



HAL
open science

Interféromètre à ondes de matière ultra-froides pour le test du principe d'équivalence faible en micropesanteur

Romain Arguel

► **To cite this version:**

Romain Arguel. Interféromètre à ondes de matière ultra-froides pour le test du principe d'équivalence faible en micropesanteur. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2022. Français. NNT : 2022BORD0001 . tel-03669063

HAL Id: tel-03669063

<https://theses.hal.science/tel-03669063v1>

Submitted on 16 May 2022

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

Spécialité Lasers, Matière et Nanosciences

par

Romain ARGUEL

**Interféromètre à ondes de matière ultra-froides pour
le test du principe d'équivalence faible en
micropesanteur**

Sous la direction de : **Philippe BOUYER**

Co-encadrant : **Baptiste BATTELIER**

Soutenue le 07 Janvier 2022
devant le jury composé de :

M. Denis BOIRON	Professeur	Laboratoire Charles Fabry	Président du Jury
M. Patrick CHEINET	Chargé de Recherche	Laboratoire Aimé Cotton	Rapporteur
M. Carlos L. GARRIDO ALZAR	Chargé de Recherche	Syrte	Rapporteur
M. Markus ARNDT	Professeur	Institut für Experimentalphysik	Examineur
M. Thomas LÉVÈQUE	Ingénieur	Centre National d'Études Spatiales	Examineur
M. Philippe BOUYER	Directeur de Recherche	LP2N	Directeur de Thèse
M. Baptiste BATTELIER	Ingénieur de Recherche	LP2N	Co-encadrant
M. Arnaud LANDRAGIN	Directeur de Recherche	Syrte	Membre Invité

Remerciements

Les travaux qui font l'objet de ce manuscrit ont été effectués au Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N) de Talence entre Octobre 2018 et Janvier 2022. Une thèse en physique expérimentale étant tout sauf une aventure individuelle, je voudrais commencer par remercier tous ceux qui ont contribué au bon déroulement de celle-ci.

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à mon directeur de thèse, Philippe Bouyer, qui occupait également la fonction de directeur du laboratoire durant cette période. J'ai pu bénéficier, au cours de ces trois années, des excellentes conditions de travail que Philippe a veillé à instaurer au sein de son groupe de recherche. Si ses multiples impératifs et responsabilités ne lui laissaient pas beaucoup de temps pour venir discuter en salle de manip, cela ne l'empêchait pas d'apporter un avis éclairé sur les difficultés techniques que nous lui rapportions. Au delà de ses immenses qualités de physicien, la capacité à innover, à fédérer, et l'enthousiasme communicatif de Philippe auront réellement forcé mon admiration.

Au quotidien, c'est Baptiste Battelier qui assurait l'encadrement de mes activités, et quel encadrement ! Baptiste a toujours mis un point d'honneur à rester très disponible pour ses étudiants et j'ai ainsi eu le plaisir d'échanger quasi-quotidiennement avec lui. Sa compétence, son esprit critique, sa bienveillance et sa vision ambitieuse pour l'expérience m'auront permis de m'épanouir pleinement dans mon rôle de doctorant. Le support de Baptiste s'est avéré extrêmement précieux jusque dans la phase de rédaction du manuscrit, durant laquelle j'ai pu apprécier la qualité et la rapidité de ses corrections (avec la relecture de certains chapitre du jour pour le lendemain dans les moments critiques !). Je mesure la chance que cela représente d'être épaulé de cette manière dans l'épreuve que constitue la thèse, et je lui en serai toujours extrêmement reconnaissant. Baptiste, merci pour tout !

Lors de mon arrivée sur le projet ICE, j'ai été accueilli par Martin Rabault et Gabriel Condon respectivement doctorant et post-doctorant sur l'expérience. Tous deux venaient d'effectuer un travail remarquable sur la mise en place du piège dipolaire croisé, ce qui aura permis l'obtention de nombreux résultats présentés dans ces pages.

Je n'ai pu travailler que quelques semaines avec Gabriel avant son départ, mais il a néanmoins eu le temps de m'aider efficacement dans la mise en place du système de compensation active des rotations. J'étais aussi heureux de retrouver un comparse Toulousain dans cette jungle Bordelaise !

J'ai eu le plaisir de côtoyer Martin beaucoup plus longtemps, et de préparer notamment la campagne de vol d'Avril 2019 à ses côtés. J'ai eu beaucoup de chance d'être accompagné au début de ma thèse par quelqu'un d'aussi patient et pédagogue. Martin n'a économisé ni son temps, ni son énergie, pour me transmettre tout ce qu'il y avait à savoir sur l'expérience, alors même qu'il était très pris par la rédaction de son propre manuscrit, et je l'en remercie.

Peu après le départ de Martin, c'est Vincent Jarlaud qui a rejoint l'équipe ICE. Son arrivée fut un réel coup d'accélérateur pour le projet et une véritable bouffée d'oxygène pour moi après quelques mois de relative solitude en salle de manip. Ses grandes qualités humaines, scientifiques, et sa culture encyclopédique font de Vincent une personne avec laquelle il fut très agréable et enrichissant de travailler ou simplement bavarder. Nous avons partagé les petites galères expérimentales comme l'obtention des beaux résultats et je garderai un excellent souvenir du duo que nous avons formé pendant près de deux ans.

Sur la fin de ma thèse, nous avons enfin eu le plaisir d'accueillir Célia Pelluet, nouvelle doctorante sur l'expérience. Son dynamisme, son inventivité et sa fibre artistique ont fait souffler un vent de fraîcheur sur le projet. Nous avons ainsi vu apparaître des GIFs en tout genre, des playlists éclectiques (mais qualitatives) en salle de manip et même un nouveau logo "ICE" (qui va très bien sur la veste, merci !). J'ai été vraiment impressionné par le travail que Célia a mené sur les simulations numériques et par la

rapidité avec laquelle elle a pris en main un dispositif expérimental devenu excessivement complexe au fil du temps. ICE est donc entre de très bonnes mains pour les années à venir !

Une rencontre particulièrement marquante fut également celle de Dylan Sabulsky, post-doctorant sur le projet MIGA. Je ne pense pas avoir déjà connu quelqu'un nourrissant une si belle passion pour la physique : capable d'un enthousiasme débordant devant un joli résultat comme d'un énervement soudain (et généralement très drôle) quand les choses ne sont pas faites dans les règles de l'art. Dylan nous fit notamment bénéficier de sa grande maîtrise des techniques du vide lors de l'installation périlleuse du MOT-2D. Malgré son tempérament énergique, il démontra un sang-froid remarquable au moment de tordre un dispenser à l'intérieur de la cellule en verre armé de simples brucelles : je lui en suis très reconnaissant.

Je voudrais aussi remercier nos collègues d'iXAtom, Brynle Barrett, Simon Templier et Quentin d'Armagnac de Castanet, pour nos nombreux échanges, rigolades, et coups de mains réciproques.

Ancien post-doctorant sur ICE, l'héritage qu'a laissé Bryn sur la manip est tout simplement colossal. Au fur et à mesure que je découvrais les subtilités du dispositif expérimental, je n'ai cessé d'être impressionné par l'ampleur de sa contribution et la méticulosité de son travail passé.

Un grand merci à Simon pour m'avoir fait visiter le laboratoire lors de ma toute première visite à l'IOA, pour ses nombreux conseils relatifs à la carte MiniAtom et pour sa technique, désormais bien maîtrisée, du repositionnement de blindage.

Et bravo à Quentin pour son excellent travail sur la compensation active des rotations. Je garderai de lui le souvenir d'un brillant coéquipier de rugby-piscine, doublé d'un jardinier hors-pair après quelques verres.

Un grand merci aussi aux autres membres du groupe "Atomes Froids" que j'ai eu le plaisir de croiser durant ces trois années : Benjamin, Simon, Andrea, Pierrick, Grégoire, Joseph, Xinhao, Paul, Devang, Hodei, Chen-Hao, J-B, Romain, Vincent (encore un !) et Guillaume.

Je voudrais également remercier Jean-Baptiste Trebbia et Nicolas Dubreuil pour m'avoir permis d'effectuer quelques heures d'enseignement auprès des étudiants de l'IOGS dans une excellente ambiance générale. Merci à Jordan Swietlicki pour son assistance à cette occasion.

Une expérience telle que ICE ne pourrait évidemment pas fonctionner correctement sans le support appuyé des services techniques et administratifs du laboratoire. Je remercie donc très chaleureusement Philippe Teulat au service méca (que je vais enfin pouvoir libérer : de rien J-B !) et Jean-Hugues Codarbox à l'électronique. Un grand merci aussi à Stéphanie Schultze, Fabien Lehoux et Laurent Porcel à l'administration.

Je voudrais également remercier Gilles Diolez, de l'entreprise Symétrie, pour son aide précieuse avec le Simulateur 0G, ainsi que toute l'équipe de Novespace pour l'organisation et la préparation des campagnes de vol paraboliques. Je remercie tout particulièrement Frédéric Gai et son désormais célèbre "TTL", toujours prompts à faire retomber la tension dans un contexte parfois anxiogène.

Je souhaiterais enfin exprimer ma gratitude à l'ensemble des membres de mon jury de thèse. Je remercie donc tout d'abord Patrick Cheinet et Carlos Garrido-Alzar pour avoir accepté la lourde tâche de rapporteur. J'ai grandement apprécié leur relecture attentive du manuscrit et leurs remarques très constructives. Un grand merci également à Markus Arndt, Denis Boiron, Arnaud Landragin et Thomas Lévêque pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux. Je suis très heureux qu'ils aient tous pu se déplacer jusqu'à Bordeaux (certains depuis l'étranger) dans un contexte sanitaire particulièrement compliqué.

Je remercie tout spécialement Thomas, qui suit l'expérience pour le compte du CNES depuis de nombreuses années et vient régulièrement prêter main forte dans le cadre des campagnes de vol. Thomas fut le premier à me parler du projet ICE lors de mon stage de fin d'étude, et joua un rôle déterminant dans mon orientation vers ce sujet de thèse. Je me réjouis à l'idée de travailler avec lui dans les prochaines années.

Sur un plan plus personnel, je remercie mes parents pour m'avoir aimé et encouragé depuis mon premier jour jusqu'à celui de la soutenance. Merci à mon frère, Sylvain, d'avoir bataillé pour être là en cette occasion si particulière et avoir même assuré le service de transport. Merci aussi à Laëtitia, José et Kéké d'être venu m'encourager et d'avoir donné un coup de main avant la folklorique remise des clés.

Je n'oublie pas non plus Cisou, Mamie Coco et Papi Michel qui m'ont soutenu depuis le fin fond de l'Aveyron par écrans interposés (Papi était plus nerveux que moi il paraît !).

Je remercie plus généralement tous mes proches, ceux qui ont toujours été ma famille ou qui au fil du temps le sont devenu : Mami Simone, Jéjé, Béné, Leila, Sam, Isa, Adrien, Michiko, Christian, Jojo, Johanna, Gab, Mattéo, Clara, Angélique, Rèm's, Mady, Jérôme, Nicole, Mathias, Thomas, Maëlle, Marion, Margot, Agnès, Paul Halliday et les réunionnais. Ils auront remplis cette parenthèse Bordelaise d'excellents souvenirs, qu'il s'agisse des fêtes sur la terrasse, des soirées Cluedo, poker ou karaoké, des sorties à la plage ou encore du ski nautique à Sanguinet ! Grâce à eux, on rigolera finalement aussi des galères du quotidien, des petits problèmes d'évier comme des gros soucis de canapé.

