Asserv. : sorties vers filtres de Bragg pour mesure du battement avec les lasers à 1560 et 1534 nm et asservissement de ces derniers sur le peigne. Les mesures de  $f_0$  et  $f_{rep}$  résultent de la détection de battements collectifs entre modes du peigne.

problème au niveau de la puissance des diodes de pompe. La seconde valeur ("AC") est une moyenne pondérée de trois puissances RF mesurées dans le spectre du laser envoyé sur une photodiode : la puissance à la fréquence de répétition  $f_{rep}$ , celle à une harmonique supérieure de  $f_{rep}$ , et une valeur prise entre deux harmoniques. L'algorithme mesure ainsi la puissance dans les modes distants de  $f_{rep}$  par rapport au bruit de fond pour déterminer si le laser fonctionne en régime pulsé ou non. En faisant tourner les quatre lames d'ondes motorisées, le logiciel optimise les valeurs DC et AC pour trouver un état où le laser fonctionne en régime impulsionnel et est le plus stable possible.

Les asservissements de  $f_0$  et  $f_{rep}$  (ainsi que ceux des lasers maîtres à 1560 et 1534 nm) sont des asservissements de phase par battement utilisant une fréquence de référence externe, dans notre cas le signal à 10 MHz du quartz de la chaîne hyperfréquence.

### Asservissement des lasers sur le peigne

Sur notre peigne, la fréquence d'offset  $f_0$  est fixée à 20 MHz et sa valeur ne peut être modifiée. La fréquence de répétition peut par contre être ajustée finement entre 249 et 251 MHz par une DDS. Etant donnée les grandes valeurs de  $p$ , ceci correspond à des variations importantes des fréquences  $f_p$  des modes du peigne. A titre d'exemple, 1560 nm correspond à une fréquence de 192 THz environ, soit un indice  $p$  de  $7,7 \times$

$10^5$  environ. Une variation de  $f_{\text{rep}}$  de 1 kHz entraîne un décalage de la raie  $p$  de 770 MHz. Cette agilité permet d'amener les raies du peignes aux fréquences désirées.

L'électronique fournie avec le peigne de fréquence est telle que l'asservissement d'un laser externe sur le peigne n'est possible qu'à 30 MHz d'un mode du peigne (la plage d'accordabilité étant de 10 MHz). Ceci s'explique principalement par la proximité des modes du peigne, qui créent des repliements de spectre et des raies parasites pour l'asservissement.

Dans notre cas la dynamique des asservissements de fréquence maître/esclave est supérieure à la fréquence de répétition du peigne, donc la fréquence de nos lasers maîtres peut être choisie avec une certaine souplesse. Les asservissements de fréquence permettent toujours de positionner les lasers esclaves aux fréquences désirées. La principale difficulté pour réaliser l'asservissement consiste à déterminer sur quelle raie du peigne on se situe. Le plus simple pour cela est de connaître la fréquence du laser externe qu'on fait battre avec le peigne, même de manière approximative (une mesure avec un lambda-mètre standard permet de résoudre les modes du peigne). Si on n'a aucune connaissance de la fréquence du laser externe, il est également possible de déterminer l'indice  $p$  de la raie près de laquelle on se situe en changeant de manière significative la valeur de  $f_{\text{rep}}$ . On fait alors "défiler" les raies du peigne devant le laser externe. En comptant ces derniers et l'intervalle de fréquence balayé par  $f_{\text{rep}}$  on peut remonter à la valeur de  $p$ . Cette seconde méthode est cependant peu pratique à mettre en oeuvre car il faut faire défiler un grand nombre de raies pour obtenir une incertitude assez faible pour déterminer  $p$  sans ambiguïté.

Une fois la valeur de  $p$  déterminée, on connaît la fréquence du laser et on peut en déduire toutes les valeurs de désaccord utiles à l'expérience. Au quotidien nous procédons à l'envers pour retrouver la raie sur laquelle asservir le laser maître : quand l'expérience est en état de fonctionnement normal, nous balayons la fréquence du laser esclave de manière à obtenir un piège magnéto-optique. Il est alors facile de régler l'asservissement maître/esclave à la bonne fréquence à partir du signal d'erreur de ce dernier, ce qui donne directement la bonne raie du peigne.

Si la fréquence des lasers à asservir sur le peigne ne peut pas être ajustée pour amener ces lasers à 30 MHz d'une raie, on peut choisir convenablement  $f_{\text{rep}}$  pour que les deux lasers soient distants d'un nombre entier de raies. Ceci est possible car dans notre cas les fréquences des lasers maîtres sont distantes de 3 THz environ, ce qui est grand par rapport à la valeur de la fréquence de répétition. On peut alors diviser l'intervalle en un nombre entier de raies du peigne en ne changeant que très peu la valeur de  $f_{\text{rep}}$ .

Enfin, il est important de noter que l'asservissement d'un laser sur le peigne ne peut se faire qu'à fréquence fixe, ou avec une dynamique faible devant  $f_{\text{rep}}$ . Il n'est pas non plus possible de modifier dynamiquement  $f_{\text{rep}}$  au cours du cycle expérimental avec l'électronique dont nous disposons. Ceci impose donc de recourir à un système maître/esclave pour obtenir l'agilité en fréquence requise.

### 3.3.3 Performances du peigne de fréquences

#### Incertitude sur les fréquences optiques

L'exactitude du peigne est spécifiée par le constructeur à  $10^{-14}$ , ou à la valeur d'exactitude de la référence de fréquence lorsque celle-ci est moins bonne que  $10^{-14}$ . La stabilité à une seconde est quant à elle spécifiée à  $5 \times 10^{-13}$ . Dans l'avion, la seule référence de fréquence dont nous disposons est le quartz de la chaîne hyperfréquence (voir paragraphe 2.3). C'est donc ce dernier que nous utilisons pour asservir le peigne. Le quartz avait initialement été développé pour le projet d'horloge PHARAO ([Pharao 12]). Dans la thèse de Pierre Lemonde ([Lemonde 97], page 117), sa stabilité à 1s est estimée à  $1,8 \times 10^{-13}$ . Bien que nous n'ayons pas de mesure plus récente, on peut estimer que la stabilité du quartz et celle du peigne sont voisines et meilleures que  $10^{-12}$ . Le facteur limitant la stabilité de l'expérience est donc probablement la sensibilité du quartz aux accélérations, de l'ordre de  $4 \times 10^{-12} \text{ g}^{-1}$ .

Soit  $\nu = 10 \text{ MHz}$  la fréquence du quartz et  $\delta\nu/\nu \approx 4 \times 10^{-12}$  sa stabilité relative. En considérant qu'asservir le peigne revient essentiellement à multiplier la fréquence de répétition jusqu'au domaine optique, l'incertitude relative sur la fréquence  $f_p$  de la raie d'indice  $p$  du peigne est directement donnée par celle sur la fréquence  $\nu$  du quartz :

$$\frac{\delta f_p}{f_p} \approx \frac{\delta \nu}{\nu}. \quad (3.10)$$

Les lasers maîtres pour le Rubidium et le Potassium ont des longueurs d'onde de 1560 et 1534 nm respectivement, ce qui correspond à des fréquences de 192 et 195 THz. La stabilité relative de  $4 \times 10^{-12}$  sur la fréquence des lasers correspond donc à des fluctuations de l'ordre de 800 Hz. Ceci est nettement plus faible que la largeur de raie des diodes DFB que nous utilisons et ne devrait donc pas être une limitation pour la stabilité de l'expérience sur l'expérience.

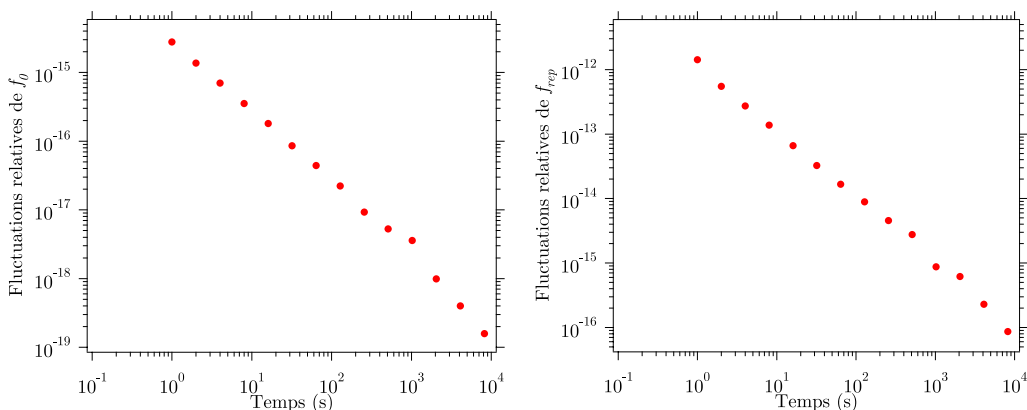
L'exactitude des fréquences optiques sera probablement limitée par celle du quartz, pour laquelle nous n'avons pas de mesure.

#### Performances au sol

L'évaluation précise des performances du système en terme de stabilité et d'exactitude n'a pas été possible car nous ne disposons de référence de fréquence externe pour réaliser une comparaison (horloge atomique ou laser stabilisé par exemple). Les valeurs indiquées ici donnent donc uniquement la qualité de la recopie de fréquence du quartz vers le peigne de fréquences, et constituent simplement une vérification du bon fonctionnement des asservissements.

Nous avons vérifié que les fréquences asservies  $f_0$  et  $f_{\text{rep}}$  étaient stables par rapport au quartz (Fig. 3.19). La qualité de la recopie de fréquence est de l'ordre de  $3 \times 10^{-15}$  à une seconde pour la fréquence d'offset, ce qui est largement dans les spécifications.  $f_0$  n'étant pas multipliée par  $n$ , sa stabilité est nettement moins critique que celle de la fréquence de répétition, que nous avons mesurée à  $1,4 \times 10^{-12}$ . Cette valeur est le double de ce qui était spécifié, mais comme elle ne limite pas l'expérience nous n'avons pas cherché à l'optimiser finement. De plus, cette valeur a été obtenue après que le peigne eût participé à trois campagnes de vol pendant lesquelles nous avons modifié

les gains des asservissements pour assurer que le système reste verrouillé en vol et il est probable qu'on puisse retrouver la valeur nominale en revenant aux réglages initiaux.



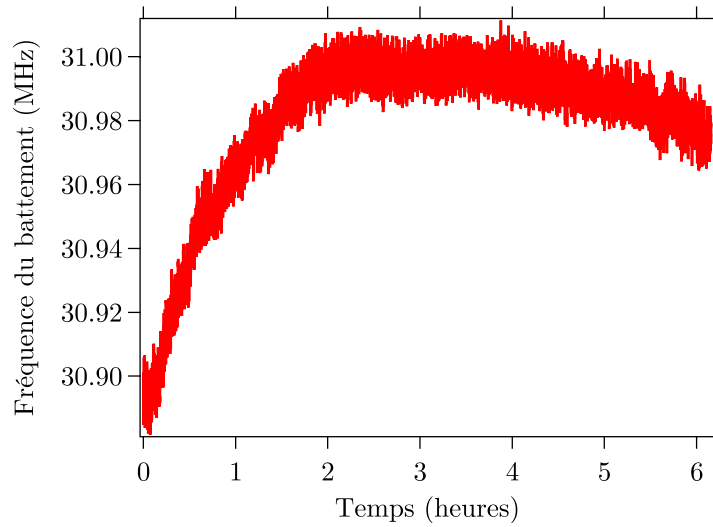
**Figure 3.19** *Ecart-type d'Allan des fluctuations relatives de  $f_0$  (à gauche) et  $f_{rep}$  (à droite) par rapport au quartz.*

Nous avons également enregistré la fréquence du battement entre le peigne de fréquence et le laser maître à 1560 nm asservi par absorption saturée (Fig. 3.20). La mesure a été effectuée plusieurs heures après avoir allumé l'expérience de manière à ce que les différents composants soient stabilisés. L'écart-type d'Allan à 1 seconde (période d'échantillonnage) de cette mesure est de 2 kHz environ, ce qui est compatible avec les données de la figure 3.2 (paragraphe 3.1) : à 1Hz, le bruit de fréquence est de l'ordre de 1 kHz.Hz<sup>-1/2</sup>. Le bruit de fréquence du laser maître semble donc suffire à expliquer les variations court terme observées. On observe également une dérive long terme de 100 kHz d'amplitude environ (soit une amplitude relative de l'ordre de  $5 \times 10^{-10}$ ), ce qui est faible devant la largeur de raie du laser à 1560 nm (environ 4 MHz). Cette dérive peut provenir d'une dérive du quartz (dérive thermique par exemple) ou de fluctuations de fréquences du laser maître (pour lesquelles nous n'avons pas de mesure sur une durée aussi longue).

### Performances en vol

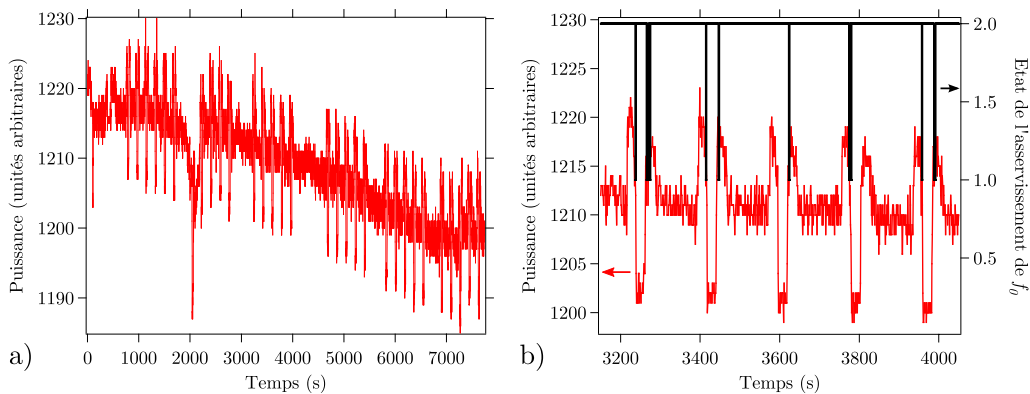
Chaque jour de vol, le peigne de fréquence est allumé tôt le matin pour avoir le temps de se stabiliser en température. Au moment du décollage l'électronique et l'amplificateur à fibre sont coupés, mais le laser reste allumé et le verrouillage de mode actif. Nous remettons en marche les asservissements avant la première parabole.

Le verrouillage de modes du laser ne nous a pas causé de problème pendant les vols, il résiste parfaitement au décollage et aux paraboles. La figure 3.21 a) présente l'enregistrement de la valeur "DC", directement proportionnelle à la puissance moyenne du laser, pendant toute la durée d'un vol. La dérive long terme est de l'ordre de 2% ce qui est proche de ce que nous obtenons au sol. On distingue sur cette courbe le profil des paraboles, montrant une sensibilité résiduelle à l'accélération de la cavité laser. Ces variations sont également de faible amplitude et ne sont pas un problème. De même, l'asservissement de la fréquence de répétition est stable et ne demande pas



**Figure 3.20** Mesure de la fréquence de battement entre le peigne de fréquence référencé sur le quartz et le laser maître à 1560 nm asservi par absorption saturée.

d'attention particulière. La stabilité relative mesurée est sensiblement égale à ce que nous obtenons au sol.



**Figure 3.21** a) Valeur "DC" du peigne de fréquence, proportionnelle à la puissance moyenne du laser, enregistrée pendant un vol en mai 2011. La grosse variation vers 2000 s est liée à une intervention sur le laser pour chercher un point de fonctionnement où  $f_0$  soit plus stable. b) Zoom sur une série de 5 paraboles. Les fluctuations de puissance permettent de suivre les manoeuvres paraboliques. On voit que la plupart du temps, l'asservissement de la fréquence d'offset fonctionne (le signal noir indiquant l'état de l'asservissement vaut 2), mais qu'il a tendance à décrocher juste avant l'injection en parabole et au début de la ressource de sortie, au moment où les vibrations se font nettement sentir dans l'avion et où la gravité locale change brusquement (le signal noir prend alors la valeur 1). Il arrive également que l'asservissement ne revienne pas à sa valeur nominale pendant la parabole ou qu'il accroche sur une harmonique de  $f_0$ , donnant l'impression d'être en marche alors que le point de fonctionnement n'est pas le bon.

L'asservissement de la fréquence d'offset s'est révélé plus problématique. Le battement à la valeur  $f_0$  était extrêmement instable en vol, et le réglage de l'asservissement assez difficile. Nous avons cependant réussi à modifier les gains de manière à ce que la correction soit plus souple et que le système ne saute pas. Il en résulte que la stabilité de  $f_0$  est dégradée d'un facteur 4 à 5 par rapport à la valeur mesurée au sol, ce qui reste assez faible pour ne pas être limitant. Ce qui nous a en revanche posé problème est la tendance de l'asservissement à sauter régulièrement. Ceci cause alors des fluctuations de plusieurs MHz de la fréquence  $f_0$ . Il arrive également que l'asservissement accroche une harmonique au lieu du pic principal. Ce phénomène se produit souvent juste avant l'injection en parabole ou juste au début de la ressource de sortie, à des instants où les vibrations et variations d'accélération sont particulièrement fortes. Bien que la situation revienne souvent à la normale d'elle-même (Fig. 3.21 b), nous avons perdu plusieurs paraboles à cause de ce problème.

Ainsi, même si l'oscillateur femtoseconde résiste aux contraintes imposées par les vols paraboliques, il semble que les vibrations soient à l'origine d'importantes fluctuations de la dispersion intra-cavité et donc de l'instabilité de  $f_0$ . Une des raisons possibles est la haute sensibilité de la fibre dopée Erbium aux contraintes extérieures. Ceci permettrait d'expliquer pourquoi seule la dispersion fluctue (le laser fonctionnant sans problème par ailleurs). Il est également possible que la monture pas à pas qui permet de positionner le biprisme ait une sensibilité élevée aux vibrations. Pour les prochaines campagnes de vol, nous essaierons d'installer le laser de manière à mieux l'isoler des vibrations. Les nouvelles versions des peignes Menlo utilisent des modulateurs fibrés intra-cavité pour améliorer la bande passante des différents asservissements. La quantité d'éléments en espace libre étant réduite, on peut s'attendre à ce que ces nouvelles versions résistent mieux aux vibrations.

## 3.4 Conclusion sur la source laser

### Schéma d'ensemble

En tirant profit des composants fibrés développés pour le domaine des télécommunications optiques, nous avons construit une source laser qui répond à la fois aux exigences de stabilité et d'agilité d'une expérience d'interférométrie atomique à deux espèces, et aux fortes contraintes imposées par les vols paraboliques.

Le schéma d'ensemble de la source laser est présenté sur la figure 3.22. Nous combinons deux sources télécom fibrées à 1560 nm et 1534 nm dans un amplificateur à fibre, avant de les doubler en fréquence dans un montage en espace libre. Le peigne de fréquences optique fibré permet d'asservir les deux lasers télécom. Toutes les fréquences RF et micro-onde utiles à l'expérience sont générées à partir d'un quartz ultra-stable ayant une faible sensibilité accélérométrique.

L'ensemble de la source a été validé en vol et a permis de faire fonctionner l'accéléromètre atomique dans l'avion. La principale limitation est pour l'instant l'asservissement de la fréquence d'offset du peigne, qui a du mal à rester stable en vol. Une solution possible est d'améliorer l'isolation passive vis-à-vis des vibrations.



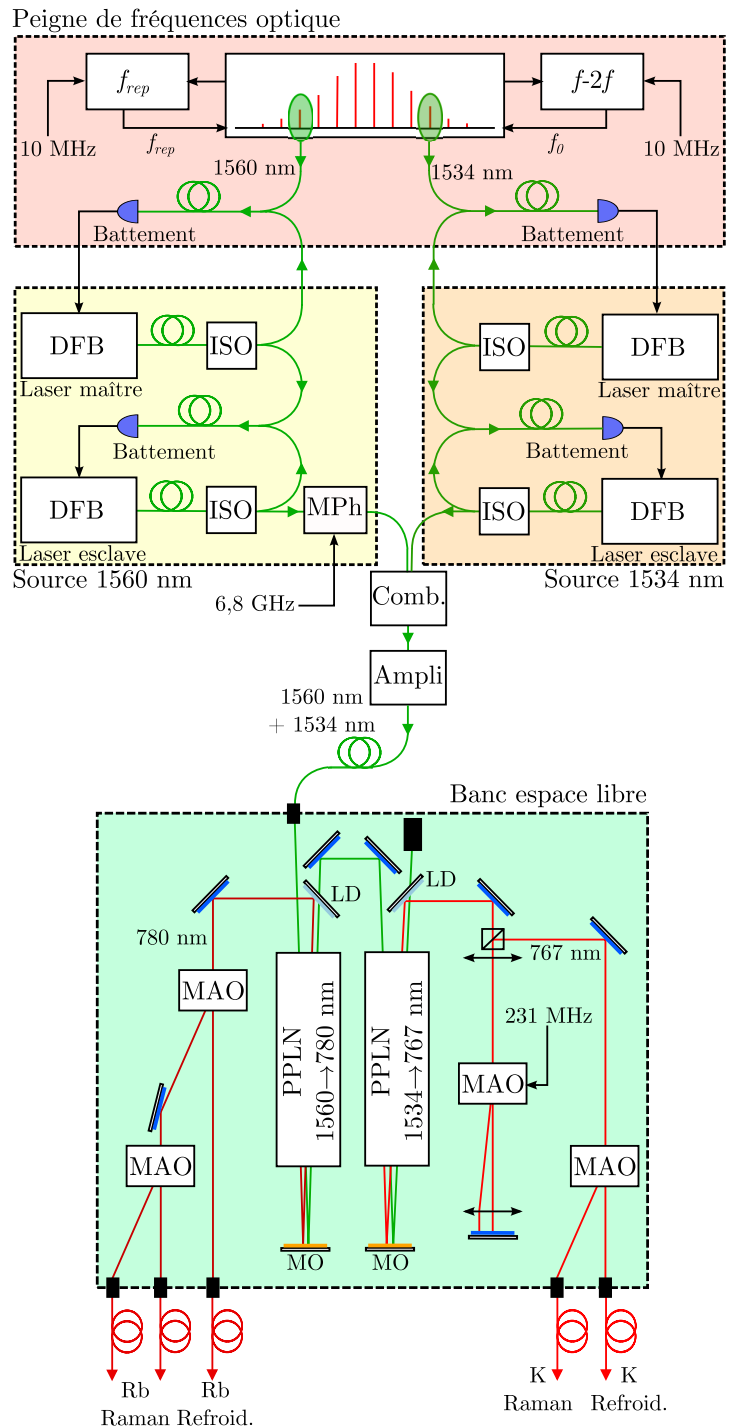


Figure 3.22 Schéma d'ensemble de la source laser.

### Discussion autour des choix techniques effectués

En concevant le système laser, plusieurs choix ont été effectués, en particulier celui d'utiliser un unique amplificateur à fibre. L'idée de départ était de faire en sorte d'avoir un maximum d'éléments en commun entre les deux longueurs d'onde afin de minimiser les fluctuations relatives. Finalement, le seul élément commun est l'amplificateur, ainsi que, dans une certaine mesure, le module de doublage de fréquence. On peut donc se demander *a posteriori* s'il n'aurait pas été plus simple de concevoir deux systèmes complètement indépendants.

Séparer physiquement les deux longueurs d'onde d'un bout à l'autre de la chaîne aurait probablement permis une plus grande souplesse d'utilisation en découplant complètement certains paramètres. Disposer de deux amplificateurs aurait par exemple permis de régler les puissances de manière indépendante. De même, au niveau du module de doublage, les deux cristaux en série font que tout changement de réglage du premier cristal va également affecter le second.

Cependant, ces inconvénients ont également des côtés positifs. Ainsi, en réduisant fortement la puissance sur une des deux longueurs d'onde en entrée de l'amplificateur on peut récupérer plus de puissance en sortie sur la seconde longueur d'onde que si on utilisait deux amplificateurs distincts. La solution retenue présente également l'avantage de la compacité.

Lors de ma thèse nous avons la plupart du temps utilisé la source en mode monofréquence, en basculant toute la puissance sur une des deux longueurs d'onde. Ceci s'est avéré extrêmement pratique car disposer d'une marge de puissance confortable facilite souvent les mesures sur les atomes (chargement d'un plus grand nombre d'atomes dans le piège, souplesse dans le choix de la pulsation de Rabi pour l'interféromètre, possibilité de prélever de la lumière pour des faisceaux annexes, etc). Cet aspect me semble être une bonne justification de l'architecture retenue.

### Perspectives

Bien qu'on puisse considérer que la source laser de l'expérience soit presque arrivée à maturité, quelques évolutions à court ou moyen terme sont envisagées.

Nous prévoyons en particulier de remplacer les DFB par des diodes affinées (RIO Planex), qui ont une largeur de raie de l'ordre de 10 kHz. Ceci est important pour le refroidissement du Potassium, comme nous l'avons vu au chapitre 2. Par ailleurs, il sera alors possible de tirer pleinement parti du peigne de fréquences en asservissant les diodes laser en phase sur le peigne et de faire en sorte que l'ensemble des lasers utilisés sur l'expérience soient cohérents entre eux, ce qui n'est pas possible actuellement.

A plus long terme, et dans le but de rendre les sources laser toujours plus compactes et fiables, il sera intéressant de s'affranchir complètement de l'espace libre. Pour cela, il est possible de réaliser le doublage dans un guide d'onde directement couplé à des fibres en entrée et en sortie. Ces guides d'onde ont l'avantage de permettre d'excellents rendements de conversion, et donc de limiter la puissance nécessaire à 1,5  $\mu\text{m}$  à quelques centaines de mW [Nishikawa 09]. Par ailleurs, le développement de composants fibrés à maintien de polarisation, à 780 et 1560 nm permet d'envisager de réaliser des fonctions telles que la génération d'impulsions de quelques microsecondes avec de

bonnes extinctions. Le projet Miniatom<sup>3</sup> est un exemple de réalisation d'un gravimètre atomique compact utilisant ces technologies.

---

3. [www.miniatom.fr](http://www.miniatom.fr)

# Accéléromètre atomique Rubidium

# 4

Dans les sciences expérimentales, la mesure des phénomènes est un point fondamental.

---

CLAUDE BERNARD

**L**e dispositif expérimental et la source laser que j'ai présentés aux chapitres précédents nous ont permis d'effectuer des mesures inertielles atomiques, au laboratoire et dans l'avion.

Du fait du niveau élevé des vibrations, auxquelles l'interféromètre atomique est sensible par nature, le fonctionnement de notre expérience diffère de celui des instruments opérant dans des environnements calmes. Pour augmenter la dynamique de mesure du senseur atomique, nous avons travaillé sur la combinaison de l'interféromètre atomique et d'accéléromètres mécaniques auxiliaires.

Nous avons également mis en place des outils d'analyse basés sur un traitement statistique des données pour caractériser notre interféromètre. Ces outils nous ont permis de réaliser des mesures d'accélération dans l'avion et, en les comparant à des résultats obtenus au sol, de dresser un premier bilan des performances de l'instrument.

## 4.1 Outils d'analyse

Dans l'avion, les vibrations peuvent brouiller les franges interférométriques. Nous surmontons ce problème en réalisant un instrument hybride combinant la mesure atomique et celle donnée par un Accéléromètre Mécanique (AM) auxiliaire, ce qui augmente la dynamique du senseur. Pour extraire des mesures obtenues les performances intrinsèques de l'Interféromètre Atomique (IA), nous utilisons une méthode d'analyse statistique qui nous permet d'évaluer le rapport signal à bruit indépendamment des caractéristiques de l'accéléromètre mécanique.

### 4.1.1 Augmentation de la dynamique de mesure

#### Sensibilité ou dynamique ?

En vol, l'ensemble de l'expérience est soumis à des variations d'accélération importantes (voir paragraphe 2.2). A basse fréquence (en dessous de 10 Hz), celles-ci sont

essentiellement dues au mouvement de l'avion dans la masse d'air (fluctuations locales de densité, action des pilotes, etc), alors qu'à plus haute fréquences elles sont causées par les vibrations des moteurs qui se propagent dans la carlingue.

Les fluctuations d'accélération à basse fréquence sont particulièrement problématiques pour notre expérience, d'une part car leur amplitude est élevée ( $\delta a \approx 0,5 \text{ m.s}^{-2}$  r.m.s.) et d'autre part car elles interviennent dans la zone où l'accéléromètre atomique est le plus sensible. A titre d'exemple, pour un temps d'interrogation modeste  $T = 1 \text{ ms}$ , les fluctuations de phase liées à  $\delta a$  valent environ

$$\delta\Phi \approx \delta a \times S = 8 \text{ rad}, \quad (4.1)$$

avec  $S = k_{\text{eff}}T^2$  le facteur d'échelle de l'interféromètre atomique (défini à la page 18).

Ceci signifie que l'interféromètre fonctionne au delà de sa zone de réciprocité, définie comme la plage sur laquelle la réponse  $P \propto \cos \Phi$  est bijective (une demi-frange, soit  $\pi$  radians). Pour éviter ce problème, il faudrait réduire le temps d'interrogation, et donc la sensibilité de l'instrument, ou au contraire se cantonner à des environnements de mesure peu bruyants. On peut donc considérer qu'il est nécessaire de réaliser un compromis entre la sensibilité et la dynamique de mesure.

### Corrélation avec un accéléromètre mécanique

Nous avons choisi de dépasser ce compromis en augmentant la dynamique au moyen d'un second accéléromètre, et ceci sans sacrifier *a priori* la sensibilité. Un accéléromètre mécanique (AM) est fixé derrière le miroir servant à rétro-réfléchir les faisceaux Raman et enregistre un signal d'accélération  $a_{\text{AM}}(t)$ . A l'issue de la séquence interférométrique, on utilise la relation 1.36 (page 18) pour calculer la phase  $\Phi^E$  estimée par cet accéléromètre, et la comparer au signal de l'interféromètre atomique (IA). La valeur de  $\Phi^E$  correspond à la moyenne temporelle de  $a_{\text{AM}}(t)$ , pondérée par la fonction de réponse  $f$  de l'interféromètre atomique. Elle dépend uniquement des fluctuations d'accélération auxquelles l'expérience est soumise et de la valeur du temps d'interrogation  $T$ .

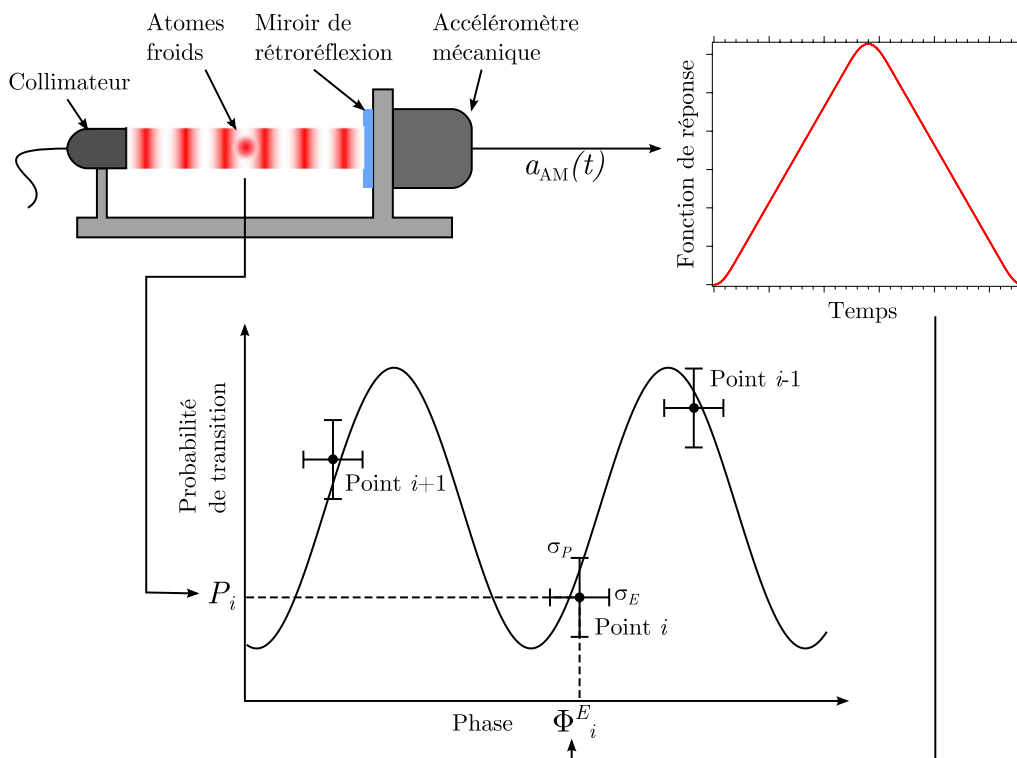
On mesure par ailleurs la probabilité de transition  $P$  à l'issue de l'interféromètre atomique. A chaque cycle expérimental  $i$  on reporte le couple  $(P, \Phi^E)_i$  sur un graphique. Si les deux mesures ne sont pas entachées d'erreur, les points doivent se répartir sur une sinusoïde d'équation

$$P = P_0 - A \cos(\Phi^E), \quad (4.2)$$

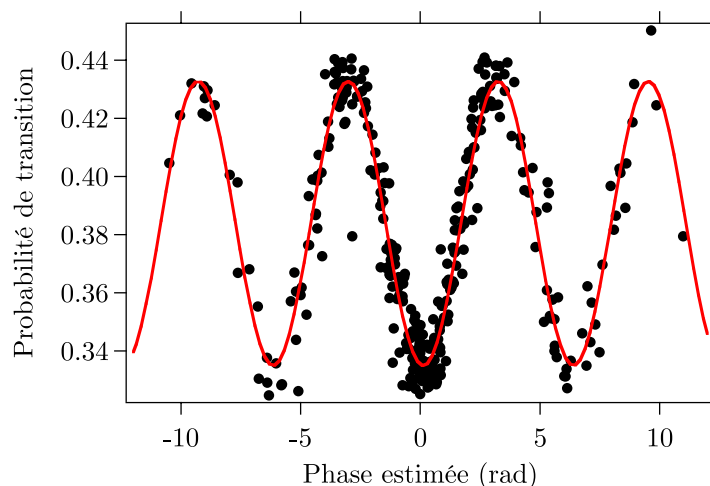
où  $P_0$  et  $A$  sont l'offset et l'amplitude des franges, définies au paragraphe 1.2. On s'attend ainsi à voir apparaître une *corrélation* entre l'interféromètre atomique et l'accéléromètre mécanique (Fig. 4.1). L'utilisation de cette méthode permet d'observer les franges d'interférences bien au delà de la zone de réciprocité de l'IA. Un exemple de corrélation expérimentale est présenté sur la figure 4.2. Une grande partie de ce chapitre sera consacrée à l'interprétation de ce type de figure.

### Sources de bruit sur les corrélations

L'IA et l'AM ont chacun leur sensibilité et leur exactitude, de sorte que les mesures de  $P$  et  $\Phi^E$  se font avec des incertitudes dont les écarts-types sont notés  $\sigma_P$  et



**Figure 4.1** Corrélation entre l'interféromètre atomique et un accéléromètre mécanique. Les points ( $\dots i-1, i, i+1 \dots$ ) se répartissent de manière aléatoire sur la courbe en fonction des fluctuations d'accélération. La position de chaque point est caractérisée par une incertitude ( $\sigma_E, \sigma_P$ ).



**Figure 4.2** Exemple de corrélation enregistrée au laboratoire pour  $T = 1$  ms. Pour ces données, on mesure un facteur de qualité de corrélation (CQF) de 4,8.

$\sigma_E$  respectivement. L'incertitude  $\sigma_P$  sur la probabilité de transition traduit le fait que

le rapport signal à bruit (SNR) de l'IA est fini. Elle contient les contributions du bruit de détection, des bruits techniques des lasers et du bruit de projection quantique. La valeur  $\sigma_E$  dépend du bruit de phase de l'IA (bruit de phase des lasers et de la chaîne hyperfréquence, déplacement lumineux ...), ainsi que des imperfections des accéléromètres mécaniques. Dans notre cas, le bruit de phase de l'interféromètre atomique est négligeable par rapport aux imperfections des AM.

Pour quantifier l'influence de  $\sigma_P$  et  $\sigma_E$  sur les corrélations, nous introduisons le *Facteur de Qualité de la Corrélation* (CQF). Pour cela, nous réalisons un ajustement sinusoïdal des données expérimentales par la méthode des moindres carrés, et notons  $A_{\text{fit}}$  et  $\varepsilon_{\text{fit}}$  l'amplitude et l'erreur standard de l'ajustement<sup>1</sup>. Le CQF est alors défini comme

$$\text{CQF} = \frac{A_{\text{fit}}}{\varepsilon_{\text{fit}}}. \quad (4.3)$$

Pour optimiser le CQF (et donc les performances de l'instrument), il faut diminuer les contributions de  $\sigma_P$  et  $\sigma_E$ . Je m'intéresse à la mesure de  $\sigma_P$  et à l'optimisation du rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique plus en détail dans les paragraphes suivants.

### 4.1.2 A propos des accéléromètres mécaniques

Pour réduire la contribution de  $\sigma_E$  au CQF, il faut d'une part utiliser un accéléromètre mécanique dont les performances sont les meilleures possibles, et d'autre part avoir une bonne connaissance de ces performances. Nous présentons ici les senseurs utilisés, l'évaluation de leurs performances et l'influence de chacune de leurs caractéristiques sur les corrélations.

#### Accéléromètres utilisés

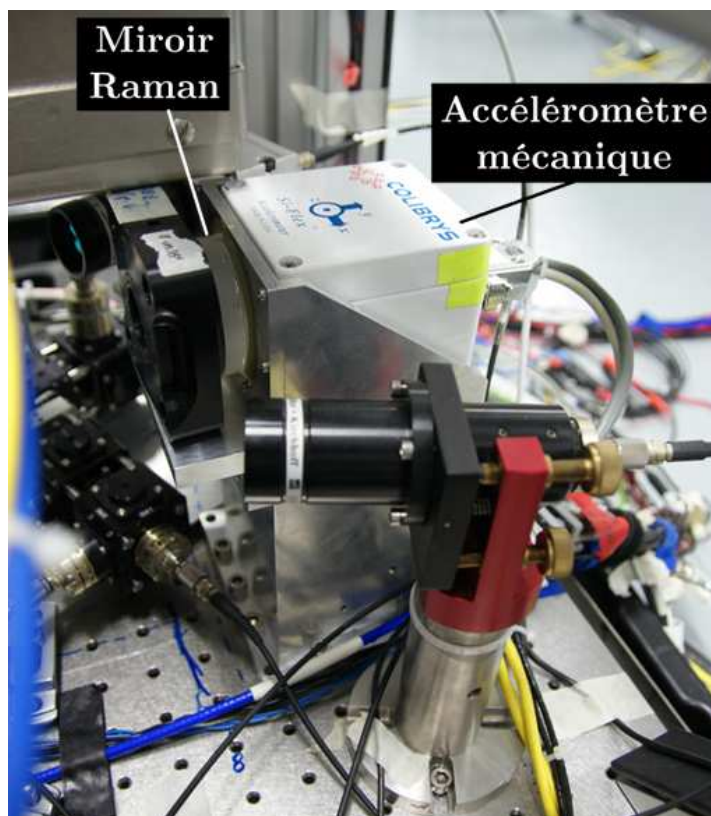
Au début de ma thèse, nous utilisions un accéléromètre piezoélectrique (IMI 626A03). Celui-ci ne mesurant pas la composante continue d'accélération, il était couplé à un senseur capacitif (Sensorex SX46025) sensible à fréquence nulle. Cette configuration est décrite dans [Geiger 11a] à la page 87.

Après la campagne de vol de mars 2010, il est apparu que les AM constituaient une limitation majeure et nous les avons remplacés par un senseur 3 axes de technologie MEMS (Colibrys SF1500). Celui-ci a un facteur d'échelle de  $1,3 \text{ V.g}^{-1}$  et permet de mesurer l'accélération de 0 à 1500 Hz, sans résonance mécanique. Son bruit est également très faible (spécifié inférieur à  $500 \text{ ng.Hz}^{-1/2}$ ). C'est ce senseur qui est utilisé dans les mesures présentées ici (sauf au paragraphe 4.2 décrivant les résultats de la campagne de vol de mars 2010).

#### Caractérisation des accéléromètres ?

Mesurer précisément les caractéristiques d'un accéléromètre mécanique n'est pas chose aisée. Nous avons mesuré la fonction de transfert des anciens senseurs en les

1. En notant  $(\Phi_i^E, P_i)$  les points expérimentaux et  $P(\Phi^E) = P_0 - A \cos(\Phi^E)$  l'équation de l'ajustement sinusoïdal,  $\varepsilon_{\text{fit}}$  est défini comme l'écart-type de l'ensemble  $\{P_i - P(\Phi_i^E)\}$



**Figure 4.3** Accéléromètre MEMS Colibrys fixé sur l'expérience. Le sensor est solidaire du miroir de rétro-réflexion.

soumettant à des vibrations de fréquence fixe et en comparant leur réponse à l'amplitude du déplacement appliqué, mesurée avec un interféromètre de Michelson. Les résultats sont exposés en annexe de la thèse de Remi Geiger ([Geiger 11a], page 171). Ceci nous a permis d'éliminer des senseurs ayant une résonance mécanique gênante pour notre application, mais nous ne sommes pas parvenus à mesurer le facteur d'échelle à mieux que 5% environ.