Enfin, je remercie Noëline d'avoir fait de Villenave d'Ornon notre nouvelle maison, d'avoir supporté le quotidien d'un thésard en pleine rédaction, et tout simplement d'être qui elle est. Je me souviendrai longtemps de ce soir de Juillet, lorsqu'accompagnée de Johanna et Mattéo, elle m'offrit une tétine et quelques chamallows.

À Nathan,

Table des matières

Table des matières	1
Table des figures	5
Liste des tableaux	8
Introduction	9
1 Interférométrie atomique en micropesanteur : éléments théoriques	13
1.1 Transitions Raman stimulées dans le régime de simple diffraction	13
1.1.1 Transitions Raman à deux photons	14
1.1.2 Condition de résonance Raman	15
1.1.3 Oscillation de Rabi et dynamique du vecteur d'état	16
1.1.4 Séparatrices et miroirs à atomes	18
1.1.4.1 Impulsion $\pi/2$	18
1.1.4.2 Impulsion π	18
1.1.4.3 Évolution libre	19
1.1.5 Sélectivité en vitesse des transitions Raman	19
1.1.6 Interféromètre de Mach-Zehnder	20
1.2 Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de simple diffraction	22
1.2.1 Déphasage accumulé au sein d'un interféromètre atomique	22
1.2.2 Réponse d'un interféromètre atomique aux accélérations	22
1.2.2.1 Cas particulier d'une accélération constante	22
1.2.2.2 Sensibilité à un saut de phase	23
1.2.2.3 Sensibilité aux accélérations	24
1.2.3 La rétro réflexion du faisceau Raman et ses implications	25
1.3 Transitions Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération	27
1.3.1 Double-simple diffraction	27
1.4 Etude théorique du régime de double diffraction	29
1.4.1 Modélisation d'une transition à 5 états couplés	29
1.4.2 Déphasage interférométrique	31
1.5 Simulations numériques des impulsions Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération	33
1.5.1 Résolution numérique du système	33
1.5.2 Cas d'un paquet d'onde monochromatique	33
1.5.3 Cas d'une distribution en vitesse non nulle : spectroscopie des transitions Raman	33
1.5.4 Ajout du résidu de transitions copropageantes	34
1.5.5 Choix du régime de diffraction	36
1.6 Conclusion	38
2 Dispositif expérimental	39
2.1 Chambre de science	39
2.1.1 Enceinte à vide	39
2.1.2 Breadboard	40
2.1.3 Contrôle des champs magnétiques	41
2.1.3.1 Blindage magnétique	41
2.1.3.2 Bobines de compensation et de gradient	42
2.1.3.3 Courants de Foucault	42

2.1.4	Optiques et collimateurs	42
2.1.5	Systèmes de détection par fluorescence	43
2.1.6	Systèmes d'imagerie spatiale	45
2.1.6.1	Imagerie par absorption	45
2.1.6.2	Imagerie par fluorescence	47
2.1.6.3	Performances relatives des deux systèmes d'imagerie	48
2.1.7	Antenne Radiofréquence/Micro-onde	48
2.1.8	Piège Magnéto-Optique 2D	49
2.1.8.1	Descriptif technique	49
2.1.8.2	Performances	50
2.1.9	Accéléromètre mécanique	51
2.2	Systèmes Laser Télécom doublé	52
2.2.1	Architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{87}Rb	52
2.2.1.1	Partie basse puissance à 1560 nm	53
2.2.1.2	Étage d'amplification et doublage	54
2.2.1.3	Banc micro-optique de combinaison/séparation	55
2.2.2	Laser tout fibré pour la raie D2 du ^{39}K	56
2.2.3	Laser tout fibré pour la raie D1 du ^{39}K	59
2.2.4	Combinaison D1-D2 et Rubidium-Potassium	60
2.2.4.1	Combinaison D1-D2	60
2.2.4.2	Combinaison Rubidium-Potassium et répartition sur les 6 voies MOT	60
2.2.4.3	Performances et stabilité	61
2.2.5	Systèmes Laser pour le piège magnéto-optique 2D	61
2.3	Chaines Radiofréquence et Micro-onde	62
2.4	Le piège dipolaire croisé	64
2.4.1	La source Laser à 1550 nm	64
2.4.2	L'AOM et la modulation spatiale du faisceau	64
2.4.3	Le banc optique	65
2.5	Système de contrôle et d'acquisition	67
2.5.1	Structure matérielle	67
2.5.2	Structure logicielle	67
2.6	Structure mécanique et racks	68
2.7	Conclusion	68
3	Sources atomiques cohérentes de ^{87}Rb et ^{39}K pour l'interférométrie	69
3.1	La source atomique de ^{87}Rb pour des échantillons thermiques	69
3.1.1	Piège Magnéto-Optique de ^{87}Rb	69
3.1.2	Refroidissement par mélasse rouge de ^{87}Rb	70
3.1.3	Préparation d'état pour les échantillons thermiques de ^{87}Rb	71
3.1.4	Méthodes de mesure de la température	72
3.1.4.1	La méthode du temps de vol	72
3.1.4.2	La méthode du spectre Raman contra-propageant	73
3.2	La source atomique de ^{39}K	75
3.2.1	Refroidissement par mélasse rouge	75
3.2.2	Refroidissement par mélasse grise	76
3.2.2.1	Étude théorique simplifiée du refroidissement par mélasse grise	77
3.2.2.2	Mise en oeuvre expérimentale du refroidissement par mélasse grise sur la raie D1 du ^{39}K	81
3.2.3	Préparation d'état	82
3.2.3.1	Spécificités du potassium et orientation du faisceau de sélection	82
3.2.3.2	Séquence de transfert et purification	83
3.3	La source atomique ultra-froide de ^{87}Rb	85
3.3.1	Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif	85
3.3.1.1	Principe	85
3.3.1.2	Les processus de collisions	86
3.3.1.3	Lois d'échelles	87
3.3.2	Densité dans l'espace des phases et condensation de Bose-Einstein	89
3.3.2.1	Densité dans l'espace des phases	89
3.3.2.2	Saturation des états excités et condensation de Bose-Einstein	90

3.3.2.3	Atteinte du seuil de condensation	90
3.3.3	Le potentiel dipolaire	90
3.3.3.0.1	Choix de la configuration mise en oeuvre sur l'expérience	90
3.3.3.1	La force dipolaire électrique	91
3.3.3.2	Paramètres d'un piège dipolaire pour un faisceau gaussien	93
3.3.3.3	Le potentiel modulé	94
3.3.3.4	Les déplacements lumineux	96
3.3.4	Chargement par mélasse grise du ^{87}Rb dans le piège dipolaire croisé	97
3.3.4.1	Mélasse grise sur la raie D2 du ^{87}Rb et chargement du piège dipolaire	98
3.3.4.2	Séquence expérimentale de chargement du piège dipolaire croisé par mélasse grise	98
3.3.5	Mise en oeuvre du refroidissement par évaporation sur l'expérience	100
3.3.5.1	Séquence expérimentale en gravité standard	100
3.3.5.2	Atteinte du régime de dégénérescence quantique	102
3.3.5.3	Population des sous-états magnétiques	105
3.3.6	Préparation d'état du condensat	105
3.3.7	Spectroscopie Raman contrapropageante	107
3.4	Chargement du ^{39}K dans le piège dipolaire croisé : résultats préliminaires	109
3.4.1	Calcul des déplacements lumineux dans le cas du ^{39}K	109
3.4.2	Séquence de chargement	109
3.4.2.1	Piège Magnéto-Optique comprimé	109
3.4.2.2	Chargement par mélasse grise du ^{39}K dans le piège dipolaire croisé	110
3.4.3	Perspectives	111
3.5	Conclusion	111
4	Interférométrie en gravité standard	113
4.1	Interféromètre avec balayage de la phase laser	113
4.2	Interféromètre avec balayage de la phase inertielle	115
4.2.1	Reconstruction des franges par corrélation avec un accéléromètre classique : la méthode FRAC	115
4.2.2	Estimation de la qualité intrinsèque du senseur atomique : la méthode BAT	117
4.3	Franges de Ramsey	121
4.3.1	Éléments de contexte	121
4.3.2	Réalisation de l'interféromètre de Raman-Ramsey	122
4.4	Conclusion	122
5	Opération de l'instrument sur les différentes plateformes d'accès à la micropesanteur 123	123
5.1	Le régime de micropesanteur	123
5.1.1	Chute libre et impesanteur : terminologie	123
5.1.2	Intérêt et utilisation de la micropesanteur en physique atomique	124
5.2	L'avion 0-g de Novespace	126
5.2.1	Déroulement d'une campagne de vol	126
5.2.2	La manoeuvre parabolique	126
5.2.3	Contraintes et limitations	128
5.3	Opération de l'interféromètre atomique dans l'avion 0-g	130
5.3.1	Influence des effets inertiels	130
5.3.1.1	Chutes de contraste liées aux vibrations du miroir de référence	130
5.3.1.2	Phase induite par les vibrations du miroir de référence	131
5.3.1.3	Chutes de contraste liées aux rotations	131
5.3.1.4	Phase induite par les rotations	133
5.3.2	Développement d'un système de compensation active des rotations	134
5.3.2.1	Présentation du système	134
5.3.2.2	Algorithme de compensation	137
5.3.2.3	Performances et limitations	137
5.3.3	Compensation active des vibrations : stratégies envisagées	140
5.3.3.1	Amortissement des vibrations du miroir de référence	140
5.3.3.2	Compensation de l'effet Doppler via une rétroaction temps réel sur la fréquence laser	141
5.4	Le simulateur de micropesanteur	142

5.4.1	Principe de fonctionnement	142
5.4.1.1	Trajectoire typique	143
5.4.1.2	D'autres types de mouvements	143
5.4.2	Description technique de l'instrument	144
5.4.2.1	Course	145
5.4.2.2	Le plateau et les chariots	145
5.4.2.3	Système pneumatique de compensation du poids	146
5.4.2.4	Motorisation et positionnement	147
5.4.2.5	Système de guidage	147
5.4.2.6	Interface et synchronisation avec l'expérience	148
5.4.3	Performances	149
5.4.3.1	Niveau de vibrations	149
5.4.3.2	Rotations	152
5.4.3.3	Bruit électromagnétique et limites de ces mesures	153
5.5	Opération de l'interféromètre atomique de ^{87}Rb sur le simulateur de micropesanteur . . .	155
5.5.1	Séquence expérimentale	155
5.5.2	Spectroscopie Raman avec des échantillons thermiques	156
5.5.3	Interférométrie dans le régime de double simple diffraction	157
5.5.4	Spectroscopie Ramsey	159
5.5.5	Vers un interféromètre dans le régime de double diffraction avec des échantillons ultra-froids	160
5.5.5.1	Évaporation sur le simulateur et condensation de Bose-Einstein	161
5.5.5.2	Spectroscopie Raman avec des échantillons ultra-froids de ^{87}Rb	163
5.5.5.3	Stratégie envisagée pour la réalisation d'un interféromètre dans le régime de double diffraction	165
5.6	Conclusion	166
6	Vers un test de haute sensibilité du principe d'équivalence en impesanteur	167
6.1	Définition et état de l'art	167
6.1.1	Le principe d'équivalence	167
6.1.2	Tests du principe d'équivalence faible avec des objets de nature classique	168
6.1.3	Tests par des méthodes d'interférométrie atomique	169
6.2	Mesure de l'accélération différentielle entre les deux espèces atomiques	170
6.2.1	Les méthodes d'extraction de la phase différentielle	171
6.2.1.1	La méthode de l'ellipse	171
6.2.1.2	La méthode Bayésienne	171
6.2.1.3	La méthode de reconstruction des franges : FRAC différentiel	173
6.2.2	Stratégie envisagée sur le simulateur de micropesanteur	174
6.3	Conclusion	175
	Conclusion	177
	Bibliographie	179