La mesure s'est en effet révélée plus difficile à réaliser que prévu, notamment car le couplage entre les différents éléments mécaniques donne lieu à des résonances qu'il est difficile de prévoir et d'éliminer. Nous avons donc abandonné notre idée de départ qui était de mesurer la réponse fréquentielle afin de corriger le signal par un filtre adapté. Au vu des difficultés rencontrées, nous n'avons pas tenté de reproduire cette mesure sur le senseur Colibrys. Dans le futur, l'utilisation des bancs de tests du Laboratoire National d'Essais (LNE) pourrait permettre d'obtenir la précision de mesure requise.

Par contre, nous avons évalué le bruit intrinsèque des senseurs, en les plaçant dans un environnement isolé des vibrations et en enregistrant le signal délivré sur un analyseur de spectre basse fréquence (FFT). Dans le cas du senseur MEMS Colibrys, la mesure était limitée par les vibrations résiduelles, mais a tout de même permis de vérifier que le niveau de bruit du senseur était inférieur à  $1 \mu\text{g}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ .



J'indique à présent l'influence des différents paramètres caractéristiques des AM sur les corrélations.

### Facteur d'échelle et non linéarités

La mauvaise connaissance du facteur d'échelle des AM (en  $V.g^{-1}$ ) conduit à des franges de corrélation n'ayant pas une période égale à  $2\pi$  rad. Supposons qu'il y ait une erreur relative  $\epsilon$  sur notre connaissance du facteur d'échelle. On ne mesurera plus  $a_{AM}(t)$  mais  $(1 + \epsilon)a_{AM}(t)$ , ce qui modifiera également la période des franges de  $\epsilon$ . Avec l'accéléromètre Colibrys, nous n'avons pas rencontré d'écart par rapport à la valeur donnée par le constructeur ( $1,257 V.g^{-1}$  sur l'axe Y) : sur certaines mesures la période des franges diffère légèrement de  $2\pi$ , mais l'écart  $\epsilon$  est toujours inférieur à 1%, ce qui est plus faible que l'incertitude liée à l'ajustement sinusoïdal des données.

Si la réponse fréquentielle de l'accéléromètre mécanique sur la plage de mesure n'est pas constante, la valeur de phase estimée résultante sera faussée. Il en est de même si le capteur présente des non linéarités. Les données constructeur sur l'accéléromètre Colibrys indiquent que sa réponse fréquentielle ne varie pas sur la gamme [0 – 1500 Hz], et que les non-linéarités sont inférieures à 0,1% sous 1 g. Nous avons observé une dégradation de la qualité des corrélations quand le niveau de vibrations augmente (voir la figure 4.18). Ceci peut provenir des non-linéarités du facteur d'échelle de notre accéléromètre mécanique.

### Biais

Une mauvaise connaissance du biais de l'accéléromètre mécanique entraîne un décalage de l'origine du système de franges, particulièrement visible à grand temps d'interrogation.

### Couplages d'axes

Même si nous effectuons des mesures suivant un axe privilégié (Y), il est en pratique nécessaire de mesurer le signal d'accélération dans les deux autres directions, et ce pour deux raisons.

D'une part, si l'accéléromètre mécanique et le faisceau Raman ne sont pas parfaitement alignés, la phase interférométrique comportera des contributions des axes transverses. Pour remédier à ce problème, nous enregistrons les trois composantes d'accélération. La phase estimée  $\Phi^E$  est alors une somme pondérée des trois directions.

D'autre part, les accéléromètres mécaniques ont un couplage d'axe intrinsèque : chaque axe de mesure est légèrement sensible aux accélérations transverses. Sur notre accéléromètre MEMS, ce couplage est spécifié inférieur à  $10^{-5}$  par le constructeur. Là encore, la combinaison des trois composantes d'accélération permet de prendre en compte cet effet.

### Bruit propre

Le bruit propre de l'AM entre directement dans l'incertitude  $\sigma_E$ , et son influence augmente comme  $T^2$  (il est directement multiplié par la fonction de transfert de l'interféromètre atomique). Pour un temps d'interrogation  $T$  de 10 ms, qui est la valeur

maximale utilisée dans l'avion au cours de ma thèse, la contribution du bruit propre de l'accéléromètre Colibrys à  $\sigma_E$  reste inférieure à 10 mrad environ.

#### Prise en compte des caractéristiques des AM dans le calcul de la phase estimée

Nous avons mis en place un algorithme permettant d'affiner les valeurs de facteurs d'échelle et de couplages d'axes directement à partir des corrélations enregistrées, en optimisant la valeur du CQF. Cet algorithme est décrit dans [Geiger 11a] (page 87).

Il subsiste malgré tout une incertitude assez élevée sur la mesure  $a_{AM}$  et sur la détermination de la phase  $\Phi^E$  qui en résulte. L'incertitude  $\sigma_E$  sur  $\Phi^E$  est d'autant plus élevée que le temps d'interrogation est grand, de sorte que si on augmente trop  $T$ , les corrélations se brouillent car  $\sigma_E$  devient de l'ordre de  $\pi$ .

### 4.1.3 Senseur hybride

Si les corrélations sont utiles pour un traitement statistique des données, elles ne permettent pas de remonter à une mesure temporelle de l'accélération, qui serait particulièrement intéressante dans les applications à la navigation inertielle où à la gravimétrie embarquée. Pour reconstruire le signal d'accélération temporel avec la sensibilité de l'IA, nous utilisons l'AM pour déterminer la zone de réciprocité (la "demi-frange") sur laquelle opère l'interféromètre atomique. Une fois l'indice de la demi-frange déterminé, la mesure de la probabilité de transition permet de retrouver la valeur du déphasage, puis de l'accélération (Fig. 4.4). On peut comprendre cette méthode en raisonnant par analogie avec la lecture d'un vernier. L'accéléromètre mécanique permet la lecture de la graduation grossière, et l'interféromètre atomique la lecture de la graduation fine entre deux graduations grossières.

Cette méthode est inspirée d'une technique mise en oeuvre sur le gravimètre atomique du LNE-Syrte [Le Gouët 08b], où l'utilisation d'un sismomètre de grande sensibilité permet de mesurer les vibrations résiduelles de la plateforme d'isolation sur laquelle est posé l'instrument. Dans notre cas c'est plutôt la dynamique que la sensibilité du capteur auxiliaire qui est privilégiée.

#### Senseur hybride : mise en oeuvre

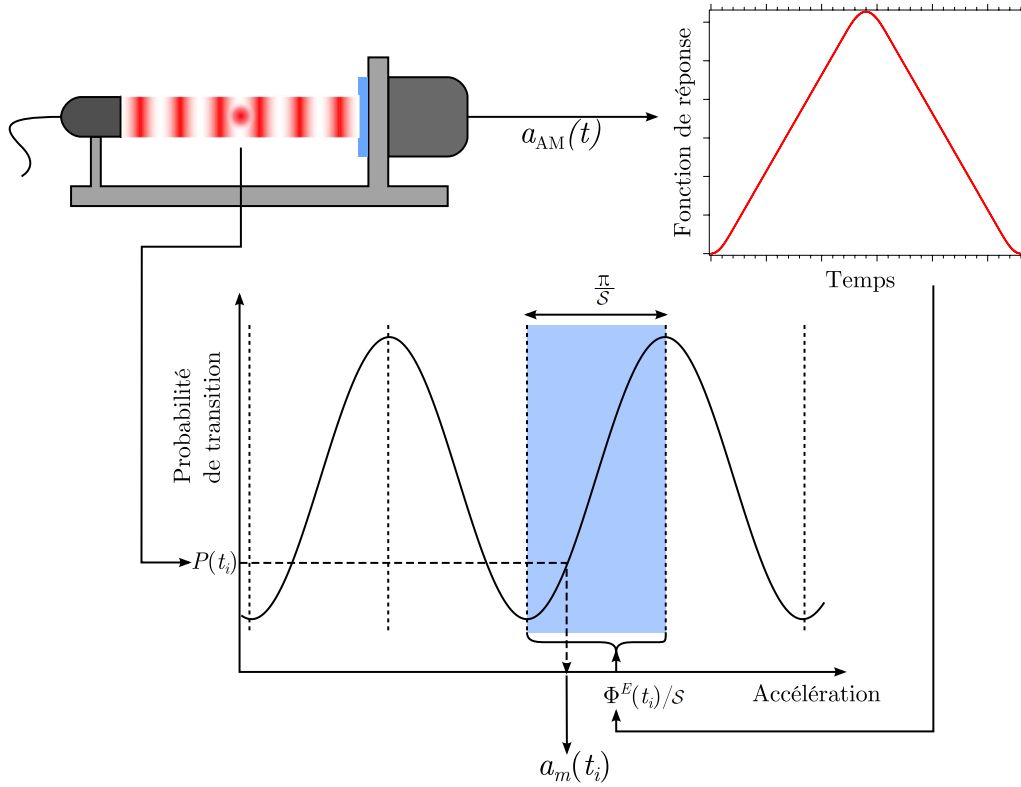
Nous notons  $T_c$  le temps de cycle de l'expérience et  $t_i = iT_c$  l'instant de la mesure  $i$ . Le signal  $a_{AM}(t)$  enregistré par les AM est filtré par la fonction de réponse  $f(t)$  de l'interféromètre atomique, puis échantillonné à l'instant  $t_i$ . On en tire la valeur de phase estimée  $\Phi^E(t_i)$ , et l'indice de la zone de réciprocité

$$n(t_i) = E[\Phi^E(t_i)/\pi], \quad (4.4)$$

où  $E[x]$  est la partie entière de  $x$ . Comme pour  $\Phi^E$ , la valeur de  $n$  dépend uniquement de la mesure donnée par les AM et de  $T$ .

On utilise ensuite la valeur de probabilité de transition  $P(t_i)$  donnée par l'IA pour mesurer finement la valeur d'accélération  $\tilde{a}(t_i)$  au sein de la zone de réciprocité :

$$\tilde{a}(t_i) = \frac{1}{S} \arccos\left(\frac{P_0 - P(t_i)}{A}\right), \quad (4.5)$$



**Figure 4.4** Principe de fonctionnement du senseur hybride. L'accéléromètre mécanique permet de retrouver la zone de réciprocité, sur laquelle la mesure atomique est bijective (en bleu). On calcule ensuite l'accélération  $a_m(t_i)$  au cycle  $i$  à partir de la valeur de probabilité de transition  $P(t_i)$ .

avec  $S$  le facteur d'échelle de l'interféromètre atomique (voir Eq. 1.37).

L'accélération totale moyenne  $a_m(t_i)$  mesurée par le senseur hybride est finalement donnée par

$$a_m(t_i) = \begin{cases} n(t_i)a_R + \tilde{a}(t_i) & \text{si } n(t_i) \text{ est pair} \\ (n(t_i) + 1)a_R - \tilde{a}(t_i) & \text{si } n(t_i) \text{ est impair,} \end{cases} \quad (4.6)$$

où nous avons noté  $a_R = \pi/S$  l'accélération correspondant à une zone de réciprocité.

#### 4.1.4 Estimation du rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique : méthode BAT

Le facteur de qualité des corrélations (CQF) dépend à la fois des caractéristiques des accéléromètres mécaniques (à travers  $\sigma_E$ ) et de l'interféromètre atomique ( $\sigma_P$ ). Afin d'isoler ces deux contributions, nous avons mis au point une méthode d'analyse statistique des données permettant de mesurer  $\sigma_P$  et le rapport signal à bruit ( $\text{SNR} = A/\sigma_P$ ) de l'interféromètre atomique, et ce de manière indépendante des AM. Nous avons ap-

pelé cette méthode *BAT* à cause de la forme de la fonction de distribution utilisée, qui évoque le masque à l'effigie d'une chauve-souris d'un super-héro bien connu. Bien que nous ayons trouvé quelques références à cette fonction dans la littérature (voir [Burr-Brown 12] pour la caractérisation des convertisseurs analogique / numérique, [Servranckx 01] pour un programme de traitement des données en physique des particules), son utilisation semble peu répandue.

### Principe de la méthode

Nous calculons la densité de probabilité des mesures atomiques  $P_i$ , puis nous l'ajustons avec une fonction décrivant la densité de probabilité d'un cosinus convoluée par une gaussienne. L'amplitude et l'offset du cosinus donnent directement  $A$  et  $P_0$ . L'écart-type de la gaussienne donne la valeur de  $\sigma_p$ . Cette méthode suppose que les données soient distribuées de manière uniforme dans  $[0, \pi]$ . Ceci est bien vérifié en vol, mais pas toujours au sol, où les fluctuations d'accélération sont faibles.

On considère que les mesures de probabilité de transition  $P_i$  constituent des tirages de la variable aléatoire  $\mathcal{P} = P_0 - A \cos \Phi$ . Pour des fluctuations de phase  $\Phi$  uniformément réparties dans  $[0, \pi]$ , la densité de probabilité  $f_{\mathcal{P}}(p)$  de  $\mathcal{P}$  est donnée par

$$f_{\mathcal{P}}(p) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{P_0 - p}{A}\right)^2}} & \text{si } p \in ]P_0 - A, P_0 + A[ \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.7)$$

En pratique nous utilisons une fonction  $\mathcal{F}_{\Delta p}(p)$  traduisant les accroissements de la fonction de répartition de  $\mathcal{P}$  entre  $p$  et  $p + \Delta p$ , donnée par

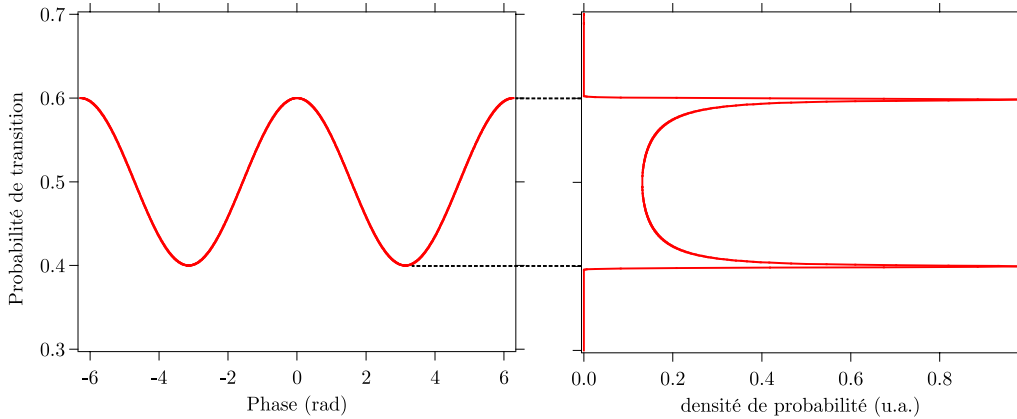
$$\mathcal{F}_{\Delta p}(p) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta p} \left[ \arccos \left( \frac{P_0 - p}{A} \right) - \arccos \left( \frac{P_0 - (p + \Delta p)}{A} \right) \right] & \text{si } p \in ]P_0 - A, P_0 + A[ \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.8)$$

La fonction  $\mathcal{F}_{\Delta p}$  tend vers  $f_{\mathcal{P}}$  quand  $\Delta p$  tend vers 0. Elle présente deux pics en  $p = P_0 \pm A$ , qui traduisent le fait qu'il est plus probable de trouver des valeurs de  $p$  en sommet de frange que sur les flancs (Fig. 4.5).

Lorsque les mesures de  $P$  sont soumises à un bruit d'amplitude, la fonction précédente est convoluée par la fonction caractéristique du bruit. Nous supposons ici un bruit gaussien d'écart-type  $\sigma_p$ . La fonction  $\mathcal{B}$  que nous utilisons pour ajuster nos données expérimentales  $P_i$  et estimer  $P_0$ ,  $A$  et  $\sigma_p$  s'écrit alors :

$$\mathcal{B}(p) = \frac{\mathcal{B}_0}{\sigma_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \arccos \left( \frac{P_0 - p'}{A} \right) - \arccos \left( \frac{P_0 - (p' + \Delta p)}{A} \right) \right] \exp \left( -\frac{(p - p')^2}{2\sigma_p^2} \right) dp', \quad (4.9)$$

où  $\mathcal{B}_0$  est une constante de normalisation.



**Figure 4.5** Fonction  $\mathcal{F}_{\Delta p}$  représentant la densité de probabilité de d'une variable sinusoïdale (à droite). On a pris  $P_0 = 0,5$ ,  $A = 0,1$  et  $\Delta p = 0,005$ .

### Mise en oeuvre

Nous avons validé la méthode et déterminé les paramètres à utiliser (notamment la valeur de  $\Delta p$ ) en réalisant des simulations numériques sur des échantillons reproduisant les caractéristiques de nos données expérimentales (rapport signal à bruit de l'ordre de 10, quelques centaines de points). Nous tirons de manière aléatoire des points  $(\Phi, P)_i$  vérifiant

$$P_i = P_0 - A \cos(\Phi_i + \tilde{\Phi}) + \tilde{P}, \quad (4.10)$$

où  $\tilde{\Phi}$  et  $\tilde{P}$  correspondent respectivement à des bruits de phase et d'amplitude d'écart-types  $\sigma_E$  et  $\sigma_P$ .

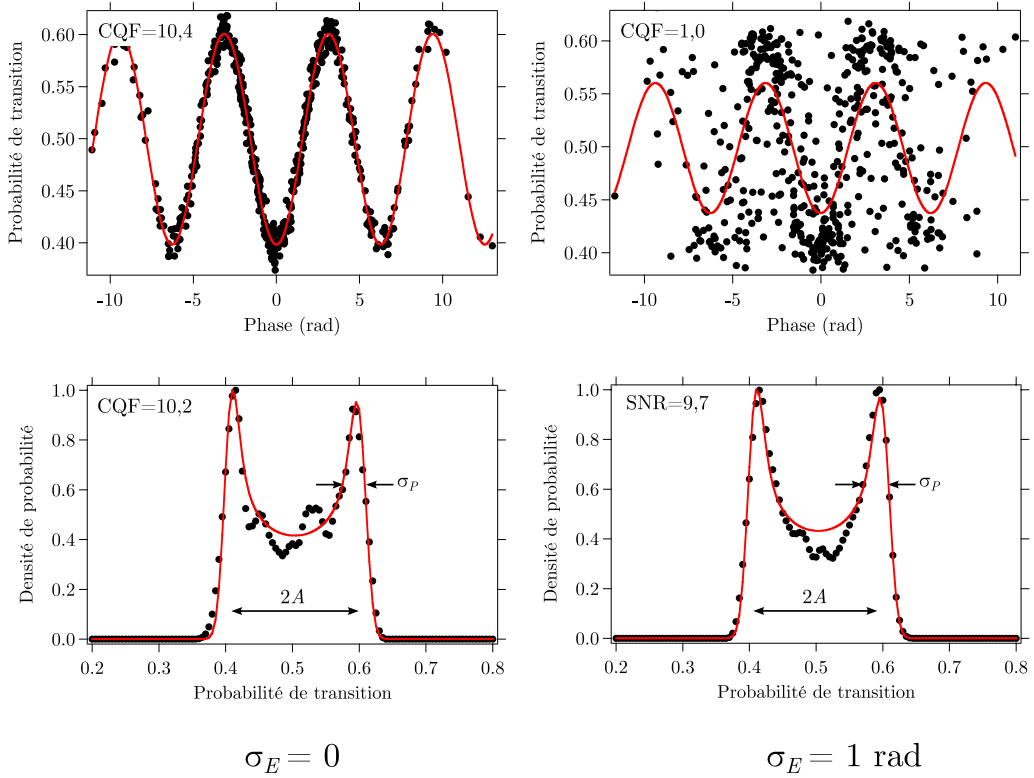
Nous comparons alors la valeur de SNR donnée par la méthode BAT au CQF obtenu en réalisant un ajustement sinusoïdal des données. Si les points ne sont affectés que par du bruit d'amplitude ( $\sigma_E = 0$ ), les deux estimateurs doivent donner la même valeur. Nous avons ajusté les paramètres de la méthode BAT de manière à ce que cette égalité soit vérifiée. On estime alors correctement  $A$ ,  $P_0$  et  $\sigma_P$ .

Un exemple de mise en oeuvre est présenté sur la figure 4.6<sup>2</sup>. Dans le cas où il y a du bruit de phase sur les données, la valeur du CQF est plus faible, car elle prend en compte les deux sources de bruit. La valeur de SNR donnée par la méthode BAT n'est pas modifiée par le bruit de phase.

Pour que la méthode BAT fonctionne correctement, il faut disposer d'un nombre de points important, et répartis uniformément dans  $[0, \pi]$ . Si les points ne sont pas uniformément répartis, la distribution devient asymétrique, et l'ajustement converge mal. Nous supposons cette condition vérifiée dans la suite.

Le point critique dans la mise en oeuvre de la méthode BAT est le choix de l'intervalle d'échantillonnage  $\Delta p$ , qui dépend des valeurs de  $A$ ,  $\sigma_P$  et du nombre de points  $N$ .

2. La différence de hauteur entre les deux pics de la fonction BAT visible sur la simulation de gauche (Fig. 4.6) est un artefact lié à la représentation graphique : la fonction d'ajustement (rouge) est échantillonnée avec le même pas que les points noirs. Si aucun point n'est présent en  $P_0 \pm A$ , la représentation graphique n'atteint pas la valeur maximum.



**Figure 4.6** Mise en oeuvre de la méthode BAT sur des simulations. Pour les deux jeux de données, on a  $P_0 = 0,5$ ;  $A = 0,1$  et un bruit d'amplitude caractérisé par  $A/\sigma_P = 10$ . A gauche, aucun de bruit de phase n'a été ajouté. L'ajustement des données brutes par une sinusoïde et la méthode BAT donnent des résultats similaires ( $\text{SNR} \approx \text{CQF} \approx A/\sigma_P$ ). A droite, on a ajouté un bruit de phase d'écart-type  $\sigma_E = 1$  rad, sans modifier le bruit d'amplitude. Ce bruit dégrade notablement le CQF et fait diminuer l'amplitude de l'ajustement, mais a peu d'impact sur la valeur du SNR.

$\Delta p$  doit être choisi assez grand pour que le nombre moyen de points entre  $p$  et  $p + \Delta p$  soit élevé et qu'il n'y ait pas d'effet de faible statistique. Des simulations numériques nous ont permis de déterminer la condition suivante :

$$\Delta p > 5 \times \frac{2A}{N}. \quad (4.11)$$

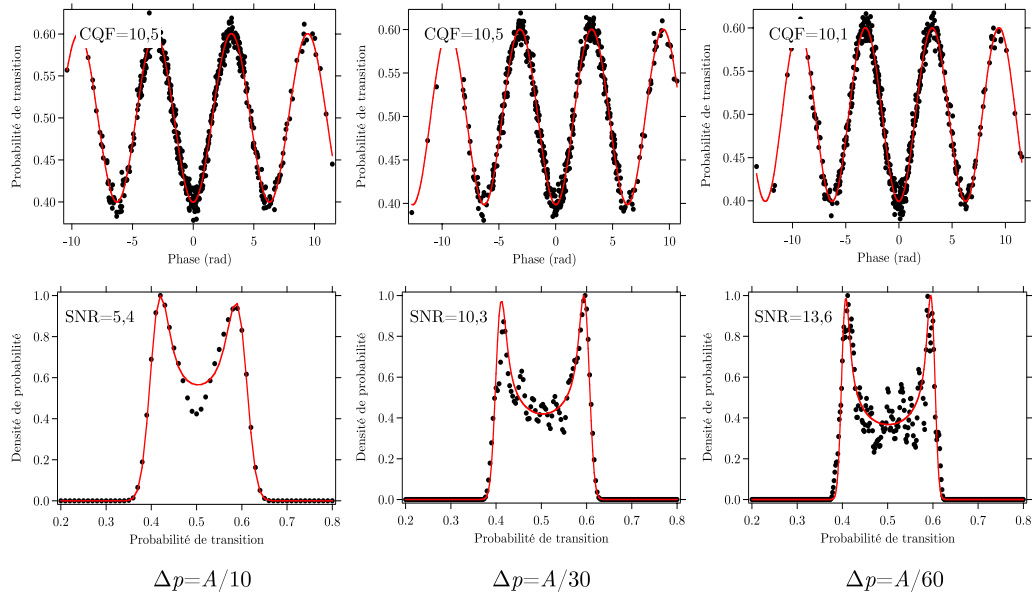
De cette manière, on s'assure qu'il y a au moins 5 points (en moyenne) dans un intervalle de largeur  $\Delta p$ . Cette valeur permet à l'ajustement de converger correctement.

Par ailleurs, pour pouvoir estimer correctement  $\sigma_P$ , on doit faire en sorte de bien échantillonner la gaussienne, donc d'avoir

$$\Delta p < \sigma_P. \quad (4.12)$$

Les simulations montrent que l'ajustement converge bien quand le cosinus est divisé en une trentaine d'intervalles (Fig. 4.7) :

$$\Delta p \approx \frac{A}{30}. \quad (4.13)$$



**Figure 4.7** Simulations sur la méthode BAT, sur des échantillons de 500 points. Pour les trois échantillons présentés, nous avons choisi  $P_0 = 0,5$ ;  $A = 0,1$ ;  $A/\sigma_P = 10$  et varié la valeur de  $\Delta p$  (dans les trois cas, le bruit de phase est nul). En haut, l'ajustement par un sinus donne un CQF voisin de 10, comme attendu. En bas, la valeur du SNR dépend de  $\Delta p$ . A gauche,  $\Delta p = A/10 = \sigma_P$  (condition 4.13 non vérifiée) : le SNR est sous-estimé. Au centre  $\Delta p = A/30$  (condition 4.12), on obtient  $\text{SNR} \approx \text{CQF}$  (la méthode BAT estime correctement le rapport signal à bruit). A droite  $\Delta p = A/60$  (condition 4.11 non vérifiée), on observe un effet de faible statistique qui a tendance à sur-évaluer le SNR (sur la courbe, on observe que le bruit sur la densité de probabilité devient très important).

### Insensibilité au bruit de phase

Comme le montre la figure 4.6, l'intérêt de la méthode BAT dans le cas de notre expérience est qu'elle est insensible au bruit de phase, qui provient principalement des accéléromètres mécaniques. On peut ainsi "décorréliser"  $\sigma_E$  et  $\sigma_P$ .

Ceci signifie toutefois qu'en utilisant cette méthode pour évaluer les performances de l'interféromètre atomique, nous rejetons complètement certains bruits comme les fluctuations de phase des lasers Raman [Le Gouët 08b]. Dans le cas de notre expérience, ces bruits sont négligeables devant le bruit de détection, donc on peut considérer que la méthode BAT permet une estimation correcte du SNR.

### Limites de la méthode BAT

Si la méthode BAT est un outil très intéressant, sans lequel nous aurions du mal à traiter nos données, elle présente toutefois quelques limitations, que nous verrons apparaître sur les données interférométriques.

Comme nous l'avons vu plus haut, elle est très sensible au nombre de points et à leur répartition. Si ces paramètres changent de manière notable, la valeur de  $\Delta p$  à utiliser pour estimer correctement le rapport signal à bruit sera modifiée. Il en va du même du SNR lui-même : nous avons optimisé les paramètres de la méthode pour des SNR de l'ordre de 10. La méthode convergera mal si cette valeur se rapproche de 1, ou si au contraire elle augmente au dessus de 20.

Enfin, quand nous effectuons des mesures au sol, il arrive souvent que nos données ne soient pas uniformément réparties dans l'intervalle  $[0, \pi]$ , et la densité de probabilité mesurée est asymétrique (voir la figure 4.18 par exemple). Dans les futures versions du programme de traitement il sera intéressant de tenir compte de cet aspect.

## 4.2 Premier senseur inertielle aéroporté

Dans cette partie, je présente une synthèse des mesures effectuées lors de la campagne de vol de mars 2010, lors de laquelle nous avons réalisé les premières mesures inertielle embarquées avec un interféromètre atomique, à la fois pendant les paraboles (0g) et pendant les phases de vol en palier (1g)<sup>3</sup>.

### Campagnes de vol et traitement des données

Lors des vols, nous pouvons observer directement les corrélations se construire sur l'écran de l'ordinateur. Nous n'avons cependant pas accès aux valeurs de SNR et CQF en direct. De plus, une grande partie du traitement a été effectué après les vols, et on s'aperçoit parfois *a posteriori* qu'il aurait été intéressant d'enregistrer des données supplémentaires, en changeant la valeur de tel ou tel paramètre (temps d'interrogation ou temps de chargement du piège magnéto-optique par exemple). Si cet aspect est souvent frustrant, il fait partie de la manière de travailler imposée par les campagnes de vol.

#### 4.2.1 Observation des corrélations en vol

Compte tenu du niveau élevé des vibrations dans l'avion, nous avons concentré nos efforts sur des corrélations à des temps d'interrogation modestes (quelques ms).

### Exemples de corrélations

La figure 4.8 présente des corrélations obtenues pour  $T = 1$  ms et  $T = 1,5$  ms, en 1g et 0g, et les analyses BAT associées. Les données en 1g ont été enregistrées avant la première parabole ou entre les paraboles. Nous disposons alors d'un temps

<sup>3</sup>. Une description complète de la campagne de mars 2010 est disponible dans [Geiger 11a] et [Geiger 11b].



suffisant pour acquérir un grand nombre de points. Le fait que les franges restent bien contrastées tout au long de la mesure montre que la stabilité de l'expérience ne se dégrade pas de manière notable dans l'avion.

Ces mesures à faible temps d'interrogation nous ont permis de valider le fonctionnement en vol de l'expérience. Nous avons ensuite augmenté progressivement  $T$ . Au delà de  $T = 3$  ms il devient difficile de distinguer les corrélations (CQF voisin de 1). L'écart-type  $\sigma_\Phi$  des fluctuations de phase vaut alors entre 10 et 15 rad. De manière générale,  $\sigma_\Phi$  est plus faible en 0g qu'en 1g, une partie des sources de vibrations étant coupées pendant la parabole (régime moteur fortement réduit, climatisation éteinte, etc).

Nous avons également enregistré une corrélation à  $T = 10$  ms en 0g (Fig. 4.13 a). On a alors  $\sigma_\Phi > 60$  rad. L'ajustement sinusoïdal et l'ajustement BAT sur ces données sont à prendre avec précaution : la qualité de la corrélation est trop faible pour que les estimateurs convergent correctement. Cette mesure est toutefois intéressante, car elle nous a permis d'établir une comparaison avec une géométrie d'interféromètre à 4 impulsions (voir paragraphe 4.2.3).

### Synthèse des résultats

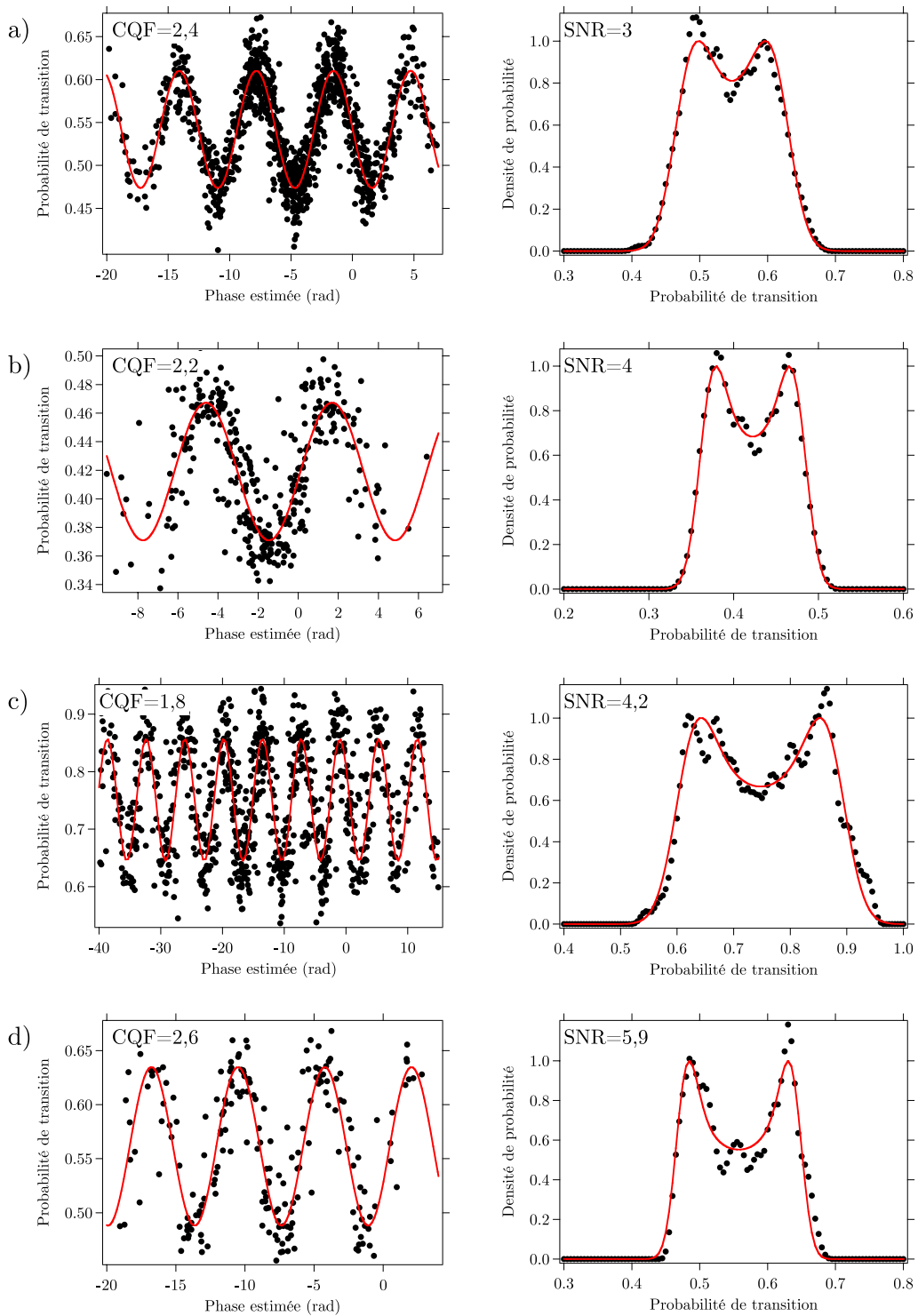
Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.1. Nous n'avons gardé dans ce tableau que les meilleurs jeux de données pour chaque temps d'interrogation<sup>4</sup>.

$T$ (ms)	Gravité locale (g)	$\sigma_\Phi$ (rad)	SNR	CQF
1	0	2,8	6,9	5,6
1	1	3,6	6,0	2,4
1,5	0	5,5	5,9	2,6
1,5	1	15,8	4,2	1,8
2	0	10,5	6,4	1,4
2	1	13,6	5,2	0,4
3	1	13,2	2,9	1,2
10	0	66	2,1	0,25

**Tableau 4.1** Synthèse des résultats obtenus lors de la campagne de mars 2010.

Le SNR est systématiquement plus élevé que le CQF, ce qui montre que ce sont principalement les accéléromètres mécaniques qui limitent les performances de l'expérience. Je discute en détail des limites de l'expérience au paragraphe 4.4.2.

4. Lors de la campagne de mars 2010, nous avons procédé à un changement de la structure mécanique supportant le miroir et les accéléromètres mécaniques après le premier jour de vol, pour tenter d'atténuer une résonance mécanique du dispositif. Le SNR de l'interféromètre atomique s'est retrouvé dégradé suite à cette opération, probablement à cause d'une imperfection de l'alignement du miroir. Pour plus de détails, voir la thèse de Remi Geiger, page 91.

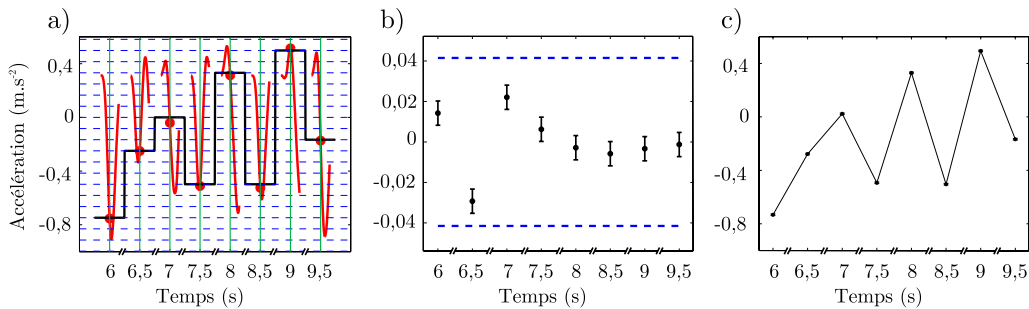


**Figure 4.8** Correlations dans l'avion. a)  $T = 1$  ms en 1g. b)  $T = 1$  ms en 0g. c)  $T = 1,5$  ms en 1g. d)  $T = 1,5$  ms en 0g. L'offset des franges est différent en 0g et en 1g à cause de notre méthode de détection (voir paragraphe 2.5.3).

## 4.2.2 Mesures d'accélération, senseur hybride

Pour effectuer des mesures d'accélération ayant la sensibilité de l'interféromètre atomique, nous avons effectuée l'opération décrite au paragraphe 4.1.3, consistant à combiner les mesures des deux senseurs (AM et IA) pour réaliser un senseur hybride (page 86).

Le protocole nous permettant de reconstruire le signal temporel d'accélération est illustré sur la figure 4.9, à partir de quelques points de mesure. Pour cette mesure, nous étions dans des conditions où  $T = 1,5$  ms, avec un temps de cycle  $T_c$  de 500 ms environ.



**Figure 4.9** Reconstruction du signal d'accélération avec le senseur hybride. a) A partir du signal des AM filtré par la fonction de réponse de l'interféromètre atomique (signal rouge) et échantillonné aux instants de mesure (lignes vertes), on repère la zone de réciprocity (entre deux lignes pointillées bleues) sur laquelle opère l'instrument, ce qui permet de réaliser une mesure grossière de l'accélération (signal noir). b) Au sein d'une zone de réciprocity, on utilise l'IA pour lire finement la valeur de l'accélération. c) La valeur finale est la somme des deux signaux précédents.

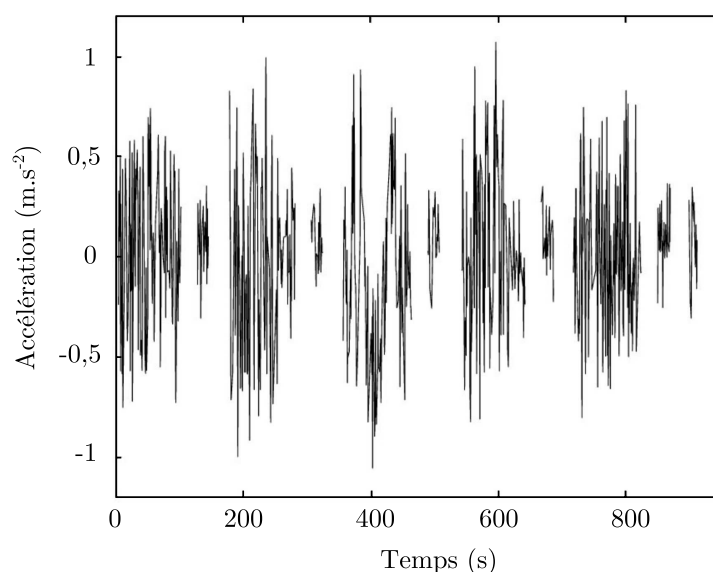
Le signal  $a_{AM}(t)$  enregistré par les accéléromètres mécaniques est dans un premier temps filtré par la fonction de réponse  $f(t)$  de l'interféromètre atomique, puis échantillonné aux instants où opère l'IA (lignes vertes sur la figure 4.9 a). La valeur de  $n(t_i)$  obtenue permet de déterminer la zone de réciprocity où opère l'instrument, comprise entre deux lignes pointillées. Le signal noir en marches d'escalier donne les zones de réciprocity successives. Cette première étape n'utilise que la valeur d'accélération donnée par les AM, et constitue une estimation grossière de l'accélération, équivalent de la graduation principale sur un vernier. Afin d'éviter de faire une erreur sur l'indice de la zone de réciprocity, nous rejetons les points qui sont trop proches des frontières entre deux zones (points en sommet de frange)<sup>5</sup>. Le fait de rejeter une partie des points se traduit par une dégradation de la sensibilité de la mesure.

La valeur de probabilité de transition obtenus par l'IA est convertie en accélération. La figure 4.9 b) représente les valeurs successives au sein de la zone de réciprocity. La barre d'erreur est directement donnée par la résolution  $\sigma_n = 5,5 \times 10^{-3}$  m.s<sup>-2</sup> de l'accéléromètre hybride (avec SNR  $\approx 5$  ici). Cette mesure est représentée par la graduation fine dans notre analogie avec le vernier.

5. Remi Geiger a étudié l'influence des erreurs sur la détermination de la frange, que l'on peut assimiler à une dégradation de la résolution du senseur hybride [Geiger 11a]

L'accélération totale est la somme des deux contributions précédentes (Fig. 4.9 c). Dans le cas présenté ici,  $\sigma_a$  est environ 100 fois plus faible que les variations typiques d'accélération dans l'avion ( $0,5 \text{ m.s}^{-2}$ ), donc les barres d'erreur représentant le bruit sur la mesure sont difficilement visibles. Ceci montre l'intérêt d'un tel senseur hybride pour réaliser des mesures avec une bonne résolution dans un environnement très perturbé. Dans cette mesure, la résolution du senseur hybride est environ 10 fois plus élevée que celle des AM utilisés.