Table des figures

1.1	Diagramme énergie-impulsion d'une transition Raman stimulée	15
1.2	Impulsions π et $\pi/2$	18
1.3	Sélection en vitesse d'une impulsion Raman contrapropageante	20
1.4	Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de simple diffraction	21
1.5	Réponse d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder	25
1.6	Configuration rétro-réfléchie des faisceaux Raman	26
1.7	Régimes de Double-Simple Diffraction et Double Diffraction	27
1.8	Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de Double-Simple Diffraction	28
1.9	Modèle à 5 états couplés	29
1.10	Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de Double Diffraction	31
1.11	Simulations numériques d'oscillations de Rabi dans le régime de Double Diffraction	34
1.12	Simulations de spectres Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération	34
1.13	Modèle à 10 états couplés	35
1.14	Simulations de spectres Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération prenant en compte l'influence des transitions Raman copropageantes	37
2.1	Chambre de science	40
2.2	Breadboard en polymère renforcé de fibres de carbone	41
2.3	Vue éclatée du blindage magnétique	41
2.4	Séquence de détection par fluorescence permettant d'estimer le rapport de population pour chacune des deux espèces atomiques	43
2.5	Systèmes de détection par fluorescence	44
2.6	Montage d'imagerie par absorption	47
2.7	Performances des différents systèmes d'imagerie dans un régime de faible densité	48
2.8	Vue schématique du MOT 2D ColdQuanta	49
2.9	Cellule atomique et aimant permanent quadrupolaire du MOT 2D	50
2.10	Système optomécanique compact du MOT-2D	50
2.11	Structures atomiques du ^{87}Rb et du ^{39}K	52
2.12	Architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{87}Rb	54
2.13	Régulation en température des PPLN	55
2.14	Spectres d'absorption saturée sur les raies D2 et D1 du potassium ^{39}K	57
2.15	Architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{39}K	58
2.16	Vue éclatée de l'étage d'amplification et doublage utilisé pour les lasers Rubidium et Potassium (D2)	58
2.17	Architecture laser fibrée pour la raie D1 du ^{39}K	60
2.18	Filtre interférentiel utilisé pour la recombinaison des différentes longueurs d'ondes	61
2.19	Schéma fonctionnel des chaînes radiofréquences Rubidium et Potassium	62
2.20	Modulation spatiale du faisceau du piège dipolaire	64
2.21	Banc optique du piège dipolaire	65
3.1	Structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb et désaccords lasers utilisés au cours des différentes étapes de la séquence expérimentale	70
3.2	Séquence de préparation d'état pour les échantillons thermiques de ^{87}Rb	71
3.3	Exemple d'oscillation de Rabi associée à l'impulsion micro-onde	72
3.4	Estimation de la température par la méthode du temps de vol	73
3.5	Estimation de la température par la méthode du spectre Raman	74

3.6	Structure hyperfine de la transition D2 du ^{39}K et désaccords lasers utilisés au cours des différentes étapes de la séquence expérimentale	75
3.7	Profils de force de refroidissement calculés par l'équipe du LENS	76
3.8	Séquence de refroidissement par mélasse rouge sur la raie D2 du ^{39}K	77
3.9	Système atomique à trois niveaux en configuration Λ	78
3.10	Changement de base et nouvelle configuration énergétique	79
3.11	Mécanisme de refroidissement de la mélasse grise	80
3.12	Séquence de refroidissement par mélasse grise sur la raie D1 du ^{39}K	81
3.13	Comparaison des spectres Raman obtenus avec le ^{39}K après mélasse rouge et mélasse grise	82
3.14	Séquence de transfert et purification pouvant être utilisée pour préparer les atomes de ^{39}K dans l'état insensible au champ magnétique $ F = 1, m_F = 0\rangle$	83
3.15	Principe de l'évaporation forcée	85
3.16	Principe de la condensation de Bose-Einstein	91
3.17	Fonction de modulation	95
3.18	Profil de potentiel dipolaire généré par deux faisceaux gaussiens croisés avec un angle de 70°	96
3.19	Déplacements lumineux du ^{87}Rb	97
3.20	Configuration des faisceaux de refroidissement au niveau du piège dipolaire	98
3.21	Performances du chargement par mélasse grise	100
3.22	Performances du chargement par mélasse rouge	101
3.23	Rampes et efficacité d'évaporation	103
3.24	Observation de la double structure du condensat	104
3.25	Mesure de la durée de vie du condensat dans le piège	104
3.26	Principe de la préparation d'état	106
3.27	Efficacité de la préparation d'état pour des échantillons ultra-froids de ^{87}Rb	107
3.28	Spectroscopie Raman contrapropageante avec des échantillons ultra-froids de ^{87}Rb	108
3.29	Déplacements lumineux du ^{39}K	109
3.30	MOT Comprimé de ^{39}K	110
4.1	Interféromètre avec balayage de la phase laser en gravité standard	114
4.2	Principe de la méthode FRAC	116
4.3	Franges d'interférences reconstruites par la méthode FRAC en gravité standard	117
4.4	Principe de la méthode BAT	118
4.5	Principe des franges de Ramsey	121
4.6	Franges de Ramsey obtenues avec le potassium en gravité standard	122
5.1	Cabine de l'Airbus A310 Zero-G de Novespace	126
5.2	Principe de la manoeuvre parabolique effectuée par l'avion 0-G de Novespace	127
5.3	Estimation des chutes de contraste liées aux vibrations résiduelles de l'avion 0G	131
5.4	Interféromètre ouvert et recouvrement partiel des paquets d'ondes	132
5.5	Chutes de contraste induites par les rotations de l'avion 0G	133
5.6	Compensation des rotations du miroir de référence	135
5.7	Système de compensation active des rotations	136
5.8	Performances du système de compensation active des rotations	138
5.9	Validation du modèle de chute de contraste	139
5.10	Système d'amortissement actif des vibrations	141
5.11	Trajectoire typique du simulateur 0G	143
5.12	Différentes trajectoires pouvant être programmées sur le simulateur 0G	144
5.13	Vue d'ensemble du simulateur 0G de Symétrie	145
5.14	Positions du plateau	146
5.15	Plateau et chariots du simulateur	146
5.16	Interface électrique et signaux de synchronisation	148
5.17	Profils d'accélération résiduels sur le simulateur 0G	150
5.18	Estimation de la phase balayée par les vibrations résiduelles du simulateur	151
5.19	Profils de vitesses angulaires résiduels sur le simulateur 0G	152
5.20	Estimation de la chute de contraste induite par les rotations résiduelles du simulateur	153
5.21	Estimation de la phase balayée par les rotations résiduelles du simulateur	154
5.22	Synchronisation du mouvement du simulateur et de la séquence expérimentale	155
5.23	Spectres Raman obtenus en micropesanteur avec des échantillons thermiques de rubidium	156

5.24	Résultats d'interférométrie obtenus dans le régime de double-simple diffraction en micropesanteur	157
5.25	Estimation de la sensibilité de l'interféromètre via la méthode BAT	158
5.26	Comparaison des chutes de contraste attendues et observées sur le simulateur de micropesanteur	159
5.27	Franges de Ramsey obtenues en micropesanteur	160
5.28	Adaptation de la rampe d'évaporation au mouvement du simulateur	162
5.29	Trajectoire d'évaporation sur le simulateur de micropesanteur	163
5.30	Impulsions Raman dans le régime de double diffraction avec des échantillons ultra-froids .	164
5.31	Stratégie envisagée pour la réalisation d'un interféromètre dans le régime de double diffraction	165
6.1	Principe de la méthode Bayésienne pour estimation de la phase différentielle ϕ_d	172
6.2	Simulations de l'efficacité de la méthode Bayésienne dans des conditions expérimentales typiques	174

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques des différentes paires de bobines magnétiques	42
2.2	Performances du combineur micro-optique du laser Rubidium	56
2.3	Performances du combineur micro-optique du laser Potassium (D2)	59
2.4	Performances des bancs micro-optiques de combinaisons D1/D2 et Rubidium/Potassium	62
4.1	Caractéristiques des interféromètres avec balayage de la phase en gravité standard	114
5.1	Caractéristiques principales des différentes plateformes d'accès à la micropesanteur	125

Introduction

A l'aube du XXème siècle, la mécanique Newtonienne et les lois de l'électromagnétisme de Maxwell permettent la description et la compréhension de la grande majorité des phénomènes physiques observables. Ces succès répétés conduisent certains à considérer que la physique "classique" est alors une science aboutie. Seuls les célèbres "deux petits nuages" de Lord Kelvin restent encore à éclaircir. Quelques années plus tard, il s'avère que l'étude approfondie de chacun des deux phénomènes a engendré un bouleversement de notre façon d'appréhender le monde.

D'une part, l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide a guidé Einstein vers la formulation de sa théorie de la relativité restreinte, qui stipule que les notions d'espace et de temps ne sont pas absolues, mais bien relatives et étroitement liées. Cette théorie fut rapidement complétée par la relativité générale, qui abandonne la notion de force gravitationnelle pour la remplacer par celle de déformation géométrique de l'espace-temps. La Relativité Générale a permis d'expliquer (et de prédire !) une très grande diversité de phénomènes dans le domaine de l'infiniment grand : on peut notamment citer l'avance du périhélie de Mercure, le décalage vers le rouge cosmologique, le phénomène de déviation des ondes lumineuses à proximité d'un corps massif (lentilles gravitationnelles) ou encore l'existence des trous noirs. Elle a aussi eu des conséquences plus concrètes en permettant notamment le fonctionnement du système de positionnement par satellite (GPS).

Le deuxième "petit nuage" de Lord Kelvin, l'anomalie du rayonnement du corps noir, trouva quant à lui une explication dans les travaux de Planck, qui fit dans ce cadre une hypothèse sur la quantification de l'énergie et de la matière. Cela marqua le début de la théorie des quanta qui fut par la suite enrichie de nombreuses idées fondatrices, telles que la dualité ondes-corpuscule, la superposition d'état, le principe d'incertitude de Heisenberg ou l'intrication. Ce second édifice théorique qu'est la Mécanique Quantique fut couronné d'un succès tout aussi spectaculaire que la Relativité Générale. Elle a notamment permis de comprendre la physique des particules, la physique atomique, et celle des hautes énergies. Elle servit également de cadre théorique pour l'unification de 3 des 4 interactions fondamentales (l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, et l'interaction forte) au sein de ce que l'on appelle désormais le Modèle Standard. Elle fut enfin particulièrement riche en applications, puisqu'elle joua un rôle décisif dans la mise au point du lasers et des transistors à semi-conducteurs à la base du fonctionnement des appareils électroniques.

Jusqu'à ce jour, aucune des deux théories que l'on vient de présenter n'a encore été mise en défaut par la moindre observation expérimentale.

Elles échouent pourtant à expliquer, ensemble, les situations physiques très particulières nécessitant leur utilisation simultanée. C'est notamment le cas des premiers instants suivant le Big Bang, ou des singularités situées au centre des trous noirs. Ces échecs s'expliquent notamment par l'incompatibilité entre les formalismes mathématiques des deux théories.

L'un des grands enjeux de la physique moderne est ainsi d'établir une "théorie du tout" qui permettrait d'unifier la gravitation avec les trois autres interactions du modèle standard. Plusieurs théories alternatives ont donc vu le jour au cours des dernières décennies, parmi lesquelles la théorie de Kaluza-Klein [Kaluza, 2018] et la théorie des cordes [Greene *et al.*, 1998] qui est certainement la plus célèbre. On mentionnera également l'émergence de la gravité quantique à boucles [Rovelli, 1997] ayant pour but de concilier relativité générale et théorie quantique sans tenter de les unifier à proprement parler. La principale limitation de ces théories alternatives réside dans leur difficulté à formuler des prédictions quantitatives qui pourraient être soumises à des vérifications expérimentales. La plupart d'entre elles s'accordent toutefois à prédire la violation du Principe d'Équivalence d'Einstein qui constitue l'un des postulats de base de la Relativité Générale. [Taylor et Veneziano, 1988] [Damour et Polyakov, 1994] [Antoniadis *et al.*, 1998]. Il se trouve que l'une de ses composantes, appelée Principe d'Équivalence Faible, est facilement accessible à la mesure.