Nous avons appliqué cette méthode sur un échantillon de 735 points, acquis sur environ 1000 secondes (nous rejetons les points correspondant aux phases d'hypergravité), avec  $T = 1,5 \text{ ms}$  et  $T_c = 500 \text{ ms}$  (Fig. 4.10). La résolution finale de la mesure (en prenant en compte le fait qu'on rejette environ un tiers des points, situés en sommet de frange) est de  $6,8 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ .



**Figure 4.10** Signal d'accélération en fonction du temps, mesuré par le senseur hybride pour  $T = 1,5 \text{ ms}$ .

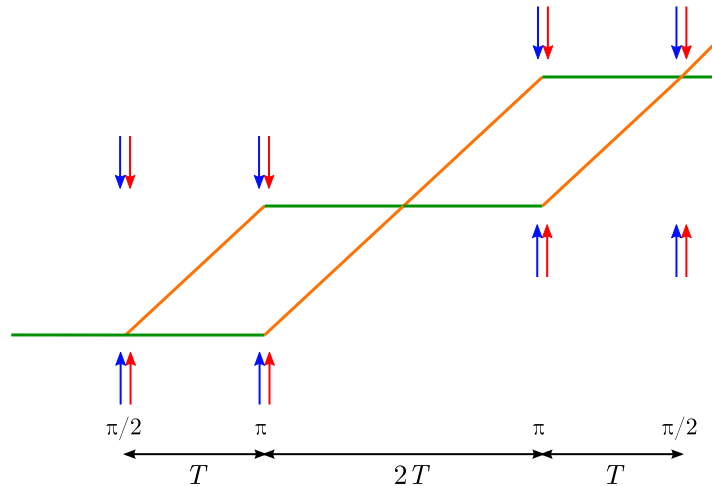
### 4.2.3 Réjection des vibrations basses fréquences

Pour réaliser le test du principe d'équivalence, nous comparerons les accélérations mesurées par deux interféromètres atomiques fonctionnant simultanément. Nous verrons au chapitre suivant que cette configuration permet de rejeter très efficacement le bruit d'accélération de l'avion.

Nous avons mis en évidence la réjection des vibrations à basse fréquence en utilisant une configuration d'interféromètre à 4 impulsions sur l'atome de Rubidium, pouvant être considérée comme l'analogie à une espèce du double interféromètre. Ce type de configuration a été utilisée dans plusieurs expériences d'interférométrie atomique, par exemple sur des gradiomètres [McGuirk 02] et des gyromètres [Canuel 06].

### Interféromètre à 4 impulsions

Une série de 4 impulsions Raman ( $\pi/2 - \pi - \pi - \pi/2$ ) permet de réaliser un interféromètre ayant deux boucles d'aires opposées, de sorte que la sensibilité à une accélération ou à une rotation constante est nulle (Fig. 4.11). Cette configuration correspond à une soustraction cohérente de deux interféromètres à 3 impulsions successifs, et permet donc de réaliser une réjection des accélérations à basse fréquence.



**Figure 4.11** Schéma de principe de l'interféromètre à 4 impulsions.

La fonction de réponse et la fonction de transfert en accélération s'obtiennent à partir de celles de l'interféromètre à 3 impulsions (voir paragraphe 1.2.1) :

$$\begin{cases} f_{4p}(t) = f(t) - f(t - 2T) \\ |H_{4p}(\omega)| = |2 \sin(\omega T) H_a(\omega)| \end{cases} \quad (4.14)$$

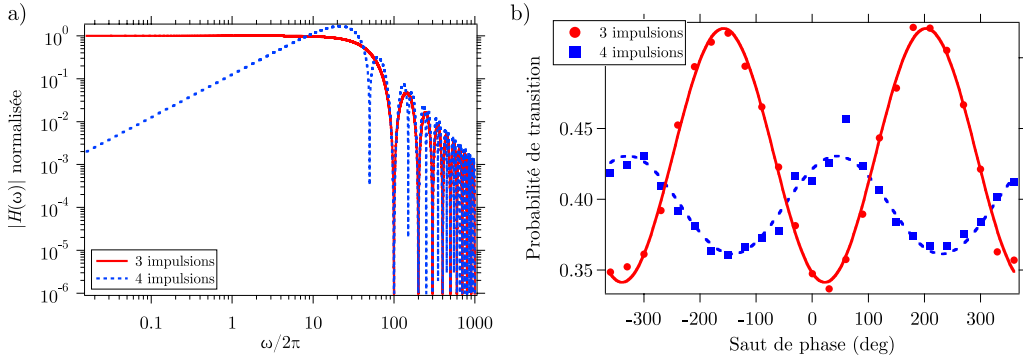
La figure 4.12 a) compare les fonctions de transfert des interféromètres à 3 et 4 impulsions et fait apparaître la coupure à basse fréquence. Comme l'interféromètre à 4 impulsions (4P) comporte une impulsion  $\pi$  supplémentaire, son contraste est dégradé par rapport à celui de la géométrie à 3 impulsions (3P) (Fig. 4.12 b).

### Réjection des vibrations

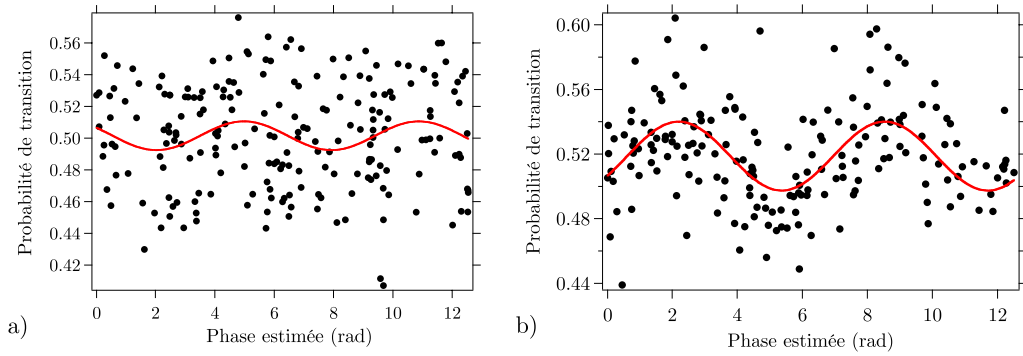
L'interféromètre à 4 impulsions constitue un système simple pour démontrer la réjection des vibrations que nous attendons pour le test du principe d'équivalence. Pour mettre en évidence cette réjection, nous avons comparé deux ensembles de données, obtenues avec les interféromètres à 3 et 4 impulsions, pour un temps d'interrogation total de 20 ms dans chaque cas :

- interféromètre 3P,  $2T = 20$  ms (Fig. 4.13 a),
- interféromètre 4P,  $4T = 20$  ms (Fig. 4.13 b).

Malgré le plus faible contraste de l'interféromètre 4P, la corrélation de la figure 4.13 b) est qualitativement de meilleure qualité que celle de la figure 4.13 a). Nous donnons ici une analyse succincte de ce phénomène, permettant de comprendre la réjection des



**Figure 4.12** a) Fonctions de transfert des interféromètres à 3 et 4 impulsions, pour  $T = 10$  ms. Les deux fonctions ont été normalisées par le facteur d'échelle de l'interféromètre à 3 impulsions. b) Franges enregistrées en vol ( $0g$ ) en réalisant un saut de phase avant la dernière impulsion Raman. Interféromètre 3P :  $2T = 0,4$  ms. Interféromètre 4P :  $4T = 1,2$  ms. On observe la baisse significative du contraste de l'interféromètre 4P. L'impulsion  $\pi$  supplémentaire de l'interféromètre 4P fait que les deux systèmes de franges sont en opposition de phase.



**Figure 4.13** Comparaison des corrélations pour les interféromètres 3P et 4P. a) Interféromètre 3P,  $2T = 20$  ms. b) Interféromètre 4P,  $4T = 20$  ms. Dans les deux cas, le bruit de phase  $\sigma_{\Phi}$  est de l'ordre de  $60$  rad. Les données ont été ramenées dans l'intervalle  $[0, 4\pi]$  pour une meilleure lisibilité de la figure.

vibrations. Nous avons également proposé un traitement plus quantitatif des résultats, disponible dans [Geiger 11a] et [Geiger 11b].

Nous avons vu au début de ce chapitre que le bruit  $\bar{\sigma}$  sur les corrélations résultait de deux contributions,  $\sigma_E$  et  $\sigma_{IA}$  (avec  $\sigma_{IA} = \sigma_P/A$  le bruit de l'interféromètre atomique, converti en bruit de phase). Dans la partie linéaire des franges, on a

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\sigma_E^2 + \sigma_{IA}^2}. \quad (4.15)$$

L'interféromètre à 3 impulsions est limité à la fois par le rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique et par les imperfections des accéléromètres mécaniques. L'influence de  $\sigma_E$  sur l'aspect visuel des corrélations est très importante : il s'agit d'un bruit en abscisse qui brouille les franges très rapidement. Au contraire, le fait que

l'interféromètre à 4 impulsions ne soit pas sensible à basse fréquence permet de rejeter efficacement le bruit basse fréquence des AM<sup>6</sup> et le bruit sur les franges provient presque exclusivement de l'interféromètre atomique. Même si ce bruit de probabilité de transition est plus élevé que dans le cas du 3P (à cause de l'impulsion Raman supplémentaire), il dégrade moins la figure de corrélation car il n'agit que sur l'ordonnée des points, ce qui brouille peu les franges.

## 4.3 Etude de l'interféromètre au laboratoire

Suite à la campagne de vol de mars 2010 où il est apparu que les performances de l'expérience étaient principalement limitées par les accéléromètres mécaniques (combinaison de senseurs piezoélectriques et capacitifs), nous avons mis en place l'accéléromètre MEMS Colibrys présenté au paragraphe 4.1.2.

Nous avons également travaillé à l'amélioration des performances de l'interféromètre atomique, de manière à améliorer son rapport signal à bruit. Nous avons en particulier supprimé l'étape de sélection en vitesse au moment de la préparation des atomes (voir paragraphe 2.5), afin de gagner du temps et d'éviter les effets de sélection transverse liés à la chute des atomes dans le faisceau Raman. Nous gagnons ainsi une dizaine de millisecondes sur la durée de la préparation.

Finalement, la mise en place du banc optique bi-fréquence (voir paragraphe 3.1) nous a permis de gagner en puissance laser par rapport à la version précédente. Nous bénéficions ainsi d'un temps de chargement réduit, ce qui permet de diminuer le temps de cycle de l'expérience (environ 350 ms, contre 500 avec l'ancien banc laser).

Une fois ces modifications effectuées, nous avons réalisé une étude du dispositif au laboratoire. En effet, bien que l'expérience soit conçue pour fonctionner dans l'avion, les mesures effectuées au sol nous permettent de caractériser l'instrument et nous aident à interpréter les données enregistrées en vol.

### 4.3.1 Etude du rapport signal à bruit de l'interféromètre à petit temps d'interrogation

Pour caractériser le rapport signal à bruit de détection d'un interféromètre atomique, la mesure usuelle consiste à effectuer une impulsion  $\pi/2$  micro-onde afin de se placer à flanc de frange, là où la sensibilité est maximale. Nous obtenons un SNR de détection de 25 environ, que nous supposons limité par méthode de détection utilisée (voir paragraphe 2.5.3 pour la description de la détection).

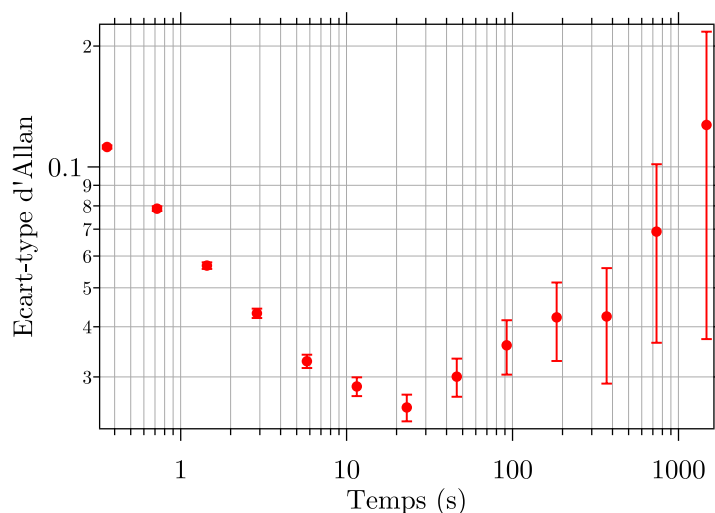
Pour nous rapprocher au maximum des conditions rencontrées en vol, nous avons mené une étude du SNR en sortie de l'interféromètre. Le rapport signal à bruit que nous mesurons porte alors à la fois les contributions de l'électronique de détection, mais aussi d'autres facteurs comme l'émission spontanée pendant les impulsions de l'interféromètre, la baisse de contraste liée à la chute des atomes, ou les imperfections éventuelles des impulsions Raman (écarts de durée ou de puissance par rapport aux impulsions  $\pi$  ou  $\pi/2$  que l'on souhaite réaliser). Mesurer le rapport signal à bruit en

6. Les imperfections interviennent principalement à basse fréquence car nous utilisons un accéléromètre capacitif ayant un bruit élevé pour mesurer la composante continue d'accélération.

sortie de l'interféromètre nous permet aussi d'utiliser la méthode BAT que nous avons présentée au paragraphe 4.1.4, et de comparer les résultats qu'elle donne à d'autres techniques de mesure.

### Mesure du rapport signal à bruit à flanc de frange

Pour mesurer le rapport signal à bruit, nous réalisons un interféromètre où le temps d'interrogation est assez court ( $T = 150 \mu\text{s}$ ) pour que les effets inertiels soient négligeables. Nous appliquons un saut de phase de  $\pi/2$  avant la dernière impulsion Raman pour nous placer à flanc de frange. La variance d'Allan des résultats obtenus est présentée sur la figure 4.14. La valeur de l'ordonnée du premier point de la courbe vaut  $1/\text{SNR}$ , ce qui donne  $\text{SNR} = 9$ . Comme attendu, la valeur est plus faible que pour la mesure précédente. La sensibilité est maximale après une vingtaine de secondes d'intégration, soit une soixantaine de cycles expérimentaux.



**Figure 4.14** *Ecart-type d'Allan des variations relatives du signal en sortie d'interféromètre. Le temps de cycle est de 360 ms.*

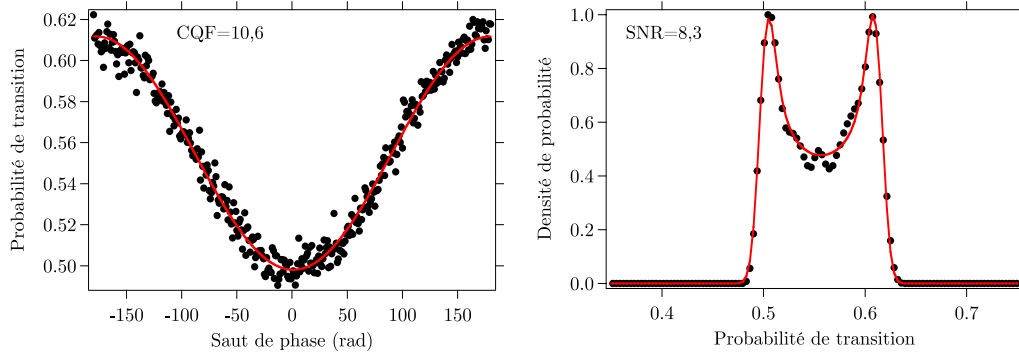
### SNR et CQF sur des franges en saut de phase, validité de la méthode BAT

Dans l'optique d'utiliser les mêmes outils d'analyse pour les données enregistrées au sol et en vol, nous avons appliqué la méthode BAT aux données à petit temps d'interrogation.

Nous nous plaçons dans les conditions précédentes ( $T = 150 \mu\text{s}$ ) et balayons la valeur du saut de phase de  $-\pi$  à  $\pi$  avec un pas de l'ordre de 2 mrad de manière à bien échantillonner les franges. Nous comparons ensuite les valeurs de CQF et SNR obtenues respectivement par un ajustement sinusoïdal des données et par la méthode BAT. Les effets inertiels étant négligeables on s'attend à obtenir des valeurs similaires pour les deux méthodes.

Un exemple de résultat expérimental est présenté sur la figure 4.15. Sur un ensemble de 8 mesures réalisées dans les mêmes conditions, nous obtenons les valeurs





**Figure 4.15** Mesure du CQF et du SNR de l'interféromètre atomique à partir de franges obtenues en balayant la phase des lasers Raman, pour  $T = 150 \mu\text{s}$ . Sur ces données, nous utilisons le CQF défini au paragraphe 4.1.4 bien qu'il ne s'agisse pas à proprement parler d'une corrélation. Ici, le bruit de phase  $\sigma_E$  est supposé nul, donc on s'attend à ce que le CQF et le SNR soient proches.

suivantes :

$$\begin{cases} \text{CQF} = 12 & (\text{Ecart - type} = 1,2) \\ \text{SNR} = 8,9 & (\text{Ecart - type} = 1,2) \end{cases}$$

Ces valeurs appellent plusieurs remarques :

- Il y a un écart d'environ 30% entre les valeurs de CQF et SNR, alors que lors de nos simulations nous observons des écarts inférieurs à 10% lorsque  $\Delta p$  était choisi correctement. Le fait que la valeur de SNR soit la plus faible des deux indique qu'il s'agit d'un biais de la méthode, et non d'un bruit de phase sous-estimé sur les données (s'il y avait un bruit de phase important, le SNR serait systématiquement plus élevé que le CQF). L'explication la plus vraisemblable est que malgré nos précautions, la statistique des points (nombre de points, répartition dans  $[-\pi, \pi]$ , bruit d'amplitude) est différente de celle des simulations (où nous avons reproduit la répartition des données obtenue lors des mesures de corrélations), ce qui fait que la méthode BAT ne converge pas de manière optimale. On peut cependant considérer qu'une incertitude de 30% sur le rapport signal à bruit est satisfaisante pour une première caractérisation de l'instrument.
- L'écart-type sur chacune des valeurs est d'environ 10%. Ceci nous dit que pour un jeu de mesures donné (effectuées dans les mêmes conditions) les deux méthodes (BAT et ajustement des franges) ont des répétabilités similaires. La différence de 30% constatée ci-dessus s'apparente donc plutôt à un biais qu'à une différence de sensibilité entre les deux estimations.
- Les valeurs de CQF et SNR sont cohérentes avec celle de la mesure à flanc de frange (Fig. 4.14).

Cette étude nous permet de confirmer l'intérêt de la méthode BAT pour analyser les données issues de notre expérience : dans les cas où il est possible de comparer cet estimateur à d'autres mesures (CQF, mesure à flanc de frange), les valeurs obtenues sont en bon accord. Dans la suite, nous utiliserons cette méthode pour caractériser nos données dans les cas où les autres analyses ne sont pas possibles.

### Rapport signal à bruit et nombre d'atomes

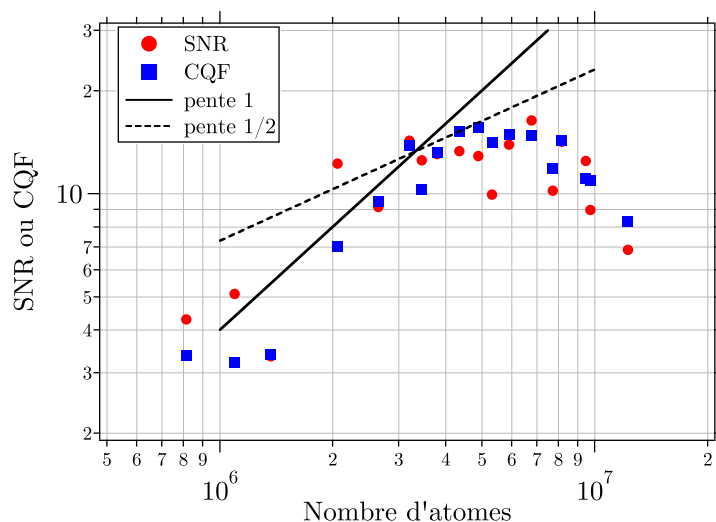
Nous avons utilisé la méthode de mesure précédente en variant le temps de chargement du piège magnéto-optique, de manière à estimer le rapport signal à bruit en fonction du nombre d'atomes participant à l'interféromètre. On s'attend à distinguer plusieurs régimes, liés aux différentes sources de bruit [Yver-Leduc 03, Cheinet 06] :

**Bruit de détection** Le bruit de l'électronique de détection est supposé indépendant du nombre d'atomes. Si ce bruit est limitant, le rapport signal à bruit augmente de manière proportionnelle au nombre d'atomes.

**Bruit de projection quantique** Ce bruit fondamental est proportionnel à la racine carrée du nombre d'atomes détectés. Lorsqu'il domine, le rapport signal à bruit augmente donc lui-même comme la racine carrée du nombre d'atomes.

**Bruits techniques** Nous regroupons sous cette appellation les bruits tels que les fluctuations de puissance des lasers. Dans ce régime, le rapport signal à bruit ne dépend pas du nombre d'atomes.

La mesure du CQF et du SNR en fonction du nombre d'atomes est présentée sur la figure 4.16. On y observe clairement le régime limité par le bruit de détection. Il n'est par contre pas clair que nous soyons ensuite limités par le bruit de projection quantique : l'incertitude sur la détermination du SNR et du CQF d'un point au suivant est trop importante pour permettre de déterminer la pente. Un autre phénomène vient limiter la mesure : quand le nombre d'atome est trop élevé, le SNR et le CQF diminuent. Ceci vient de la manière dont nous normalisons la détection par fluorescence (voir paragraphe 2.5.3).



**Figure 4.16** Mesure du CQF et du SNR de l'interféromètre en fonction du nombre d'atomes. On a fait apparaître des droites de pente 1 et 1/2, caractéristiques des régimes limités par le bruit de détection et par le bruit de projection quantique respectivement. Il est difficile d'évaluer si l'interféromètre est ou non au bruit de projection quantique. Le SNR et le CQF diminuent quand le nombre d'atomes est trop grand à cause de la non linéarité de la méthode de normalisation de la détection.

### Conclusion sur l'étude du rapport signal à bruit

Nous avons mis en oeuvre la méthode BAT pour mesurer le rapport signal à bruit de notre expérience. Les valeurs mesurées, de l'ordre de 10, sont significativement plus faibles que sur la plupart des expériences d'interférométrie atomique. Nous attribuons principalement ce phénomène à notre système de détection et à la méthode de normalisation imposée par le fonctionnement en microgravité de l'expérience. D'autres facteurs tels que l'émission spontanée pendant les impulsions Raman et les effets de sélection transverse contribuent à dégrader le SNR.

Cette étude nous a permis de caractériser notre instrument à petit temps d'interrogation et de valider notre méthode de traitement des données.

### 4.3.2 Corrélations

J'étudie à présent le fonctionnement de l'interféromètre dans les conditions du vol, c'est à dire en réalisant des corrélations entre l'interféromètre atomique et l'accéléromètre mécanique Colibrys. Nous appliquons artificiellement des vibrations, en sautant à côté de l'enceinte à vide ou en générant du bruit acoustique.

La figure 4.17 montre un exemple de corrélation obtenue au laboratoire pour  $T = 1$  ms. L'ajustement des données de corrélation donne  $CQF = 4,8$  alors que la méthode BAT permet d'estimer  $SNR = 15,5$ . Le temps d'interrogation est assez faible pour que l'on puisse considérer que les atomes ne se déplacent pas de manière significative par rapport au faisceau Raman lors de leur chute, et donc que le contraste de l'interféromètre n'est pas dégradé.

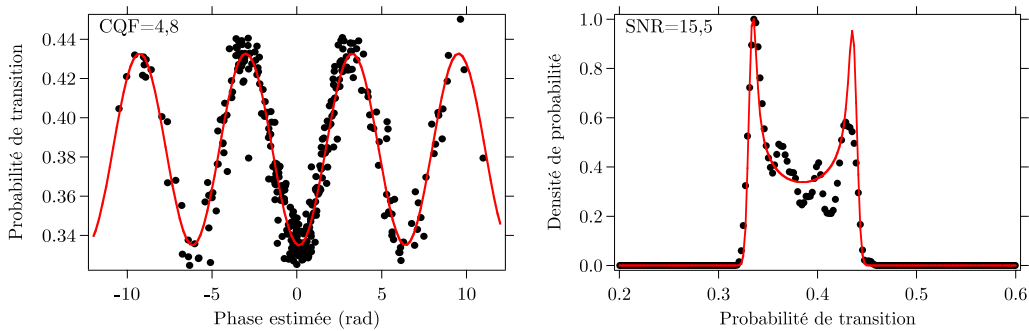


Figure 4.17 Corrélation pour  $T = 1$  ms.

Le fait que la valeur du SNR soit plus élevée s'explique par une meilleure convergence de la méthode BAT, liée à la répartition statistique des données (le cas des corrélations se rapprochant plus de celui des simulations). Ici, nous avons introduit du bruit de phase, donc la valeur de  $\sigma_E$  n'est pas nulle et le CQF est significativement plus faible que le SNR.

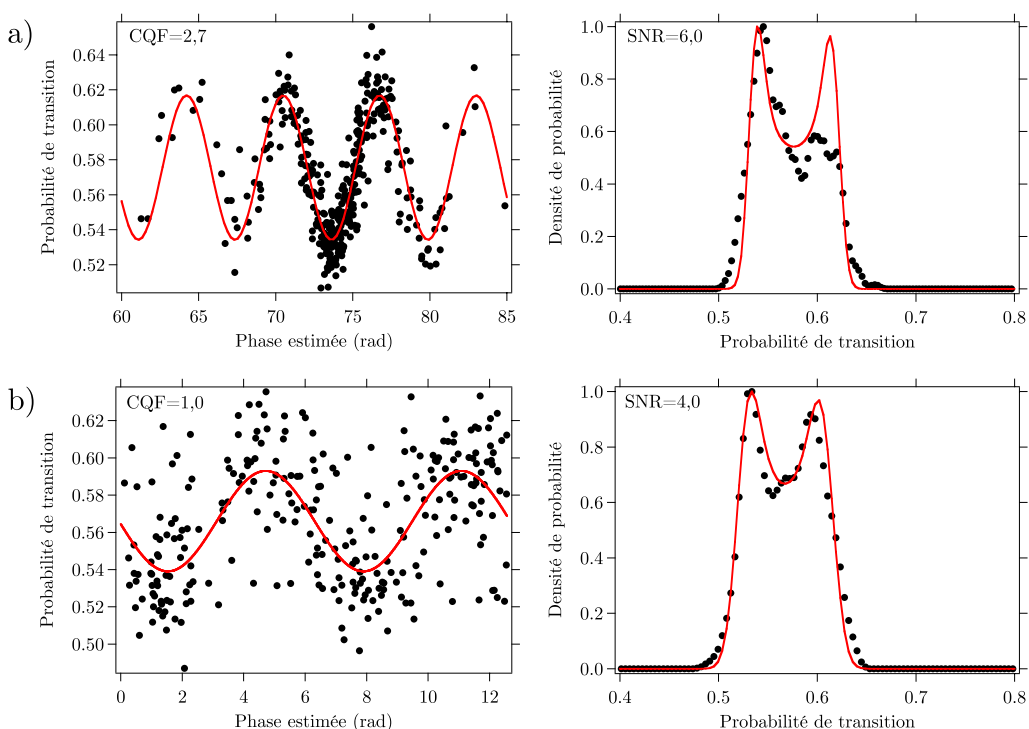
Nous avons augmenté la valeur de  $T$  jusqu'à 8 ms (au delà de cette valeur le contraste se dégrade fortement à cause de la chute des atomes). Le SNR est alors de l'ordre de 5 (Fig. 4.18), ce qui nous permet d'estimer la résolution limite que nous

pouvons atteindre au laboratoire :

$$\sigma_a = \frac{1}{\text{SNR} \times \mathcal{S}} = \frac{1}{\text{SNR} \times k_{\text{eff}} T^2} \approx 1,9 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}. \quad (4.16)$$

Sur les corrélations de la figure 4.18 a), le fait que les franges ne soient pas centrées autour de 0 vient du fait que nous connaissons mal le biais de l'accéléromètre mécanique.

Pour  $T = 8 \text{ ms}$ , nous n'avons pas besoin d'ajouter de bruit de vibration pour balayer les franges. Les vibrations ambiantes suffisent à générer un bruit de phase de plusieurs radians (cas de la figure 4.18 a). Si on ajoute des vibrations artificiellement, on dégrade fortement le CQF alors que le SNR change peu (4.18 b). Nous attribuons cet effet aux non linéarités et aux couplages d'axes de l'accéléromètre mécanique.

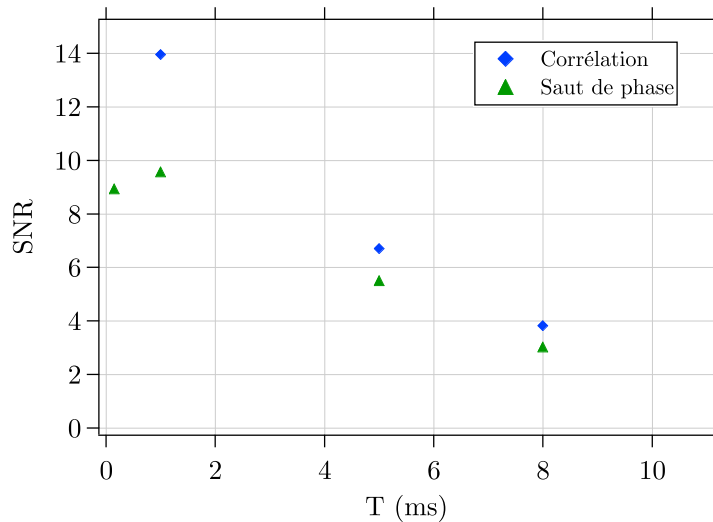


**Figure 4.18** Corrélation pour  $T = 8 \text{ ms}$ . a) Les vibrations du laboratoire sont suffisantes pour balayer les franges ( $\sigma_{\Phi} = 4,3 \text{ rad}$ ). La répartition est cependant inhomogène ce qui conduit à une densité de probabilité asymétrique. b) En ajoutant artificiellement des vibrations, le bruit de phase vaut plusieurs dizaines de radians ( $\sigma_{\Phi} = 33 \text{ rad}$ ). Nous avons replié les données dans l'intervalle  $[0, 4\pi]$  pour une meilleure lisibilité de la figure.

Le fait que les SNR aient des valeurs différentes entre les deux mesures à  $T = 8 \text{ ms}$  vient de la répartition des points. Quand on n'ajoute pas de vibrations, les points sont mal répartis et la densité de probabilité est asymétrique, ce qui cause une mauvaise estimation du SNR (cet effet est également visible sur la figure 4.17).

### Synthèse des mesures

Nous avons regroupé sur la figure 4.19 les mesures effectuées au sol et tracé le rapport signal à bruit en fonction du temps d'interrogation. Comme nous l'avons mentionné plus haut, le SNR obtenu sur les mesures de corrélations est systématiquement plus élevé que celui mesuré en réalisant des sauts de phase, probablement à cause de la répartition statistique des données. On observe que le SNR décroît quand le temps d'interrogation augmente, à cause de la chute des atomes dans le faisceau.



**Figure 4.19** Synthèse des mesure de SNR par la méthode BAT, pour les corrélations et les franges en saut de phase. Chaque point représente la moyenne des mesures obtenue pour une valeur de T donnée.

## 4.4 Nouvelles mesures aéroportées et bilan des performances

Je présente dans cette partie une synthèse des mesures accélérométriques effectuées au cours de ma thèse, et dresse le bilan des principaux effets limitant les performances du senseur.

### 4.4.1 Campagne de vol de novembre 2011

Nous avons participé à trois campagnes de vol au cours de l'année 2011.

Les deux campagnes du mois du mai ont principalement servi à la validation du système laser bi-fréquence et à l'obtention des premiers PMO de Potassium en vol. Il était prévu de refaire fonctionner l'accéléromètre atomique au cours d'une de ces campagnes. Malheureusement un dysfonctionnement de la chaîne hyperfréquence est survenu la semaine précédent les vols, alors que nous étions déjà dans l'avion, et nous n'avons pas eu le temps de résoudre le problème. La campagne a donc été mise à profit pour enregistrer des données sur le refroidissement du Potassium.

Nous avons attendu la troisième campagne, au mois de novembre, pour refaire fonctionner l'interféromètre atomique dans l'avion.

#### Récapitulatif des mesures

Les résultats obtenus lors de cette campagne sont regroupés dans le tableau 4.2. Malgré les améliorations apportées à l'expérience, les valeurs de SNR que nous mesurons sont du même ordre de grandeur que celles obtenues en mars 2011, et sont nettement inférieures à ce que nous mesurons au sol. Nous reviendrons sur les phénomènes pouvant dégrader le rapport signal à bruit en vol au paragraphe 4.4.2.

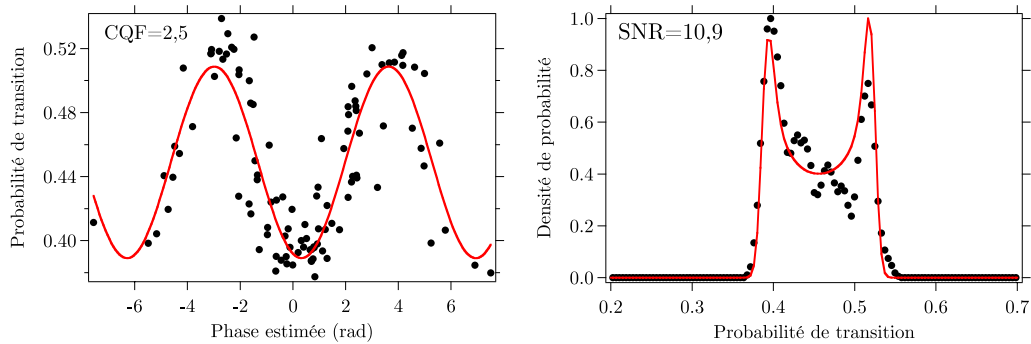
$T$ (ms)	Gravité locale (g)	$\sigma_\Phi$ (rad)	SNR	CQF
1	0	2,4	3,9	2,9
1	1	2,4	4,9	2,4
1,5	0	4,5	1,7	2
1,5	1	7,3	7,6	1,2
2	1	9,5	4,6	0,9
3	0	14,4	7,3	1
3	1	14,8	5,3	1
5	0	29,4	3,9	0,7
5	1	34,3	4,2	0,3
8	0	52,6	0,7	0,6
8	1	66,9	1,2	0,8

**Tableau 4.2** Synthèse des résultats obtenus lors de la campagne de novembre 2011 (meilleurs résultats quand plusieurs mesures ont été effectuées dans les mêmes conditions).

#### Asservissement du laser maître sur le peigne de fréquences

Au cours de la campagne de vol, nous avons également réservé une partie des paraboles pour faire fonctionner l'accéléromètre en ayant asservi le laser maître sur le peigne de fréquences optique (voir paragraphe 3.3), et non sur l'absorption saturée comme c'était le cas auparavant. L'objectif était de vérifier que nous ne dégradions pas les performances de l'interféromètre atomique par rapport au mode de fonctionnement que nous utilisions jusque là.

Nous avons enregistré des franges en 1g, avec  $T = 1$  ms (Fig. 4.20). Si la valeur du CQF (2,5) est cohérente avec les résultats précédents, celle du SNR (10,9) est très élevée. Cette mesure ne comporte que 109 points, contre plusieurs centaines pour toutes les autres (plus de 300), et il est probable que le SNR soit surestimé par la méthode BAT, dont les paramètres ont été ajustés pour des échantillons comportant un nombre de points plus important.



**Figure 4.20** Corrélation obtenue en 1g avec  $T = 1$  ms, le laser maître étant asservi sur le peigne de fréquences.

Cet enregistrement est intéressant dans la mesure où il s'agissait de la première fois que nous obtenions des franges avec le système laser dans cette configuration. Notons toutefois que les problèmes d'asservissement du peigne de fréquences décrits au paragraphe 3.3 s'avèrent problématiques dans la mesure où il faut supprimer les points correspondants aux instants où le peigne n'est plus asservi.

#### 4.4.2 Synthèse des mesures accélérométriques

Nous avons regroupé les mesures effectuées pour chaque valeur de  $T$ , afin d'étudier le rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique dans les différentes conditions expérimentales. Notons que nous ne nous intéressons qu'au SNR (et pas au CQF), afin de ne garder que la contribution de l'IA. Pour faciliter les comparaisons, les figures de cette partie sont à la même échelle.

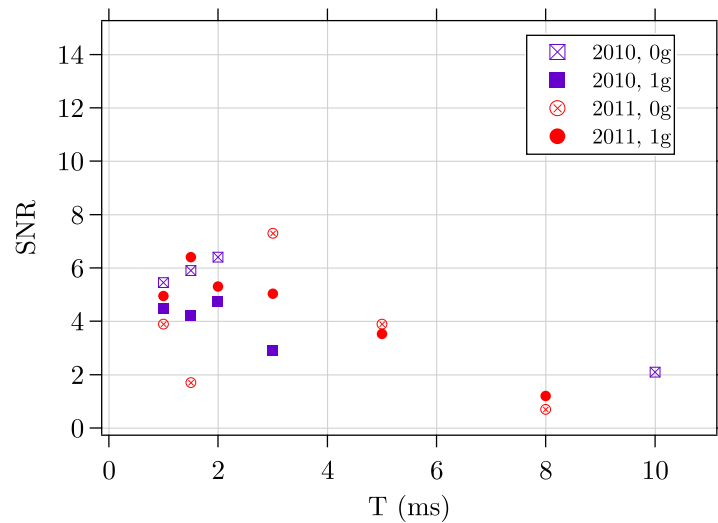
##### SNR en vol : mars 2010 / novembre 2011

La figure 4.21 montre que malgré les améliorations apportées à l'expérience entre les campagnes de mars 2010 et novembre 2011, les performances en vol ne sont pas significativement meilleures. On note une légère amélioration en 1g, mais le SNR en microgravité est plutôt dégradé.

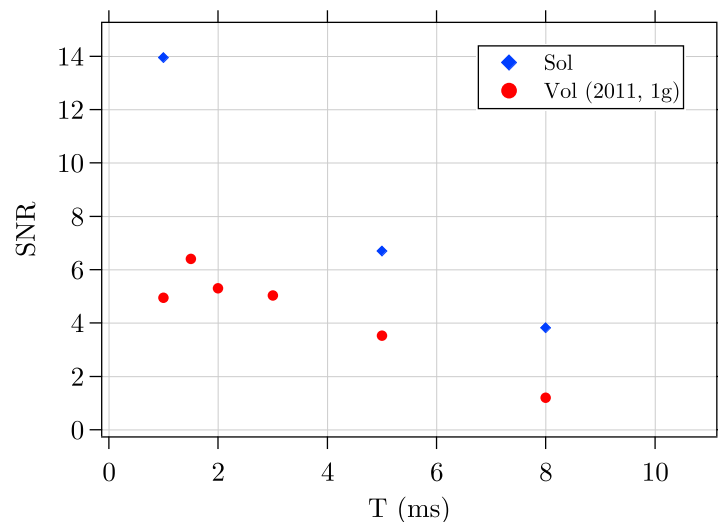
Contrairement à la campagne de 2010, le SNR en 0g pour les données de 2011 n'est pas systématiquement meilleur qu'en 1g. Ceci va également à l'encontre de ce qu'on attend : en 1g les atomes tombent sous l'effet de la gravité, donc on s'attend à voir le contraste diminuer.

##### SNR au sol / SNR au vol

le SNR se dégrade notablement pour toutes les mesures effectuées en vol (Fig. 4.22). Cet effet est particulièrement visible quand le temps d'interrogation est faible, avant que la chute des atomes ne vienne diminuer le contraste de l'interféromètre. Le SNR diminue alors d'un facteur 4 par rapport à ce que nous observons au sol.



**Figure 4.21** Comparaison des SNR obtenus en vol entre les campagnes de mars 2010 et novembre 2011.



**Figure 4.22** Comparaison des SNR au sol, et en vol sous 1g.

### 4.4.3 Facteurs limitant le rapport signal à bruit

Je décris dans ce paragraphe plusieurs phénomènes pouvant être à l'origine de la dégradation du rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique que nous observons en vol.

#### Baisse de contraste due à la sélection transverse

A cause des vibrations, les atomes se déplacent par rapport au faisceau Raman. Si leur position dans le profil d'intensité varie notablement d'une impulsion à la suivante,



la pulsation de Rabi effective est modifiée et on s'écarte du cas idéal d'un interféromètre  $\pi/2 - \pi - \pi/2$ , ce qui se traduit par une baisse du contraste des franges.

Pour quantifier cet effet, on calcule le déplacement transverse des atomes (directions X et Z). Les fluctuations d'accélération sont plus importantes suivant Z, où leur amplitude  $\delta a_z$  est de l'ordre de  $0,5 \text{ m.s}^{-2}$  r.m.s. L'ordre de grandeur du déplacement transverse des atomes à la fin de l'interféromètre est donné par

$$\delta z \approx \frac{1}{2} \delta a_z (t_{\text{prep}} + 2T)^2, \quad (4.17)$$

avec  $t_{\text{prep}} \approx 22 \text{ ms}$  la durée de l'étape de préparation de l'état quantique des atomes. Pour  $T = 10 \text{ ms}$  on obtient  $\delta z = 440 \text{ }\mu\text{m}$ , à comparer avec le rayon à  $1/e^2$  de notre faisceau Raman, qui vaut  $10 \text{ mm}$  environ. On s'attend donc à ce que cette contribution soit négligeable.