Le principe d'équivalence faible, plus connu sous le nom d'"universalité de la chute libre", stipule que la

trajectoire d'un objet dans un champ de gravité donné, ne dépend ni de sa masse, ni de sa composition. En se plaçant dans le cadre de la mécanique Newtonienne, cela revient à supposer l'équivalence entre la masse inertielle et la masse gravitationnelle. Le moyen le plus naturel de tester le principe d'équivalence faible consiste alors à comparer les accélérations de deux "masses tests" placées dans un même champ de gravité. Ce genre d'expériences a aujourd'hui été effectué de très nombreuses fois, avec toutes sortes d'objets. On a généralement à l'esprit la fameuse expérience de la plume et du marteau qui chutent exactement de la même manière à condition que l'on s'affranchisse de l'atmosphère et que seule l'attraction gravitationnelle entre en jeu. Les tests de meilleure sensibilité ayant été réalisés jusqu'à présent, utilisant des accéléromètres de haute précision montés sur satellite [Touboul *et al.*, 2017], n'ont toujours pas remis en cause ce principe. Nombre de théories supposent néanmoins des violations à des niveaux encore plus faibles, et il s'avère donc primordial d'augmenter encore la précision sur la mesure d'accélération différentielle.

La quête de ces mesures de hautes sensibilités passe nécessairement par le développement de nouvelles méthodes et instruments. Les accéléromètres atomiques, dont il sera question dans ce manuscrit, constituent l'une des pistes les plus prometteuses. Le concept d'interféromètre atomique est étroitement lié à celui d'onde de matière qui fut introduit par Louis de Broglie à l'occasion de ses travaux de thèse. L'idée fondamentale est que toute particule matérielle présente une dualité onde-corpuscule, au même titre que la lumière. La longueur d'onde associée à cette particule est donnée par :

$$\lambda_{\text{DB}} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (1)$$

avec h la constante de Planck, p , v et m l'impulsion, la vitesse et la masse de la particule.

On comprend alors que cet aspect ondulatoire de la matière ne devient perceptible que pour des systèmes associés à de faibles masses, et de faibles vitesses. Les progrès réalisés au cours des dernières décennies dans le domaine du refroidissement d'atomes par laser ont permis d'accéder à de nouveaux régimes de température et ainsi d'augmenter significativement la taille des ondes de matières. Des méthodes jusqu'alors restreintes au domaine de l'optique ondulatoire, en particulier l'interférométrie, ont ainsi pu être transposées aux électrons, aux atomes, et même aux molécules [Gerlich *et al.*, 2011].

En plus de posséder des longueurs d'ondes très supérieures à celle des atomes thermiques, les atomes froids représentent des sources plus ponctuelles et moins dispersives en vitesse qu'il est possible d'étudier sur de plus longues périodes. La faible dispersion en vitesse permet aussi à l'ensemble des atomes de se comporter de manière similaire lorsqu'ils entrent en interaction avec la lumière (les effets Doppler subis par chaque atome individuellement étant relativement proches).

En optique, l'observation du défilement des franges d'interférences est un formidable outil pour accéder à des mesures de haute précision. Des dispositifs interférométriques tels que le gravimètre à coin de cubes ou les gyromètres à effet Sagnac peuvent notamment permettre de mesurer des accélérations et des rotations avec de grandes précisions. Les ondes de matières peuvent être employées de manière analogue pour mesurer des effets inertiels. Dans ce type de capteurs, ce sont les atomes eux-mêmes qui font office de "masses d'épreuves". Ces instruments ont la particularité d'accéder à une valeur "vraie" de la grandeur inertielle d'intérêt, leur mesure étant entachée d'une dérive temporelle quasiment inexistante. Leur caractère "absolu", provient notamment de l'utilisation des fréquences de transitions atomiques comme référence, et représente un atout pour de nombreuses applications. Aujourd'hui, les capteurs inertiels à ondes de matière occupent une place importante dans de nombreux domaines de la recherche et de l'industrie. Sans être exhaustif, on peut notamment citer la navigation inertielle [Lautier-Blisson, 2014] [Battelier *et al.*, 2016], la géodésie [Lévêque *et al.*, 2021] et la géophysique comme principaux secteurs applicatifs. En ce qui concerne la physique fondamentale et la métrologie, ce type d'instrument peut être utilisé pour la détermination de certaines constantes fondamentales, telles que la constante de structure fine [Bouchendira *et al.*, 2011] ou la constante universelle de gravitation [Rosi *et al.*, 2014], mais aussi pour l'étude des interactions atomes-surface [Wolf *et al.*, 2007] ou encore pour la détection d'ondes gravitationnelles [Canuel *et al.*, 2018] [Canuel *et al.*, 2020].

Naturellement, leur utilisation pour le test du principe d'équivalence faible a rapidement été envisagée. A l'heure actuelle, plusieurs groupes de recherches dans le monde ont déjà développé des accéléromètres atomiques bi-espèces [Asenbaum *et al.*, 2020] [Bonnin *et al.*, 2015] [Schlippert *et al.*, 2014] [Zhou *et al.*, 2015] [Kuhn *et al.*, 2014]. De manière assez intuitive, on comprend que la sensibilité de la mesure d'accélération différentielle est d'autant plus importante que la durée d'étude du mouvement est longue. L'augmentation du "temps d'interrogation" de l'interféromètre devient alors un enjeu majeur. Comme nous le verrons par la suite, ce temps d'interrogation est fondamentalement limité par l'expansion

thermique de l'échantillon atomique (liée à sa température) ainsi que par sa chute dans le référentiel de l'expérience (liée au régime de pesanteur). L'abaissement de la température des sources atomiques constitue un domaine de recherche à part entière, et les méthodes actuelles permettent de descendre jusqu'au nanokelvin ou même en deçà. Pour s'affranchir de la chute libre des atomes, l'une des solutions les plus naturelles consiste à placer l'expérience dans un régime de micropesanteur. Un satellite en orbite autour de la terre représente donc une plateforme idéale pour ce type d'applications. Cela motive l'étude de missions spatiales telles que STE-QUEST, qui vise une précision relative de 10^{-17} [Battelier *et al.*, 2021].

C'est dans ce contexte que le projet ICE (Interférométrie à sources Cohérentes pour l'Espace) a été initié en 2006 [Nyman *et al.*, 2006]. En grande partie financé par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), ce programme est dédié à la réalisation d'un test du principe d'équivalence en micropesanteur avec un interféromètre atomique bi-espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$. Il s'agit donc d'un démonstrateur technologique ayant pour but de valider les méthodes et composants qui permettront, à terme, de réaliser une mission sur satellite. Afin d'accéder au régime de micropesanteur, l'expérience participe depuis ses débuts aux campagnes de vols paraboliques dans l'Avion 0g de Novespace. Plus récemment, un instrument complémentaire appelé "simulateur de micropesanteur" a été installé au laboratoire. Le dispositif expérimental dans son intégralité se doit donc d'être transportable et particulièrement robuste. Cela a en partie conditionné l'architecture du système laser et le choix des espèces atomiques utilisées. Le ^{87}Rb et le ^{39}K ont ainsi été sélectionnés pour leur grand rapport de masse, permettant de détecter plus facilement une éventuelle violation du principe d'équivalence, mais aussi pour leurs longueurs d'ondes de transitions. Celles-ci se situent aux alentours de 780 et 770/767 nm respectivement : elles sont donc suffisamment proches pour utiliser les mêmes éléments optiques et suffisamment éloignées pour pouvoir être combinées grâce à des composants dichroïques. Elles peuvent aussi être générées via un doublage de fréquence depuis les longueurs d'ondes télécom. Cela permet d'utiliser des architectures laser entièrement fibrées, particulièrement matures et compatibles avec cette application embarquée.

Plan du mémoire

Ce manuscrit de thèse est consacré aux travaux ayant été effectués sur l'expérience ICE au cours des dernières années. Il s'articule autour de 6 chapitres.

En premier lieu, je rappelle le principe de fonctionnement d'un interféromètre atomique utilisant des transitions Raman stimulées. Je dérive notamment l'expression de sa fonction de réponse aux accélérations et je discute l'influence du régime de faible vitesse et faible accélération sur l'instrument. Je présente enfin les différents régimes de diffraction pouvant être employés dans ce contexte et les spécificités liées à chaque mode d'opération.

Le deuxième chapitre est consacré à une description relativement exhaustive du dispositif expérimental. Je détaille en particulier les évolutions les plus récentes ayant été introduites, qui concernent la nouvelle architecture laser dédiée au potassium, la cellule du piège magnéto-optique 2D bi-espèce, ou encore le nouveau système d'imagerie par fluorescence.

Au chapitre 3, je décris les diverses méthodes de refroidissement que nous mettons en oeuvre avec chacune de nos deux espèces pour produire des sources atomiques cohérentes, compatibles avec la réalisation d'un interféromètre à ondes de matière de haute sensibilité. Je mentionne notamment la technique de chargement originale de notre piège dipolaire croisé modulé en position, qui permet désormais d'atteindre le régime de dégénérescence quantique avec le ^{87}Rb à l'issue d'une procédure d'évaporation forcée. Je m'attarde aussi sur le refroidissement par mélasse grise du ^{39}K , et je fait le point sur l'état d'avancement vers la production d'une source ultra-froide avec cette seconde espèce atomique.

Le quatrième chapitre, relativement succinct, expose quelques résultats d'interférométrie obtenus au sol, en gravité standard. Il a surtout pour objectif d'introduire les méthodes de reconstruction des franges d'interférences et d'estimation des performances intrinsèques du senseur inertiel.

Je propose au chapitre 5 une comparaison des différentes plateformes d'accès au régime de micropesanteur qui sont utilisées dans le cadre de l'expérience ICE. Je caractérise les performances de l'avion et du simulateur 0G en terme de vibrations et de rotations résiduelles et j'évalue l'impact de ces effets inertiels sur l'interféromètre atomique. J'évoque aussi quelques méthodes de correction ayant été, ou pouvant être mises en oeuvre afin de conserver le contraste de la mesure sur de plus longues durées. Je présente enfin les interféromètres à long temps d'interrogation ($2T = 200$ ms) ayant été réalisés sur le simulateur de micropesanteur avec des échantillons thermiques de rubidium dans le régime de double-simple diffraction. Le sixième et dernier chapitre est enfin consacré au principe d'équivalence à proprement parler. Je m'attache à rappeler l'état de l'art et la manière dont on peut accéder à un test du paramètre d'Eötvös avec

un interféromètre différentiel. J'évalue enfin la stratégie envisagée sur notre expérience pour effectuer une telle mesure très prochainement.

Chapitre 1

Interférométrie atomique en micropesanteur : éléments théoriques

Ce premier chapitre est consacré à un rappel des notions théoriques de base permettant de comprendre le fonctionnement d'un accéléromètre à atomes. Nous nous intéressons notamment aux transitions Raman stimulées, et montrons comment elles peuvent permettre de séparer, réfléchir et recombinaer les paquets d'onde atomiques pour former un interféromètre à ondes de matière sensible aux effets inertiels.