À titre de comparaison, le déplacement typique d'un atome sous l'effet de la température est de plus de  $2 \text{ mm}$  (pour un atome ayant une vitesse de  $5v_r$ , correspondant à la température de notre nuage). Sous  $1g$ , la chute des atomes est également bien plus importante que leur déplacement sous l'effet des vibrations.

L'effet de sélection transverse causée par les fluctuations d'accélération ne suffit donc pas à expliquer la baisse de contraste observée.

### Bruit de fréquence du quartz

De manière similaire, les fluctuations de fréquence du quartz entre les impulsions de l'interféromètre peuvent modifier la pulsation de Rabi et le contraste de l'interféromètre.

Pour modifier notablement la résonance, il faut que les fluctuations de fréquence soient de l'ordre de grandeur de la largeur de la transition Raman, soit d'une dizaine de kHz (la fréquence de recul vaut  $15 \text{ kHz}$ ). Or une dérive de  $10 \text{ kHz}$  en  $10 \text{ ms}$  correspondrait à une instabilité du quartz de  $10^{-4}$  à  $1 \text{ s}$ . Si c'était le cas, il nous serait impossible d'obtenir un piège magnéto-optique en asservissant les lasers sur le peigne de fréquence.

Le calcul complet de la matrice  $S$  de l'interféromètre atomique confirme de manière plus quantitative que les deux effets précédents (bruit de fréquence et sélection transverse) sont négligeables dans notre cas.

### Variations de puissance laser

La baisse du rapport signal à bruit peut aussi s'expliquer par des variations de puissance laser Raman, entre les impulsions ou d'un cycle expérimental au suivant. Nous surveillons directement la puissance Raman en vol, et nous n'avons pas constaté de fluctuations permettant de justifier la baisse de SNR observée. Par ailleurs, la comparaison des données enregistrées en vol et au sol montre que les variations de puissance sont comparables dans les deux cas, et trop faibles pour faire diminuer le contraste (de l'ordre du pourcent).

De manière plus indirecte, des fluctuations de puissance des faisceaux du PMO, qui servent à la fois au refroidissement des atomes et à la détection peuvent modifier le contraste des franges (à cause de la non linéarité de la détection qui rend l'estimation du contraste dépendante de la puissance). Là non plus, aucune dégradation n'a été

constatée sur les données enregistrées en vol par rapport à ce que nous observons au sol.

#### Variations du nombre d'atomes

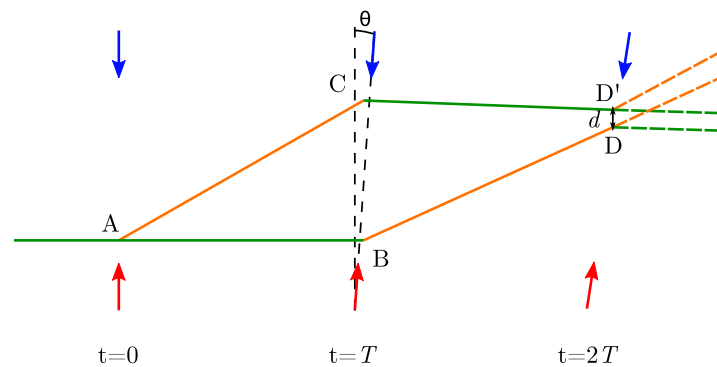
De manière similaire, si le nombre d'atomes chargés dans le PMO fluctue d'un cycle au suivant, une diminution du contraste pourrait survenir à cause de la non linéarité de notre détection. Il faudrait cependant que ces fluctuations soient très importantes. Ici encore, les données enregistrées montrent que le nombre d'atomes ne fluctue pas plus en vol qu'au sol (variations de l'ordre de 5% d'un cycle sur l'autre).

#### Influence des rotations sur le recouvrement des paquets d'onde

L'avion est constamment soumis à des rotations. Comme pour les fluctuations d'accélération, les rotations sont particulièrement importantes à basse fréquence : elles proviennent des actions des pilotes sur les commandes de vol et sur les fluctuations locales de la masse d'air dans laquelle évolue l'avion. Les enregistrements fournis par Novespace montrent que les rotations autour de l'axe X (axe du fuselage de l'appareil) sont typiquement de l'ordre de  $0,5^\circ \cdot s^{-1}$ . Pendant les paraboles, la rotation suivant l'axe Y est de  $4^\circ \cdot s^{-1}$ .

Les rotations suivant les axes transverses (X et Z) modifient l'angle entre le faisceau Raman et la trajectoire des atomes au moment de chaque impulsion Raman. Les trajectoires atomiques sont donc légèrement déviées, et il est alors possible que les paquets d'onde ne soient pas parfaitement superposés lors de la dernière impulsion de l'interféromètre atomique, ce qui provoque une baisse du contraste.

Pour quantifier cet effet, nous calculons les trajectoires atomiques en présence d'une rotation autour de l'axe X. On se place dans le référentiel lié aux atomes, dans lequel la rotation de l'avion se traduit par une rotation du faisceau Raman, et donc une modification de  $\vec{k}_{\text{eff}}$  entre les impulsions. La géométrie considérée est présentée sur la figure 4.23.



**Figure 4.23** Influence d'une rotation des faisceaux Raman par rapport au référentiel lié aux atomes sur la superposition des paquets d'onde en sortie de l'interféromètre.

Pour calculer la séparation spatiale  $d$  entre les paquets d'onde, nous calculons les trajectoires le long de chacun des bras. On note  $(\vec{r}_0, \vec{p}_0)$  la position et l'impulsion des atomes à leur entrée dans l'interféromètre. Les positions des deux paquets d'onde en

sortie de l'interféromètre sont alors données par

$$\begin{cases} \vec{r}_D &= \vec{r}_0 + \frac{1}{M} \left( 2\vec{p}_0 + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}(T) \right) T \\ \vec{r}_{D'} &= \vec{r}_0 + \frac{1}{M} \left( 2\vec{p}_0 + 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}(0) - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}(T) \right) T \end{cases}, \quad (4.18)$$

où  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}(0)$  et  $\hbar\vec{k}_{\text{eff}}(T)$  représentent les vecteur d'ondes effectifs lors des deux premières impulsions Raman. En notant  $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_{\text{eff}}(0)$  et  $\theta(T)$  l'angle entre  $\vec{k}_{\text{eff}}(0)$  et  $\vec{k}_{\text{eff}}(T)$ , on obtient

$$d = \vec{r}_D - \vec{r}_{D'} = 2 \frac{\hbar\vec{k}_{\text{eff}}}{M} (\cos \theta - 1) T. \quad (4.19)$$

Pour  $T = 10$  ms, on a  $d \approx 1$  pm. Même si on augmente  $T$ , la séparation spatiale des deux paquets d'onde reste négligeable devant leur taille, de sorte que le mauvais recouvrement des paquets d'onde ne suffit pas à expliquer la dégradation du rapport signal à bruit. Par contre, nous verrons au paragraphe suivant que le déphasage causé par les rotations peut causer l'apparition de franges sur le nuage, et donc faire diminuer le contraste de l'interféromètre.

### Sortie du régime de faible accélération

Nous considérons que nous sommes dans le régime de faible accélération, caractérisé par  $\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}t_{\text{chute}} < \Omega_{\text{eff}}$  (voir paragraphe 1.3). Dans ce régime l'accélération des atomes est assez faible pour que le désaccord Doppler varie peu d'une impulsion à la suivante. Or pour une accélération d'amplitude  $0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ , le désaccord après 10 ms de chute vaut 15 kHz environ, pour une pulsation de Rabi proche de 25 kHz dans notre cas. Cet effet est assez important pour expliquer une baisse importante de l'amplitude des franges d'interférences, et donc une dégradation du rapport signal à bruit. Malheureusement ce phénomène est difficile à corriger. Notons que l'écart à la résonance causé par les fluctuations d'accélération se traduit aussi par un bruit de phase, l'expression du facteur d'échelle de l'interféromètre faisant intervenir la pulsation de Rabi généralisée (voir la référence [Le Gouët 08a], page 26).

### Température des atomes

Une autre hypothèse pour interpréter la diminution du rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique est liée à la température des atomes. Nous avons supprimé l'étape de sélection en vitesse pour gagner du temps sur la préparation, donc si les atomes sont plus chauds, la fraction d'atomes participant effectivement à l'interféromètre (sélectionnés par la première impulsion Raman) sera réduite et le contraste diminuera.

Nous avons vu au paragraphe 2.5 que notre mélasse était plus chaude que ce que nous attendions, et que ceci s'expliquait très probablement par une mauvaise compensation des champs magnétiques résiduels. S'il existe de forts gradients de champs dans la zone du piège magnéto-optique, il est possible que la température de la mélasse dépende fortement de la position du nuage. En vol, les vibrations pourraient causer de légers déplacements des lasers de piège. L'environnement magnétique pourrait également être perturbé malgré notre blindage. Ces phénomènes peuvent expliquer une température plus élevée et une baisse du contraste de l'interféromètre.

Pour confirmer cette hypothèse, il sera intéressant d'effectuer des mesures de température en vol lors de la prochaine campagne. Nous espérons également que l'environnement magnétique sera meilleur avec la nouvelle enceinte à vide et que nous pourrions obtenir des températures plus basses. Enfin, il sera intéressant d'évaluer l'influence de la sélection de vitesse sur le rapport signal à bruit de l'interféromètre atomique en vol.

#### 4.4.4 Sources de bruit de phase et dégradation des corrélations

Pour un rapport signal à bruit donné, plusieurs facteurs peuvent dégrader la qualité des corrélations. Nous avons déjà abordé les imperfections des accéléromètres mécaniques. Les autres facteurs sont les sources usuelles de bruit de phase sur une expérience d'interférométrie atomique : bruit de phase du quartz, rotations parasites, fluctuations du déplacement lumineux... A part pour les rotations, pour lesquelles nous pouvons estimer un déphasage, il est difficile dans l'état actuel de l'expérience de donner un ordre de grandeur des différentes contributions.

Sous 1g, les atomes acquièrent une vitesse verticale sous l'effet de la gravité. Il en résulte une aire physique pour l'interféromètre atomique, et donc une sensibilité aux rotations autour de l'axe X. Le déphasage associé vaut

$$\Phi_{\text{rot}} = 2\vec{k}_{\text{eff}}v_z\Omega_x T^2, \quad (4.20)$$

avec  $v_z$  la vitesse verticale des atomes et  $\Omega_x \approx 0,5^\circ \cdot \text{s}^{-1}$  la vitesse de rotation typique de l'avion. Pour  $T = 1$  ms, la contribution des rotations vaut environ 50 mrad et peut être considérée comme négligeable devant celle des vibrations. Cependant, pour  $T = 5$  ms, le bruit de phase causé par les rotations est de l'ordre de 1 rad, si bien qu'on ne peut plus le négliger. Cette contribution suffit à expliquer les faibles valeurs de CQF mesurées en vol sous 1g et à grand temps d'interrogation. En 0g, les atomes ne chutent pas donc les rotations ont moins d'influence.

Notons toutefois que la valeur de  $\Omega_x$  donnée ci-dessus est à très basse fréquence (fluctuations sur des temps caractéristiques de plusieurs secondes, d'après les données que nous avons). Si on enregistre les données pendant un temps assez court pour que la vitesse de rotation soit constante, la contribution s'apparentera à un biais plus qu'à un bruit de phase (ce qui explique que nous ayons obtenu des corrélations correctes pour des temps d'interrogation de quelques millisecondes).

En plus du bruit de phase, les rotations peuvent aussi causer l'apparition de franges d'interférences à l'intérieur même du nuage (qui s'étale spatialement à cause de la distribution en vitesse des atomes), ce qui fait baisser le contraste de l'interféromètre et diminuer le SNR. La perte de contraste apparaît si la phase varie de manière significative sur l'étendue du nuage, c'est à dire si

$$\delta\Phi = 2\vec{k}_{\text{eff}}\sigma_v\Omega_x T^2 \gtrsim 1 \text{ rad}, \quad (4.21)$$

avec  $\sigma_v$  la largeur de la distribution en vitesse. Cet effet variant comme le carré du temps d'interrogation, il ne contribue à la dégradation du rapport signal à bruit observée en vol que pour les mesures pour lesquelles  $T$  est voisin de 10 ms ( $\delta\Phi = 1$  rad pour  $T = 11$  ms).

### 4.4.5 Conclusion

Nous avons fait fonctionner l'interféromètre atomique au sol et dans l'avion, et obtenu les premiers signaux accélérométriques avec un senseur à ondes de matière embarqué.

Au sol, la mesure est limitée par la chute des atomes dans le faisceau à  $1,4 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}$  par coup. Dans l'avion, nous avons réalisé des mesures d'accélération avec une résolution de  $5,5 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}$  par coup, soit  $6,8 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Cette mesure, effectuée lors de la campagne de vol de mars 2010, est principalement limitée par le bruit propre de l'accéléromètre mécanique basse fréquence utilisé pour la corrélation. Les meilleures mesures réalisées en vol correspondent à une résolution potentielle de  $2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$  ( $T = 10 \text{ ms}$ ,  $\text{SNR} \approx 2$ ,  $T_c = 500 \text{ ms}$ ). Pour ces mesures, le CQF est fortement dégradé.

En utilisant un meilleur accéléromètre mécanique (Colibrys) et en comparant les mesures effectuées au laboratoire à celles obtenues en vol, nous avons observé une dégradation du rapport signal à bruit atomique dans l'avion, qui semble être la limitation la plus fondamentale aux performances de notre expérience. Les causes principales de cette dégradation sont les rotations et de la modification de la condition de résonance due aux fluctuations d'accélération.

Ces premières mesures constituent une preuve de principe. Pour aller plus loin, il sera nécessaire de mener une étude métrologique de l'instrument, au sol et en vol. Cette étude risque de s'avérer compliquée dans la mesure où la caractérisation complète de l'instrument passera par un certain nombre de comparaisons avec des instruments externes (pour mesurer la stabilité du quartz et du peigne de fréquence, par exemple). Il sera probablement intéressant de tirer parti du projet d'horloge compacte Rubiclock, qui participera à des vols paraboliques à partir de 2013.

## 4.5 Perspectives

Je donne dans cette partie quelques perspectives pour améliorer le fonctionnement de l'expérience en vol, et des pistes qui me semblent intéressantes en vue de réaliser des mesures aéroportées de plus grande précision, ouvrant la voie à des applications comme la navigation inertielle [Gleason 95].

### 4.5.1 Amélioration du senseur hybride

#### Recalage du biais des accéléromètres mécaniques

L'utilisation du senseur hybride qui semble la plus prometteuse en termes d'application à la navigation inertielle est le recalage du biais des AM par l'interféromètre atomique. En effet, les meilleurs accéléromètres utilisés en navigation ont un biais qui varie dans le temps, avec un écart-type  $\sigma_b \approx 2 \times 10^{-4} \text{ m.s}^{-2}$ . Ce phénomène peut conduire à des erreurs de position de plusieurs centaines de mètres après une heure de navigation [Jekeli 05].

L'idée est alors d'utiliser l'interféromètre atomique dont l'exactitude est élevée (de l'ordre de  $10^{-9}$  sur les gravimètres atomiques) pour mesurer les variations de biais des AM et les corriger. De cette manière, on tire parti de la grande bande passante des accéléromètres mécaniques (échantillonnage quasi-continu du signal d'accélération) tout en s'affranchissant de leur biais.

### Mise en oeuvre sur une simulation numérique

Pour quantifier l'amélioration apportée par l'utilisation du senseur hybride, nous avons réalisé une simulation numérique. Nous nous plaçons dans le cas de l'avion, où l'amplitude du signal d'accélération est de  $0,5 \text{ m.s}^{-2}$  r.m.s. Le SNR de l'interféromètre atomique est choisi égal à 25, ce qui semble réaliste au vu des premiers résultats que nous avons obtenu. Le biais de l'IA est supposé négligeable devant celui des AM.

On note  $\sigma_{\text{AM}} = 10^{-5} \text{ g}$  le "bruit" des accéléromètres mécaniques. Nous incluons dans cette valeur toutes les contributions des AM autres que leur biais. Il peut donc s'agir du bruit propre des senseurs, mais aussi des non linéarités ou des couplages d'axes. La valeur de  $\sigma_{\text{AM}}$  permet de fixer le temps d'interrogation  $T$ , de manière à ce que cette contribution soit petite devant la largeur de la zone de réciprocité de l'IA. Nous avons choisi

$$T = \frac{1}{10} \sqrt{\frac{\pi}{k_{\text{eff}} \sigma_{\text{AM}}}} = 4,5 \text{ ms.} \quad (4.22)$$

Pour simuler la dérive de biais des AM, nous générons un biais  $B(t)$  ayant un écart-type  $\sigma_b$ , et des fluctuations temporelles avec un temps caractéristique de  $500 \text{ s}^7$  (Fig. 4.24 a). Nous avons choisi un temps de cycle  $T_c = 330 \text{ ms}$  proche de celui de notre expérience, tout en vérifiant que l'amplitude de la dérive du biais pendant un cycle était inférieure à la largeur de la zone de réciprocité de l'IA.

A chaque cycle  $i$ , on simule la probabilité de transition  $P(t_i)$  (avec un SNR de 25) et la phase estimée  $\Phi^E(t_i)$ . On applique ensuite la méthode décrite au paragraphe 4.1.3 pour calculer l'accélération  $a_m(t_i)$ .

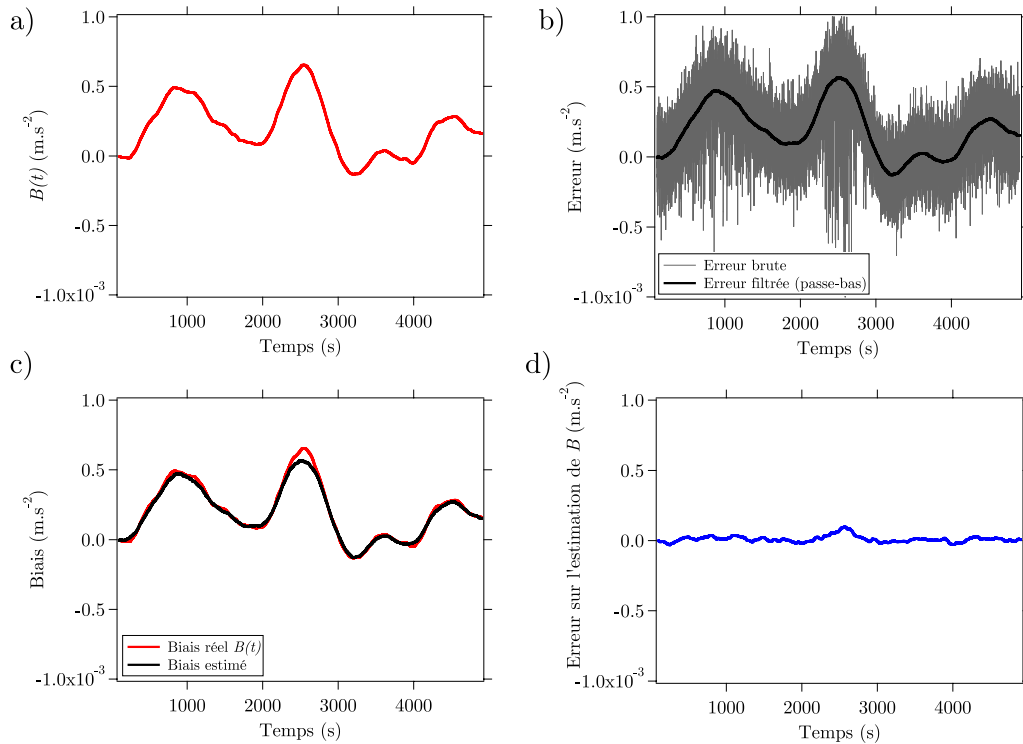
En retranchant  $\Phi^E(t_i)$  à  $a_m(t_i) \times k_{\text{eff}} T^2$ , on obtient  $\mathcal{E}_{\text{AM}}(t_i)$ , qui caractérise l'erreur entre les accéléromètres mécaniques et la mesure atomique (Fig. 4.24 b). Cette erreur porte à la fois les contributions de  $\sigma_b$  (dérive lente), de  $\sigma_{\text{AM}}$  et du rapport signal à bruit de l'IA (fluctuations coup à coup). On extrait la valeur du biais en réalisant un filtrage passe-bas de  $\mathcal{E}_{\text{AM}}$  (Fig. 4.24 c). On peut ensuite utiliser cette valeur pour corriger la phase estimée  $\Phi^E$ .

Le schéma-bloc de l'algorithme de correction du biais de l'accéléromètre mécanique est représenté sur la figure 4.25.

### Résultat de la simulation

La figure 4.26 montre l'évolution de l'erreur quadratique moyenne de position en fonction du temps, pour l'accéléromètre mécanique seul et pour le senseur hybride. L'utilisation du senseur hybride permet de réduire l'erreur de position d'un facteur 25 environ après une heure de navigation. Cette amélioration est significative, malgré l'utilisation d'un temps d'intégration assez faible (4,5 ms). L'utilisation d'un senseur

7. Il est difficile de se procurer des données chiffrées sur les dérives de biais. Ce temps caractéristique a été choisi de manière arbitraire.



**Figure 4.24** Simulation du fonctionnement du capteur hybride (exemple de tirage). a) Biais  $B(t)$  de l'accéléromètre mécanique. b) Erreur  $\mathcal{E}_{AM}$  entre les valeurs d'accélération estimées par les AM et par l'IA. En gris : mesure brute. En noir : mesure filtrée, permettant de s'affranchir des contributions court-terme provenant du bruit des AM et de l'IA. c) Comparaison du biais mesuré par le capteur hybride avec la valeur réelle  $B$ . d) Résidu (différence entre biais réel et biais estimé).

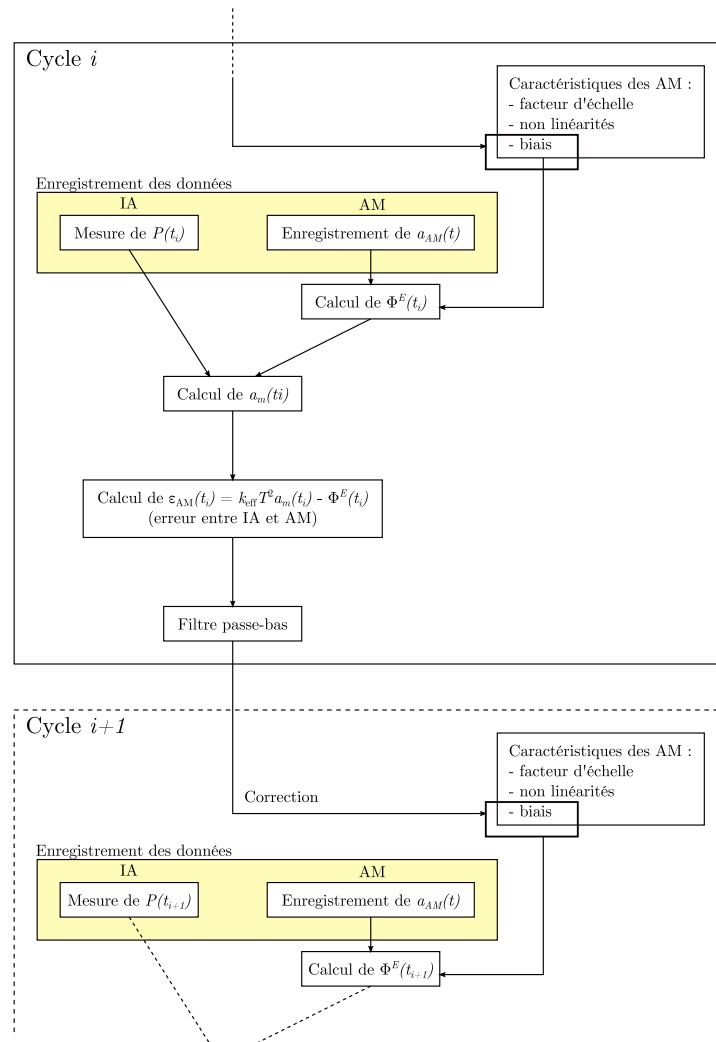
hybride semble donc à portée de main pour une application concrète à la navigation inertielle.

Toute application du capteur hybride nécessitera de prendre en compte les autres composantes d'inertie (accélérations et rotations). On pourrait toutefois dans un premier temps envisager un test avec le capteur 1D actuel, par exemple à bord d'un camion roulant en ligne droite. Il sera alors intéressant de comparer la position estimée par le capteur hybride avec celle donnée par une référence extérieure, comme un signal GPS. Cette mesure constituerait une preuve de principe déterminante en vue d'applications futures.

## 4.5.2 Evolutions de l'expérience ICE

### Prise en compte des rotations

Nous avons vu que les rotations de l'avion étaient loin d'être négligeables, et qu'elles contribuaient de manière importante à la phase interférométrique. Pour prendre en compte ce problème, nous comptons utiliser un gyromètre externe. En procédant



**Figure 4.25** Schéma-bloc de l'algorithme utilisé pour corriger la dérive du biais de l'accéléromètre mécanique. Notons que le filtrage passe-bas de  $\epsilon_{AM}$  nécessite de connaître les valeurs aux cycles précédents. Cette étape limite la bande passante de la correction.

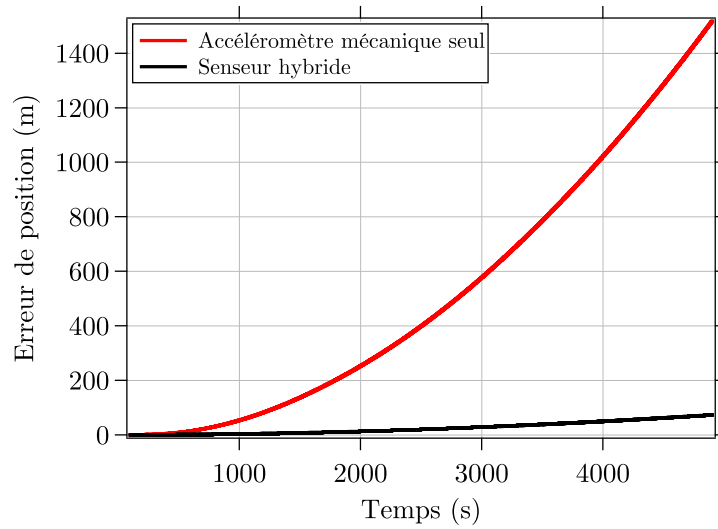
d'une manière similaire à ce que nous avons fait avec les AM, on pourra estimer le déphasage lié aux rotations afin de le corriger. Ceci sera nécessaire lors du test du principe d'équivalence : la mesure sera effectuée suivant l'axe Z donc nous serons sensibles aux rotations suivant l'axe Y de l'avion (90° en 20 s).

Il sera toutefois important de garder à l'esprit que les rotations peuvent être à l'origine d'une perte de contraste qu'il est difficile de corriger.

### Accéléromètre triaxe

La nouvelle enceinte à vide (voir paragraphe 2.7) comporte des accès optiques pour des faisceaux Raman dans les directions X, Y et Z. Une des perspectives est d'étudier la manière de réaliser un interféromètre atomique sensible aux 3 composantes d'accélération (et à terme aux 6 composantes inertielles). La manière triviale de procéder est de





**Figure 4.26** *Résultat de la simulation : évolution de l'erreur quadratique moyenne sur la position en fonction du temps. Le moyennage a été réalisé sur 500 tirages. Après une heure, l'erreur de position est d'environ 750 m pour l'accéléromètre mécanique, contre 35 m pour le senseur hybride.*

mesurer les trois composantes de manière séquentielle. Ceci se traduit par une diminution du temps d'échantillonnage, et par des mesures non simultanées. La question de la géométrie d'un interféromètre pouvant mesurer l'accélération simultanément dans plusieurs directions est ouverte.

# Vers un test du principe d'équivalence

## 5

Si les faits ne correspondent pas à la théorie, changez les faits.

ALBERT EINSTEIN

**L**A réalisation de mesures inertielles dans l'avion et les résultats préliminaires sur le refroidissement du Potassium sont les premières étapes vers l'objectif scientifique principal du projet ICE qui est de réaliser un test du principe d'équivalence à bord de l'A300 Zéro-G.

Après avoir brièvement rappelé ce qu'est le principe d'équivalence et exposé les motivations d'un test de haute précision avec des atomes froids, je présente dans ce chapitre certaines stratégies à adopter afin de réaliser une mesure avec l'incertitude la plus faible possible. Une partie de cette étude va au delà du projet ICE et s'inscrit dans le cadre de la mission STE-QUEST de l'agence spatiale européenne visant à tester le principe d'équivalence à bord d'un satellite (voir l'annexe A et la référence [STE-QUEST 12] pour plus de détails).

## 5.1 Le principe d'équivalence

### 5.1.1 Histoire et formulations du principe d'équivalence

#### De Galilée à Einstein

L'histoire du principe d'équivalence est intimement liée à celle de la compréhension des lois de la mécanique. Les premières traces d'observations de l'universalité de la chute libre remontent au début du XVII<sup>ème</sup> siècle, avec les observations de l'ingénieur flamand Simon Stevin et les travaux de Galilée sur la chute des corps.

Au XVIII<sup>ème</sup> siècle, Isaac Newton publie ses *Principia*, et est le premier à proposer une théorie complète de la gravitation [Newton 56]. Il énonce notamment que le poids des corps est proportionnel à leur masse, puis que la masse inertielle (quantifiant la réponse d'un corps lorsqu'il est soumis à une force) est égale à la masse grave (donnant l'intensité de la force s'exerçant sur un corps plongé dans un champ gravitationnel).

Cette égalité entre masse inertielle et masse grave est appelée principe d'équivalence faible (*Weak Equivalence Principle* ou WEP en anglais). Newton en déduit que la chute libre des corps ne dépend pas de leur masse. Cet énoncé alternatif du principe faible est appelé universalité de la chute libre (*Universality of Free-Fall*, UFF). L'énoncé a ensuite été étendu de manière à ne plus tenir compte uniquement de la masse mais de la composition interne des corps de manière générale.

En 1907, Albert Einstein élargit le champ d'application du principe d'équivalence en énonçant l'équivalence complète entre un champ gravitationnel et un champ d'accélération. Il illustre son propos en utilisant la célèbre expérience de pensée faisant intervenir un observateur dans un ascenseur. Pour cet observateur, il est impossible de différencier la situation où l'ascenseur est posé à la surface de la terre (l'observateur est alors soumis au champ de gravitation terrestre) de celle où l'ascenseur est isolé de tout champ de gravité et accéléré vers le haut avec une accélération constante égale à 1 g. Einstein utilise le principe d'équivalence pour étendre le principe de relativité affirmant que les lois de la Physique sont indépendantes du référentiel inertielle aux référentiels accélérés, et bâtir sa théorie de la Relativité Générale (voir par exemple [Einstein 16] pour une introduction générale à la théorie de la Relativité). Dans cette théorie, la gravitation n'est plus décrite comme une force mais comme une propriété géométrique de l'espace-temps : elle courbe ce dernier. On considère aujourd'hui que le principe d'équivalence n'est pas uniquement à la base de la théorie de la Relativité Générale, mais de l'idée plus générale d'espace-temps courbe.

### Différentes formulations

Comme nous venons de le voir, les premières formulations du principe d'équivalence sont le principe faible et l'universalité de la chute libre. La formulation d'Einstein, énonçant l'équivalence entre un champ gravitationnel et un un champ d'accélération a été reprise de manière plus moderne dans un énoncé appelé principe d'équivalence d'Einstein (*Einstein Equivalence Principle*, EEP) [Will 06]. Cet énoncé est constitué de trois propositions :

1. La trajectoire d'une masse d'épreuve (assez petite pour ne pas être affectée par les effets de marées) en chute libre est indépendante de sa structure et de sa composition interne (cette proposition indique simplement la vérification de WEP).
2. Le résultat de toute expérience locale ne faisant pas intervenir la gravité est indépendant de la vitesse du référentiel en chute libre dans lequel elle est réalisée (énoncé aussi appelé invariance de Lorentz locale, ou LLI).
3. Le résultat de toute expérience locale ne faisant pas intervenir la gravité est indépendant de l'instant et de la position dans l'univers où elle est réalisée (invariance de position locale ou LPI).

A priori, les trois composantes de EEP doivent être considérées de manière indépendante. Schiff a cependant proposé une conjecture en 1960, indiquant que toute théorie de la gravité satisfaisant le principe d'équivalence faible satisfait nécessairement le principe d'équivalence d'Einstein. Les théories vérifiant EEP sont les théories métriques de la gravité, pour lesquelles la gravitation est complètement décrite par les déformations de l'espace-temps.

Il existe également un principe d'équivalence fort (*Strong Equivalence Principle*, SEP) qui prend en compte les expériences faisant intervenir la gravitation (expérience de

Cavendish sur les balances de torsion par exemple), ou celles mettant en jeu des corps assez massifs pour exercer une interaction gravitationnelle sur eux mêmes (planètes, étoiles, trous noirs...). A l'heure actuelle, la Relativité Générale est la seule théorie métrique de la gravité satisfaisant le principe fort.

### Théories alternatives et violations du principe d'équivalence

Si la théorie de la Relativité Générale est généralement considérée comme étant l'édifice théorique le mieux vérifié par l'expérience qui ait jamais été bâti, les développements récents dans la recherche de théories alternatives de la gravitation prévoient des violations du principe d'équivalence. En particulier, la plupart des théories visant à unifier la Relativité Générale et la Physique Quantique, comme la théorie des cordes ou celle de Kaluza-Klein, font apparaître de nouvelles interactions fondamentales et ne satisfont pas le principe d'équivalence dans au moins une de ses formulations [Damour 96, Haugan 01, Will 06].

Ces développements théoriques font clairement apparaître l'intérêt des tests expérimentaux du principe d'équivalence, au delà d'une simple vérification de la Relativité Générale : en réduisant l'incertitude sur les mesures, on peut contraindre les paramètres libres des modèles théoriques et statuer sur la validité ou non de ces modèles.

## 5.1.2 Tests du principe d'équivalence

Nous nous intéressons dans la suite aux tests du principe d'équivalence faible (WEP).

### Quantité mesurée

On cherche à détecter une éventuelle différence entre la masse inertielle  $m_I$  et la masse gravitationnelle passive<sup>1</sup>  $m_P$  d'un corps, sous la forme

$$m_P = m_I + \sum_A \frac{\eta^A E^A}{c^2}, \quad (5.1)$$

où  $E^A$  est l'énergie interne du corps associée à l'interaction  $A$  violant le principe d'équivalence (interaction faible, forte, électromagnétique, cinquième force, etc), et  $\eta^A$  l'intensité de la violation associée à cette interaction [Will 06].

Quand on réalise une expérience, on mesure la différence d'accélération entre deux corps en chute libre, de manière à calculer le paramètre d'Eötvös

$$\eta = 2 \frac{|a_1 - a_2|}{|a_1 + a_2|} = \sum_A \eta^A \left( \frac{E_1^A}{m_{1,1} c^2} - \frac{E_2^A}{m_{1,2} c^2} \right). \quad (5.2)$$

La précision expérimentale sur  $\eta$  permet de placer des limites sur les paramètres  $\eta^A$  quantifiant la violation de WEP.

1. passive dans le sens où elle ne modifie pas le champ gravitationnel

### Tests actuels

A l'heure actuelle, les meilleurs tests de WEP sont effectués dans le groupe "Eöt-Wash" à l'Université de Washington [Eöt-Wash 12, Schlamminger 08]. Une balance de torsion supportant deux masses d'épreuve de compositions différentes permet de mesurer le paramètre d'Eötvös avec une incertitude de  $1,8 \times 10^{-13}$ .

Un autre test a permis d'atteindre une précision similaire. Il s'agit de l'expérience LLR (*Lunar Laser Ranging*), qui utilise un laser pour mesurer la distance Terre-Lune, ces deux corps étant en chute libre dans le champ gravitationnel du soleil [Nordtvedt 68, Williams 09]. Grâce à une modélisation très soignée de l'expérience et l'accumulation de données sur plusieurs dizaines d'années (depuis la pose des premiers rétroreflecteurs lunaires par les missions Apollo), la valeur publiée pour le paramètre d'Eötvös est

$$\eta = (2,0 \pm 2,0) \times 10^{-13}. \quad (5.3)$$

Notons que l'expérience LLR constitue en fait un test de la Relativité Générale plus large que celui de WEP. Etant donnée la masse importante des corps étudiés, ces corps sont eux-même des sources de gravitation, de sorte qu'on teste également le principe d'équivalence fort.

Pour l'instant, aucune expérience n'a invalidé le principe d'équivalence. Les tests de WEP actuels atteignent une incertitude de l'ordre de  $10^{-13}$ . Parmi les futurs tests de WEP prévus, le projet MICROSCOPE (MICRO Satellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) vise une mesure avec une précision de  $10^{-15}$ . Le satellite mesurera l'accélération différentielle entre deux masses de compositions différentes (platine et titane) au moyen d'accéléromètres électrostatiques développés par l'ONERA [Microscope 12]. Le satellite embarquera également un système permettant de compenser la traînée au moyen de micro-propulseurs, afin de faire en sorte que les trajectoires des masses d'épreuve ne subissent pas de perturbations (*drag-free*).

## 5.2 Principe d'équivalence et interférométrie atomique

### 5.2.1 Introduction

#### Motivations

Les très bonnes sensibilités et exactitudes des interféromètres atomiques en font des candidats naturels pour réaliser des tests du principe d'équivalence faible. La mesure consiste à évaluer la différence d'accélération entre deux nuages d'atomes ayant des masses différentes pour mettre en évidence une éventuelle violation de WEP. Je reviendrai en détail sur le principe de cette mesure différentielle au paragraphe suivant.

D'un point de vue fondamental, l'utilisation des atomes froids pour réaliser des tests de WEP est intéressante pour plusieurs raisons. La plupart des tests du principe d'équivalence sont effectués avec des objets macroscopiques (expérience Eöt-Wash sur les balances de torsion, projet Microscope) ou astronomiques (LLR). Le fait d'utiliser des objets microscopiques comme les atomes permet de sonder les lois de la gravitation à une échelle différente. Par ailleurs, les atomes étant décrits par la mécanique

quantique, ils permettent de tester WEP en fonction de nouveaux paramètres (état quantique, spin atomique . . .). Les tentatives de quantification de la gravité prévoyant pour la plupart des violations de WEP, elles justifient également les tests avec des objets quantiques.

D'un point de vue pratique, les tests de WEP par interférométrie atomique offrent une lecture directe de l'accélération différentielle entre les deux nuages (et donc de la valeur de  $\eta$ ) sans nécessiter des modèles complexes (comme pour l'expérience LLR par exemple). Les expériences d'interférométrie atomique ont également montré qu'on pouvait contrôler très précisément les paramètres expérimentaux, de manière à réduire au maximum les incertitudes et les effets systématiques. En variant les paramètres de l'expérience on peut aussi tenter de mettre en évidence certains phénomènes physiques, ce qui est impossible dans les expériences où on effectue des mesures passives (LLR). Dans le cadre des projets spatiaux, le fait que l'expérience soit reproduite à chaque cycle expérimental permet de s'affranchir des problèmes liés à des dérives long terme du satellite. Il n'est donc pas nécessaire d'implémenter un système de compensation de traînée, point technologique critique pour les projets comme Microscope.

### Projets en cours

Plusieurs projets visant à tester le principe d'équivalence faible par interférométrie atomique sont en cours de développement à travers le monde, illustrant le dynamisme du domaine. A Stanford, l'équipe de M. Kasevich construit un interféromètre de 10 m de haut, qui permettra d'obtenir des temps d'interrogation de 1,3 s. Cette expérience a pour objectif de mesurer certains effets prévus par la théorie de la Relativité Générale et de tester WEP avec une précision de  $10^{-15}$  [Dimopoulos 07]. Un projet similaire est mené par l'académie des sciences chinoise [Zhou 11].

Le consortium allemand QUANTUS<sup>2</sup> (*QUANTen gase Unter Schwerelosigkeit*, gaz quantiques en microgravité) travaille sur une expérience dont le but est de réaliser un test du principe d'équivalence entre un condensat de Bose-Einstein de Rubidium 87 (boson) et un gaz de Fermi dégénéré de Potassium 40 (fermion) dans une expérience de chute libre. L'expérience est montée dans une capsule lâchée d'une hauteur de plus de 100 m dans une tour spécialement conçue à cet effet. L'équipe a réalisé pour la première fois un condensat de Bose-Einstein en microgravité, et a observé l'évolution de l'onde de matière pendant plus d'une seconde [van Zoest 10]. Avec le projet MAIUS, le consortium va utiliser une fusée sonde permettant de réaliser un vol parabolique de plusieurs minutes.

Le projet ICE (Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace) que nous avons présenté en détail dans ce manuscrit a pour objectif de réaliser un test du principe d'équivalence avec une précision de  $10^{-10}$  dans l'Airbus A300 Zéro-G [Varoquaux 09].

Les expériences ICE et QUANTUS ont permis l'émergence du projet STE-QUEST. Il s'agit d'un projet proposé lors du programme *Cosmic Vision* de l'agence Spatiale Européenne (ESA), visant à réaliser un test du principe d'équivalence à bord d'un satellite embarquant une horloge atomique et un interféromètre atomique [STE-QUEST 12]. L'horloge permettra de tester le décalage vers le rouge gravitationnel (*gravitational redshift*, lié à l'invariance locale de position LPI dans l'énoncé du principe d'équivalence d'Einstein EEP) avec une précision meilleure que  $10^{-7}$ . Des comparaisons entre l'horloge embarquée et des horloges terrestres sont également programmées. L'interféro-

2. <http://www.iqo.uni-hannover.de/quantus.html>

mètre atomique a pour objectif de réaliser un test de WEP avec une précision de  $10^{-15}$ , en comparant les accélérations des deux isotopes du Rubidium ( $^{85}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Rb}$ ).