Nous décrirons particulièrement le régime dit de "faible vitesse et faible accélération" qui caractérise l'opération dans un environnement de micropesanteur. Nous verrons alors que la rétro-réflexion du faisceau d'interrogation permet de travailler dans deux régimes de diffraction distincts, dont nous discuterons les spécificités.

1.1 Transitions Raman stimulées dans le régime de simple diffraction

Dans un interféromètre atomique, les rôles de la matière et de la lumière se trouvent inversés par rapport à ceux d'un interféromètre optique : c'est ici la lumière qui permet de séparer, réfléchir et recombinaer de manière cohérente les ondes de matières.

Parmi les processus d'interaction lumière-matière, on distingue ceux qui ne produisent pas de changement d'état interne de l'atome, tels que les processus de Bragg [Martin *et al.*, 1988] ou de Raman-Nath [Moharam et Young, 1978], de ceux qui adressent différents états internes, comme par exemple les transitions Raman [Moler *et al.*, 1992]. Les schémas mentionnés conduisent tous à un échange de quantité de mouvement entre l'onde lumineuse et l'atome par le biais de processus d'absorption et d'émission stimulée de photons. Ils induisent ainsi une superposition cohérente d'états dans l'espace des impulsions, séparés par des multiples des quantités de mouvement des photons mis en jeu. Après un temps d'évolution libre, cette séparation en impulsion se traduit par une séparation spatiale, qui s'avère essentielle pour l'extraction de la donnée inertielle que l'on cherche à mesurer.

De ce point de vue là, les transitions de Bragg sont très avantageuses, puisqu'elles permettent l'échange d'un grand nombre de photons et induisent donc de grandes séparations spatiales¹. Le fait que l'onde de matière soit diffractée dans un seul et même état interne permet aussi de s'affranchir de certains effets systématiques. Néanmoins, cela nécessite en contrepartie l'utilisation de sources atomiques suffisamment collimatées pour permettre la résolution des différents ordres de diffraction par imagerie spatiale en sortie d'interféromètre.

Sur notre expérience, ce sont des transitions Raman stimulées à deux photons qui sont actuellement privilégiées. Le transfert d'impulsion s'accompagne ici d'une modification d'état interne, ce qui permet d'accéder à la mesure des rapports de populations par de simples méthodes de fluorescence. L'étude théorique que nous présentons dans ce chapitre se limitera à ce type de transitions.

1. Des expériences ont démontré le transfert de $408 \hbar k$ [Greene *et al.*, 1998].

1.1.1 Transitions Raman à deux photons

Le raisonnement est mené ici dans le cadre de l'approximation semi-classique, qui consiste à traiter de manière quantique la dynamique des états internes de l'atome, mais de manière classique le mouvement du centre de masse. On notera donc respectivement $\vec{r}(t)$ et $\vec{p}(t)$ la position et l'impulsion moyenne de la particule à l'instant t .

On considère un atome de masse M présentant une structure interne à trois niveaux $|f\rangle$, $|e\rangle$, $|i\rangle$. Le niveau fondamental $|f\rangle$ et le niveau excité $|e\rangle$ sont stables, caractérisés par des durées de vie radiatives longues devant celle de l'expérience. En pratique, il s'agit généralement des deux états hyperfins du niveau fondamental d'un atome alcalin. Le niveau intermédiaire $|i\rangle$, possède quant à lui une faible durée de vie² et se situe beaucoup plus haut en énergie. L'écartement par rapport aux deux autres niveaux correspond typiquement à l'énergie $\hbar\omega$ portée par un photon de fréquence optique. L'Hamiltonien du système atomique considéré s'écrit :

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{P}^2}{2M} + \hbar\omega_f^0 |f\rangle\langle f| + \hbar\omega_e^0 |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_i^0 |i\rangle\langle i| \quad (1.1)$$

avec $\hbar\omega_f^0$, $\hbar\omega_e^0$ et $\hbar\omega_i^0$ les valeurs propres de l'Hamiltonien interne, associées à chacun des trois niveaux, et \hat{P} l'opérateur quantité de mouvement. Les états propres de l'Hamiltonien externe ($\hat{P}^2/2M$) sont quant à eux notés $|\vec{p}\rangle$. Les états de base de \hat{H}_A peuvent alors s'écrire comme le produit tensoriel des états internes et externes. On note : $|\alpha, \vec{p}\rangle = |\alpha\rangle \otimes |\vec{p}\rangle$ avec $\alpha = f, e, i$.

On s'intéresse à l'interaction de l'atome avec deux champs laser \vec{E}_1 et \vec{E}_2 de pulsations respectives ω_1 et ω_2 . Le champ électromagnétique total s'écrit donc comme la somme de ces deux contributions :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}\vec{\epsilon}_\alpha E_1^0 e^{i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \Phi_1^0(t))} + \frac{1}{2}\vec{\epsilon}_2 E_2^0 e^{i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \Phi_2^0(t))} + c.c \quad (1.2)$$

avec $\vec{\epsilon}_j$, E_j^0 , \vec{k}_j et $\Phi_j^0(t)$ qui désignent respectivement la polarisation, l'amplitude, le vecteur d'onde et la phase à l'origine associés au laser j ($j = 1, 2$). Dans l'approximation dipolaire électrique, l'Hamiltonien d'interaction entre l'atome et le champ est défini comme :

$$\hat{H}_{int} = -\hat{\vec{d}} \cdot \vec{E}(\hat{\vec{R}}, t) \quad (1.3)$$

avec $\hat{\vec{d}}$ l'opérateur moment dipolaire électrique et $\hat{\vec{R}}$ l'opérateur position de l'atome.

Le champ électromagnétique peut alors induire un couplage entre les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ par l'intermédiaire du niveau $|i\rangle$ lorsque les fréquences optiques ω_1 et ω_2 sont proches des fréquences associées aux transitions atomiques $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$ respectivement.

Pour un atome initialement dans l'état $|f\rangle$, le passage vers l'état $|e\rangle$ est concrètement effectué par le biais d'un processus à deux photons : l'atome absorbe un photon dans le mode du laser n°1 pour passer à l'état $|i\rangle$ et ré-émet de manière stimulée un photon dans le mode du laser n°2 pour retomber dans $|e\rangle$. On réalise à cette occasion ce que l'on appelle une transition Raman stimulée.

Au cours de ce cycle d'absorption/émission stimulée, la quantité de mouvement de l'atome se trouve modifiée d'une quantité $\hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$. On définit alors le vecteur d'onde effectif de la transition comme $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$. On constate que le transfert d'impulsion est maximal lorsque les deux lasers se propagent en sens opposés : il s'agit alors d'une transition Raman contrapropageante, caractérisée par le vecteur d'onde effectif $|\vec{k}_{\text{eff}}| = |\vec{k}_1| + |\vec{k}_2| \approx 2|\vec{k}_1| \approx 2|\vec{k}_2|$.

Les états d'impulsion $|\vec{p}\rangle$ et $|\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ sont donc reliés de manière bijective aux états d'énergie interne $|f\rangle$ et $|e\rangle$ ³ et on notera dans la suite $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ les deux états couplés.

La situation est décrite schématiquement sur la figure 1.1. On insiste sur le fait que le tracé n'est absolument pas à l'échelle : le différentiel énergétique entre les niveaux $|e\rangle$ et $|i\rangle$ est généralement très grand devant l'écartement hyperfin entre $|f\rangle$ et $|e\rangle$. L'intérêt majeur d'une transition Raman stimulée contrapropageante est ainsi la grande quantité de mouvement qu'elle permet de transférer à l'atome comparativement à une simple transition micro-onde par exemple, pour laquelle le passage de l'état $|f\rangle$ à $|e\rangle$

2. Avec les atomes de ⁸⁷Rb et de ³⁹K que nous utilisons, la largeur naturelle de raie qui lui est associée vaut approximativement $3.7 \times 10^7 \text{ rad.s}^{-1}$.

3. Comme nous le verrons plus loin, cet étiquetage des états d'impulsion par le biais de l'état interne s'avère très utile en pratique.

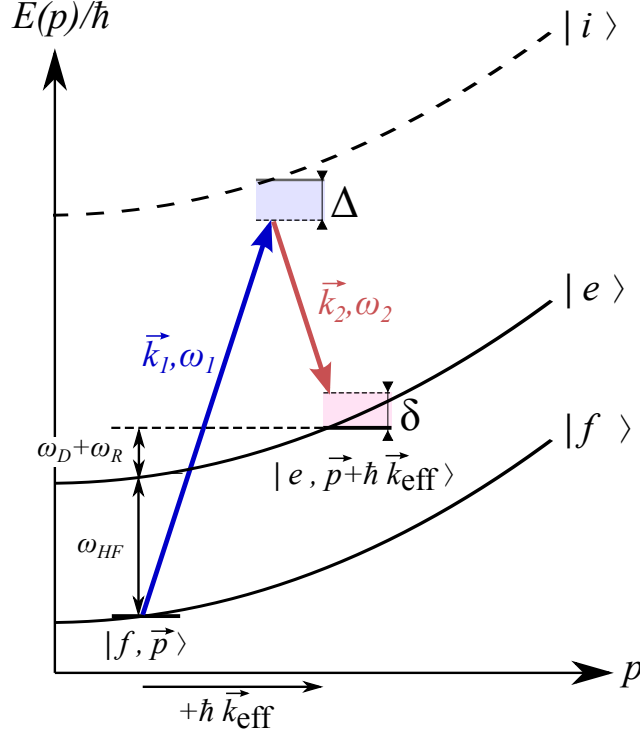


Figure 1.1 – Diagramme énergie-impulsion d'une transition Raman stimulée.

s'accompagnerait d'un transfert d'impulsion inférieur de plusieurs ordres de grandeur.

Au cours du processus, l'état intermédiaire $|i\rangle$ peut donner lieu à un phénomène de relaxation par émission spontanée qui engendre une perte de cohérence des ondes de matières diffractées. Pour limiter autant que possible cet effet, la stratégie communément adoptée consiste à minimiser le peuplement de l'état $|i\rangle$ en désaccordant la fréquence absolue des deux lasers d'une quantité Δ par rapport à la résonance. On peut en effet montrer que le taux d'émission spontanée décroît comme $1/\Delta^2$ tandis que la fréquence de Rabi effective de la transition Raman varie, elle, comme $1/\Delta$. Un bon compromis entre décohérence et efficacité du processus à deux photons peut donc être trouvé en choisissant une valeur de désaccord suffisamment grande et en compensant par une augmentation de la puissance laser.