Dans la suite de ce chapitre, je présente le principe de la mesure différentielle, et étudie certaines stratégies expérimentales pour réaliser un test de WEP avec des atomes froids. Je m'intéresserai plus particulièrement aux cas des projets ICE et STE-QUEST (voir l'annexe A pour un résumé des objectifs et caractéristiques des deux projets).

## 5.2.2 Mesure de l'accélération différentielle

### Calcul du déphasage différentiel

Pour réaliser un test du principe d'équivalence faible avec des ondes de matière, on fait fonctionner deux interféromètres atomiques (désignés par  $i = 1, 2$ ) en parallèle : deux nuages sont préparés dans le même piège, puis relâchés et interrogés de manière quasi-simultanée. Pour chaque interféromètre, on mesure la proportion  $P_i = N_e / (N_e + N_f)$  d'atomes dans l'état  $|e\rangle$ . Cette proportion dépend de la phase interférométrique  $\Phi_i$  par la relation (voir Eq. 1.20, page 14)

$$P_i = P_{0,i} - A_i \cos \Phi_i, \quad (5.4)$$

avec  $P_{0,i}$  et  $A_i$  l'offset et l'amplitude des franges de l'interféromètre  $i$ . Le déphasage différentiel  $\delta\Phi$  s'exprime en fonction des accélérations  $a_{m,i}$  de chaque nuage atomique par rapport au miroir de référence et des fonctions de réponse  $f_i$  (voir Eq. 1.33, page 17) :

$$\delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = k_{\text{eff},1} \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) a_{m,1}(t) dt - k_{\text{eff},2} \int_{-\infty}^{\infty} f_2(t) a_{m,2}(t) dt. \quad (5.5)$$

Le calcul du paramètre d'Eötvös  $\eta$  fait intervenir les accélérations des atomes dans le référentiel terrestre et non dans celui de l'expérience. Dans le référentiel terrestre, on note  $g_i$  l'accélération du nuage  $i$ , et  $g_m = g_{m,0} + \tilde{a}(t)$  celle du miroir. Les deux contributions  $g_{m,0}$  et  $\tilde{a}(t)$  traduisent respectivement l'accélération de la pesanteur et les fluctuations d'accélération (vibration, trainée du satellite ou de l'avion, etc).

Dans le référentiel lié au miroir, l'accélération  $a_{m,i}$  de chacun des nuages se met donc sous la forme

$$a_{m,i} = g_i - g_m = g_i - (g_{m,0} + \tilde{a}(t)). \quad (5.6)$$

On en déduit la valeur du déphasage différentiel

$$\delta\Phi = (\mathcal{S}_1 g_1 - \mathcal{S}_2 g_2) - (\mathcal{S}_1 - \mathcal{S}_2) g_{m,0} - \int_{-\infty}^{\infty} [k_{\text{eff},1} f_1(t) - k_{\text{eff},2} f_2(t)] \tilde{a}(t) dt, \quad (5.7)$$

où  $\mathcal{S}_i = k_{\text{eff},i} T_i^2$  est le facteur d'échelle de l'interféromètre  $i$ .

### Interprétation

Dans l'équation précédente, le terme  $\mathcal{S}_1 g_1 - \mathcal{S}_2 g_2$  est celui traduisant une éventuelle violation de WEP. Pour calculer le paramètre d'Eötvös, il est judicieux de choisir des facteurs d'échelle égaux pour les deux interféromètres atomiques ( $\mathcal{S}_1 = \mathcal{S}_2 = \mathcal{S}$ ), de manière à faire directement apparaître la différence d'accélération  $g_1 - g_2$ . Ce terme

étant celui qui nous intéresse pour réaliser le test du principe d'équivalence, on cherche à minimiser les autres contributions à  $\delta\Phi$ .

Le terme suivant  $((\mathcal{S}_1 - \mathcal{S}_2)g_{m,0})$  indique qu'il est particulièrement important d'égaliser les deux facteurs d'échelle. Dans le cas contraire, l'interféromètre aurait une sensibilité non nulle à basse fréquence, et on ne pourrait plus distinguer le terme WEP de l'accélération entre les atomes et le miroir.

Le dernier terme de l'équation 5.7 est la contribution des vibrations et bruits d'accélération au déphasage différentiel. Il fait apparaître la fonction de réponse de l'interféromètre différentielle

$$f_d(t) = k_{\text{eff},1}f_1(t) - k_{\text{eff},2}f_2(t). \quad (5.8)$$

### Fonction de réponse différentielle et réjection des vibrations

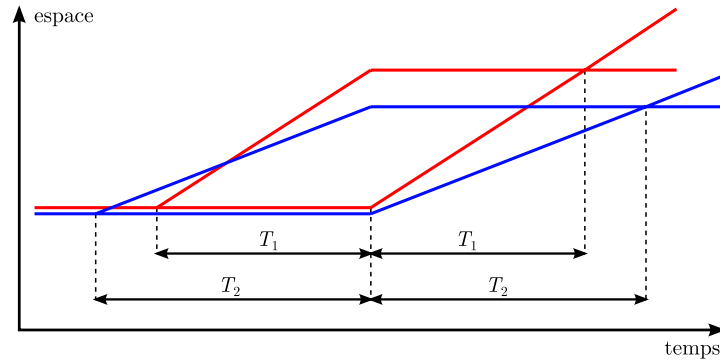
Pour réduire au maximum la contribution des vibrations au déphasage différentiel, il faut choisir au mieux les valeurs des temps d'interrogation  $T_i$ . En pratique, si on suppose les valeurs de vecteurs d'onde effectifs données, le choix des  $T_i$  est fixé par la condition d'égalité des facteurs d'échelle. On souhaite en effet avoir

$$k_{\text{eff},1}T_1^2 = k_{\text{eff},2}T_2^2. \quad (5.9)$$

En notant  $\epsilon = k_{\text{eff},1}/k_{\text{eff},2}$ , on obtient

$$\frac{T_2}{T_1} = \sqrt{\epsilon}. \quad (5.10)$$

On réalise alors deux interféromètres ayant des temps d'interrogation différents donnés par relation précédente, et dont les impulsions  $\pi$  sont simultanées (Fig. 5.1).



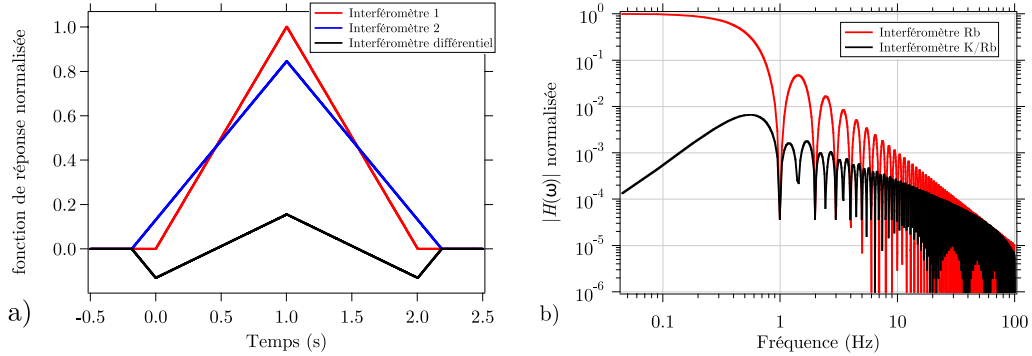
**Figure 5.1** Interféromètre double espèce. Les temps d'interrogation  $T_1$  et  $T_2$  sont choisis de manière à ce que les deux interféromètres aient le même facteur d'échelle.

La fonction de réponse différentielle  $f_d$  d'un tel système et sa transformée de Fourier  $H_d(\omega)$  sont présentées sur la figure 5.2. On observe que l'interféromètre différentiel permet d'effectuer une réjection des vibrations : il n'est pas sensible à basse fréquence. Ceci n'est vrai que lorsque les facteurs d'échelle sont égaux. En première approche, on aurait pu souhaiter faire fonctionner les deux interféromètres de manière parfaitement simultanée en choisissant des temps d'interrogation égaux (les facteurs d'échelle sont alors différents). Dans ce cas, l'interféromètre différentiel reste sensible à basse



fréquence, ou, ce qui revient au même, ne permet pas d'annuler le terme  $(\mathcal{S}_1 - \mathcal{S}_2)g_{m,0}$  de l'équation 5.7.

L'efficacité de la réjection des vibrations à basse fréquence est liée aux valeurs de  $k_{\text{eff},i}$  (et par conséquent de  $T_i$ ). Plus les vecteurs d'onde des deux atomes sont voisins et plus la réjection est efficace car on minimise la valeur de l'intégrale de  $f_d$ .



**Figure 5.2** a) Fonctions de réponse des interféromètres 1 et 2, et de l'interféromètre différentiel. On a choisi  $\epsilon = 1,4$  de manière à faire apparaître clairement  $f_d$ . b) Réponse fréquentielle dans le cas d'un interféromètre Rb-K ( $\epsilon = 1,016$ ) pour  $T = 1$  s.

### 5.2.3 Choix des atomes

J'ai présenté au début du chapitre 2 les raisons qui nous ont poussé à choisir le Rubidium 87 et le Potassium 39 pour tester le principe d'équivalence dans le cadre du projet ICE, en insistant sur les aspects expérimentaux. Je reviens ici sur ces raisons, et présente également le choix effectué pour le projet STE-QUEST.

#### Augmenter la probabilité d'observer une violation

Sans entrer dans les détails d'une dépendance de la violation du principe d'équivalence avec les paramètres expérimentaux (voir par exemple [Damour 96] pour une discussion de l'influence de la composition des masses d'épreuve dans le cas du projet spatial STEP), on s'attend cependant à ce que la violation soit maximale quand les deux objets sur lesquels on réalise la mesure sont très différents. Dans le cas des atomes froids, ceci conduit à privilégier les couples d'atomes ayant des masses et des compositions internes les plus éloignées possibles. On peut également envisager de choisir un boson et un fermion pour mettre en évidence un éventuel couplage au spin atomique.

De ce point de vue, un couple idéal pourrait être l'association du Lithium 6 (fermion) avec le Cesium 133 (boson). Cette combinaison est cependant difficile à mettre en oeuvre au niveau expérimental.

#### Utiliser des facteurs d'échelles égaux pour rejeter les vibrations

Un test de WEP de haute précision par interférométrie atomique n'est envisageable que s'il est possible de rejeter efficacement les vibrations de la plateforme expérimentale. Au niveau de sensibilité qui est visé, les systèmes d'isolation passifs ou actifs ne

sont plus suffisants. Comme nous venons de le voir, la réjection des vibrations par l'interféromètre différentiel est d'autant plus efficace que les vecteurs d'onde effectifs associés aux deux atomes sont proches. Dans le cas de deux isotopes d'un même atome, on peut envisager d'utiliser des vecteurs d'ondes égaux, et donc de rejeter parfaitement les vibrations de la plateforme pour n'être plus sensible qu'au terme WEP.

#### Simplicité du système laser

Utiliser des atomes dont les transitions sont proches permet de simplifier le système laser. Ce point est particulièrement important dans le cas des expériences embarquées, et est critique pour les projets spatiaux pour lesquels la masse et le volume disponibles sont comptés.

#### Cas des projets ICE et STE-QUEST

Les atomes retenus dans le cadre de l'expérience ICE sont le  $^{87}\text{Rb}$  et le  $^{39}\text{K}$ . Ces deux atomes ont des masses et des compositions internes très différentes tout en ayant des longueurs d'onde de transition relativement proches ( $\epsilon \approx 1,016$ ), ce qui permet de rejeter efficacement les vibrations et de bâtir un système laser embarquable tirant parti de la maturité des composants télécom (présenté au chapitre 3). Remi Geiger a calculé l'efficacité de la réjection des vibrations attendue dans le cas où le bruit d'accélération est celui de l'A300 Zéro-G [Geiger 11a]. Pour un temps d'interrogation de 1 s, on s'attend à une efficacité de réjection de 280 environ (rapport entre les fluctuations de phase d'un interféromètre simple et celles de l'interféromètre différentiel sous l'influence des vibrations).

La mission STE-QUEST réalisera un test de WEP avec les deux isotopes (85 et 87) du Rubidium. Cette solution simplifie notablement la conception du système laser et permet de rejeter parfaitement les vibrations en réalisant un interféromètre différentiel pour lequel  $T_1 = T_2$ .

## 5.3 Influence du gradient de gravité sur le test du principe d'équivalence

La précision visée pour les tests du principe d'équivalence (que ce soit dans le cadre de ICE ou de STE-QUEST) nécessite de bien maîtriser les effets systématiques et les sources de bruit de l'expérience. Dans cette partie je calcule l'influence du gradient de gravité sur l'exactitude de l'interféromètre différentiel.

Les données numériques relatives aux projets ICE et STE-QUEST utilisées pour les calculs de cette partie sont données dans le tableau A.1 de l'annexe A.

#### Expression du déphasage

Soit  $\gamma$  le gradient de gravité. En notant  $g_0$  la valeur du champ de pesanteur à l'altitude  $z = 0$ , le champ à l'altitude  $z$  vaut

$$g(z) = g_0 + \gamma z. \quad (5.11)$$

Le déphasage interférométrique créé par le gradient de gravité se calcule en utilisant le formalisme d'intégrales de chemin (voir [Storey 94] pour la méthode générale et [Wolf 99] et [Peters 01] pour le calcul du déphasage lié au gradient dans le cas d'un gravimètre atomique). Dans le cas d'un interféromètre atomique à trois impulsions en régime de simple diffraction ce déphasage est la somme de trois termes, liés respectivement à l'accélération, à la vitesse et à la position des atomes :

$$\Phi_\gamma = \gamma \mathcal{S} \left( \frac{7}{12} g_0 T^2 + \left( v_0 + \frac{1}{2} v_r \right) T + z \right), \quad (5.12)$$

où  $v_0$  est la vitesse moyenne du nuage atomique dans la direction du faisceau Raman au moment de la première impulsion de l'interféromètre,  $v_r$  la vitesse de recul de l'atome et  $\mathcal{S} = k_{\text{eff}} T^2$  le facteur d'échelle de l'interféromètre.

Dans le cas du double interféromètre présenté au paragraphe 5.2.2, on peut exprimer le déphasage différentiel lié au gradient en fonction des paramètres de chacun des deux interféromètres ( $i = 1$  ou  $2$ ). On obtient

$$\delta\Phi_\gamma = \gamma \mathcal{S} \left[ \frac{7}{12} (a_{m,1} T_1^2 - a_{m,2} T_2^2) + \left( \left( v_{0,1} + \frac{1}{2} v_{r,1} \right) T_1 - \left( v_{0,2} + \frac{1}{2} v_{r,2} \right) T_2 \right) + (z_1 - z_2) \right] \quad (5.13)$$

En divisant le déphasage par le facteur d'échelle des interféromètres on fait apparaître la contribution du gradient de gravité sous la forme d'une accélération :

$$\begin{aligned} \delta a_\gamma &= \frac{\delta\Phi_\gamma}{\mathcal{S}} \\ &= \gamma \left[ \frac{7}{12} (a_{m,1} T_1^2 - a_{m,2} T_2^2) + \left( \left( v_{0,1} + \frac{1}{2} v_{r,1} \right) T_1 - \left( v_{0,2} + \frac{1}{2} v_{r,2} \right) T_2 \right) + (z_1 - z_2) \right] \end{aligned} \quad (5.14)$$

Pour que le déphasage lié au gradient de gravité ne soit pas gênant pour le test de WEP, chacun des termes ci-dessous doit être inférieur à l'exactitude finale visée ( $10^{-10} \text{ m.s}^{-2}$  pour ICE et  $10^{-15} \text{ m.s}^{-2}$  pour STE-QUEST). On notera qu'il est beaucoup plus simple d'annuler les termes dans le cas où les temps d'interrogation des deux interféromètres sont égaux.

### Accélération résiduelle

Le premier terme de l'équation 5.14 donne la contribution du terme de gradient liée aux accélérations résiduelles.

Dans le cas de STE-QUEST (où  $T_1 = T_2$ ), il est directement proportionnel à la différence d'accélération entre les deux atomes  $\delta a = a_{m,1} - a_{m,2}$ . En utilisant les données du tableau A.1, on obtient

$$\delta a_\gamma = 3,4 \times 10^{-5} \times \delta a. \quad (5.15)$$

Ce terme est donc négligeable devant le terme WEP (voir équation 5.7).

Pour le projet ICE, l'ordre de grandeur de  $a_{m,i}$  est donné par l'amplitude des fluctuations d'accélérations dans l'avion, et vaut environ  $0,5 \text{ m.s}^{-2}$ . La contribution du gradient de gravité vaut alors

$$\delta a_\gamma = \frac{7}{12} \gamma (a_{m,1} T_1^2 - a_{m,2} T_2^2) = 7,2 \times 10^{-9} \text{ m.s}^{-2}, \quad (5.16)$$

ce qui n'est pas négligeable par rapport à la précision visée. Cependant, atteindre une sensibilité de l'ordre de  $10^{-9} \text{ m.s}^{-2}$  par coup dans l'avion nécessitera une isolation des vibrations qui permettra également de réduire cette contribution du gradient.

### Vitesse des atomes

Pour s'affranchir du terme lié à la vitesse des atomes, une solution consiste à lancer les atomes avec une vitesse initiale  $v_{0,i} = -\frac{1}{2}v_{r,i}$ , ce qui est compliqué à réaliser en pratique. Si on choisit une vitesse initiale nulle pour les atomes, la contribution de ce terme est de  $1,6 \times 10^{-9} \text{ m.s}^{-2}$  pour STE-QUEST et  $2,3 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$  pour ICE. Nous verrons plus loin que l'utilisation de la double diffraction permet de réduire cette contribution.

### Position initiale des nuages

Le dernier terme de l'équation 5.14 traduit l'influence du gradient de gravité si les deux nuages atomiques ne sont pas parfaitement superposés au début de l'interféromètre. Pour que cette contribution soit négligeable, la distance  $z_1 - z_2$  entre les deux nuages atomiques au début de l'interféromètre doit vérifier

$$|z_1 - z_2| < 0,43 \text{ nm} \quad (5.17)$$

pour STE-QUEST et

$$|z_1 - z_2| < 32 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.18)$$

pour ICE. Si cette valeur semble réalisable sur ICE (à la sortie d'un piège dipolaire par exemple), il semble beaucoup plus problématique d'atteindre une telle précision dans le cadre de STE-QUEST.

### Utilisation de la double diffraction

Il est prévu d'utiliser la technique de double diffraction sur les projets ICE et STE-QUEST. Cette technique permet à la fois de doubler la sensibilité de l'interféromètre pour un temps d'interrogation donné et de supprimer certains effets systématiques [Lévêque 09, Lévêque 10].

Dans ce cas, le terme lié au gradient vaut

$$\delta a_\gamma^{\text{dd}} = \gamma \left[ \frac{7}{12} (a_{m,1} T_1^2 - a_{m,2} T_2^2) + (v_{0,1} T_1 - v_{0,2} T_2) + (z_1 - z_2) \right]. \quad (5.19)$$

On observe dans cette équation que la sensibilité à la vitesse de recul a disparu, l'interféromètre étant symétrique autour de la position de départ. On peut alors quantifier la vitesse différentielle acceptable pour STE-QUEST :

$$|v_{0,1} - v_{0,2}| < 8,7 \times 10^{-11} \text{ m.s}^{-1}. \quad (5.20)$$

Pour le projet ICE, la contribution est acceptable si les nuages ont une différence de vitesse inférieure à  $30 \text{ } \mu\text{m.s}^{-1}$  environ. Dans ce cas il ne faut pas seulement prendre en compte la différence de vitesse entre les nuages mais aussi les vitesses absolues, qui doivent elle-même être proches de zéro (avec la même tolérance de l'ordre de  $30 \text{ } \mu\text{m.s}^{-1}$ ).

Notons enfin que les différents termes (accélération, vitesse, position) ont des dépendances en  $T$  différentes. On peut donc envisager de les mesurer séparément en effectuant des mesures à  $T$  différents.

## 5.4 Cas de STE-QUEST : test du principe d'équivalence avec $^{85}\text{Rb}$ et $^{87}\text{Rb}$

L'utilisation des deux isotopes du Rubidium permet d'envisager un test de WEP pour lequel les deux interféromètres ont non seulement le même facteur d'échelle  $\mathcal{S}$  mais aussi le même vecteur d'onde effectif  $\vec{k}_{\text{eff}}$ , et par conséquent le même temps d'interrogation  $T$ . Dans ces conditions, la fonction de réponse différentielle  $f_d$  est nulle, et les vibrations sont parfaitement rejetées.

Dans cette partie je m'intéresse à cette configuration et étudie les conséquences de l'égalité des vecteurs d'onde effectifs sur l'interféromètre, en particulier sur les déplacements lumineux et l'émission spontanée. Comme les longueurs de transition des deux atomes sont proches, il faut prendre en compte l'effet des lasers du  $^{85}\text{Rb}$  sur le  $^{87}\text{Rb}$  et réciproquement<sup>3</sup>.

### Notations

Les notations utilisées ici sont définies sur la figure 5.3. Chaque atome est éclairé par un couple de lasers Raman. Les lasers réalisant l'interféromètre pour l'atome de  $^{85}\text{Rb}$  sont indiqués par les indices  $\alpha$  et  $\beta$ . Les notations  $\gamma$  et  $\delta$  font référence aux lasers utilisés pour le  $^{87}\text{Rb}$ . On note également

$$\Delta\omega_0 = \omega_0^{85} - \omega_0^{87} \quad (5.21)$$

et

$$\Delta G = G^{85} - G^{87}. \quad (5.22)$$

### 5.4.1 Egalité des vecteurs d'onde et des pulsations de Rabi

#### Vecteurs d'onde Raman

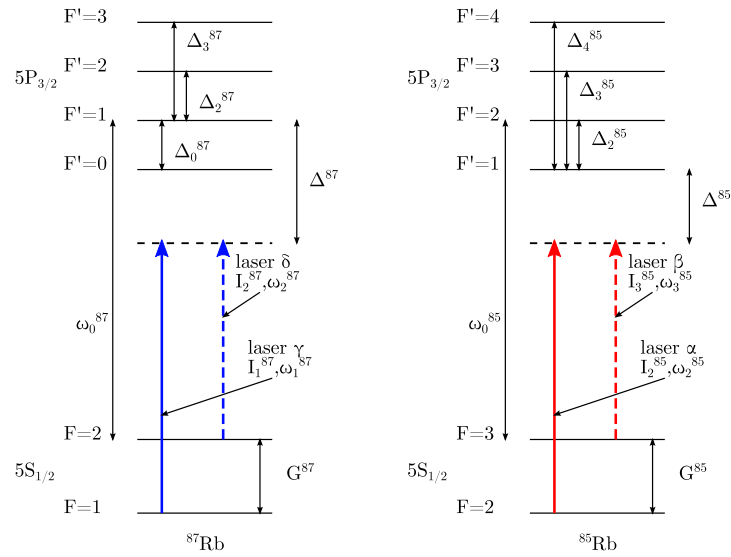
L'égalité des vecteurs d'onde pour les deux interféromètre ( $\vec{k}_{\text{eff}}^{85} = \vec{k}_{\text{eff}}^{87}$ ) se traduit par

$$\omega_2^{85} + \omega_3^{85} = \omega_1^{87} + \omega_2^{87}, \quad (5.23)$$

ce qui donne la condition suivante sur les désaccords Raman des deux espèces (Fig. 5.4) :

$$\Delta^{85} - \Delta^{87} = \Delta\omega_0 + \frac{\Delta G}{2}, \quad (5.24)$$

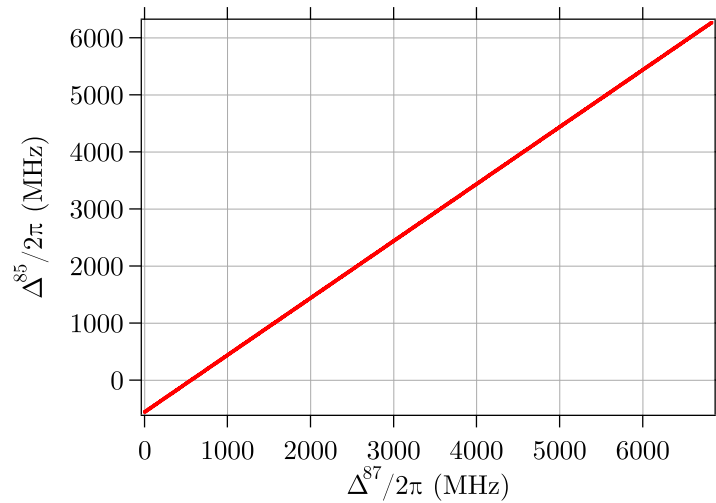
3. Cette question ne se pose pas pour ICE : l'écart en longueur d'onde entre le  $^{87}\text{Rb}$  et le  $^{39}\text{K}$  est de 13 nm. Les lasers Rubidium n'ont donc pas d'influence sur l'atome de Potassium, et vice-versa.



**Figure 5.3** Définition des fréquences et désaccords utilisés dans cette partie. Les valeurs numériques sont disponibles dans [Steck 08] et [Steck 09].

c'est à dire

$$\frac{\Delta^{85} - \Delta^{87}}{2\pi} = -563 \text{ MHz.} \quad (5.25)$$



**Figure 5.4** Relation entre les désaccords Raman pour satisfaire l'égalité des vecteurs d'onde (Relation 5.24).

#### Pulsations de Rabi effectives

En plus de l'égalité des vecteurs d'onde Raman, il est nécessaire d'assurer l'égalité des pulsations de Rabi pour permettre une réjection parfaite des vibrations. De

cette manière, les impulsions Raman des deux interféromètres seront strictement simultanées et de même durée. Par ailleurs, si la durée des impulsions n'est pas égale pour les deux espèces, il n'est plus possible de compenser les déplacements lumineux correctement<sup>4</sup>.

Les pulsations de Rabi effectives sont celles d'un interféromètre simple. On peut en effet considérer que tous les autres couples de lasers Raman sont assez loin de résonance pour qu'ils ne contribuent pas au transfert Raman. L'expression de la pulsation de Rabi effective pour l'atome de <sup>87</sup>Rb est donnée dans [Cheinet 06] (page 32). Le calcul est similaire pour l'atome de <sup>85</sup>Rb. On obtient

$$\begin{cases} \Omega_{\text{eff}}^{85} &= \frac{\Omega_\alpha \Omega_\beta}{2} \zeta \\ \Omega_{\text{eff}}^{87} &= \frac{\Omega_\gamma \Omega_\delta}{2} \eta \end{cases} \quad (5.26)$$

avec

$$\begin{cases} \zeta &= \frac{1}{18(\Delta^{85} + \Delta_2^{85})} + \frac{1}{9(\Delta^{85} + \Delta_3^{85})} \\ \eta &= \frac{1}{24\Delta^{87}} + \frac{1}{8(\Delta^{87} + \Delta_2^{87})} \end{cases} \quad (5.27)$$

et

$$\Omega_i = \Gamma \sqrt{\frac{I_i}{2I_{\text{sat}}}}. \quad (5.28)$$

$\Gamma$  est la largeur de raie de l'atome considéré et  $i = \alpha, \beta, \gamma, \delta$ .

L'égalité des pulsations de Rabi effectives se traduit donc par

$$\zeta \Omega_\alpha \Omega_\beta = \eta \Omega_\gamma \Omega_\delta. \quad (5.29)$$

Dans la suite, je considérerai que les relations 5.24 et 5.29 sont vérifiées.

## 5.4.2 Compensation des déplacements lumineux à un photon

### Rapports d'intensité

Dans ce paragraphe, je calcule les rapports d'intensité entre les quatre lasers Raman permettant de compenser les déplacements lumineux sur les deux atomes. Je présente les principales étapes du calcul, une version détaillée est donnée dans l'annexe C.

On note  $\Lambda_F^{85}$  (respectivement  $\Lambda_F^{87}$ ) le déplacement lumineux induit par les quatre lasers Raman ( $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ) sur le sous-niveau  $F$  de l'état fondamental du <sup>85</sup>Rb (respectivement <sup>87</sup>Rb). Les déplacements lumineux dépendent à la fois des désaccords des lasers et des intensités  $I_i \propto \Omega_i$ .

4. Supposons par exemple que les impulsions Raman soient plus courtes pour le <sup>87</sup>Rb. Les atomes seront tantôt illuminés uniquement par les lasers  $\alpha$  et  $\beta$  et tantôt par les quatre lasers, de sorte que les conditions à satisfaire pour compenser les déplacements lumineux (portant sur les rapports d'intensité) seront modifiées.

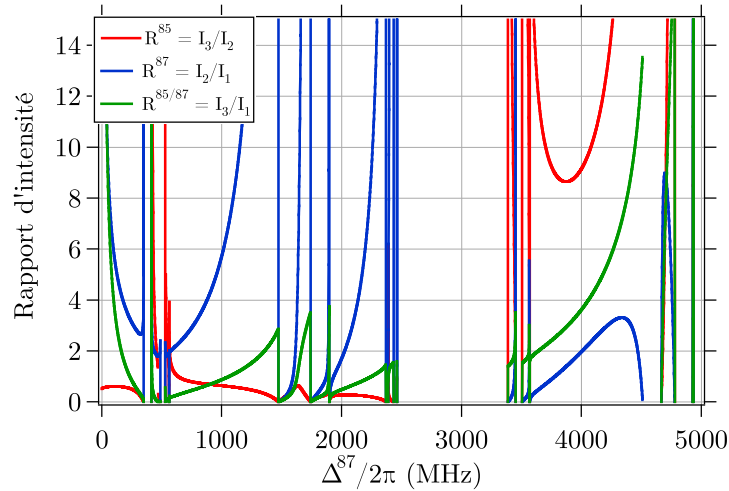
Les déplacements lumineux sont compensés lorsque

$$\begin{cases} \Lambda_2^{85} = \Lambda_3^{85} \\ \Lambda_1^{87} = \Lambda_2^{87} \end{cases} . \quad (5.30)$$

En combinant ce système à la condition 5.29 sur l'égalité des pulsations de Rabi, on forme un système de trois équations à quatre inconnues (les pulsations de Rabi  $\Omega_i$ ) dont la résolution est donnée dans l'annexe C. On obtient trois valeurs de rapports d'intensité entre les puissances Raman :

$$\begin{cases} R^{85} = \frac{\Omega_\beta^2}{\Omega_\alpha^2} = \frac{I_3^{85}}{I_2^{85}} \\ R^{87} = \frac{\Omega_\delta^2}{\Omega_\gamma^2} = \frac{I_2^{87}}{I_1^{87}} \\ R^{85/87} = \frac{\Omega_\beta^2}{\Omega_\gamma^2} = \frac{I_3^{85}}{I_1^{87}} \end{cases} . \quad (5.31)$$

La valeur de ces rapports d'intensité en fonction du désaccord Raman du  $^{87}\text{Rb}$  est présentée sur la figure 5.5. De nombreuses divergences apparaissent, correspondant aux cas où un des lasers se rapproche d'une des résonances atomiques.



**Figure 5.5** Rapports d'intensité permettant la compensation des déplacements lumineux.

### Intensités laser

Pour une durée d'impulsion  $\pi$  (et donc pour une valeur de pulsation de Rabi effective) donnée, on peut calculer les intensités laser à utiliser. D'après les équations 5.26 et 5.28, on a

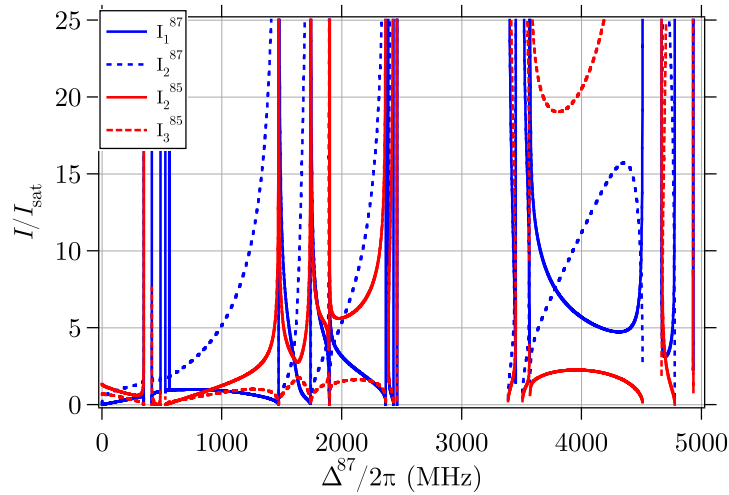
$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega_{\text{eff}}^{87} = \frac{\Gamma^2}{2} \eta \sqrt{\frac{I_1^{87} I_2^{87}}{4 I_{\text{sat}}^2}} , \quad (5.32)$$



où  $I_{\text{sat}}$  est l'intensité de saturation du  $^{87}\text{Rb}$  ( $I_{\text{sat}} = 1,7 \text{ mW.cm}^{-2}$  dans le cas d'une polarisation circulaire). En utilisant le fait que  $I_2^{87} = R^{87} I_1^{87}$ , on obtient

$$I_1^{87} = \frac{4I_{\text{sat}}\Omega_{\text{eff}}}{\Gamma^2\eta\sqrt{R^{87}}}. \quad (5.33)$$

On détermine ensuite toutes les intensités à partir du système 5.31. La figure 5.6 donne les valeurs d'intensité à utiliser dans le cas où  $\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 3 \text{ KHz}$ . Ceci correspond à une impulsion  $\pi$  de  $167 \mu\text{s}$  et permet de réaliser l'interféromètre sans avoir à effectuer de sélection de vitesse dans le cas de STE-QUEST, où la température des atomes prévue est de  $1 \text{ nK}$  (soit une largeur de transition de  $800 \text{ Hz}$  environ).



**Figure 5.6** Intensités Raman permettant de compenser les déplacements lumineux, pour  $\Omega_{\text{eff}}/2\pi = 3 \text{ kHz}$ . Pour les deux isotopes du Rubidium,  $I_{\text{sat}} = 1,7 \text{ mW.cm}^{-2}$ .

### 5.4.3 Emission spontanée

Les quatre lasers Raman éclairent les atomes et créent de l'émission spontanée qui dégrade le contraste de l'interféromètre. Il faut donc choisir le désaccord Raman de manière à ce que l'émission spontanée de chacun des deux atomes soit la plus faible possible.

Je calcule l'émission spontanée pendant une impulsion  $\pi$  de l'interféromètre, dans le cas où les déplacements lumineux sont compensés. La probabilité d'émission spontanée ne dépend alors que des désaccords Raman  $\Delta^{85}$  et  $\Delta^{87}$  (eux-même liés par la relation 5.24).

On note  $ES_{i \rightarrow j}^{85}$  (resp  $ES_{i \rightarrow j}^{87}$ ) la probabilité d'émission spontanée d'un atome de  $^{85}\text{Rb}$  (resp.  $^{87}\text{Rb}$ ) effectuant une transition Raman entre les niveaux  $|i\rangle$  et  $|j\rangle$  de l'état fondamental. En généralisant le calcul effectué par Patrick Cheinet (référence [Cheinet 06], page 48) au cas du double interféromètre, on obtient :

$$\begin{aligned}
ES_{2 \rightarrow F}^{85} &= \frac{\Gamma\pi}{4\sqrt{R^{85}}\zeta} \sum_{i=1}^3 \sum_{m_F=0}^2 S_{2,i} CG_{2,0,i,1}^2 S_{F,i} CG_{F,m_F,i,1}^2 \\
&\quad \left( \frac{2}{(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + \Delta G + \Delta_i^{85})^2} + \frac{2R^{87}}{(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + G^{85} + \Delta_i^{85})^2} + \frac{2R^{85/87}}{(\Delta^{85} + G^{85} + \Delta_i^{85})^2} + \frac{2R^{85/87}/R^{85}}{(\Delta^{85} + \Delta_i^8)^2} \right) \\
ES_{3 \rightarrow F}^{85} &= \frac{\Gamma\pi}{4\sqrt{R^{85}}\zeta} \sum_{i=2}^3 \sum_{m_F=0}^2 S_{3,i} CG_{3,0,i,1}^2 S_{F,i} CG_{F,m_F,i,1}^2 \\
&\quad \left( \frac{2}{(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 - G^{87} + \Delta_i^{85})^2} + \frac{2R^{87}}{(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + \Delta_i^{85})^2} + \frac{2R^{85/87}}{(\Delta^{85} + \Delta_i^{85})^2} + \frac{2R^{85/87}/R^{85}}{(\Delta^{85} - G^{85} + \Delta_i^8)^2} \right) \\
ES_{1 \rightarrow F}^{87} &= \frac{\Gamma\pi}{4\sqrt{R^{87}}\eta} \sum_{i=1}^2 \sum_{m_F=0}^2 S_{1,i} CG_{1,0,i,1}^2 S_{F,i} CG_{F,m_F,i,1}^2 \\
&\quad \left( \frac{2}{(\Delta^{87} + \Delta_i^{87})^2} + \frac{2R^{87}}{(\Delta^{87} + G^{87} + \Delta_i^{87})^2} + \frac{2R^{85/87}}{(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 + G^{87} + \Delta_i^{87})^2} + \frac{2R^{85/87}/R^{85}}{(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 - \Delta G + \Delta_i^{87})^2} \right) \\
ES_{2 \rightarrow F}^{87} &= \frac{\Gamma\pi}{4\sqrt{R^{87}}\eta} \sum_{i=1}^3 \sum_{m_F=0}^2 S_{2,i} CG_{2,0,i,1}^2 S_{F,i} CG_{F,m_F,i,1}^2 \\
&\quad \left( \frac{2}{(\Delta^{87} - G^{87} + \Delta_i^{87})^2} + \frac{2R^{87}}{(\Delta^{87} + \Delta_i^{87})^2} + \frac{2R^{85/87}}{(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 + \Delta_i^{87})^2} + \frac{2R^{85/87}/R^{85}}{(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 - G^{85} + \Delta_i^{87})^2} \right)
\end{aligned}$$

où les termes  $S_{F,F'}$  et  $CG_{F,m_F,F',m_{F'}}$  sont respectivement les coefficients de force de raie et de Clebsch-Gordan associés à la transition  $|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_{F'}\rangle$ . Pour ne pas alourdir les notations, je n'ai pas explicitement fait référence à l'atome auquel sont attachés ces coefficients. Il s'agit du  $^{85}\text{Rb}$  pour les deux premières équations et  $^{87}\text{Rb}$  pour les deux suivantes. Les valeurs de ces coefficients sont disponibles dans [Steck 08] et [Steck 09].

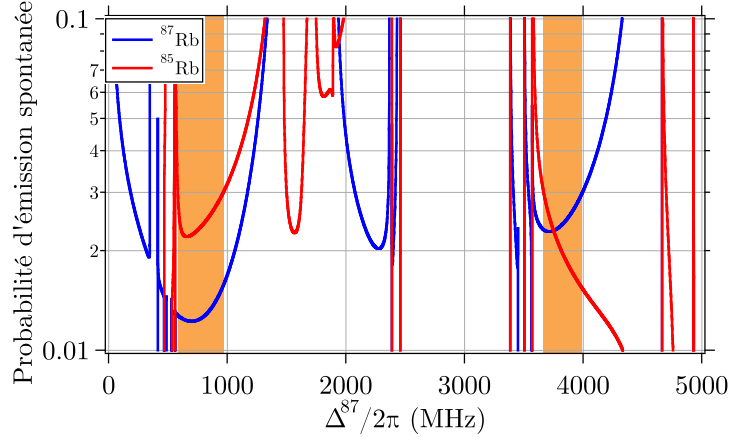
On utilise les termes précédents pour calculer la probabilité d'émission spontanée pour chaque atome pendant l'impulsion  $\pi$  de l'interféromètre :

$$\begin{cases}
ES_{\pi}^{85} &= \frac{1}{2} (ES_{2 \rightarrow 2} + ES_{3 \rightarrow 2}) + \frac{1}{2} (ES_{2 \rightarrow 3} + ES_{3 \rightarrow 3}) \\
ES_{\pi}^{87} &= \frac{1}{2} (ES_{1 \rightarrow 1} + ES_{2 \rightarrow 1}) + \frac{1}{2} (ES_{1 \rightarrow 2} + ES_{2 \rightarrow 2})
\end{cases} \quad (5.34)$$

Les résultats sont présentés sur la figure 5.7. On distingue deux zones de désaccord Raman pour lesquelles l'émission spontanée est acceptable pour les deux atomes (autour de  $\Delta^{87}/2\pi = 800$  et  $3800$  MHz, la probabilité d'émission spontanée est inférieure à 3%). Pour minimiser la puissance nécessaire il est plus judicieux de se placer dans la première de ces zones. D'après la figure 5.6, les intensités Raman à utiliser valent alors :

$$\begin{cases}
I_2^{85} &\approx 1,5 I_{\text{sat}} \\
I_3^{85} &\approx 1,5 I_{\text{sat}} \\
I_1^{87} &\approx 1,5 I_{\text{sat}} \\
I_2^{87} &\approx 7 I_{\text{sat}}
\end{cases} \quad (5.35)$$

(toujours pour une pulsation de Rabi effective  $\Omega_{\text{eff}}/2\pi = 3$  kHz, et avec  $\frac{\Delta^{85} - \Delta^{87}}{2\pi} = -563$  MHz).



**Figure 5.7** Emission spontanée lors d'une impulsion  $\pi$  pour chacun des deux atomes. Les zones colorées correspondent aux plages de désaccord pour lesquelles l'émission spontanée est inférieure à 3% pour chaque atome.

Il est donc possible de réaliser un double interféromètre avec les atomes de  $^{85}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Rb}$  pour lequel les vibrations sont parfaitement rejetées tout en compensant les déplacements lumineux et en maintenant l'émission spontanée à un niveau acceptable. Les intensités des lasers Raman sont alors de l'ordre de grandeur de l'intensité de saturation, ce qui ne devrait pas poser de problème dans le cadre de la mission STE-QUEST. Notons toutefois que si les atomes étaient plus chauds, il faudrait d'augmenter la pulsation de Rabi pour éviter les effets de sélection en vitesse, ce qui aurait pour conséquence de nécessiter des puissances laser plus élevées (plusieurs dizaines de fois l'intensité de saturation pour une pulsation de Rabi de  $2\pi \times 25$  kHz, ordre de grandeur de ce qui est utilisé dans les expériences avec des nuages thermiques ayant des températures de quelques  $\mu\text{K}$ .)

Les calculs présentés ici ont été faits dans le cas d'un interféromètre en régime de simple diffraction. En double diffraction, les résultats seront similaires, excepté le fait que la durée des impulsions est différente (elle est multipliée par un facteur  $\sqrt{2}$ ). Ceci peut modifier légèrement la probabilité d'émission spontanée, mais ne change pas les valeurs d'intensités.

Si les conditions sur l'égalité des vecteurs d'onde et des pulsations de Rabi ne sont pas parfaitement vérifiées, une sensibilité résiduelle aux vibrations pourra subsister. Le calcul de la fonction de transfert différentielle permet facilement de quantifier l'influence d'une inégalité des vecteurs d'onde Raman. En asservissant les quatre lasers Raman sur une même référence de fréquence on peut facilement égaliser les vecteurs d'onde à mieux que  $10^{-10}$  (ce qui correspondrait à une incertitude d'environ 100 kHz sur les fréquences laser).

La question de l'égalité des pulsations de Rabi est plus complexe. Nous avons vu au chapitre précédent que les vibrations peuvent modifier la condition de résonance de chaque interféromètre, et donc la pulsation de Rabi généralisée. Ceci a pour conséquence de modifier le facteur d'échelle ([Le Gouët 08a] page 26), et a donc une

influence sur la réjection des vibrations. Quantifier cet effet nécessite de prendre en compte le spectre de vibrations de la plateforme expérimentale.

## 5.5 Conclusion

Les atomes froids sont des candidats intéressants pour réaliser des tests expérimentaux du principe d'équivalence faible (WEP), à la fois pour des raisons théoriques et pratiques. Parvenir à une précision de  $10^{-15}$  sur un test de WEP n'a cependant rien d'évident et de nombreux aspects doivent être pris en compte.

Le choix du couple d'atomes a des conséquences importantes sur l'ensemble de l'expérience. Il détermine en premier lieu l'efficacité de réjection des vibrations de la plateforme expérimentale. Quel que soit le type d'instrument que l'on envisage (terrestre, spatial, aéroporté...), les vibrations seront un problème important, et l'efficacité de réjection est donc un point central des expériences.

Nous avons en particulier vu que choisir le couple  $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$  permettait de réaliser deux interféromètres ayant le même temps d'interrogation. En plus d'assurer une réjection parfaite des vibrations, cette configuration est intéressante car elle permet de s'affranchir de certains effets systématiques. Cependant, le choix du couple  $^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$  dans le cadre de ICE est aussi un bon compromis : s'il ne permet pas une aussi bonne réjection que les deux isotopes du Rubidium, le fait d'utiliser deux atomes très différents est *a priori* plus favorable à l'observation d'une violation du principe d'équivalence.



# Conclusion et perspectives

---

Dans l'objectif de réaliser un test du principe d'équivalence avec des atomes de Rubidium et Potassium à bord de l'A300 Zéro-G, nous avons développé un dispositif expérimental permettant de refroidir et interroger les atomes dans l'avion. Nous avons également étudié le fonctionnement d'un senseur inertielle à ondes de matière embarqué et proposé une architecture de senseur hybride pour augmenter la dynamique du capteur atomique.

La grande maturité industrielle des composants télécom fibrés en fait des candidats de choix pour réaliser une source laser compacte et robuste pour l'interférométrie atomique embarquée. En utilisant ces composants, nous avons construit un système laser bi-fréquence pour refroidir simultanément les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{39}\text{K}$ . Deux diodes laser émettant à 1560 et 1534 nm respectivement sont combinées, puis amplifiées et doublées en fréquence pour atteindre les longueurs d'onde des transitions atomiques (780 et 767 nm). Le doublage de fréquence est effectué en espace libre dans un montage conçu pour résister aux vibrations et aux contraintes environnementales liées à l'avion. Les diodes laser sont asservies sur un peigne de fréquences optique auto-référencé. L'ensemble du dispositif a été validé en vol par l'obtention d'un double piège magnéto-optique.

Si le piégeage magnéto-optique du Potassium a été réalisé, son refroidissement en mélasse s'est révélé compliqué. Malgré nos efforts, nous n'avons pas réussi à descendre en dessous de la température Doppler (environ 150  $\mu\text{K}$ ), alors que d'autres équipes ont montré qu'il était possible d'atteindre 30  $\mu\text{K}$  [Landini 11, Gokhroo 11]. L'utilisation de diodes laser affinées, actuellement en cours de test, devrait permettre de résoudre le problème. L'installation d'un système d'imagerie améliorera par ailleurs la précision sur l'estimation de la température et simplifiera le protocole de mesure.

Avec l'atome de Rubidium, nous avons réalisé les premières mesures d'accélération aéroportées, à la fois en 1g et en 0g. La principale difficulté pour faire fonctionner l'accéléromètre atomique dans l'avion vient des fortes fluctuations d'accélération, qui font fonctionner le capteur au delà de sa zone de réciprocité. En utilisant des accéléromètres mécaniques auxiliaires, nous avons montré qu'il était tout de même possible de résoudre les franges d'interférences atomiques. Les senseurs mécaniques effectuent une mesure grossière de l'accélération qui est ensuite affinée par l'interféromètre atomique. Grâce à cette technique, nous avons atteint une résolution de  $4 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$ , ce qui est environ 100 fois plus faible que le niveau des fluctuations d'accélération dans l'avion. En comparant les mesures effectuées en vol avec une étude de l'instrument au laboratoire nous avons dressé un premier bilan des performances de notre expérience.

Nous avons enfin étudié le principe de fonctionnement de l'accéléromètre différentiel qui permettra de réaliser le test du principe d'équivalence. Le fait de faire fonctionner les deux interféromètres en parallèle permet de rejeter efficacement les vibrations de la plateforme expérimentale. Nous avons élargi la discussion au cas de la mission STE-QUEST de l'agence spatiale européenne, dont le but est de tester le principe d'équivalence dans l'espace avec les atomes de  $^{85}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Rb}$ . Dans ce cas il existe

un régime de fonctionnement dans lequel on peut à la fois rejeter complètement les vibrations, compenser les déplacements lumineux et maintenir l'émission spontanée à un niveau acceptable.

Dès que le problème lié au refroidissement du Potassium aura été résolu, les premières mesures interférométriques avec cet atome pourront être réalisées, avant de passer à l'étude du double interféromètre, étape importante vers le test du principe d'équivalence. J'ai mentionné aux chapitres 2 et 3 que le dispositif allait être modifié en profondeur. Les modifications portent principalement sur le changement de l'enceinte à vide, qui devrait permettre de mieux contrôler l'environnement magnétique tout en augmentant le nombre d'accès optiques. Un piège dipolaire sera également installé afin de refroidir les atomes à des températures inférieures au microKelvin, et éventuellement réaliser un condensat de Bose-Einstein dans l'avion.

En parallèle, il me semble important de poursuivre les travaux sur le senseur hybride et sur la navigation inertielle de manière plus générale. Si les travaux présentés ici constituent une preuve de principe nécessaire, des applications nécessiteront une caractérisation plus complète de l'instrument et de ses limitations. Réaliser un senseur capable de mesurer simultanément plusieurs composantes d'inerties serait également un résultat particulièrement intéressant.

Le domaine des senseurs inertiels à ondes de matière est en pleine expansion. Il est donc probable que les années à venir soient fertiles en évolutions, tant sur le plan fondamental qu'au niveau technologique.

Parmi les pistes étudiées pour augmenter les performances des senseurs, on peut citer l'utilisation de séparatrices multi- $\hbar k$ , permettant de transférer un recul plus important aux atomes que les transitions Raman habituelles. Pour un temps d'interrogation donné, on aboutit donc à des interféromètres ayant une meilleure sensibilité [Chiov 11]. En ce qui concerne l'exactitude des interféromètres atomiques, une limite fondamentale est la présence d'aberrations du front d'onde laser, qui introduisent un biais intrinsèquement difficile à quantifier [Fils 05, Louchet-Chauvet 11]. Une des solutions consisterait à utiliser un nuage d'atomes très froids et de petite taille, par exemple un condensat de Bose-Einstein préparé dans un piège optique, pour sonder localement les faisceaux Raman et cartographier les défauts du front d'onde. Une telle étude est en cours sur le gravimètre de l'Observatoire de Paris. Dans les applications à la navigation inertielle, réduire le temps de cycle permettrait de palier à un des inconvénients des capteurs atomiques par rapport à leurs homologues mécaniques, à savoir la faible bande passante de mesure. Le groupe de G. W. Biedermann a récemment montré qu'en optimisant la recapture des atomes d'un cycle au suivant il était possible de réaliser des mesures avec une cadence de plusieurs centaines de Hz [McGuinness 12]. Enfin, l'utilisation d'états non classiques (états comprimés) pourra permettre d'améliorer le rapport signal à bruit des interféromètres et de les faire fonctionner sous la limite quantique standard [Bernon 11].

Les projets portés par le LP2N et ses collaborateurs s'orientent quant à eux vers le développement d'instruments, capables de fonctionner sur le terrain et de concurrencer ou surpasser les technologies existantes. Dans le cadre du projet de valorisation

Miniatom<sup>1</sup>, un prototype de gravimètre transportable est actuellement en cours d'intégration, en collaboration avec le LNE-Syrté et des partenaires industriels. Utilisant un unique faisceau laser pour refroidir et interroger les atomes, ce gravimètre représente une nouvelle manière de concevoir les senseurs inertiels atomiques, tournée vers les applications. Un projet d'horloge atomique compacte a également été lancé, montrant que l'intégration des systèmes à atomes froids ne se limite pas aux senseurs inertiels. La création en 2011 de la société  $\mu$ QuanS<sup>2</sup> illustre la maturité technologique du domaine. A partir du savoir-faire du LP2N et du LNE-Syrté, cette entreprise va commercialiser des gravimètres et horloges à atomes froids.

---

1. [www.miniatom.fr](http://www.miniatom.fr)

2. [www.muquans.com](http://www.muquans.com)





# **Annexes**



# A

## Quelques données numériques

### A.1 Projets ICE et STE-QUEST

Paramètre	STE-QUEST	ICE
Atome 1	$^{85}\text{Rb}$	$^{39}\text{K}$
Atome 2	$^{87}\text{Rb}$	$^{87}\text{Rb}$
Nombre d'atomes	$10^6$	$10^6$
Température (nK)	1	$\approx 100$
$T_1$ (s)	5	1
$T_2$ (s)	5	1,008
Altitude (km)	700	8
Gradient de gravité $\gamma$ ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}/\text{m}$ )	$2,3 \times 10^{-6}$	$3,1 \times 10^{-6}$
Sensibilité par coup visée ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ )	$10^{-12}$	$10^{-9}$
Exactitude finale visée ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ )	$10^{-15}$	$10^{-10}$

Tableau A.1 Paramètre des projets ICE et STE-QUEST.

#### STE-QUEST

Le projet STE-QUEST (*Space-Time Explorer and QUantum Equivalence principle Space Test*) a été pré-sélectionné en 2011 dans le cadre de l'appel à projets *Cosmic Vision* de l'Agence Spatiale Européenne. Il est actuellement en phase de pré-étude pour un éventuel lancement à l'horizon 2024 [STE-QUEST 12].

Le satellite embarquera une horloge atomique au Rubidium (inspirée de celle de Pharaon [Pharaon 12]) et l'interféromètre atomique double espèce  $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ , afin de réaliser un test le plus complet possible du principe d'équivalence d'Einstein. L'horloge permettra de mesurer le décalage vers le rouge dû à la gravitation (*gravitational redshift*) avec une précision de  $4 \times 10^{-8}$  (l'objectif de Pharaon étant d'atteindre  $3 \times 10^{-6}$ ).

## A.2 Atomes utilisés

### A.2.1 $^{87}\text{Rb}$

Données issues de [Steck 09].

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Masse atomique	$M$	$1,443\,160\,648(72) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde	$\lambda$	780,241 209 686(13)	nm
Largeur de raie naturelle	$\Gamma$	$2\pi \times 6,066\,6(18)$	MHz
Vitesse de recul (1 photon)	$v_r$	5,884 5	$\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$
Vitesse de recul (2 photons)	$v_r$	11,77	$\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$
Fréquence de recul (transition Raman)	$\omega_R$	$2\pi \times 15,083\,9$	kHz
Intensité de saturation ( $\sigma^\pm$ )	$I_{\text{sat},\sigma}$	1,669 33(35)	$\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$
Intensité de saturation (polarisation isotrope)	$I_{\text{sat,iso}}$	3,577 13(74)	$\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$

Tableau A.2 Grandeurs physiques relatives à l'atome de  $^{87}\text{Rb}$ .

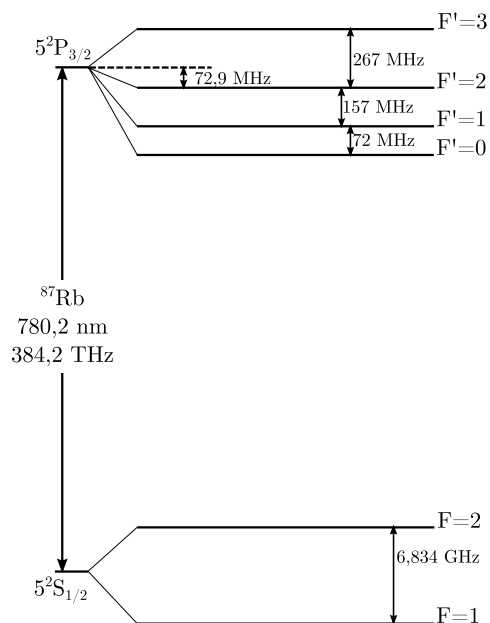
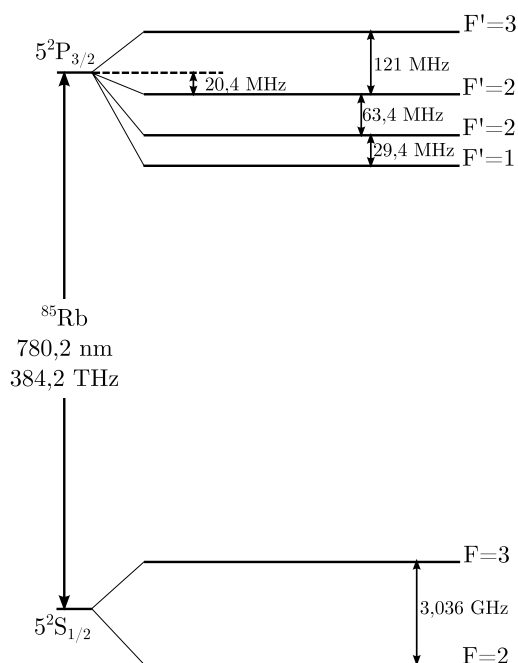


Figure A.1 Niveaux d'énergie du  $^{87}\text{Rb}$ .

A.2.2  $^{85}\text{Rb}$ 

Données issues de [Steck 08].

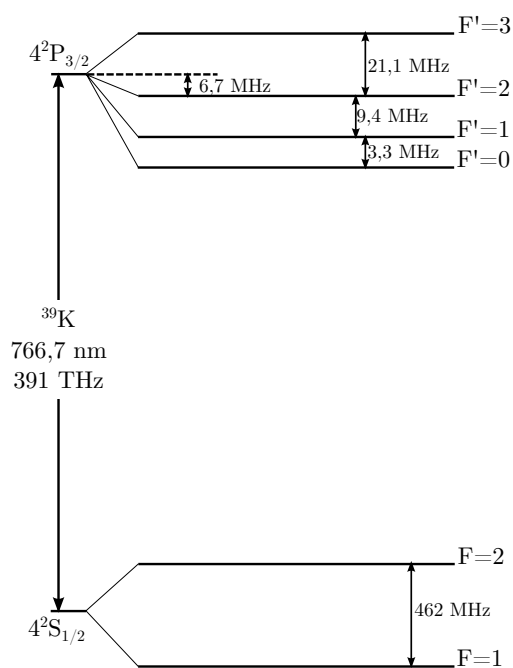
Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Masse atomique	$M$	$1,409\,993\,199(70) \times 10^{-25}$	kg
Longueur d'onde	$\lambda$	780,241 368 271(27)	nm
Largeur de raie naturelle	$\Gamma$	$2\pi \times 6,066\,6(18)$	MHz
Vitesse de recul (1 photon)	$v_r$	6,023 0	mm.s <sup>-1</sup>
Vitesse de recul (2 photons)	$v_r$	12,05	mm.s <sup>-1</sup>
Fréquence de recul (transition Raman)	$\omega_R$	$2\pi \times 15,438\,7$	kHz
Intensité de saturation ( $\sigma^\pm$ )	$I_{\text{sat},\sigma}$	1,669 32(35)	mW.cm <sup>-2</sup>
Intensité de saturation (polarisation isotrope)	$I_{\text{sat,iso}}$	3,895 09(81)	mW.cm <sup>-2</sup>

Tableau A.3 Grandeurs physiques relatives à l'atome de  $^{85}\text{Rb}$ .Figure A.2 Niveaux d'énergie du  $^{85}\text{Rb}$ .

A.2.3  $^{39}\text{K}$ 

Données issues de [Tiecke 11].

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Masse atomique	$M$	$6,470\,074\,92(33) \times 10^{-26}$	kg
Longueur d'onde	$\lambda$	770,108 385 049(123)	nm
Largeur de raie naturelle	$\Gamma$	$2\pi \times 5,956(11)$	MHz
Vitesse de recul (1 photon)	$v_r$	13,298 3	$\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$
Vitesse de recul (2 photons)	$v_r$	26,60	$\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$
Intensité de saturation ( $\sigma^\pm$ )	$I_{\text{sat},\sigma}$	1,75	$\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$

Tableau A.4 Grandeurs physiques relatives à l'atome de  $^{39}\text{K}$ .Figure A.3 Niveaux d'énergie du  $^{39}\text{K}$ .

# B

## Fluorescence et nombre d'atomes

**P**OUR calculer les propriétés de fluorescence de l'atome de  $^{39}\text{K}$  on ne peut pas faire l'approximation d'un système à deux niveaux, car l'écart entre les sous-niveaux hyperfins de l'état excité (21,1 MHz entre  $|F' = 2\rangle$  et  $|F' = 3\rangle$ ) est du même ordre de grandeur que la largeur de raie naturelle ( $\Gamma_{\text{K}}/2\pi = 6.0$  MHz), de sorte qu'on excite simultanément tous les niveaux hyperfins.

Le calcul complet demande de prendre en compte les cohérences entre sous-niveaux, et de résoudre les équations de Bloch optiques couplées [Fort 98]. Nous présentons ici un calcul approché ne tenant pas compte des cohérences, mais qui permet néanmoins d'estimer correctement les propriétés de fluorescence de l'atome [Williamson 97].

Les calculs présentés ici sont également valables pour l'atome de  $^{87}\text{Rb}$ , la structure hyperfine de la raie  $D2$  étant la même. Toutes les données numériques concernant les deux atomes sont disponibles dans [Steck 09] et [Tiecke 11].

### Notations

Dans ce qui suit, les indices  $F = 1, 2$  font références aux sous-niveaux  $|F = 1\rangle$  et  $|F = 2\rangle$  du fondamental. Les indices  $F' = 0', 1', 2', 3'$  font eux références aux niveaux de l'état excité. On note par exemple  $\nu_{FF'}$  la fréquence de la transition  $|F\rangle \rightarrow |F'\rangle$  (Fig. B.1).

Les coefficients de force de raie  $S_{FF'}$  et les rapports de branchement  $B_{FF'}$  sont rappelés dans les tableaux B.1 et B.2.

Les atomes sont éclairés par deux lasers dont les fréquences et intensités sont notées  $\nu_F$  et  $I_F$  respectivement (Fig. B.1). Nous nous plaçons dans le cas où ces lasers sont les 6 lasers du piège magnéto-optique. On utilise alors la valeur de l'intensité de saturation  $I_{\text{sat}}$  définie pour une polarisation isotrope de la lumière [Steck 09, Tiecke 11]. A partir de cette valeur, définie pour la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ , on peut remonter aux valeurs  $I_{\text{sat}FF'}$  des intensités de saturation pour les autres transitions en utilisant la définition de la pulsation de Rabi simplifiée

$$\Omega_{FF'} = \Gamma \sqrt{\frac{I_F}{I_{\text{sat}FF'}}}. \quad (\text{B.1})$$

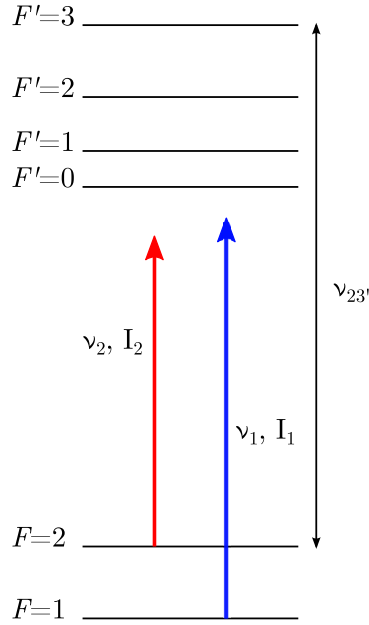
Il vient alors

$$\forall F, F' \quad I_{\text{sat}FF'} \times \Omega_{FF'}^2 = \text{cte}, \quad (\text{B.2})$$

soit, en utilisant le fait que le carré de la pulsation de Rabi  $\Omega_{FF'}$  est proportionnel au coefficient de force de raie  $S_{FF'}$ ,

$$\forall F, F' \quad I_{\text{sat}FF'} \times S_{FF'} = \text{cte}'. \quad (\text{B.3})$$





**Figure B.1** Définition des notations utilisées dans les calculs. La structure atomique est la même pour le  $^{87}\text{Rb}$  et le  $^{39}\text{K}$ .

Cette expression permet de retrouver toutes les valeurs d'intensités de saturation  $I_{\text{sat}FF'}$  à partir de celle de  $I_{\text{sat}} = I_{\text{sat}23'}$ .

Le taux de diffusion  $R_{FF'}$  entre les niveaux  $|F\rangle$  et  $|F'\rangle$  est donné par

$$R_{FF'} = B_{FF'} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I_F}{I_{\text{sat}FF'}}}{1 + 4 \left( \frac{\nu_F - \nu_{FF'}}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I_F}{I_{\text{sat}FF'}}} S_{FF'}. \quad (\text{B.4})$$

	$F' = 0$	$F' = 1$	$F' = 2$	$F' = 3$
$F = 1$	$\frac{1}{6}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{5}{12}$	0
$F = 2$	0	$\frac{1}{20}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{7}{10}$

**Tableau B.1** Valeurs des coefficients de force de raie  $S_{FF'}$ .

	$F' = 0$	$F' = 1$	$F' = 2$	$F' = 3$
$F = 1$	1	$\frac{5}{6}$	$\frac{1}{2}$	0
$F = 2$	0	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{2}$	1

Tableau B.2 Valeurs des rapports de branchement  $B_{FF'}$ .

## B.1 Nombre d'atomes dans le PMO

Afin de calculer le nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique en régime stationnaire, nous évaluons la population de l'état excité, puis la fluorescence du nuage.

### Population de l'état excité

L'évolution de la population de chacun des niveaux est régie par une équation maîtresse :

$$\begin{cases} \frac{dp_{F'}}{dt} = R_{1F'}(p_1 - p_{F'}) + R_{2F'}(p_2 - p_{F'}) \\ \frac{dp_F}{dt} = \sum_{F'} (R_{FF'}(p_{F'} - p_F) + B_{FF'}\Gamma p_{F'}) \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

En régime stationnaire, on a

$$\forall F, F' \quad \frac{dp_F}{dt} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{dp_{F'}}{dt} = 0. \quad (\text{B.6})$$

Les équations maîtresses deviennent alors

$$\begin{cases} p_{F'} = \frac{R_{1F'}p_1 + R_{2F'}p_2}{R_{1F'} + R_{2F'} + \Gamma} \\ p_F = \frac{\sum_{F'} (R_{FF'}p_{F'} + B_{FF'}\Gamma p_{F'})}{\sum_{F'} R_{FF'}} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

A partir du système précédent, on peut exprimer  $p_2$  en fonction de  $p_1$  sous la forme

$$p_2 = Ap_1, \quad (\text{B.8})$$

avec

$$A = \frac{\sum_{F'} \frac{R_{2F'} + \Gamma B_{2F'}}{R_{1F'} + R_{2F'} + \Gamma} R_{1F'}}{\sum_{F'} \frac{R_{1F'} + \Gamma B_{1F'}}{R_{1F'} + R_{2F'} + \Gamma} R_{2F'}}. \quad (\text{B.9})$$

Les populations des états excités s'expriment en fonction de  $p_1$  :

$$\begin{cases} p_{0'} = B p_1 \\ p_{1'} = C p_1 \\ p_{2'} = D p_1 \\ p_{3'} = E p_1 \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

où

$$\begin{cases} B = \frac{R_{10'} + A R_{02'}}{R_{10'} + R_{20'} + \Gamma} \\ C = \frac{R_{11'} + A R_{12'}}{R_{11'} + R_{21'} + \Gamma} \\ D = \frac{R_{12'} + A R_{22'}}{R_{12'} + R_{22'} + \Gamma} \\ E = \frac{R_{13'} + A R_{32'}}{R_{13'} + R_{23'} + \Gamma} \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

On normalise la population totale à 1 :

$$\sum_F p_F + \sum_{F'} p_{F'} = 1, \quad (\text{B.12})$$

soit

$$(1 + A + B + C + D + E) p_1 = 1. \quad (\text{B.13})$$

On obtient finalement l'expression des populations en régime stationnaire :

$$\begin{cases} p_1 = \frac{1}{1 + A + B + C + D + E} \\ p_2 = \frac{A}{1 + A + B + C + D + E} \\ p_{0'} = \frac{B}{1 + A + B + C + D + E} \\ p_{1'} = \frac{C}{1 + A + B + C + D + E} \\ p_{2'} = \frac{D}{1 + A + B + C + D + E} \\ p_{3'} = \frac{E}{1 + A + B + C + D + E} \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

La population de l'état excité s'écrit alors

$$\rho_E = \sum_{F'} p_{F'} = \frac{B + C + D + E}{1 + A + B + C + D + E}. \quad (\text{B.15})$$

### Nombre d'atomes

La puissance rayonnée par chaque atome du PMO s'écrit

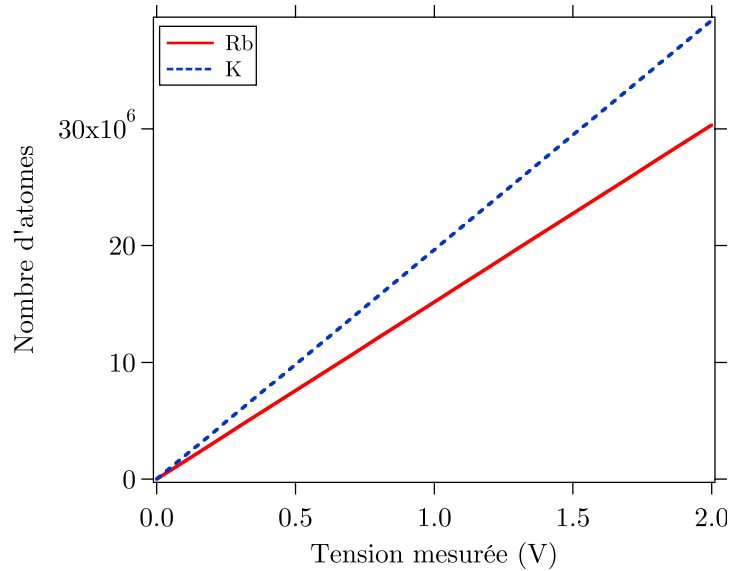
$$P_{\text{diff}} = \hbar\omega\rho_E\Gamma, \quad (\text{B.16})$$

où  $\omega \approx 2\pi\nu_{1,2}$  est la pulsation associée à la transition  $D2$ .

En notant  $d\Omega$  l'angle solide de collection du système de détection,  $R_t$  la réponse de la photodiode et  $G_t$  le gain transimpédance du circuit de détection<sup>1</sup>, on obtient le nombre d'atomes en fonction de la tension en sortie du montage :

$$N_{\text{at}} = \frac{4\pi}{d\Omega\hbar\omega\rho_E\Gamma R_t G_t} V. \quad (\text{B.17})$$

Le résultat est présenté sur la figure B.2, pour les PMO de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{39}\text{K}$ .



**Figure B.2** Nombres d'atomes piégés en régime stationnaire, pour les désaccords utilisés sur l'expérience (voir chapitre 2).

## B.2 Mesure de la population du niveau $|F = 2\rangle$

Nous nous intéressons ici à la détection des atomes dans  $|F = 2\rangle$  en sortie d'interféromètre. La faible largeur de la structure hyperfine de l'état excité du Potassium fait que le temps caractéristique de dépompement des atomes vers  $|F = 1\rangle$  est beaucoup plus court que pour le Rubidium. L'objectif de cette partie est d'estimer ce temps caractéristique, ainsi que l'amplitude du signal de fluorescence.

On considère ici que les atomes sont uniquement éclairés avec le laser 2, proche de résonance avec la transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ . Le dépompement est causé par le fait

1. Sur notre expérience, on a  $d\Omega = 8,6 \times 10^{-2}$  rad,  $R_t = 0,5$  A.W<sup>-1</sup> et  $G_t = 10^7$  Ω.

que certains atomes vont être excités vers les niveaux  $|F' = 1, 2\rangle$ , et auront ensuite une probabilité non nulle de tomber dans  $|F = 1\rangle$ .

En première approximation, le taux de dépompage  $\gamma$  est donc donné par

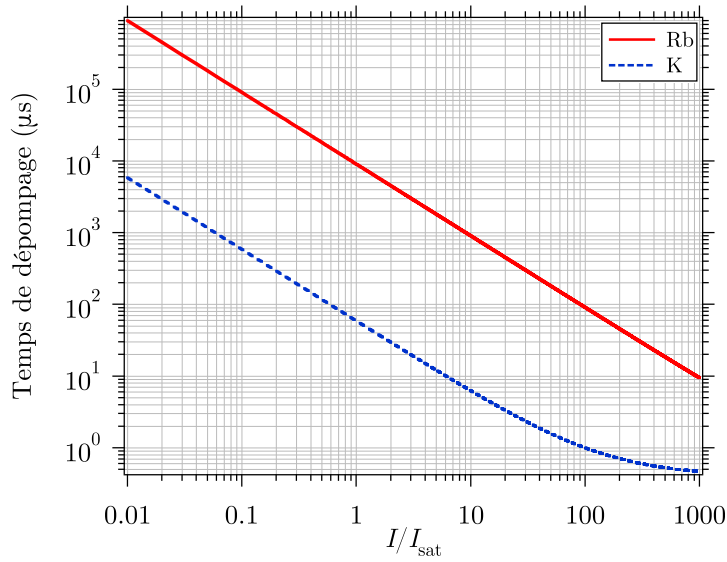
$$\gamma = R_{21'} + R_{22'}, \quad (\text{B.18})$$

c'est à dire

$$\gamma(I_2) = B_{21'} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I_2}{I_{\text{sat}21'}}}{1 + 4 \left( \frac{\nu_2 - \nu_{21'}}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I_2}{I_{\text{sat}21'}}} S_{21'} + B_{22'} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I_2}{I_{\text{sat}22'}}}{1 + 4 \left( \frac{\nu_2 - \nu_{22'}}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I_2}{I_{\text{sat}22'}}} S_{22'}. \quad (\text{B.19})$$

On en déduit le temps de dépompage (Fig. B.3)

$$\tau(I_2) = \frac{1}{\gamma(I_2)}. \quad (\text{B.20})$$



**Figure B.3** Temps de dépompage en fonction de l'intensité incidente.

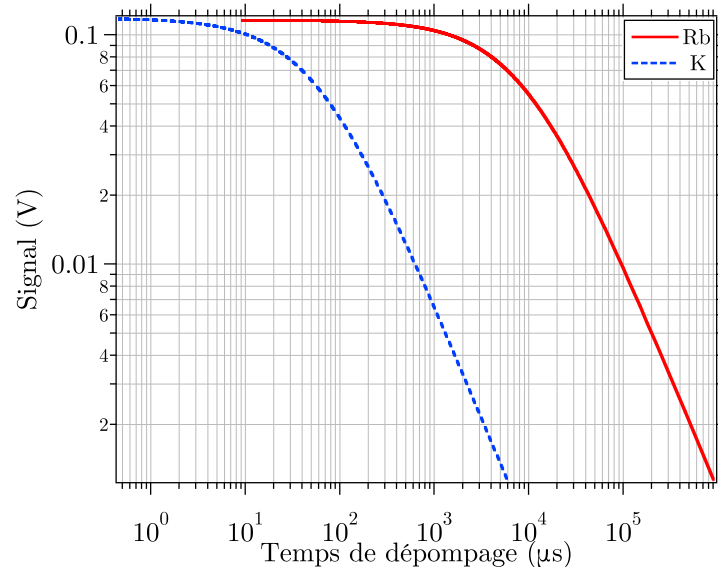
Le nombre de photons diffusés par chaque atome avant d'être dépompage est donné par

$$N_{\text{sc}} = R_{23'} \times \tau(I_2) = B_{23'} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I_2}{I_{\text{sat}23'}}}{1 + 4 \left( \frac{\nu_2 - \nu_{23'}}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I_2}{I_{\text{sat}23'}}} S_{23'} \times \tau(I_2). \quad (\text{B.21})$$

La tension mesurée en sortie du circuit de détection s'écrit

$$V_2 = N_2 R_{23'} \hbar \omega \frac{d\Omega}{4\pi} R_t G_t, \quad (\text{B.22})$$

avec  $N_2$  le nombre d'atomes initialement présents dans  $|F = 2\rangle$ . Cette tension dépend de l'intensité laser  $I_2$ , et est donc liée au temps de dépompage. Pour avoir le maximum de signal, la meilleure stratégie de mesure consiste à fixer l'intensité de détection de manière à ce que le temps de dépompage soit légèrement supérieur au temps de réponse du circuit de détection. On peut alors calculer la tension qui sera mesurée, pour un nombre d'atomes donné (Fig. B.4).



**Figure B.4** Signal de fluorescence des atomes dans  $|F = 2\rangle$ , pour  $10^6$  atomes. On suppose ici que l'intensité avec laquelle on éclaire les atomes est choisie de manière à obtenir le temps de dépompage souhaité.



# STE-QUEST : Compensation des déplacements lumineux

# C

CETTE annexe donne le détail du calcul des rapports d'intensité permettant de compenser les déplacements lumineux dans l'interféromètre  $^{85}\text{Rb}$  /  $^{87}\text{Rb}$  de STE-QUEST. Les notations sont celles du paragraphe 5.4 (page 128). On suppose que l'égalité des vecteurs d'onde (relation 5.24) est vérifiée.

## C.1 Déplacements lumineux

Le déplacement lumineux induit par les quatre lasers Raman ( $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ) sur le sous-niveau  $F$  de l'état fondamental du  $^{85}\text{Rb}$  (respectivement  $^{87}\text{Rb}$ ) est noté  $\Lambda_F^{85}$  (respectivement  $\Lambda_F^{87}$ ).

Le calcul des déplacements lumineux est similaire à celui donné dans la thèse de Patrick Cheinet dans le cas du  $^{87}\text{Rb}$  [Cheinet 06]. On obtient :

$$\Lambda_3^{85} = \frac{\Omega_\alpha^2}{4} e(\Delta^{85} - G^{85}) + \frac{\Omega_\beta^2}{4} e(\Delta^{85}) + \frac{\Omega_\gamma^2}{4} e(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 - G^{87}) + \frac{\Omega_\delta^2}{4} e(\Delta^{87} + \Delta\omega_0),$$

avec

$$e(\Delta) = \frac{1}{63(\Delta + \Delta_2^{85})} + \frac{5}{36(\Delta + \Delta_3^{85})} + \frac{5}{28(\Delta + \Delta_4^{85})}. \quad (\text{C.1})$$

$$\Lambda_2^{85} = \frac{\Omega_\alpha^2}{4} f(\Delta^{85}) + \frac{\Omega_\beta^2}{4} f(\Delta^{85} + G^{85}) + \frac{\Omega_\gamma^2}{4} f(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + \Delta_G) + \frac{\Omega_\delta^2}{4} f(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + G^{85}),$$

avec

$$f(\Delta) = \frac{1}{120\Delta} + \frac{7}{36(\Delta + \Delta_2^{85})} + \frac{4}{45(\Delta + \Delta_3^{85})}. \quad (\text{C.2})$$

$$\Lambda_1^{87} = \frac{\Omega_\alpha^2}{4} g(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 - \Delta_G) + \frac{\Omega_\beta^2}{4} g(\Delta^{85} + G^{87} - \Delta\omega_0) + \frac{\Omega_\gamma^2}{4} g(\Delta^{87}) + \frac{\Omega_\delta^2}{4} g(\Delta^{87} + G^{87}),$$

avec

$$g(\Delta) = \frac{5}{24\Delta} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2^{87})}. \quad (\text{C.3})$$



$$\Lambda_2^{87} = \frac{\Omega_\alpha^2}{4} h(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 - G^{85}) + \frac{\Omega_\beta^2}{4} h(\Delta^{85} - \Delta\omega_0) + \frac{\Omega_\gamma^2}{4} h(\Delta^{87} - G^{87}) + \frac{\Omega_\delta^2}{4} h(\Delta^{87}),$$

avec

$$h(\Delta) = \frac{1}{120\Delta} + \frac{1}{8(\Delta + \Delta_2^{87})} + \frac{1}{5(\Delta + \Delta_3^{87})}. \quad (\text{C.4})$$

Les déplacements lumineux sont compensés lorsque

$$\begin{cases} \Lambda_2^{85} = \Lambda_3^{85} \\ \Lambda_1^{87} = \Lambda_2^{87} \end{cases}, \quad (\text{C.5})$$

c'est à dire

$$\left\{ \begin{array}{l} [f(\Delta^{85}) - e(\Delta^{85} - G^{85})] \Omega_\alpha^2 \\ + [f(\Delta^{85} + G^{85}) - e(\Delta^{85})] \Omega_\beta^2 \\ + [f(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + \Delta G) - e(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 - G^{87})] \Omega_\gamma^2 \\ + [f(\Delta^{87} + \Delta\omega_0 + G^{85}) - e(\Delta^{87} + \Delta\omega_0)] \Omega_\delta^2 = 0 \\ \\ [g(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 - \Delta G) - h(\Delta^{85} - \Delta\omega_0 - G^{85})] \Omega_\alpha^2 \\ + [g(\Delta^{85} + G^{87} - \Delta\omega_0) - h(\Delta^{85} - \Delta\omega_0)] \Omega_\beta^2 \\ + [g(\Delta^{87}) - h(\Delta^{87} - G^{87})] \Omega_\gamma^2 \\ + [g(\Delta^{87} + G^{87}) - h(\Delta^{87})] \Omega_\delta^2 = 0 \end{array} \right. \quad (\text{C.6})$$

Le système précédent est de la forme

$$\begin{cases} A\Omega_\alpha^2 + B\Omega_\beta^2 + C\Omega_\gamma^2 + D\Omega_\delta^2 = 0 \\ A'\Omega_\alpha^2 + B'\Omega_\beta^2 + C'\Omega_\gamma^2 + D'\Omega_\delta^2 = 0 \end{cases}, \quad (\text{C.7})$$

où les constantes  $A, B, C, D, A', B', C', D'$  ont été introduites pour simplifier les notations.