1.1.2 Condition de résonance Raman

L'efficacité du processus de diffraction de $|f, \vec{p}\rangle$ vers $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ est par ailleurs maximale lorsque la différence d'énergie entre les photons des deux lasers correspond à la différence d'énergie entre les deux niveaux couplés. Pour dériver l'expression de la condition de résonance, on écrit l'énergie totale de l'atome comme la somme de son énergie interne et de son énergie cinétique. En notant $\hbar\omega_f$ et $\hbar\omega_e$ les énergies respectives des états couplés $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$, il vient donc :

$$\hbar\omega_f = \hbar\omega_f^0 + \frac{p^2}{2M} \quad (1.4)$$

et

$$\hbar\omega_e = \hbar\omega_e^0 + \frac{(\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}})^2}{2M} \quad (1.5)$$

La condition de résonance s'écrit alors simplement comme :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_e - \omega_f + \delta^{AC} \quad (1.6)$$

avec le terme $\delta^{AC} = \Omega_e^{AC} - \Omega_f^{AC}$ qui désigne le déplacement lumineux différentiel entre les deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. [Moler *et al.*, 1992]

D'après les expressions 1.4 et 1.5, on peut montrer que :

$$\omega_e - \omega_f = \omega_{HF} + \omega_D + \omega_R \quad (1.7)$$

avec la pulsation de recul ω_R et le désaccord Doppler qui sont respectivement définis comme :

$$\omega_R = \frac{\hbar |\vec{k}_{\text{eff}}|^2}{2M} \quad (1.8)$$

et

$$\omega_D = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{\text{eff}}}{M} \quad (1.9)$$

Le dernier terme de l'équation est la pulsation d'horloge ω_{HF} caractérisant la transition hyperfine entre les deux niveaux de l'atome au repos⁴ :

$$\omega_{HF} = \omega_e^0 - \omega_f^0 \quad (1.10)$$

On introduit aussi le désaccord laser δ^{RF} par rapport à cette pulsation d'horloge, qui vaut :

$$\delta^{RF} = (\omega_1 - \omega_2) - \omega_{HF} \quad (1.11)$$

On définit enfin le désaccord Raman comme l'écart à la résonance en absence de déplacement lumineux différentiel :

$$\delta = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_e - \omega_f) \quad (1.12)$$

Avec ces notations, la condition de résonance se ramène simplement à l'égalité : $\delta = \delta_{AC}$ ou de manière équivalente :

$$\delta^{RF} = \delta^{AC} + \omega_D + \omega_R \quad (1.13)$$

1.1.3 Oscillation de Rabi et dynamique du vecteur d'état

Les éléments de matrice du Hamiltonien d'interaction \hat{H}_{int} font intervenir les pulsations de Rabi $\Omega_{\alpha j}$ décrivant le couplage entre le niveau $|\alpha\rangle$ ($\alpha = f, e$) et le niveau $|i\rangle$ par l'intermédiaire du laser n^o j .

$$\Omega_{\alpha j} = -\frac{\langle \alpha | \hat{d} \cdot \vec{\epsilon}_j E_j^0 | i \rangle}{2\hbar} \quad (1.14)$$

En se plaçant à un désaccord Δ grand devant les pulsations de Rabi Ω_{f1} et Ω_{e2} qui correspondent respectivement aux transitions optiques $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$, on peut démontrer l'élimination adiabatique du niveau intermédiaire $|i\rangle$. On se ramène alors à l'étude de la dynamique du système à deux niveaux $\{|f\rangle, |e\rangle\}$ [Cohen-Tannoudji, 1992] [Moler *et al.*, 1992]. En écrivant le vecteur d'état comme une combinaison linéaire de ces deux états couplés :

$$|\psi(t)\rangle = c_f e^{-i\omega_f t} |f\rangle + c_e e^{-i\omega_e t} |e\rangle \quad (1.15)$$

et en appliquant l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (1.16)$$

on peut démontrer que l'évolution temporelle du système est donnée par le système d'équations différentielles suivant [Cheinet, 2006] :

$$\begin{cases} \frac{dc_f(t)}{dt} = -i \left(\Omega_f^{AC} c_f(t) + \frac{\Omega_{\text{eff}}^*}{2} e^{i(\delta \cdot t + \delta\phi)} c_e(t) \right) \\ \frac{dc_e(t)}{dt} = -i \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\delta \cdot t + \delta\phi)} c_f(t) + \Omega_e^{AC} c_e(t) \right) \end{cases} \quad (1.17)$$

$\delta\phi$ représente ici la différence de phase des lasers Raman à l'instant $t = t_0$ de l'impulsion, et vaut :

4. Pour les espèces atomiques que nous utilisons sur l'expérience (⁸⁷Rb et ³⁹K), les fréquences d'horloges $\omega_{HF}/2\pi$ valent respectivement 6.834 GHz et 461.7 MHz.

$$\delta\phi = \phi_1(\vec{r}(t_0), t_0) - \phi_2(\vec{r}(t_0), t_0) = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_0) + [\Phi_1^0 - \Phi_2^0] \quad (1.18)$$

On introduit également la pulsation de Rabi effective de la transition Raman, qui est donnée par :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{f1}\Omega_{e2}^*}{2\Delta} \quad (1.19)$$

On voit apparaître les déplacements lumineux des niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$, notés Ω_f^{AC} et Ω_e^{AC} , dont les expressions respectives peuvent être trouvées dans [Cheinet, 2006].

La résolution du système d'équations différentielles 1.17 peut être trouvée dans [Moler *et al.*, 1992] [Cohen-Tannoudji, 1992]. Le comportement du système est décrit par la matrice d'évolution S , permettant de calculer le vecteur d'état à l'issue d'un temps d'interaction τ connaissant l'état initial $|\psi(t_0)\rangle$.

$$|\psi(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \phi) |\psi(t_0)\rangle \quad (1.20)$$

Cette matrice d'évolution s'écrit :

$$S(t_0, \tau, \phi) = \begin{pmatrix} [\cos(\frac{\Omega_R\tau}{2}) - i \cos\theta \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2})] e^{-i\tilde{\omega}_f\tau} & -ie^{i\varphi} \sin\theta \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2}) e^{-i\tilde{\omega}_f\tau} \\ -ie^{-i\varphi} \sin\theta \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2}) e^{-i\tilde{\omega}_e\tau} & [\cos(\frac{\Omega_R\tau}{2}) + i \cos\theta \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2})] e^{-i\tilde{\omega}_e\tau} \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Dans cette expression, nous avons introduit la pulsation de Rabi généralisée Ω_R , qui dépend non seulement de la pulsation de Rabi effective mais aussi du désaccord Raman :

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta - \delta^{AC})^2} \quad (1.22)$$

L'expression de la matrice a également été allégée en utilisant les notations suivantes :

$$\varphi = (\omega_1 - \omega_2) t_0 + \delta\phi \quad (1.23)$$

$$\cos\theta = \frac{\delta - \delta^{AC}}{\Omega_R} \quad (1.24)$$

$$\sin\theta = \frac{|\Omega_{\text{eff}}|}{\Omega_R} \quad (1.25)$$

$$\tilde{\omega}_f = \omega_f + \frac{AC - \delta}{2} \quad (1.26)$$

$$\tilde{\omega}_e = \omega_e + \frac{AC + \delta}{2} \quad (1.27)$$

avec $AC = \Omega_e^{AC} + \Omega_f^{AC}$ le déplacement lumineux moyen.

Nous introduisons également la quantité :

$$\delta\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_e - \tilde{\omega}_f \quad (1.28)$$

On note qu'un terme commun $\tau AC/2$ apparaît dans chaque élément de la matrice d'évolution par l'intermédiaire des termes de phase de type $\tau\tilde{\omega}_{f,e}$. Il ne s'agit pourtant pas, à priori, d'un terme de phase global pouvant être simplifié puisque le déplacement lumineux moyen AC possède une dépendance spatiale, induite notamment par le profil d'intensité gaussien du faisceau. En toute rigueur, ce terme de phase peut donc être différent pour deux paquets d'ondes séparés spatialement. Nous négligeons cependant cet effet dans la suite et posons :

$$\delta\tilde{\omega} = \omega_e - \omega_f + \delta \quad (1.29)$$

1.1.4 Séparatrices et miroirs à atomes

Pour un atome préparé dans l'état initial $|\psi(t_0)\rangle = |f, \vec{p}\rangle$, la probabilité de transition vers l'état $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ après un temps d'interaction τ avec le champ s'écrit comme une oscillation de Rabi de pulsation Ω_R :

$$p_e(\tau) = |\langle e | \psi(t_0 + \tau) \rangle|^2 = |c_e(t_0 + \tau)|^2 = \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_R} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\Omega_R \tau}{2} \right) \quad (1.30)$$

L'allure typique de cette fonction est représentée sur la figure 1.2.(a) dans le cas idéal où la condition de résonance Raman est respectée ($\delta = \delta^{AC}$) : on vérifie alors que $\Omega_R = \Omega_{\text{eff}}$, et que l'amplitude de l'oscillation est maximale.

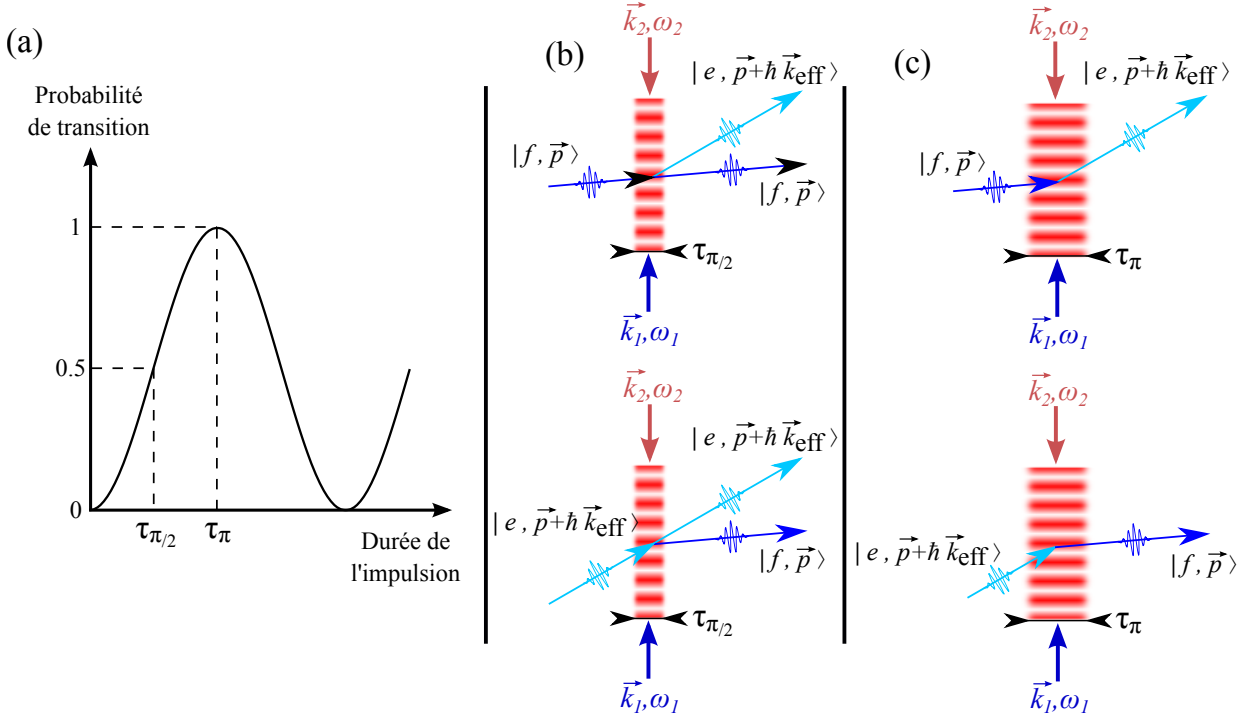


Figure 1.2 – Séparatrices et miroirs à atomes - (a) Allure typique d'une oscillation de Rabi. (b) Impulsion $\pi/2$. (c) Impulsion π .

Ce phénomène d'oscillation permet de contrôler finement la probabilité de transition en jouant simplement sur la durée d'interaction τ entre l'atome et le champ. Les différents types d'impulsions Raman constituant l'interféromètre peuvent ainsi être réalisées en choisissant des durées τ bien particulières.

1.1.4.1 Impulsion $\pi/2$

En ajustant cette durée de sorte à ce que $\Omega_R \tau = \pi/2$, on réalise par exemple une impulsion $\pi/2$, dont la matrice d'évolution est donnée ci-dessous :

$$S_{\pi/2}(t_0, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\tilde{\omega}_f \tau_{\pi/2}} \begin{pmatrix} 1 & -ie^{i\varphi} \\ -ie^{-i\varphi - i\delta\tilde{\omega} \tau_{\pi/2}} & e^{-i\delta\tilde{\omega} \tau_{\pi/2}} \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Ce type d'impulsion permet de transférer l'atome d'un état initial "pur" ($|\psi(t_0)\rangle = |f, \vec{p}\rangle$ ou $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$) vers une superposition cohérente équiprobable des deux états. Cette caractéristique lui vaut aussi l'appellation de "séparatrice atomique" par analogie avec une lame séparatrice en optique.