## C.2 Résolution du système

Les pulsations de Rabi simplifiées  $\Omega_i$  doivent vérifier le système précédent, ainsi que l'égalité des pulsations de Rabi effectives (équation 5.29, page 130). On obtient

donc un système de trois équations :

$$\begin{cases} A\Omega_\alpha^2 + B\Omega_\beta^2 + C\Omega_\gamma^2 + D\Omega_\delta^2 = 0 \\ A'\Omega_\alpha^2 + B'\Omega_\beta^2 + C'\Omega_\gamma^2 + D'\Omega_\delta^2 = 0 \\ \zeta\Omega_\alpha\Omega_\beta - \eta\Omega_\gamma\Omega_\delta = 0 \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

On utilise les deux premières équations pour éliminer  $\Omega_\alpha^2$  et  $\Omega_\beta^2$  du système. On obtient alors une équation du second ordre :

$$P \times (\Omega_\gamma^2)^2 + Q \times (\Omega_\delta^2)^2 + R \Omega_\gamma^2 \Omega_\delta^2 = 0, \quad (\text{C.9})$$

où on a posé

$$\begin{cases} P = \frac{CA' - C'A}{AB' - A'B} \left( \frac{CA' - C'A}{AB' - A'B} B + C \right) \\ Q = \frac{DA' - D'A}{AB' - A'B} \left( \frac{DA' - D'A}{AB' - A'B} B + D \right) \\ R = A \left( \frac{\eta}{\zeta} \right)^2 + \frac{CA' - C'A}{AB' - A'B} D + \frac{DA' - D'A}{AB' - A'B} C \\ \quad + 2 \left( \frac{CA' - C'A}{AB' - A'B} \right) \left( \frac{DA' - D'A}{AB' - A'B} \right) B \end{cases} \quad (\text{C.10})$$

On définit

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{R}{P - Q} \quad (\text{C.11})$$

et on effectue le changement de variables

$$\begin{cases} \Omega_\gamma^2 = x' \cos \theta - y' \sin \theta \\ \Omega_\delta^2 = x' \sin \theta + y' \cos \theta \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

On obtient l'équation réduite

$$Sx'^2 + Ty'^2 = 0, \quad (\text{C.13})$$

avec

$$\begin{cases} S = P \cos^2 \theta + Q \sin^2 \theta + R \cos \theta \sin \theta \\ T = P \sin^2 \theta + Q \cos^2 \theta - R \cos \theta \sin \theta \end{cases} \quad (\text{C.14})$$

L'équation C.13 n'a de solution que lorsque le rapport  $S/T$  est négatif. On a alors

$$\frac{y'}{x'} = \pm \sqrt{-\frac{S}{T}}. \quad (\text{C.15})$$

On en tire la valeur du rapport d'intensité pour le Rubidium 87

$$R_{\pm}^{87} = \frac{\Omega_{\delta}^2}{\Omega_{\gamma}^2} = \frac{I_2^{87}}{I_1^{87}} = \frac{\pm \sqrt{-\frac{S}{T}} \cos \theta + \sin \theta}{\cos \theta - \pm \sqrt{-\frac{S}{T}}}. \quad (\text{C.16})$$

Parmi les deux solutions possibles, nous ne gardons que celle ayant une signification physique (c'est à dire telle que les intensités et pulsations de Rabi soient positives). On note alors  $R^{87}$  (et non  $R_{\pm}^{87}$ ).

On déduit alors les valeurs des deux autres rapports d'intensités

$$R^{85/87} = \frac{\Omega_{\beta}^2}{\Omega_{\gamma}^2} = \frac{I_3^{85}}{I_1^{87}} = \frac{CA' - C'A}{AB' - A'B} + \left( \frac{DA' - D'A}{AB' - A'B} \right) \times R^{87} \quad (\text{C.17})$$

et

$$R^{85} = \frac{\Omega_{\beta}^2}{\Omega_{\alpha}^2} = \frac{I_3^{85}}{I_2^{85}} = -\frac{AR^{85/87}}{BR^{85/87} + C + DR^{87}}. \quad (\text{C.18})$$

Ce sont ces valeurs qui sont tracées sur la figure 5.5 (page 131).

## **Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry**

R. Geiger, V. Ménotet, 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**, 274 (2011)

Page 161

## **Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry**

V. Ménotet, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer

*Optics Letters*, **36**, 4128 (2011)

Page 169

## **Des ondes de matière pour tester les lois de l'Univers**

R. Geiger, V. Ménotet & P. Bouyer

Article de vulgarisation, *Pour La Science*, **409**, Novembre 2011

Page 172



## 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<sup>1,2</sup>, V. Ménotet<sup>1</sup>, G. Stern<sup>1,2,3</sup>, N. Zahzam<sup>4</sup>, P. Cheinet<sup>1</sup>, B. Battelier<sup>1,3</sup>, A. Villing<sup>1</sup>, F. Moron<sup>1</sup>, M. Lours<sup>3</sup>, Y. Bidel<sup>4</sup>, A. Bresson<sup>4</sup>, A. Landragin<sup>3</sup> & P. Bouyer<sup>1,5</sup>

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.

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry, UMR 8501, Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris Sud 11, 2, Avenue, Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau, France. <sup>2</sup>CNES, 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, France. <sup>3</sup>LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS and UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France. <sup>4</sup>ONERA, DMPH, Chemin de la Huniére, 91761 Palaiseau, France. <sup>5</sup>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).

## ARTICLE

NATURE COMMUNICATIONS | DOI: 10.1038/ncomms1479

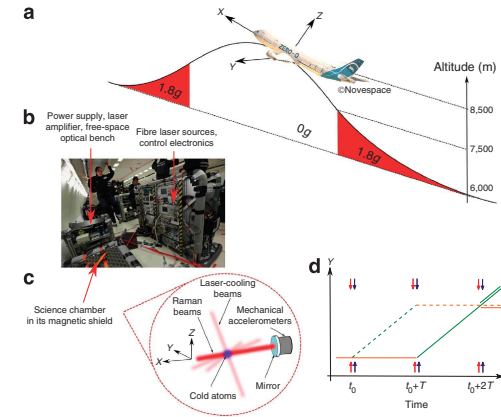
**M**atter-wave inertial sensing relies on the capability of controlling the wave nature of matter to build an interferometer and accurately measure a phase difference<sup>1,2</sup>. As the particle associated to the matter wave senses inertial or gravitational effects, the interferometer represents 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, geodesy and gravimetry, for applications to inertial guidance<sup>3</sup>, geoid determinations<sup>4</sup>, geophysics<sup>5</sup> and metrology<sup>6</sup>.

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 bodies<sup>7</sup>. 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<sup>8,9</sup> 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 waves<sup>11</sup>. All these fundamental tests may benefit from the long interrogation times accessible on microgravity platforms<sup>7,12,13</sup>, or in space<sup>14</sup>.

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 <sup>87</sup>Rb 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 difference<sup>15</sup>. 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 test<sup>16</sup> 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 project<sup>17</sup> (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

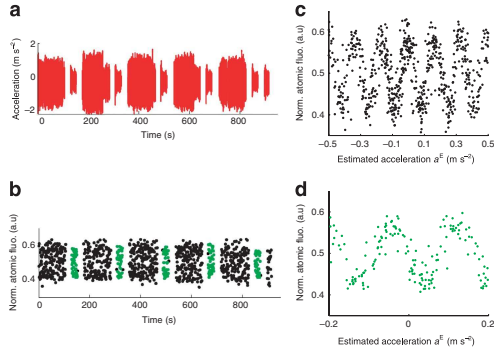


**Figure 1 | Description of the experiment in the plane.** (a) The parabolic manoeuvre consists of a 20 s pull-up hypergravity (1.8g) phase, the 22 s ballistic trajectory (0g) and a 20 s pull-out 1.8g phase. This manoeuvre is alternated with standard gravity (1g) phases of about 2 min and carried out 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<sup>19,20</sup>. We use telecom-based laser sources that provide high-frequency stability and power in a compact and integrated setup<sup>21</sup>. Starting from a <sup>87</sup>Rb vapour, we load in 400 ms a cloud of about  $3 \times 10^7$  atoms laser cooled down to 10  $\mu$ K, and select the atoms in a magnetic field insensitive ( $m_F = 0$ ) Zeeman sublevel. We then apply a velocity selective Raman light pulse<sup>22</sup> 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  $\Phi$  is the difference between the phase of the two Raman lasers at the atom's successive classical positions, with respect to the retroreflecting mirror<sup>23</sup>. 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



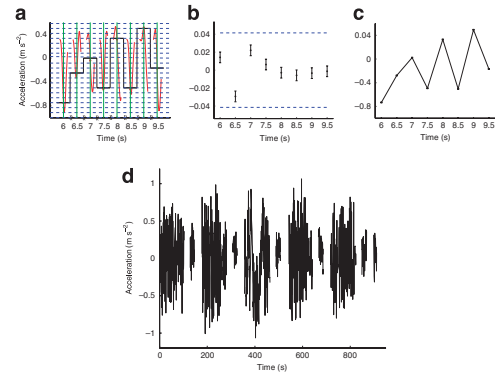
**Figure 2 | AI revealing information on the plane acceleration.**

(a) Acceleration signal recorded by the MAs (red); the standard deviation  $\delta a_m$  of the acceleration signal is about  $0.5 \text{ m s}^{-2}$  at  $1g$  and  $0.2 \text{ m s}^{-2}$  in  $0g$ . (b) AI discrete measurements corresponding to the atomic fluorescence of the  $^{87}\text{Rb}$  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  $^{87}\text{Rb}$  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 AI<sup>24</sup>. 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  $0.0065 \text{ m s}^{-2}$  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  $\delta a_m$ .

The knowledge of  $P_0$  and  $A$  enables us to extract the acceleration  $a_m(t)$  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  $\tilde{\alpha}_{a_m} \sim 0.5 \text{ m s}^{-2}$ , the MAs enables us to increase the AI interrogation time up to  $2T_{MA} = 6 \text{ ms}$  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  $2T_{MA} > 20 \text{ ms}$ . 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  $10^{-4} \text{ m s}^{-2}$  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  $T_c = 500 \text{ ms}$ , 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 20ms because the atoms fall down and escape the Raman and detection beams<sup>12</sup>. 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 microgravity 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 spaceborne 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 gradiometers<sup>25</sup> or gyroscopes<sup>26</sup>, and is expected in UFF tests based on atom interferometry<sup>16</sup>. 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

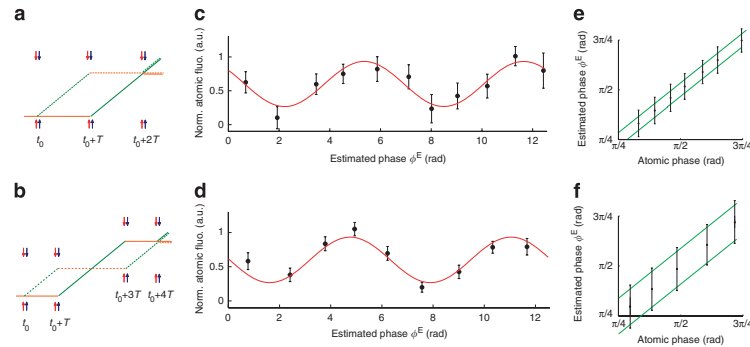
a finite rejection, the impact of the acceleration noise can further be reduced by measuring the vibrations of the mirror with MAs to subtract them from the differential phase measurement. In this way, the MAs are used to release the requirements on the vibration damping of the craft as they measure 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 <sup>87</sup>Rb sensor in a differential mode. We use a sequence of four light pulses to build a two-loop AI<sup>25</sup> 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 20ms, 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  $\sigma_{\text{corr}} = \sqrt{\sigma_{AI}^2 + \sigma_{\text{vib}}^2}$ . It results, in the linear range of the interferometer, from the quadratic sum of two independent contributions: the atomic phase noise  $\sigma_{AI} \propto 1/\text{SNR}$ , and the vibration noise  $\sigma_{\text{vib}}$  not measured by the MAs. As we can estimate  $\sigma_{AI}$  independently from the correlation (see the second subsection in Methods), the comparison of  $\sigma_{\text{corr}}$  and  $\sigma_{AI}$  indicates whether the sensor sensitivity is limited by the atomic noise ( $\sigma_{\text{corr}} \approx \sigma_{AI}$ ) or by the residual vibration noise ( $\sigma_{\text{corr}} > \sigma_{AI}$ ). In Figure 4e,f, we have represented  $\sigma_{\text{corr}}$  (error bars) and  $\sigma_{AI}$  (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  $\sigma_{\text{corr}} > \sigma_{AI}$ . On the contrary, Figure 4f reveals that the atomic phase noise is the main limit to the sensitivity of the four-pulse sensor, as  $\sigma_{\text{corr}} \approx \sigma_{AI}$ . 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  $1/2T$ . 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 microgravity<sup>13</sup>.

## 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  $2T_{MA} = 40 \text{ ms}$  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  $\sigma_{\text{cor}}$  (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  $\Phi = \pi/4$  to  $\Phi = 3\pi/4$ . To facilitate the comparison of  $\sigma_{\text{cor}}$  and  $\sigma_{\text{AI}}$ , we have set  $\Phi^E = \Phi$  (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  $\sigma_{\text{vb}}$  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  $2 \times 10^{-4}$ . 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  $10^{-8} \text{ m s}^{-2}$  under appropriate conditions<sup>27</sup>.

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  $2 \times 10^{-4}$  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 resolution<sup>28</sup> 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  $10^{-7} \text{ m s}^{-2}$  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 unreachd 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 ( $\sim$ few  $10^{-5} \text{ m s}^{-2}$ ) of the traditional sensors monitoring the crafts' motion, below the  $10^{-7} \text{ m s}^{-2}$  level. In geophysics, airborne gravity surveys may also benefit from the accuracy of AIs<sup>29</sup>.

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 achieved<sup>17</sup>. 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 bodies<sup>30</sup>.

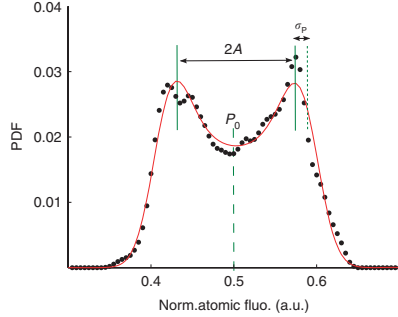
## Methods

**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

$$\Phi(t_i) = k \int f(t, \vec{r}_i) a(t) dt, \quad (1)$$

## ARTICLE

NATURE COMMUNICATIONS | DOI: 10.1038/ncomms1479



**Figure 5 | Estimation of the AI response and SNR.** PDF of the AI measurements  $P(t)$  (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  $\sigma_p$  is the standard deviation of the atomic noise.

where  $f$  is the acceleration response of the 3-pulse AI. It is a triangle-like function<sup>16</sup> that reads:

$$f(t, \bar{t}_i) = \begin{cases} t - \bar{t}_i & \text{if } t \in [\bar{t}_i, \bar{t}_i + T] \\ 2T - (t - \bar{t}_i) & \text{if } t \in [\bar{t}_i + T, \bar{t}_i + 2T], \end{cases} \quad (2)$$

with  $\bar{t}_i$  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:

$$\Phi^E(t_i) = k \int f(t, \bar{t}_i) a_{MA}(t) dt. \quad (3)$$

The MAs–AI correlation function can be written as

$$P = P_0 - A \cos \Phi^E, \quad (4)$$

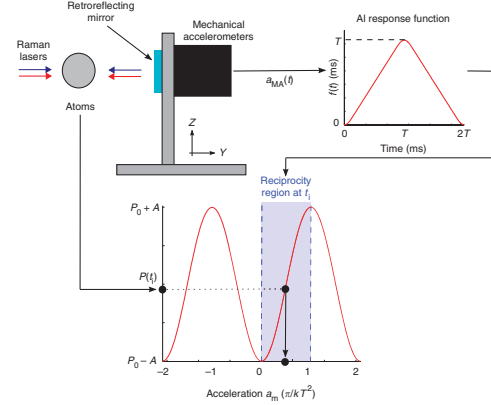
and expresses the probability to measure the atomic signal  $P(t_i)$  at time  $t_i$  given the acceleration signal  $a_{MA}(t)$  recorded by the MAs. The estimated acceleration used in Figure 2 is defined by  $a^E = \Phi^E/kT^2$ .

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  $\Phi^E$ .

**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  $\sigma_p$ . The fit function reads:

$$\mathcal{F}(x) = \mathcal{N} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' [1 - (P_0 - x')^2/A^2]^{-1/2} \times \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - x')^2}{2\sigma_p^2}\right), \quad (5)$$

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  $\sigma_p$  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  $n(t) = 0$ . The value provided by the AI,  $P(t_i)$ , is then used to refine the acceleration measurement within the reciprocity region. The acceleration  $\bar{a}(t_i)$  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  $2T = 3$  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  $T_c = 500$  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 times<sup>32</sup>. However, we demonstrated the low phase noise of our laser system during previous parabolic flight campaigns<sup>12</sup>, which is at least one order of magnitude below the estimated atomic phase noise for the interrogation times we consider in this work ( $T \leq 10$  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  $\bar{a}(t_i)$  measured by the AI in its reciprocity region  $[n(t_i)a_R, (n(t_i) + 1)a_R]$ , and given by:

$$\bar{a}(t_i) = \frac{1}{kT^2} \arccos\left(\frac{P_0 - P(t_i)}{A}\right). \quad (6)$$

The total acceleration  $a_m(t_i)$  is finally computed as:

$$a_m(t_i) = \begin{cases} n(t_i)a_R + \bar{a}(t_i) & \text{if } n(t_i) \text{ is even} \\ (n(t_i)+1)a_R - \bar{a}(t_i) & \text{if } n(t_i) \text{ is odd.} \end{cases} \quad (7)$$

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  $\Phi^E$  that impair the MAs–AI correlation. The nonlinearities typically reach amplitudes  $\epsilon_{nl} \sim 5\%$  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  $\epsilon_{nl} \sim 2\%$ . For  $2T_{MA} = 6$  ms, these nonlinearities correspond to errors on  $\Phi^E$  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  $\Phi^E$  due to the MAs-axis coupling are negligible. Finally, the bias of the capacitive accelerometer is specified at the  $0.05 \text{ m s}^{-2}$  level, so that the mean estimated acceleration might drift during the flight (4 h). 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](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. L.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. B.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/>



## Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry

V. Ménoret,<sup>1,\*</sup> R. Geiger,<sup>1,4</sup> G. Stern,<sup>1,4</sup> N. Zahzam,<sup>3</sup> B. Battelier,<sup>1,5</sup> A. Bresson,<sup>3</sup> A. Landragin,<sup>2</sup> and P. Bouyer<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS and Université Paris Sud 11, 2 Avenue Fresnel, 91127 Palaiseau, France

<sup>2</sup>LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS and UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>3</sup>ONERA—The French Aerospace Lab, F-91761 Palaiseau, France

<sup>4</sup>Centre National d'Etudes Spatiales, 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, France

<sup>5</sup>LP2N, Université Bordeaux 1, IOGS and CNRS, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, France

\*Corresponding author: [vincent.menoret@institutoptique.fr](mailto:vincent.menoret@institutoptique.fr)

Received August 4, 2011; accepted September 7, 2011;

posted September 20, 2011 (Doc. ID 152404); published October 19, 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 performance 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-IR 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, because it has a direct impact on the interferometric measurement.

While most atom interferometers use laser systems based on extended-cavity diode lasers [10], a good alternative is to use frequency-doubled telecom lasers operating around  $1.5\ \mu\text{m}$  [11,12]. This technique relies on the maturity of the 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 misalignments. The second Raman frequency is generated by modulating the reference laser with an electro-optic or acousto-optic modulator (AOM), thus avoiding phase locking of two diodes.

We present a compact laser source for onboard interferometry with Rb and K atoms simultaneously. It takes advantage of the full telecom C-band (3 THz) to generate two optical frequencies at 384 and 390 THz (780 and 767 nm) starting from two distributed feedback (DFB) seed lasers at 192 and 195 THz (1560 and 1534 nm) that

are amplified and frequency doubled. The frequencies are known with high accuracy thanks to frequency locking of the seed lasers 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 (to the best of our knowledge) 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 in. 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 Menlo Systems to be transportable and resistant to vibrations. It is self-referenced on a 10 MHz ultrastable 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 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

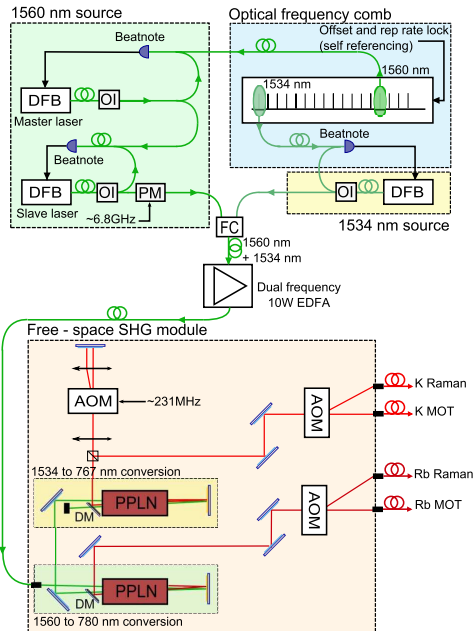


Fig. 1. (Color online) Diagram of the complete laser system: DFB, distributed feedback laser diode; OI, optical isolator; PM, phase modulator; FC, fiber combiner; SHG, second harmonic generation; DM, dichroic mirror; PPLN, periodically poled lithium niobate crystal; AOM, acousto-optic modulator.

frequency by retroacting on the diode current. A slave DFB is then locked on the master laser with an adjustable set point, 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  $^{87}\text{Rb}$ . 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 5 W 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 HC Photonics 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  $1.5\ \mu\text{m}$  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 5 W pump power.

We generate the repumping and second Raman frequencies by modulating the lasers at frequencies close

to the hyperfine splittings of  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{40}\text{K}$  (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 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 four paths (two Rb and two K) go through fast mechanical shutters (Uniblitz LS2,  $300\ \mu\text{s}$  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 milliwatts of light of each wavelength is used to generate blow-away beams.

Because 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 aluminum breadboard, which is more stable than standard AW2017. The breadboard is  $43\ \text{cm} \times 73\ \text{cm}$  and 4 cm thick, with a hollow structure to make it lighter.

We have measured the phase noise due to propagation on the 780 (respectively, 767 nm) Raman lasers by detecting a beatnote at 6.8 GHz (respectively, 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 1 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

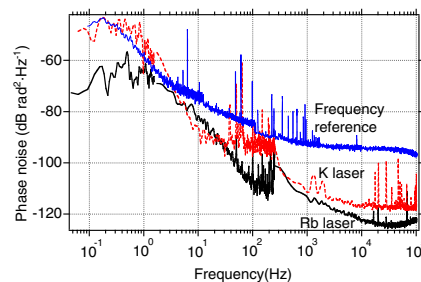


Fig. 2. (Color online) Phase noise due to modulation and propagation for the two lasers compared to that of our 6.8 GHz frequency reference. For the Rb laser, phase noise is dominated by that of the reference. On the K laser, excess noise appears at low frequency because of physical separation between the two frequency components.

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 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  $\mu$ K, 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  $\mu$ K, which is comparable to what has been obtained in [17]. Further cooling to 25  $\mu$ K 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 co-workers [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.

To conclude, we have developed a versatile and compact setup for using in tests of the weak equivalence principle in microgravity [21]. This source combines the reliability of fiber components, the agility allowed by the broad spectrum of the C-band and the frequency accuracy of the optical frequency comb. These features can lead to plug-and-play laser sources for a large number of laboratories developing cold atom experiments, and they are required to miniaturize laser benches for commercial devices or fundamental physics space missions.

We thank L. Mondin and T. Lévêque for their implication in the project. We acknowledge funding support from the Centre National d'Etudes Spatiales, the Direction Générale de l'Armement, the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), the European Space Agency, and the Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids.

## References and Notes

1. B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, C. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 10402 (2006).
2. S. Dimopoulos, P. Graham, J. Hogan, and M. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **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, S. Arnold, G. Nandi, W. P. Schleich, R. Walser, A. Vogel, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangt, T. Schuldt, A. Peters, T. Könenmann, H. Müttinga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel, *Science* **328**, 1540 (2010).
4. J. McGuirk, G. Foster, J. Fixler, M. Snadden, and M. Kasevich, *Phys. Rev. A* **65**, 1 (2002).
5. Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 134101 (2010).
6. M. Schmidt, M. Prevedelli, A. Giorgini, G. M. Tino, and A. Peters, *Appl. Phys. B* **102**, 11 (2010).
7. F. Sorrentino, K. Bongs, and P. Bouyer, Luigi Cacciapuoti, Marella De Angelis, Hansjörg Dittus, Wolfgang Ertmer, A. Giorgini, J. Hartwig, M. Hauth, S. Herrmann, M. Inguscio, E. Kajari, T. Kaenemann, C. Laemmerzahl, A. Landragin, G. Modugno, F. Pereira Dos Santos, A. Peters, M. Prevedelli, E. M. Rasel, Wolfgang P. Schleich, M. Schmidt, A. Senger, K. Sengstok, G. Stern, G. M. Tino, and R. Walser, *Microgravity Sci. Technol.* **22**, 551 (2010).
8. R. Geiger, V. Ménoret, G. Stern, N. Zahzam, P. Cheinet, B. Battelier, A. Villing, F. Moron, M. Lours, Y. Bidet, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, *Nat. Commun.* **2**, 474, doi:10.1038/ncomms1479 (2011).
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, *Opt. Commun.* **282**, 977 (2009).
11. O. Carraz, F. Lienhart, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson, *Appl. Phys. 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. Hänsch, *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. Bidet, 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. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno, arXiv: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, *Opt. Express* **17**, 17792 (2009).
21. G. Varoquaux, R. A. Nyman, R. Geiger, P. Cheinet, A. Landragin, and P. Bouyer, *New J. Phys.* **11**, 113010 (2009).



## Physique

# Des ondes de matière pour tester les lois de l'Univers

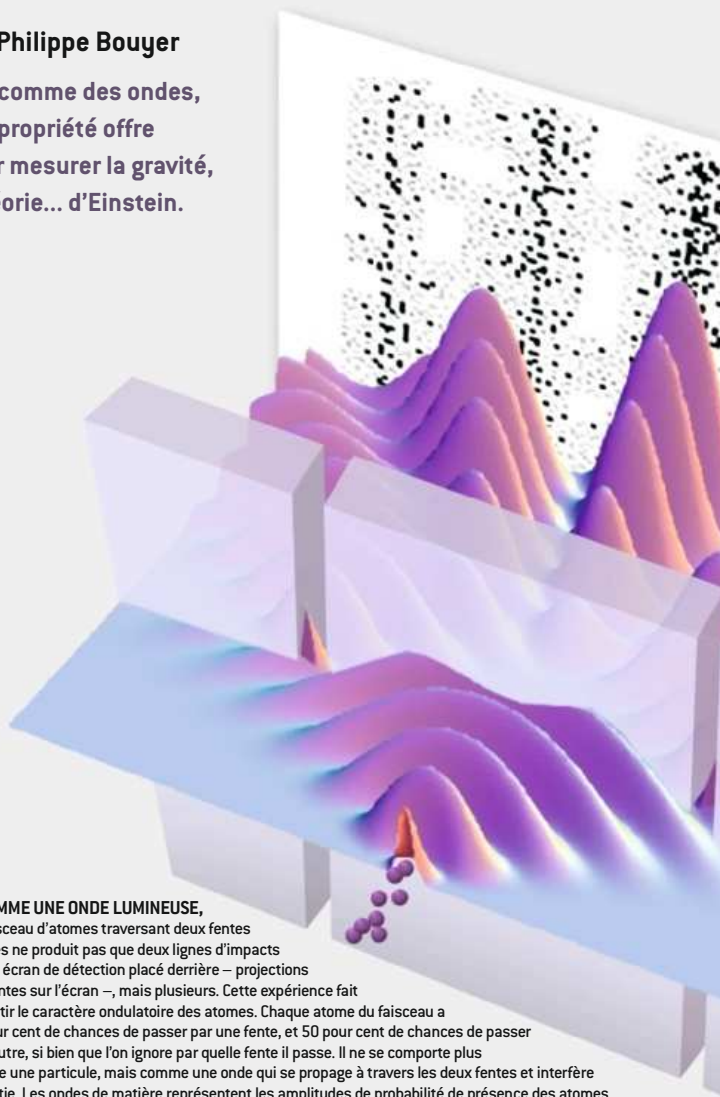
Remi Geiger, Vincent Ménot et Philippe Bouyer

Les atomes se comportent parfois comme des ondes, que l'on peut faire interférer. Cette propriété offre de nouveaux outils plus précis pour mesurer la gravité, se repérer en vol ou éprouver la théorie... d'Einstein.

La matière est une onde et les ondes sont composées de particules (photons pour la lumière, phonons pour le son) : c'est un des principes clés de la mécanique quantique. Il prédit qu'à toute particule on peut associer une onde, et réciproquement. Ainsi, de même qu'on peut faire interférer des photons, mettant ainsi en évidence leur caractère ondulatoire, il est possible de réaliser des interféromètres avec des particules de matière.

Les physiciens américains Clinton Davisson et Lester Germer en ont fait la première démonstration en 1927 en reproduisant avec des électrons l'expérience des fentes de Young : un faisceau d'électrons est dirigé vers deux fentes très fines et très rapprochées. Derrière les fentes, un détecteur enregistre les points d'impact des électrons. Dans le cas de corpuscules, on s'attendrait à observer l'image des deux fentes sur l'écran, c'est-à-dire deux lignes. Or on obtient un tout autre résultat. Les impacts se répartissent selon un motif périodique – un interférogramme –, qui ne peut s'expliquer que par un phénomène d'interférences, et donc un comportement ondulatoire des électrons (voir la figure 1). Depuis cette preuve de principe, des interférences ont été observées avec des neutrons, des atomes et, récemment, des molécules organiques comportant plusieurs centaines d'atomes, confirmant que la mécanique quantique est encore valable à l'échelle macroscopique.

**1. COMME UNE ONDE LUMINEUSE,** un faisceau d'atomes traversant deux fentes étroites ne produit pas que deux lignes d'impacts sur un écran de détection placé derrière – projections des fentes sur l'écran –, mais plusieurs. Cette expérience fait ressortir le caractère ondulatoire des atomes. Chaque atome du faisceau a 50 pour cent de chances de passer par une fente, et 50 pour cent de chances de passer par l'autre, si bien que l'on ignore par quelle fente il passe. Il ne se comporte plus comme une particule, mais comme une onde qui se propage à travers les deux fentes et interfère en sortie. Les ondes de matière représentent les amplitudes de probabilité de présence des atomes.



Cependant, mettre en évidence le comportement ondulatoire de la matière n'est pas chose aisée. Dans les conditions habituelles, la longueur d'onde associée aux particules – la longueur d'onde de de Broglie, inversement proportionnelle à la vitesse et à la masse de la particule – est très faible (environ 0,1 nanomètre pour un atome d'hélium se déplaçant à une vitesse de 1 000 mètres par seconde). À une telle longueur d'onde, les phénomènes ondulatoires – les figures d'interférences – sont tellement faibles qu'ils sont masqués par le comportement corpusculaire.

Depuis près de 25 ans, on refroidit des gaz d'atomes à des températures extrêmement basses, de l'ordre de quelques millièmes de degré au-dessus du zéro absolu. Ces « atomes froids » se déplaçant

lentement, leur longueur d'onde de de Broglie augmente, et les interférences deviennent détectables. Loin d'être une simple curiosité quantique, ces ondes de matière ont de nombreuses applications, à la fois parce qu'elles sont de formidables outils pour sonder la matière à l'échelle atomique, et parce qu'elles permettent de concevoir des instruments de mesure d'une grande précision, telles des horloges atomiques qui mesurent la seconde avec 17 chiffres significatifs.

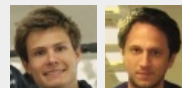
Un des principaux champs d'application des interféromètres à atomes froids, ou interféromètres atomiques, est la réalisation de senseurs inertiels, qui mesurent des accélérations ou des rotations. Depuis quelques années, les applications de ces senseurs se multiplient, dans des champs aussi variés que la mesure des variations de la gravité terrestre en fonction des marées, la navigation ou la vérification, avec une précision inégalée, de questions de physique fondamentale, tel le principe d'équivalence d'Einstein. Avant de nous intéresser à ces diverses applications, examinons le principe de fonctionnement d'un senseur inertiel.

## Des interférences avec des atomes

En optique et, plus généralement, en mécanique ondulatoire, on parle d'interférences lorsque deux ondes lumineuses de même type se rencontrent et interagissent après avoir parcouru des chemins différents. Un raisonnement mathématique simple permet de comprendre ce que représente une figure d'interférences détectée sur un écran en sortie d'un interféromètre optique.

Une onde (électromagnétique dans le cas de la lumière) peut être modélisée par une amplitude qui oscille au fil du temps. La superposition de deux ondes est alors la somme des amplitudes de chaque onde. Les détecteurs (y compris notre œil ou l'écran), cependant, ne sont sensibles qu'à l'intensité lumineuse de l'onde, c'est-à-dire au module au carré de son amplitude. L'intensité lumineuse détectée lors de la superposition de deux ondes est ainsi le module au carré de la somme des amplitudes des deux ondes, soit la somme des intensités des deux ondes, à laquelle s'ajoute un terme dit d'interférences : le produit des amplitudes des deux ondes. Si les ondes oscillent en phase, ce terme est maximal, et les interférences sont dites constructives :

### LES AUTEURS

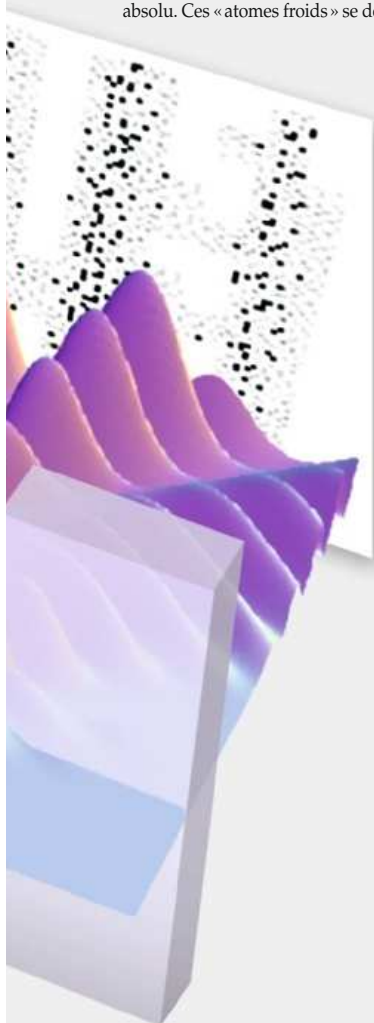


Remi GEIGER, docteur de l'Université Paris Sud, vient de terminer sa thèse au Laboratoire Charles Fabry (UMR 8501, CNRS, Université Paris Sud, Institut d'optique), à Palaiseau, où Vincent MÉNORET est doctorant de la même université.

Philippe BOUYER est directeur du Laboratoire photonique, numérique et nanosciences (UMR 5298, CNRS, Université de Bordeaux I, Institut d'optique), à Talence.

### L'ESSENTIEL

- ✓ Selon la physique quantique, les particules de matière sont aussi des ondes.
- ✓ Les physiciens ont mis au point des dispositifs où ces ondes de matière interfèrent.
- ✓ À géométrie équivalente, ces interféromètres atomiques sont 100 milliards de fois plus sensibles que les dispositifs optiques.
- ✓ Les applications sont nombreuses : mesurer les variations de gravité, sonder le sous-sol, se diriger par navigation inertielle...
- ✓ Un des grands enjeux est la vérification du principe d'équivalence d'Einstein à l'échelle quantique.



Institut d'optique

l'intensité lumineuse résultante est supérieure à la somme des intensités des deux ondes. Si les ondes oscillent en opposition de phase, le terme d'interférences est minimal, et les interférences sont dites destructives: l'intensité lumineuse résultante est inférieure à la somme des intensités des deux ondes. Ce calcul est effectué en chaque point de l'écran, et l'on obtient des motifs

### ISOLÉS DES FROTTEMENTS DE L'AIR

#### dans leur enceinte à vide, les atomes suivent une trajectoire parfaitement balistique déterminée par les lois de Newton.

périodiques clairs et sombres – les franges d'interférences.

Pour réaliser un interféromètre atomique, on utilise, comme avec la lumière, des lames séparatrices afin de diviser une onde de matière en deux ondes identiques qui parcourront des chemins différents. Ces lames séparatrices sont réalisées à l'aide d'un réseau de fentes microscopiques ou grâce à la manipulation des atomes par laser (voir l'encadré ci-contre). Les franges d'interférences à la sortie de l'interféromètre révèlent les différences de parcours des deux ondes: un chemin plus long pour l'une que pour l'autre, une interaction avec un obstacle pour l'une et non pour l'autre, etc.

Pour les ondes de matière, ces différences, même infimes, peuvent avoir un effet considérable. Si, dans un interféromètre lumineux, les ondes voyagent à la vitesse de la lumière, les ondes atomiques, bien plus lentes, passent beaucoup plus de temps dans l'interféromètre. Par conséquent, à géométrie équivalente, les dispositifs à interférences atomiques sont jusqu'à 100 milliards de fois plus sensibles aux éventuelles interactions auxquelles les atomes sont soumis que les dispositifs optiques. On met alors à profit cette sensibilité exceptionnelle pour mesurer avec une grande précision, par exemple, l'effet d'un champ électrique sur un atome, la masse d'un atome, ou encore la rotation ou l'accélération subies par l'interféromètre, qui devient alors un capteur inertiel ultrasensible.

Une des premières applications de ces capteurs inertiels est la mesure de l'accélération verticale subie par les atomes sous l'effet de la pesanteur. L'interféromètre à onde de matière devient alors un gravimètre atomique si précis qu'il détecte les infimes fluctuations de l'accé-

lération de la pesanteur ( $g$ ) dues aux marées, soit quelques dizaines de milliardièmes de  $g$ . Les applications de tels gravimètres sont nombreuses. Cartographier le champ de pesanteur permet d'obtenir des informations indirectes sur la composition du sol. Une masse de granite ou une nappe de pétrole, par exemple, auront des densités différentes et contribueront

à des valeurs mesurées de  $g$  légèrement différentes en surface; de telles mesures locales de  $g$  pourraient ainsi faciliter la prospection minière et pétrolière.

De même, en plaçant un gravimètre sur le flanc d'un volcan, on peut surveiller son activité: si des poches de magma se forment ou disparaissent près de la surface,  $g$  sera modifié. Enfin, les gravimètres atomiques peuvent enregistrer l'activité sismique du lieu où ils sont positionnés (déplacement des plaques tectoniques lors d'un séisme, montée de magma liée à une éruption volcanique, mouvements de l'interféromètre liés aux vibrations d'un séisme) et ainsi contribuer à une meilleure compréhension des séismes, voire, peut-être un jour, à leur prévision.

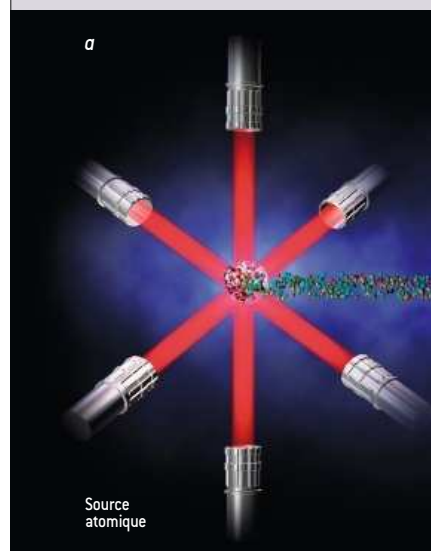
### Se diriger grâce aux atomes

Les interféromètres à onde de matière sont aussi de formidables outils pour le guidage et la navigation inertielle. Pour se positionner dans l'espace, et ainsi se diriger d'un point de départ vers une destination précise, les navigateurs se sont toujours référés à des objets dont la position est par ailleurs connue (un référentiel). L'utilisation du sextant, par exemple, s'appuie sur la position des étoiles et des astres naturels, et le GPS sur celle de satellites artificiels. Sans ces références extérieures, la navigation repose sur une estimation de la direction et de la vitesse de déplacement, et toute imprécision conduit à une erreur sur la destination. La navigation inertielle offre une bonne estimation de ces paramètres, à condition que les appareils utilisés – des accéléromètres et des gyroscopes – évitent toute erreur de mesure.

On embarque à bord du véhicule (avion, sous-marin, bateau...) un ensemble de gyroscopes et d'accéléromètres. À partir de l'enregistrement de l'accélération et de la rotation du véhicule au cours du temps, on calcule sa vitesse (en multipliant l'accélération mesurée par le temps entre deux mesures, c'est-à-dire en intégrant le signal d'accélération sur cette durée), puis on remonte à la position en intégrant une seconde fois le signal de vitesse. Cette méthode, très efficace, a un inconvénient majeur: toute erreur de mesure, ou toute dérive des appareils, donne une position fautive du véhicule. Avec les instruments actuels, les erreurs liées à l'inexactitude des instruments se traduisent parfois par des positions erronées de plusieurs dizaines de mètres au bout de quelques minutes.

Un capteur inertiel atomique mesure des accélérations et rotations infimes en provoquant et analysant les interférences d'un faisceau d'atomes froids soumis à ces forces inertielle. Des atomes sont refroidis par laser à une température de un microkelvin (a), puis libérés du piège. Un laser prépare les atomes dans un état quantique pur (b).

En utilisant une impulsion lumineuse appropriée, réalisée à l'aide d'une onde laser stationnaire (un faisceau laser rétrodifféchi, caractérisé par des franges sombres – des nœuds – et claires – des ventres), on fait passer un atome de l'état quantique initial (où l'atome a une vitesse  $v$ ) à une superposition de deux états quantiques différents :



Les senseurs inertiels à ondes de matière ne sont pas concernés par ces limitations : isolés des frottements de l'air dans leur enceinte à vide, les atomes suivent une trajectoire balistique déterminée par les lois de Newton. Avec l'interféromètre atomique, on évite ainsi les erreurs et dérives des systèmes classiques : la trajectoire des atomes étant connue, on détecte les mouvements du véhicule en mesurant le déplacement de l'interféromètre par rapport aux atomes.