1.1.4.2 Impulsion π

Un deuxième type d'impulsion remarquable est obtenu lorsque $\Omega_R \tau = \pi$. Le couplage Raman joue cette fois le rôle d'un "miroir" puisqu'un atome initialement dans $|f, \vec{p}\rangle$ est intégralement diffracté vers $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$, et inversement. La matrice d'évolution associée à cette impulsion π s'écrit :

$$S_\pi(t_0, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\tilde{\omega}_f \tau_\pi} \begin{pmatrix} 0 & -ie^{i\varphi} \\ -ie^{-i\varphi - i\delta\tilde{\omega}\tau_\pi} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Ces deux opérations constituent les briques élémentaires de l'interféromètre atomique et sont représentées schématiquement sur les figures 1.2.(b) et 1.2.(c).

En plus de modifier les amplitudes de probabilités, on remarque que les matrices d'évolution introduisent des termes de phase sur la fonction d'onde atomique. Lors de l'évènement de diffraction, la différence de phase $\varphi = (\omega_1 - \omega_2) t_0 - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_0) + [\Phi_1^0 - \Phi_2^0]$ entre les lasers (à la position de l'atome) est alors imprimée sur le paquet d'onde diffracté. On retiendra que la phase inscrite est $+\varphi$ dans le cas d'un transfert de $|f, \vec{p}\rangle$ vers $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $-\varphi$ dans le cas contraire. A chaque nouvelle impulsion Raman, l'onde de matière emporte ainsi avec elle une information sur la phase locale du réseau de lumière. Comme nous le verrons par la suite, c'est cela qui permet de produire la mesure inertielle. D'autres termes de phase, sont également introduits dans les expressions des matrices S , mais ceux-ci s'annulent dans la phase totale de l'interféromètre de Mach-Zender que nous utilisons.

1.1.4.3 Évolution libre

Un interféromètre atomique se compose enfin de durées d'évolution libre T entre deux impulsions Raman successives. La matrice d'évolution associée peut naturellement être obtenue en faisant tendre la pulsation de Rabi effective vers 0 dans l'expression générale 1.21. Il vient :

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_f T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Les termes antidiagonaux sont nuls puisque l'évolution libre n'induit aucun couplage entre les différents états propres du système. Elle engendre par contre un déphasage entre les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ proportionnel à leur différence d'énergie ainsi qu'à la durée d'évolution libre T .

1.1.5 Sélectivité en vitesse des transitions Raman

On fait remarquer que l'oscillation de Rabi définie par l'équation 1.30 dépend implicitement de la vitesse v de l'atome via le terme de pulsation Doppler ω_D contenu dans la pulsation de Rabi généralisée Ω_R . La probabilité de transition peut ainsi être ré-écrite pour faire apparaître explicitement cette dépendance en vitesse.

$$p_e(\tau, v) = \left(\frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \right)^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{\Omega_{\text{eff}} \tau}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta^{RF} - \omega_R - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}}{\Omega_{\text{eff}}} \right)^2} \right] \quad (1.34)$$

Pour un désaccord laser δ_{RF} donné, une seule vitesse v particulière de l'atome satisfait donc la condition de résonance : on dit que les transitions Raman contrapropageantes sont sélectives en vitesse.

La gamme de vitesse adressée efficacement autour de la résonance dépend de la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} ainsi que de la durée τ de l'impulsion. On retiendra que de hautes intensités laser induisent de grandes pulsations de Rabi, de faibles durées d'impulsion τ , et donc un transfert peu sélectif.

En pratique, nous travaillons avec des nuages présentant une distribution en vitesse non nulle, plus ou moins large selon l'espèce atomique et le régime de température considérés. Dans le cas d'un nuage thermique, cette distribution est donnée par une loi gaussienne :

$$f_V(v) = \frac{1}{\sigma_v \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma_v^2}} \quad (1.35)$$

avec $\sigma_v = \sqrt{k_B \mathcal{T} / M}$ l'écart-type de cette distribution, fonction de la température \mathcal{T} de l'échantillon, et v_0 la vitesse de groupe.

Une oscillation de Rabi différente est donc associée à chaque classe de vitesse. Nous avons illustré ce phénomène figure 1.3.(a). Plus le désaccord Raman est grand, plus cela contribue à augmenter la valeur de la pulsation de Rabi généralisée et à diminuer les amplitudes d'oscillation.

L'expression 1.34 peut alors être utilisée pour pondérer la distribution en vitesse du nuage et ainsi obtenir la densité de probabilité associée aux atomes ayant été transférés par l'impulsion :

$$P_e(\tau, v) = f_V(v) p_e(\tau, v) \quad (1.36)$$

La figure 1.3.(b) présente les allures typiques des densités de probabilité associées aux deux états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ à l'issue d'une impulsion π accordée sur le centre de la distribution en vitesse.

Il suffit ensuite d'intégrer cette densité de probabilité sur l'ensemble des vitesses contenues dans le nuage pour calculer la probabilité totale de transfert.

$$P_e^{\text{tot}} = \int P_e(\tau, v) dv = \int f_V(v) p_e(\tau, v) dv \quad (1.37)$$

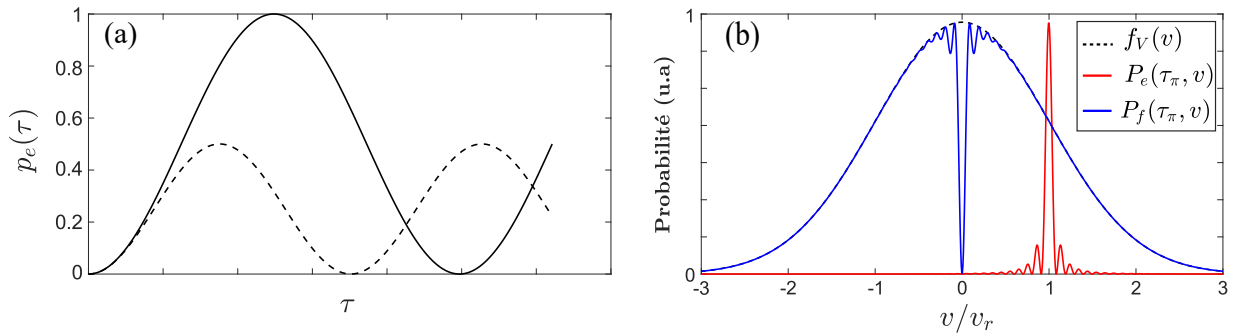


Figure 1.3 – Sélection en vitesse d'une impulsion Raman contrapropageante - (a) Oscillations de Rabi associées à (trait plein) la classe de vitesse résonante avec le faisceau laser, sélectionnée par le désaccord δ^{RF} et (trait pointillé) une classe de vitesse décalée par effet Doppler d'une quantité égale à la pulsation effective Ω_{eff} . (b) Profil d'une distribution en vitesse gaussienne (trait noir pointillé) et multiplication par les probabilités d'occupation des états $|f, \vec{p}\rangle$ (rouge) et $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ (bleu) après réalisation d'une impulsion π . A des fins d'illustration, on a ici considéré une distribution en vitesse d'écart-type σ_v égale à la vitesse de recul à deux photons $v_r = \hbar k_{\text{eff}}/M$ et une pulsation de Rabi effective $\Omega_{\text{eff}} = 0.1 \omega_R$.

1.1.6 Interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre atomique classiquement réalisé sur notre expérience se compose de trois impulsions Raman successives, deux à deux séparées d'une durée d'évolution libre (ou "temps d'interrogation") T . La géométrie complète de l'interféromètre est présentée sur la figure 1.2. Celui-ci débute à l'instant t_0 par une première impulsion Raman séparatrice (de durée $\tau_{\pi/2}$) qui crée une superposition cohérente entre les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Les paquets d'ondes atomiques évoluent ensuite librement pendant une durée T et se séparent spatialement sous l'effet de leur écart en impulsion. Une deuxième impulsion Raman miroir (de durée $\tau_\pi = 2\tau_{\pi/2}$) "réfléchit" ensuite les paquets d'ondes l'un vers l'autre en intervertissant leurs états. Les deux ondes de matières se retrouvent donc spatialement superposées après un deuxième intervalle d'évolution libre T . Une dernière impulsion Raman de type $\pi/2$ permet finalement de fermer l'interféromètre en permettant aux ondes de matières d'interférer. On réalise donc l'équivalent d'un interféromètre de Mach-Zehnder optique sauf que les rôles de la matière et de la lumière sont ici inversés : ce sont les ondes de matières qui interfèrent et les impulsions lumineuses qui permettent de séparer, renvoyer et recombiner les paquets d'ondes.

La matrice d'évolution de l'interféromètre complet peut être obtenue par le produit des matrices élémentaires associées aux différentes étapes qui le constituent. On peut ainsi écrire :

$$S_{\text{MZ}} = S_{\pi/2}(t_0 + 2T + 3\tau, \varphi_3) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_\pi(t_0 + T + \tau, \varphi_2) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi/2}(t_0, \varphi_1) \quad (1.38)$$

en notant $\tau = \tau_{\pi/2}$ la durée de l'impulsion $\pi/2$ et $\varphi_j = (\omega_1 - \omega_2) t_j - \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t_j) + [\Phi_1^j - \Phi_2^j]$ la différence de phase entre les lasers Raman lors de j-ième impulsion⁵.

5. On considère que cette différence de phase est constante sur la durée de l'impulsion.

En considérant que l'atome débute l'interféromètre dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$, on peut montrer que la probabilité de le détecter dans l'état $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ en sortie s'écrit :

$$P = |\langle e | S_{\text{MZ}} | f \rangle|^2 = \frac{1 - \cos(\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3)}{2} \quad (1.39)$$

L'interféromètre est donc sensible aux accélérations, et plus généralement à n'importe quel effet qui modifie la différence de phase des lasers Raman entre la première et la dernière impulsion. Dans la suite de ce chapitre, nous noterons $\Phi_{\text{Raman}} = \varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3$ ce terme de phase.

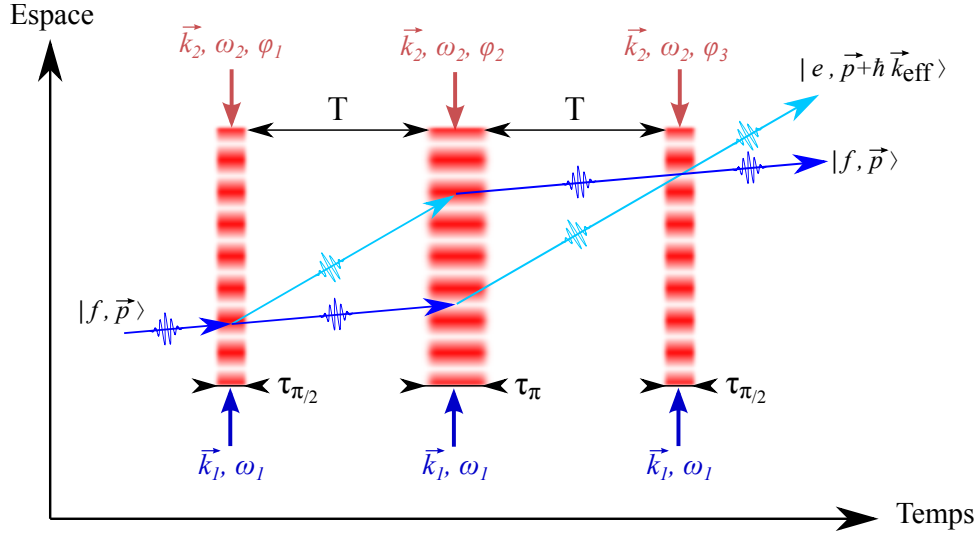


Figure 1.4 – Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de simple diffraction.