En pratique, ce n'est pas aussi simple. Réaliser une telle centrale inertielle atomique transportable reste un défi : occuper une pièce entière, ces expériences nécessitent des conditions thermiques d'une grande stabilité. De plus, l'interféromètre atomique est si sensible qu'en présence

de vibrations, comme dans un avion de ligne, il est impossible d'extraire une information précise sur l'accélération. Déjà en laboratoire, il est nécessaire d'utiliser des dispositifs d'amortissement perfectionnés. Comment, dans ces conditions, utiliser les ondes de matière pour guider un sous-marin ou un avion ?

Depuis quelques années, les progrès dans la technologie des composants (en particulier des systèmes laser) et dans la compréhension des phénomènes physiques en jeu permettent de sortir les interféromètres de leur cocon. Plusieurs prototypes de gravimètres déplaçables ont vu le jour, permettant de mesurer la gravité à des endroits différents et de participer à des campagnes de comparaison dans des observatoires de géophysique.

## ✓ BIBLIOGRAPHIE

R. Geiger *et al.*, *Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry*, *Nature Communications*, vol. 2, article n° 474, doi: 10.1038/ncomms1479, 2011.

Ch. Salomon, *Mesurer le temps avec des atomes*, *Pour la Science*, n° 397, pp. 72-78, 2010.

*La lumière dans tous ses états*, *Dossier Pour la Science*, n°53, 2006.

Les sites Internet des projets d'interférométrie atomique en microgravité :  
[www.ice-space.fr](http://www.ice-space.fr)  
[www.miniatom.fr](http://www.miniatom.fr)

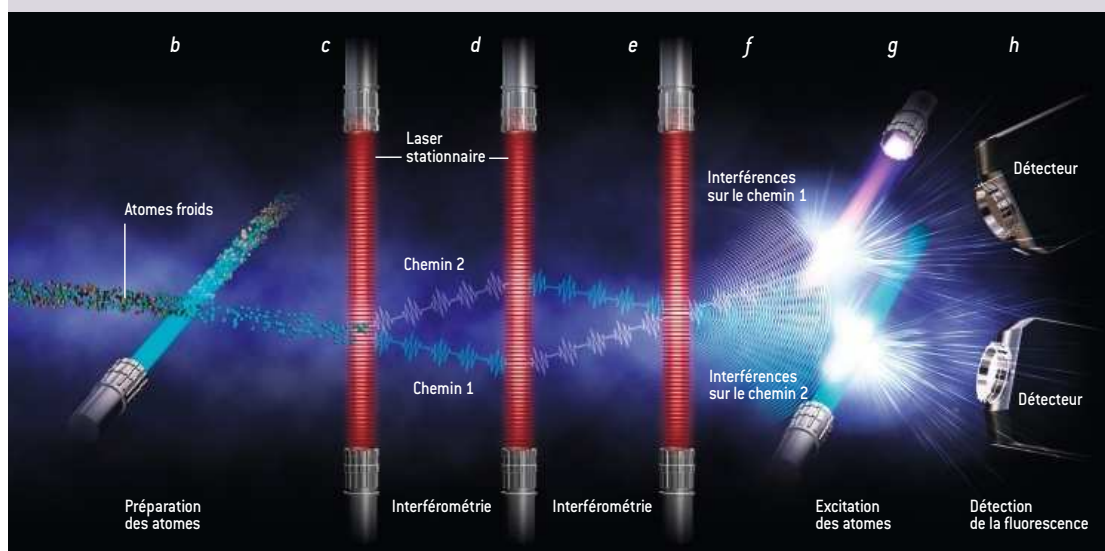
## PRINCIPE D'UN SENSEUR INERTIEL ATOMIQUE

le premier correspond à l'état initial de vitesse  $v$ , l'autre à l'état où l'atome a absorbé un photon – ce « choc » modifiant la vitesse de l'atome d'une quantité proportionnelle à l'énergie du photon ( $c$ ). De cette superposition d'états quantiques résulte un dédoublement de l'onde de matière initiale en deux ondes atomiques qui se propagent dans des directions différentes. Une deuxième impulsion lumineuse inverse les états quantiques et les vitesses des deux ondes atomiques sans les dédoubler ( $d$ ), afin qu'elles se recroisent. Une troisième et dernière impulsion dédouble à nouveau dans les deux états quantiques chacune des deux ondes, et les recombine ( $e$ ) : les ondes de

même état quantique interfèrent alors ( $f$ ), et l'on obtient un interféromètre atomique.

Les deux faisceaux d'atomes sortants sont excités chacun par un faisceau laser sonde ( $g$ ), et deux détecteurs ( $h$ ) collectent la fluorescence émise. On compte ainsi le nombre d'atomes dans chaque bras de sortie de l'interféromètre. Le rapport de ces deux nombres donne un point sur une courbe – une sinusoïde dont la périodicité correspond à celle des nœuds de l'onde stationnaire. Cette courbe traduit les franges d'interférences de l'expérience, et la position du point sur la courbe est liée à la différence des chemins parcourus par les ondes atomiques, notamment du fait de la gravité.

En d'autres termes, la position de ce point varie en fonction de celle des atomes par rapport aux nœuds de l'onde stationnaire qu'ils ont traversée lors des impulsions : les nœuds constituent en quelque sorte une règle graduée sur laquelle on repère la position des atomes et, à chaque impulsion, le laser stationnaire imprime cette position sur l'onde atomique sous la forme d'un déphasage, qui s'ajoute à ceux donnés par les impulsions précédentes. Ainsi, à l'issue de deux impulsions, on mesurerait la variation de position entre deux instants, soit la vitesse des atomes ; avec trois impulsions, on mesure directement l'accélération subie par les atomes sous l'effet de la pesanteur.





Après des premiers tests réalisés dans un camion (à Stanford aux États-Unis), un senseur inertielle atomique vient d'être utilisé pour la première fois pour enregistrer en continu l'accélération d'un avion en vol. Pour s'affranchir en partie de l'incertitude de mesure liée aux vibrations, nous avons combiné un accéléromètre atomique et des accéléromètres mécaniques. Si la mesure de l'interféromètre est très précise au sein d'une frange d'interférences, permettant de lire très finement la valeur de l'accélération des atomes sur cette frange, il est impossible de savoir sur quelle frange est faite la mesure si les vibrations sont trop importantes. L'accéléromètre mécanique joue le rôle de la graduation grossière d'un vernier ou d'un pied à coulisse : il permet de retrouver la frange d'interférences sur laquelle opère l'interféromètre.

Un tel senseur hybride, développé au prix d'un grand nombre d'innovations technologiques, a permis de mesurer l'accélération d'un avion avec une précision relative d'un trois centième (ce qui est excellent), et montré qu'il est possible d'améliorer les performances des accéléromètres embarqués usuels en les faisant fonctionner conjointement avec l'interféromètre atomique. Ce nouveau type de senseur devrait permettre de réaliser d'ici quelques années des systèmes de navigation inertielle mesurant toutes les composantes d'accélération et de rotation sans erreur.

Comprendre l'infiniment grand grâce à l'infiniment petit, tel est aujourd'hui un des autres défis de l'interférométrie à ondes de matière. En particulier, le principe d'équivalence d'Einstein – ou d'uni-



**2. L'EXPÉRIENCE EMBARQUÉE** dans l'Airbus ZERO-6 pour tester le principe d'équivalence occupe une bonne partie de l'avion (a). Les physiciens travaillent à la rendre plus compacte (b), leur objectif étant de la contenir dans un boîtier transportable de la taille d'une malle (c), afin de l'envoyer dans l'espace à bord d'un satellite.

versalité de la chute libre – est-il toujours valide à l'échelle quantique ? Ce principe est la pierre angulaire de la théorie de la relativité générale d'Einstein : il stipule que la masse d'un objet quelconque n'a pas de rôle dans son mouvement autour d'un astre ou, ce qui revient au même, que tous les objets tombent avec la même vitesse dans le vide (en l'absence de frottements de l'air) lorsqu'ils sont soumis à la pesanteur, quelles que soient leur masse ou leur composition interne.

## Tester le principe d'équivalence

Ce postulat emblématique a toujours fasciné les scientifiques, de Galilée faisant chuter deux objets du haut de la tour de Pise à l'astronaute américain David Scott qui, lors de la mission *Apollo 15*, lâcha simultanément une plume et un marteau pour constater que les deux objets arrivaient au même moment sur le sol lunaire. Cette loi fondamentale a conduit Einstein à reformuler les lois de la gravitation de Newton : la théorie de la relativité générale, fruit de cette reformulation, jouit d'un succès incontestable depuis près d'un siècle, tant par les vérifications expérimentales de ses prédictions que par son élégance mathématique. Elle constitue un élément essentiel, par exemple, dans l'analyse des signaux de géolocalisation par GPS.

Cependant, cette théorie est aujourd'hui remise en question lorsque l'on essaye de combiner les propriétés de l'infiniment grand, à l'échelle de l'Univers où la gravitation joue un rôle majeur, et celles de l'infiniment petit, à l'échelle de l'atome où la description quantique prédomine. L'enjeu majeur de cette recherche est la compréhension des premiers instants de l'Univers, où des forces de gravitation intenses agissaient sur des échelles infiniment petites.

La théorie des cordes et de la gravitation quantique, construite pour unifier la théorie d'Einstein et la physique quantique, prévoit d'infimes déviations à l'universalité de la chute libre et, pour éprouver ce principe, des mesures ultraprécises sont nécessaires. Le test le plus précis compare aujourd'hui l'accélération de la Terre et de la Lune (de masse et de composition très différentes) soumises au champ de gravité du Soleil, en mesurant la distance Terre-Lune à l'aide d'un laser avec une précision de un centimètre. Sur Terre, des balances de torsion comparent l'effet de

L'accélération de la pesanteur sur différents objets (telles des masses de béryllium ou de titane) avec des précisions qui reviendraient à départager deux coureurs de 100 mètres par un écart inférieur à la taille d'un atome sur la ligne d'arrivée. Dans l'espace, une mission satellite, MICROSCOPE, devrait même augmenter la précision de toutes ces mesures d'un facteur 100 en 2015.

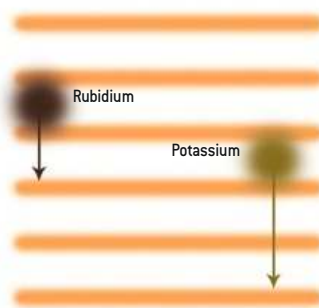
Les interféromètres à ondes de matières pourraient aller encore plus loin ; en augmentant la précision des mesures, mais aussi en permettant de tester le principe d'équivalence avec des objets quantiques – des atomes –, au lieu des corps astronomiques ou macroscopiques utilisés aujourd'hui. L'idée est de reproduire l'expérience de chute libre de la plume et du marteau avec deux atomes différents, dont on comparerait les accélérations grâce à un interféromètre atomique. Mais il faut pour cela « gagner du temps », c'est-à-dire allonger suffisamment le temps de chute libre des atomes pour augmenter les chances de déceler une différence. Sur Terre, cette durée est limitée, car les atomes sortent de l'enceinte à vide de l'interféromètre à cause de la pesanteur. Une solution consiste à placer tout le dispositif expérimental en chute libre ou en impesanteur à bord d'un satellite.

D'impressionnants « ascenseurs », telle la tour de chute libre de Brême, en Allemagne, devraient bientôt permettre les premières mesures en chute libre sur Terre. STE-QUEST, un projet du programme *Cosmic Vision* de l'Agence spatiale européenne, a aussi été lancé pour effectuer un test complet du principe d'équivalence d'Einstein en embarquant accéléromètre et horloges atomiques dans l'espace. Associée à des chercheurs de l'Observatoire de Paris et de l'ONERA, notre équipe de l'Institut d'optique constitue la partie française de cette mission. Elle réalise une première version de l'expérience en microgravité à bord de l'Airbus ZERO-G de la Société *Novespace* – un avion de ligne effectuant des vols paraboliques.

Le principe de l'expérience est simple. Un satellite en orbite n'est soumis qu'à la seule force de gravitation de la Terre. À l'intérieur, on mesurera à l'aide d'un double interféromètre atomique l'accélération relative de deux atomes différents (potassium et rubidium) par rapport au référentiel de l'expérience. Ce référentiel est donné par la position des nœuds de l'onde laser

stationnaire qui sonde les atomes, fixée par le dispositif expérimental (voir la figure 3). L'expérience permettrait de détecter si un des deux atomes est soumis à une accélération plus importante : le principe d'équivalence serait alors violé.

L'expérience en microgravité à bord de l'Airbus ZERO-G constitue une première étape. Cet avion effectue des vols paraboliques reproduisant pendant une vingtaine de secondes la trajectoire d'un satellite. La première phase de la manœuvre, qui dure environ 20 secondes, consiste à cabrer l'avion jusqu'à une assiette de 45 degrés avant de « l'injecter » en parabole. Lors de



**3. POUR TESTER LE PRINCIPE d'équivalence d'Einstein à l'échelle quantique, les physiciens envisagent de mesurer la différence d'accélération d'un atome de rubidium et d'un atome de potassium en chute libre à l'aide de deux interféromètres atomiques embarqués dans un satellite. Chaque interféromètre mesurera l'accélération d'un type d'atome. La position des nœuds et des ventres (en orange) des ondes laser stationnaires étant fixée et identique pour les deux interféromètres, ces ondes constituent une sorte de règle graduée qui permet de repérer les éventuelles différences d'accélération entre les deux types d'atomes.**

cette phase, la trajectoire de l'avion est fortement courbée, de sorte que les expérimentateurs à bord ressentent une force centrifuge égale à deux fois leur poids (accélération centripète égale à 2g). Vient ensuite la parabole : pendant 22 secondes, tous les objets et expérimentateurs à l'intérieur de la cabine sont dans des conditions d'impesanteur. Lorsque l'appareil atteint 45 degrés de piqué, les pilotes redressent l'appareil, ce qui se traduit par une nouvelle phase d'hypergravité (2g). L'ensemble de la manœuvre est répété 31 fois pendant le vol.

L'objectif de notre expérience est de comparer l'accélération ressentie par des atomes de rubidium et de potassium avec une précision égale à un cent milliardième de g. Nous avons récemment réussi, pour la première fois, à faire fonctionner un interféromètre atomique en impesanteur, ce qui constitue une étape importante pour la réussite du futur projet spatial. Nos collaborateurs de l'Université de Hanovre, quant à eux, ont effectué une expérience dans une tour de chute de 110 mètres de haut, dans laquelle ils ont suivi l'évolution d'une onde de matière géante ultrafroide pendant une seconde. Un argument supplémentaire en faveur de la réussite d'un test du principe d'équivalence dans l'espace avec des atomes froids !

## Sonder la matière

Nombre d'autres projets de perfectionnement ou d'utilisation des interféromètres atomiques voient le jour actuellement, notamment grâce à la recherche fondamentale. Par exemple, de nouveaux états quantiques dits « comprimés » obtenus en laboratoire pourraient permettre d'augmenter la précision des interféromètres atomiques : lors de l'étape de préparation des atomes, il est possible de les placer dans un état quantique où plusieurs particules sont corrélées, ce qui réduit l'incertitude sur la mesure du nombre de particules à la sortie de l'interféromètre. Ces états quantiques « comprimés » permettraient de distinguer des effets inertiels jusque 1 000 fois plus petits que ceux détectés à partir d'un état quantique simple.

Une autre piste vise à utiliser les connaissances sur le comportement des ondes atomiques pour sonder la matière à l'échelle microscopique. Pour étudier le transport de l'électricité dans un solide, par exemple, et repérer la présence de défauts susceptibles de le bloquer, on décrit les électrons comme des ondes qui interfèrent quand ils ont heurté les défauts : les interférences destructives confinent les électrons, ce qui peut rendre le matériau isolant. Ce système est difficile à étudier expérimentalement. Aussi cherchons-nous à le simuler avec un gaz d'atomes froids (qui jouent le rôle des électrons) dans un potentiel lumineux désordonné (les défauts) et à comprendre l'apparition d'interférences destructives.

L'interférométrie atomique n'en est qu'à ses débuts ! ■



# Bibliographie

---

- [Antoine 03] C. Antoine & Ch. J. Bordé. *Exact phase shifts for atom interferometry*. Physics Letters A, vol. 306, pages 277–284, Janvier 2003. (cité à la page 15)
- [Bernon 11] S. Bernon, T. Vanderbruggen, R. Kohlhaas, A. Bertoldi, A. Landragin & P. Bouyer. *Heterodyne non-demolition measurements on cold atomic samples: towards the preparation of non-classical states for atom interferometry*. New Journal of Physics, vol. 13, page 065021, Juin 2011. (cité à la page 138)
- [Biedermann 09] G. W. Biedermann, X. Wu, L. Deslauriers, K. Takase & M. A. Kasevich. *Low-noise simultaneous fluorescence detection of two atomic states*. Optics letters, vol. 34, no. 3, pages 347–9, Février 2009. (cité à la page 37)
- [Bodart 10a] Q. Bodart. *Gravimétrie atomique : amélioration de l'exactitude et nouvelles géométries*. Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2010. (cité à la page 33)
- [Bodart 10b] Q. Bodart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira Dos Santos, P. Bouyer & A. Landragin. *A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam*. Applied Physics Letters, vol. 96, no. 13, page 134101, 2010. (cité à la page 4)
- [Bordé 89] Ch. J. Bordé. *Atomic interferometry with internal state labelling*. Physics Letters A, vol. 140, no. 1-2, pages 10–12, 1989. (cité à la page 8)
- [Bordé 02] Ch. J. Bordé. *Atomic clocks and inertial sensors*. Metrologia, vol. 39, no. 5, pages 435–463, 2002. (cité à la page 15)
- [Burr-Brown 12] Burr-Brown. *Dynamic tests for A/D converter performance*, <http://www.datasheetcatalog.org/datasheet/BurrBrown/mXystut.pdf>, 2012. (cité à la page 87)
- [Campbell 10] R. Campbell, R. P. Smith, N. Tammuz, S. Beattie, St. Moulder & Z. Hadzibabic. *Efficient production of large 39K Bose-Einstein condensates*. Physical Review A, vol. 82, page 063611, Décembre 2010. (cité à la page 39)
- [Canuel 06] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin & P. Bouyer. *Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry*. Physical Review Letters, vol. 97, no. 010402, 2006. (cité à la page 95)
- [Carraz 09a] O. Carraz. *Gravimètre atomique embarquable : Etude théorique et expérimentale de l'instrument*. Thèse de Doctorat, Observatoire de Paris, 2009. (cité à la page 52)
- [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, vol. 97, pages 405–411, 2009. (cité aux pages 4, 5 et 52)
- [Carraz 12] O. Carraz, R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidel & A. Bresson. *Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a Raman laser generated by modulation*, arXiv:1205.0690v1, 2012. (cité à la page 52)
- [Cheinet 06] P. Cheinet. *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 2006. (cité aux pages 9, 10, 17, 33, 37, 101, 130, 132 et 155)



- [Cheinet 08] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguier, F. Yver-Leduc & A. Landragin. *Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer*. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 6, pages 1141–1148, 2008. (cité aux pages 14 et 16)
- [Chiu 11] S.-W. Chiu, T. Kovachy, H.-C. Chien & M. A. Kasevich. *102hk Large Area Atom Interferometers*. *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 13, pages 1–5, Septembre 2011. (cité à la page 138)
- [Chu 98] S. Chu. *Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles*. *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, page 685, 1998. (cité à la page 2)
- [Clauser 88] J. F. Clauser. *Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry*. *Physica B*, vol. 151, pages 262–272, Juillet 1988. (cité à la page 7)
- [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*. *Physical Review A*, vol. 79, page 061406, Juin 2009. (cité à la page 45)
- [Cohen-Tannoudji 92] C. Cohen-Tannoudji. *Cours de physique atomique et moléculaire du Collège de France*, 1992. (cité aux pages 10 et 15)
- [Cohen-Tannoudji 98] C. Cohen-Tannoudji. *Nobel Lecture : Manipulating atoms with photons*. *Reviews of Modern Physics*, vol. 70, page 707, 1998. (cité à la page 2)
- [Dalibard 83] J. Dalibard, S. Reynaud & C. Cohen-Tannoudji. *Proposals of stable optical traps for neutral atoms*. *Optics Communications*, vol. 47, no. 6, 1983. (cité à la page 33)
- [Damour 96] T. Damour. *Testing the equivalence principle: why and how?* *Classical and Quantum Gravity*, vol. 13, no. A33, 1996. (cité aux pages 119 et 124)
- [Dimopoulos 07] S. Dimopoulos, P. W. Graham, J. M. Hogan & M. A. Kasevich. *Testing General Relativity with Atom Interferometry*. *Physical Review Letters*, vol. 98, no. 111102, Mars 2007. (cité aux pages 3 et 121)
- [Dimopoulos 08a] S. Dimopoulos, P. Graham, J. Hogan & M. Kasevich. *General relativistic effects in atom interferometry*. *Physical Review D*, vol. 78, no. 4, pages 1–29, Aout 2008. (cité à la page 3)
- [Dimopoulos 08b] S. Dimopoulos, P. Graham, J. Hogan, M. Kasevich & S. Rajendran. *Atomic gravitational wave interferometric sensor*. *Physical Review D*, vol. 78, no. 12, pages 1–35, Decembre 2008. (cité à la page 3)
- [Einstein 16] A. Einstein. *Relativity : The Special and General Theory*. Methuen & Co Ltd, 1916. (cité à la page 118)
- [Eöt-Wash 12] Eöt-Wash. *Site web du groupe Eöt-Wash à l'Université de Washington*, <http://www.npl.washington.edu/eotwash/>, 2012. (cité à la page 120)
- [Fils 05] J. Fils, F. Leduc, P. Bouyer, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon & A. Landragin. *Influence of optical aberrations in an atomic gyroscope*. *European Physical Journal D*, vol. 36, pages 257–260, 2005. (cité à la page 138)
- [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, pages 74–77, Janvier 2007. (cité à la page 2)
- [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*. *European Physical Journal D*, vol. 3, no. 2, pages 113–118, Aout 1998. (cité aux pages 39, 41 et 147)

- [Gauguet 09] A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévêque, W. Chaibi & A. Landragin. *Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer*. *Physical Review A*, vol. 80, no. 063604, Decembre 2009. (cité à la page 2)
- [Geiger 11a] R. Geiger. *Senseur inertiel à ondes de matière aéroporté*. Thèse de Doctorat, Université Paris-Sud 11, 2011. (cité aux pages 20, 21, 29, 32, 51, 64, 82, 83, 85, 91, 94, 97 et 125)
- [Geiger 11b] 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. *Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry*. *Nature Communications*, vol. 2, page 474, Septembre 2011. (cité aux pages 5, 91 et 97)
- [Gleason 95] D. M. Gleason. *Passive airborne navigation and terrain avoidance using gravity gradiometry*. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, vol. 18, no. 6, 1995. (cité à la page 112)
- [Gokhroo 11] V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. 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*, vol. 44, no. 11, page 115307, Juin 2011. (cité aux pages 39, 40, 41 et 137)
- [Gustavson 97] T. L. Gustavson, P. Bouyer & M. A. Kasevich. *Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope*. *Physical Review Letters*, vol. 78, no. 11, pages 2046–2049, Mars 1997. (cité à la page 2)
- [Haugan 01] M. P. Haugan & C. Lämmerzahl. *Principles of Equivalence : their role in gravitation physics and experiments that test them*. *Lecture Notes in Physics*, vol. 562, pages 195–212, 2001. (cité à la page 119)
- [Holzwarth 00] R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth & P. St. J. Russell. *Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy*. *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 11, pages 2264–2267, Septembre 2000. (cité à la page 65)
- [Houtz 09] R. Houtz, C. Chan & H. Müller. *Wideband, efficient optical serrodyne frequency shifting with a phase modulator and a nonlinear transmission Line*. *Optics Express*, vol. 17, no. 21, pages 19235–19240, 2009. (cité à la page 61)
- [Imanishi 04] Y. Imanishi, T. Sato, T. Higashi, W. Sun & S. Okubo. *A network of superconducting gravimeters detects submicrogal coseismic gravity changes*. *Science*, vol. 306, no. 5695, page 476, 2004. (cité à la page 3)
- [Jekeli 05] C. Jekeli. *Navigation error analysis of atom interferometer inertial sensor*. *Journal of The Institute of Navigation*, vol. 52, no. 1, pages 1–14, 2005. (cité aux pages 3 et 112)
- [Johnson 88] L. M. Johnson & C. H. Cox. *Serrodyne optical frequency translation with high sideband suppression*. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 1, pages 109–112, 1988. (cité à la page 61)
- [Johnson 10] D. M. S. Johnson, J. M. Hogan, S.-W. Chiow & M. A. Kasevich. *Broadband optical serrodyne frequency shifting*. *Optics Letters*, vol. 35, no. 5, pages 745–747, 2010. (cité aux pages 61 et 62)
- [Jones 00] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall & S. T. Cundiff. *Carrier-Envelope Phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis*. *Science*, vol. 288, pages 635–639, Avril 2000. (cité à la page 65)

- [Kasevich 91] M. A. Kasevich & S. Chu. *Atomic interferometry using stimulated Raman transitions*. Physical Review Letters, vol. 67, no. 2, pages 181–184, 1991. (cité aux pages 2, 7 et 52)
- [Kasevich 92] M. A. Kasevich & S. Chu. *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*. Applied Physics B, vol. 332, no. 5, pages 321–332, 1992. (cité aux pages 2 et 7)
- [Kohlhaas 12] R. Kohlhaas, T. Vanderbruggen, S. Bernon, A. Bertoldi, A. Landragin & P. Bouyer. *Robust laser frequency stabilization by serrodyne modulation*. Optics Letters, vol. 37, no. 6, pages 1005–1007, 2012. (cité à la page 64)
- [Könemann 07] T. Könemann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. van Zoest, E. M. Rasel, W. Ertmer, W. Lewoczko-Adamczyk, M. Schiemangk, A. Peters, A. Vogel, G. Johannsen, S. Wildfang, K. Bongs, K. Sengstock, E. Kajari, G. Nandi, R. Walser & W. P. Schleich. *A freely falling magneto-optical trap drop tower experiment*. Applied Physics B, vol. 89, pages 431–438, 2007. (cité à la page 4)
- [Lamporesi 08] G. Lamporesi, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli & G. M. Tino. *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*. Physical Review Letters, vol. 100, no. 5, page 050801, Février 2008. (cité à la page 2)
- [Landini 11] M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio & G. Modugno. *Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms*. Physical Review A, vol. 84, page 043432, Octobre 2011. (cité aux pages 39, 40, 41 et 137)
- [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*. The European Physical Journal D, vol. 3, pages 201–204, 1998. (cité à la page 28)
- [Le Gouët 08a] J. Le Gouët. *Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, 2008. (cité aux pages 110 et 134)
- [Le Gouët 08b] 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, vol. 92, pages 133–144, 2008. (cité aux pages 2, 52, 85 et 90)
- [Lemonde 97] P. Lemonde. *PHARAO : Etude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 1997. (cité aux pages 28 et 72)
- [Lévêque 09] T. Lévêque, A. Gauguier, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos & A. Landragin. *Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique*. Physical Review Letters, vol. 103, page 080405, Aout 2009. (cité aux pages 20 et 127)
- [Lévêque 10] T. Lévêque. *Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée*. Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2010. (cité aux pages 20 et 127)
- [Lienhart 07] F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet & A. Bresson. *Compact and robust laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm*. Applied Physics B, vol. 89, pages 177–180, 2007. (cité à la page 52)

- [Louchet-Chauvet 11] A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet & F. Pereira Dos Santos. *The influence of transverse motion within an atomic gravimeter*. New Journal of Physics, vol. 13, no. 6, page 065025, Juin 2011. (cité aux pages 37 et 138)
- [Mahal 96] V. Mahal, A. Arie, M. A. Arbore & M. M. Fejer. *Quasi-phase-matched frequency doubling in a waveguide of a 1560-nm diode laser and locking to the rubidium D2 absorption lines*. Optics Letters, vol. 21, no. 16, pages 1217–1219, 1996. (cité à la page 51)
- [Malossi 10] N. Malossi, Q. Bodart, S. Merlet, T. Lévêque, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos. *Double diffraction in an atomic gravimeter*. Physical Review A, vol. 81, no. 1, page 13617, Janvier 2010. (cité à la page 20)
- [McGuinness 12] H. J. McGuinness, A.V. Rakholia & G.W. Biedermann. *High data-rate atom interferometer for measuring acceleration*. Applied Physics Letters, vol. 100, page 011106, 2012. (cité à la page 138)
- [McGuirk 02] J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden & M. A. Kasevich. *Sensitive absolute-gravity gradiometry using atom interferometry*. Physical Review A, vol. 65, page 033608, Février 2002. (cité aux pages 2 et 95)
- [Ménoret 11] V. Ménoret, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin & P. Bouyer. *Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry*. Optics Letters, vol. 36, no. 21, pages 4128–4130, 2011. (cité à la page 6)
- [Merlet 08] S. Merlet, A. Kopaev, M. Diament, G. Geneves, A. Landragin & F. Pereira Dos Santos. *Micro-gravity investigations for the LNE watt balance project*. Metrologia, vol. 45, no. 3, pages 265–274, Juin 2008. (cité à la page 3)
- [Merlet 10] 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, pages L9–L11, Aout 2010. (cité aux pages 3 et 4)
- [Microscope 12] Microscope. *Site web de la mission MICROSCOPE*, <http://smsc.cnes.fr/MICROSCOPE/Fr/>, 2012. (cité à la page 120)
- [MIGA 12] MIGA. *Site web du projet MIGA*, 2012. (cité à la page 3)
- [Migdall 85] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman & H. J. Metcalf. *First observation of magnetically trapped neutral atoms*. Physical Review Letters, vol. 54, no. 24, 1985. (cité à la page 33)
- [Moler 92] K. Moler, D. S. Weiss, M. A. Kasevich & St. Chu. *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*. Physical Review A, vol. 45, no. 1, pages 342–348, Janvier 1992. (cité à la page 10)
- [Newton 56] I. Newton. *Principes Mathématiques de la Philosophie Naturelle*, <http://dx.doi.org/10.3931/e-rara-1743>, 1756. (cité à la page 117)
- [Nishikawa 09] T. Nishikawa, A. Ozawa, Y. Nishida, M. Asobe, F.-L. Hong & 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, vol. 17, no. 20, pages 17792–17800, Septembre 2009. (cité à la page 77)
- [Nordtvedt 68] K. Nordtvedt. *Testing Relativity with Laser Ranging to the Moon*. Physical Review, vol. 170, no. 5, 1968. (cité à la page 120)
- [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, Février 2003. (cité à la page 3)

- [Nyman 06] R. A. Nyman, G. Varoquaux, F. Lienhart, D. Chambon, S. Boussen, J.-F. Clement, 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, vol. 84, no. 4, pages 673–681, Aout 2006. (cité à la page 5)
- [Paschotta 11] R. Paschotta. *Nonlinear polarization rotation*, [http://www.rp-photonics.com/nonlinear\\_polarization\\_rotation.html](http://www.rp-photonics.com/nonlinear_polarization_rotation.html), 2011. (cité à la page 68)
- [Peters 01] A. Peters, K. Y. Chung & S. Chu. *High-precision gravity measurements using atom interferometry*. Metrologia, vol. 38, pages 25–61, 2001. (cité aux pages 2 et 126)
- [Pharao 12] Pharao. *Site web du projet PHARAO*, <http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/4444-pharao.php>, 2012. (cité aux pages 5, 28, 72 et 143)
- [Phillips 98] W. D. Phillips. *Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Reviews of Modern Physics, vol. 70, page 721, 1998. (cité à la page 2)
- [Prevedelli 99] M. Prevedelli, F.S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino & M. Inguscio. *Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus*. Physical Review A, vol. 59, no. 1, pages 886–888, Janvier 1999. (cité à la page 39)
- [Raab 87] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu & D. E. Pritchard. *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*. Physical Review Letters, vol. 59, no. 23, pages 2631–2634, 1987. (cité à la page 33)
- [Riehle 91] F. Riehle, T. Kisters, A. Witte, J. Helmcke & Ch. J. Bordé. *Optical Ramsey Spectroscopy in a Rotating Frame: Sagnac Effect in a Matter-Wave Interferometer*. Physical Review Letters, vol. 67, no. 2, pages 177–180, 1991. (cité à la page 2)
- [Salomon 90] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon & S. Guellati. *Laser Cooling of Cesium Atoms below 3muK*. Europhysics Letters, vol. 12, no. 8, pages 683–688, 1990. (cité à la page 33)
- [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*. Physical Review Letters, vol. 100, no. 041101, Janvier 2008. (cité à la page 120)
- [Schmidt 10] M. Schmidt, M. Prevedelli, A. Giorgini, G. M. Tino & A. Peters. *A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments*. Applied Physics B, vol. 102, no. 1, pages 11–18, Octobre 2010. (cité à la page 4)
- [Schmidt 11] M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth, C. Freier, V. Schkolniket & A. Peters. *A mobile high-precision absolute gravimeter based on atom interferometry*. Gyroscopy and Navigation, vol. 2, pages 170–177, 2011. (cité à la page 4)
- [Schnatz 96] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle & G. Zinner. *First phase-coherent frequency measurement of visible radiation*. Physical Review Letters, vol. 76, no. 1, pages 18–21, Janvier 1996. (cité à la page 65)
- [Servranckx 01] R. V. Servranckx. *User's guide to the program DIMAD*, <http://www.slac.stanford.edu/accel/ilc/codes/dimad/archive/dimad.v2.6.ps>, 2001. (cité à la page 87)
- [Snadden 98] M. J. Snadden, J. M. Mcguirk, P. Bouyer, K. G. Haritos & M. A. Kasevich. *Measurement of the Earths Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer*. Physical Review Letters, vol. 81, no. 5, pages 971–974, 1998. (cité à la page 2)

- [STE-QUEST 12] STE-QUEST. *Site web de la mission STE-QUEST*, <http://sci.esa.int/ste-quest>, 2012. (cité aux pages 5, 117, 121 et 143)
- [Steck 08] D. A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>, 2008. (cité aux pages 129, 133 et 145)
- [Steck 09] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>, 2009. (cité aux pages 8, 40, 51, 129, 133, 144 et 147)
- [Stern 09] 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. *Light-pulse atom interferometry in microgravity*. The European Physical Journal D, vol. 53, pages 353–357, 2009. (cité aux pages 5, 51 et 59)
- [Stern 10] G. Stern, B. Allard, M. Robert-de Saint-Vincent, J.-P. Brantut, B. Battelier, T. Bourdel & P. Bouyer. *Frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling*. Appl. Opt., vol. 49, no. 16, pages 3092–3095, 2010. (cité à la page 5)
- [Stockton 11] J. Stockton, K. Takase & M. A. Kasevich. *Absolute Geodetic Rotation Measurement Using Atom Interferometry*. Physical Review Letters, vol. 107, page 133001, Septembre 2011. (cité à la page 2)
- [Storey 94] P. Storey & C. Cohen-Tannoudji. *The Feynman path integral approach to atom interferometry : a tutorial*. Journal de Physique II, vol. 4, no. 11, pages 1999–2027, 1994. (cité aux pages 15 et 126)
- [Tackmann 12] G. Tackmann, P. Berg, C. Schubert, S. Abend, M. Gilowski, W. Ertmer & E. M. Rasel. *Self-alignment of a compact large-area atomic Sagnac interferometer*. New Journal of Physics, vol. 14, no. 015002, Janvier 2012. (cité à la page 2)
- [Thompson 03] R. J. Thompson, M. Tu, D. C. Aveline, N. Lundblad & L. Maleki. *High power single frequency 780nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals*. Optics Express, vol. 11, no. 14, pages 1709–1713, 2003. (cité à la page 51)
- [Tiecke 11] T. G. Tiecke. *Properties of Potassium*, [http://staff.science.uva.nl/walraven/walraven/Publications\\_files/PotassiumProperties.pdf](http://staff.science.uva.nl/walraven/walraven/Publications_files/PotassiumProperties.pdf), 2011. (cité aux pages 8, 40, 51, 146 et 147)
- [Udem 99] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth & T. W. Hänsch. *Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser*. Optics Letters, vol. 24, no. 13, pages 881–883, Juillet 1999. (cité à la page 67)
- [Udem 02] Th. Udem, R. Holzwarth & T. W. Hänsch. *Optical frequency metrology*. Nature, vol. 416, pages 233–237, 2002. (cité aux pages 65 et 66)
- [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. Müntiga, C. Lämmerzahl, H. Dittus, T. Steinmetz, T. W. Hänsch & J. Reichel. *Bose-Einstein condensation in microgravity*. Science, vol. 328, no. 5985, page 1540, 2010. (cité aux pages 4 et 121)
- [Varoquaux 08] G. Varoquaux. *Sources atomiques pour senseurs inertiels interférométriques à long temps d'interrogation*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, 2008. (cité à la page 30)

- [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, page 113010, 2009. (cité aux pages 5 et 121)
- [Will 06] C. M. Will. *The Confrontation Between General Relativity and Experiment*. *Living Reviews in Relativity*, vol. 9, no. 3, Juin 2006. (cité aux pages 118 et 119)
- [Williams 09] J.G. Williams, S. G. Turyshev & D.H. Boggs. *Lunar Laser Ranging tests of the Equivalence Principle with the Earth and Moon*. *International Journal of Modern Physics D*, vol. 7, pages 1129–1175, 2009. (cité à la page 120)
- [Williamson 97] R. S. Williamson. *Magneto-optical trap of potassium isotopes*. Thèse de Doctorat, University of Wisconsin-Madison, 1997. (cité aux pages 39 et 147)
- [Wolf 99] P. Wolf & P. Tournenc. *Gravimetry using atom interferometers : Some systematic effects*. *Physics Letters A*, vol. 251, pages 241–246, 1999. (cité aux pages 15 et 126)
- [Wong 82] K. K. Wong, R. M. De La Rue & S. Wright. *Electro-optic waveguide frequency translator in LiNbO3 fabricated by proton exchange*. *Optics Letters*, vol. 7, no. 11, pages 546–548, 1982. (cité à la page 60)
- [Wu 09] X. Wu. *Gravity gradient survey with a mobile atom interferometer*. Thèse de Doctorat, Stanford University, 2009. (cité à la page 4)
- [Yver-Leduc 03] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer & A. Landragin. *Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor*. *Journal of Optics B*, vol. 5, pages 136–142, 2003. (cité à la page 101)
- [Zhou 11] L. Zhou, Z. Y. Xiong, W. Yang, B. Tang, W. C. Peng, K. Hao, R. B. Li, M. Liu, J. Wang & M. S. Zhan. *Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement*. *General Relativity and Gravitation*, vol. 43, no. 7, pages 1931–1942, 2011. (cité à la page 121)





# Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du Principe d'Equivalence

---

## Résumé

Dans ce mémoire, nous présentons l'étude d'un senseur inertiel à ondes de matière embarqué dans un avion effectuant des vols paraboliques.

Une source laser bi-fréquence robuste et compacte permettant de refroidir et d'interroger simultanément des atomes de  $^{87}\text{Rb}$  et  $^{39}\text{K}$  a été développée. Elle est basée sur des lasers télécom asservis sur un peigne de fréquences optique et doublés en fréquence. L'utilisation de composants optiques fibrés permet de rendre le système intrinsèquement résistant aux vibrations et aux fluctuations thermiques. Le dispositif a été validé en vol par l'obtention d'un double piège magnéto-optique.

Nous avons utilisé la source laser pour faire fonctionner un interféromètre à atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  dans l'avion. Un accéléromètre mécanique auxiliaire permet d'augmenter la dynamique du capteur atomique et d'enregistrer des franges d'interférences malgré le niveau élevé des fluctuations d'accélération. Le senseur hybride ainsi réalisé a une résolution de  $4 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$ , environ 100 fois plus faible que le niveau des vibrations dans l'avion.

Dans la perspective de réaliser un test du principe d'équivalence en microgravité avec des atomes froids, nous étudions enfin de manière théorique le fonctionnement d'un interféromètre différentiel et nous intéressons à l'influence de certains effets systématiques.

**MOTS CLÉS :** Interférométrie atomique - Atomes froids - Senseurs inertiels - Principe d'équivalence - Source laser embarquable - Microgravité

## Abstract

In this thesis, we report on the study of a matter-wave inertial sensor, operated in an airplane carrying out parabolic flights.

We have developed a compact and robust dual-wavelength laser source to cool and interrogate  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{39}\text{K}$  atoms. It is based on frequency-doubled telecom lasers locked on a femtosecond optical frequency comb. The use of fibered optical components makes the setup intrinsically immune to vibrations and thermal fluctuations. The laser source was validated in flight by obtaining a double-species magneto-optical trap.

We have used the source to carry out airborne measurements with an atom interferometer operating with cold  $^{87}\text{Rb}$  atoms. An auxiliary mechanical accelerometer makes it possible to increase the atomic sensor's dynamic range, and to record interference fringes despite the high level of acceleration fluctuations. This hybrid sensor has a resolution of  $4 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2} / \sqrt{\text{Hz}}$ , which is approximately 100 times lower than the typical vibration level in the plane.

In the perspective of testing the equivalence principle with cold atoms in microgravity, we finally theoretically study the operation of a differential interferometer and investigate the influence of some systematic effects.

**KEYWORDS:** Atom interferometry - Cold atoms - Inertial sensors - Equivalence principle - Onboard laser source - Microgravity

---