1.2 Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de simple diffraction

Nous avons vu que le déphasage accumulé dans un interféromètre atomique détermine la probabilité qu'un atome occupe un état donné en sortie. L'avantage des transitions Raman par rapport aux transitions de Bragg et le fait qu'elle modifie à la fois les états externes et internes de l'atome. L'observation des franges d'interférences ne requiert donc pas une imagerie résolue en position pour identifier les différents états d'impulsion de sortie. En pratique, un grand nombre de particules participent simultanément à l'interféromètre et nous estimons la probabilité d'occupation de l'état $|e\rangle$ en mesurant (par fluorescence) la proportion d'atomes $P_{|e\rangle}$ dans cet état sur l'ensemble de l'échantillon :

$$P_{|e\rangle} = \frac{N_e}{N_{\text{tot}}} = P_0 + \frac{C}{2} \cos(\Phi_{\text{tot}}) \quad (1.40)$$

avec N_e le nombre d'atome détectés dans l'état $|e\rangle$ et $N_{\text{tot}} = N_e + N_f$ le nombre total d'atomes détectés. Les quantités P_0 et C correspondent respectivement à l'offset et au contraste des franges.

On cherche généralement à maximiser le contraste afin d'optimiser le rapport signal à bruit de la mesure. En pratique, celui-ci est principalement limité par la sélectivité en vitesse des impulsions Raman et la distribution en vitesse du nuage qui déterminent la fraction des atomes de l'échantillon participant réellement à l'interféromètre. Pour cette raison, il est préférable de travailler avec des échantillons froids et avec de fortes puissances laser (grande pulsation de Rabi effective et durées d'impulsions courtes).

1.2.1 Déphasage accumulé au sein d'un interféromètre atomique

En toute rigueur, le déphasage interférométrique total accumulé durant un interféromètre ne dépend pas uniquement du terme de phase Φ_{Raman} mais s'écrit plutôt comme la somme de diverses contributions :

$$\Phi_{\text{tot}} = \Phi_{\text{Raman}} + \Phi_{\text{propagation}} + \Phi_{\text{separation}} \quad (1.41)$$

avec :

- Φ_{Raman} le terme que nous venons de présenter, qui traduit l'interaction des paquets d'ondes atomiques avec les différentes impulsions Raman [Kasevich et Chu, 1991].
- $\Phi_{\text{propagation}}$ qui est lié à la propagation des ondes dans les deux bras de l'interféromètre.
- $\Phi_{\text{separation}}$ qui provient d'une éventuelle séparation entre les deux paquets d'ondes lors de la dernière impulsion Raman de recombinaison.

La méthode la plus courante pour le calcul du terme $\Phi_{\text{propagation}}$ repose sur l'approche de Feynman de la mécanique quantique en terme d'intégrales de chemins⁶. Dans le cas particulier d'un Lagrangien au plus quadratique en position et en impulsion, on peut démontrer que les termes $\Phi_{\text{propagation}}$ et $\Phi_{\text{separation}}$ sont nuls ou se compensent exactement [Bordé, 2002] [Antoine et Bordé, 2003].

Nous assimilerons donc dans la suite Φ_{tot} à Φ_{Raman} .

1.2.2 Réponse d'un interféromètre atomique aux accélérations

1.2.2.1 Cas particulier d'une accélération constante

Nous considérons ici une configuration hypothétique dans laquelle les atomes sont uniformément accélérés dans le référentiel de l'expérience. Nous notons \vec{a}_0 cette accélération relative entre les atomes et la chambre de science.

En considérant un interféromètre débutant à l'instant $t = 0$ et en négligeant la durée des impulsions Raman devant le temps d'interrogation ($T \gg \tau$), le déphasage interférométrique total s'écrit :

$$\Phi_{\text{tot}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(0) - 2\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(T) + \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(2T) + \Phi_{\text{laser}} \quad (1.42)$$

en posant :

$$\Phi_{\text{laser}} = [\Phi_1^1 - \Phi_2^1] - 2[\Phi_1^2 - \Phi_2^2] + [\Phi_1^3 - \Phi_2^3] \quad (1.43)$$

où $\Phi_j^i(t)$ désigne la phase du laser j à l'instant de la i -ème impulsion. Dans le référentiel de l'expérience, l'équation du mouvement d'un atome particulier est quant à elle donnée par :

⁶. On peut montrer que le calcul revient à évaluer l'intégrale d'action le long des trajectoires classiques [Feynman, 1948] [Storey et Cohen-Tannoudji, 1994].

$$\vec{r}(t) = \frac{1}{2}\vec{a}t^2 + \vec{v}_0t + \vec{r}_0 \quad (1.44)$$

avec \vec{v}_0 et \vec{r}_0 les conditions initiales sur la vitesse et la position respectivement. On en déduit directement l'expression du déphasage interférométrique total :

$$\Phi_{\text{tot}} = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}T^2 + \Phi_{\text{laser}} = \Phi_{\text{a}} + \Phi_{\text{laser}} \quad (1.45)$$

avec Φ_{a} le terme de phase provenant de l'accélération relative des atomes dans les faisceaux Raman. Le facteur d'échelle de l'accéléromètre atomique, défini comme le rapport entre l'accélération subie et le déphasage résultant, est ainsi proportionnel au vecteur d'onde $|\vec{k}_{\text{eff}}|$ et au carré du temps d'interrogation⁷. L'amélioration de la sensibilité passe donc nécessairement par l'augmentation de la séparation spatiale des paquets d'ondes ou par celle de la durée de l'interféromètre. On remarque aussi qu'il est possible de balayer les franges d'interférences en jouant sur le terme Φ_{laser} que l'on contrôle expérimentalement.

En présence d'un champ de gravité \vec{g} le désaccord Raman augmente linéairement sous l'effet de l'accélération des atomes dans le référentiel de l'expérience. Il est alors nécessaire d'appliquer une rampe sur le désaccord laser de manière à compenser l'effet Doppler et à rester à résonance avec les atomes en chaque instant de l'interféromètre. En notant α la valeur de cette rampe fréquentielle, on montre facilement qu'un nouveau terme de phase $2\pi\alpha T^2$ s'imprime sur la fonction d'onde atomique. L'expression du déphasage total vaut donc, dans ces conditions :

$$\Phi_{\text{tot}} = \left(\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{g} - 2\pi\alpha \right) T^2 \quad (1.46)$$

1.2.2.2 Sensibilité à un saut de phase

Plus généralement, il est utile de déterminer comment le déphasage interférométrique se comporte en présence de fluctuations temporelles quelconques de la phase laser φ (ces fluctuations pouvant être dues au mouvement des atomes ou être intrinsèques au faisceau laser). On utilise alors le formalisme de la fonction de sensibilité, qui fut initialement développé dans le cadre des horloges atomiques [Dick, 1987] puis ensuite adapté au cas des senseurs inertiels. Cet outil est notamment très utile lorsqu'il s'agit d'évaluer la réponse de l'interféromètre à un bruit de phase laser [Cheinet *et al.*, 2008] ou à un profil quelconque d'accélération [Geiger, 2011].

La fonction de sensibilité, notée $g_s(t)$, est définie comme la réponse impulsionnelle du déphasage interférométrique Φ à une variation infinitésimale $\delta\varphi$ de la phase laser φ survenant à l'instant t . En considérant que la variation élémentaire $\varphi \rightarrow \varphi + \delta\varphi$ s'accompagne d'une variation $\Phi \rightarrow \Phi + \delta\Phi$, la fonction de sensibilité s'écrit donc :

$$g_s(t) = \lim_{\delta\varphi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\varphi, t)}{\delta\varphi} \quad (1.47)$$

Son calcul peut être effectué très facilement lorsque le saut de phase laser survient entre deux impulsions Raman. Si on considère par exemple que celui-ci se produit entre la première et la deuxième impulsion, il vient :

$$\delta\Phi = \varphi(0) - 2(\varphi(0) + \delta\varphi) + (\varphi(0) + \delta\varphi) = -\delta\varphi \quad (1.48)$$

et on en déduit que $g_s(t) = -1$ dans cette situation.

Si le saut de phase se produit plutôt entre la deuxième et la troisième impulsion, le calcul donne cette fois $\delta\Phi = +\delta\varphi$ et $g_s(t) = +1$.

Le calcul s'avère un peu plus compliqué lorsque le saut de phase a lieu durant l'une des impulsions Raman, mais on peut montrer que la fonction de sensibilité complète s'exprime de la manière suivante [Cheinet, 2006] [Barrett *et al.*, 2014] :

⁷. Cette quantité $|\vec{k}_{\text{eff}}|T^2$ est directement proportionnelle à l'aire géométrique délimitée par les trajectoires des paquets d'ondes dans un diagramme position-temps.

$$g_s(t) = \begin{cases} -\sin(\Omega_R t) & \text{si } 0 \leq t \leq \tau \\ -1 & \text{si } \tau \leq t \leq T + \tau \\ \sin(\Omega_R(t - T - 2\tau)) & \text{si } T + \tau \leq t \leq T + 3\tau \\ 1 & \text{si } T + 3\tau \leq t \leq 2T + 3\tau \\ \sin(\Omega_R(t - 2T - 2\tau)) & \text{si } 2T + 3\tau \leq t \leq 2T + 4\tau \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.49)$$

Grâce à cette fonction, le déphasage interférométrique peut être calculé pour une évolution quelconque de la phase Raman $\varphi(t)$:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) d\varphi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \frac{d\varphi(t)}{dt} dt \quad (1.50)$$

En pratique, il est commode d'évaluer l'influence du bruit de phase relative des lasers Raman sur la phase interférométrique Φ en mesurant la densité spectrale de puissance de bruit du laser $\mathcal{S}_\varphi(\omega)$. La variance des fluctuations de phase interférométrique est alors donnée par :

$$\sigma_\Phi^2 = \int_0^{+\infty} |\omega G(\omega)|^2 \mathcal{S}_\varphi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.51)$$

avec $G(\omega)$ qui désigne la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité :

$$\begin{aligned} G(\omega) &= \int_0^{+\infty} e^{-i\omega t} g_s(t) dt \\ &= \frac{4i\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (1.52)$$

Le terme $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$ est quant à lui défini comme la fonction de transfert de l'interféromètre, et vaut :

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_R}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\omega(T + 2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_R}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right] \quad (1.53)$$

1.2.2.3 Sensibilité aux accélérations

La fonction de sensibilité que l'on vient de définir peut aussi être utilisée pour calculer la réponse de l'interféromètre aux accélérations. Comme nous l'avons déjà montré, le mouvement des atomes dans le référentiel des faisceaux Raman se traduit par une modification de la phase laser effectivement imprimée sur la fonction d'onde atomique : $\varphi(t) = \vec{k}_{eff} \cdot \vec{r}(t)$ avec $\vec{r}(t)$ la position des atomes dans la "règle de phase" laser.

En injectant ce résultat dans l'équation 1.50, il vient :

$$\Phi = - \int_{-\infty}^{+\infty} g_s(t) \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}(t) dt = - [f(t) \vec{k}_{eff} \cdot \vec{v}(t)]_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \vec{k}_{eff} \cdot \vec{a}(t) dt \quad (1.54)$$

La seconde égalité a ici été obtenue en procédant à une intégration par partie et en définissant la fonction $f(t)$ comme une primitive de la fonction de sensibilité :

$$f(t) = - \int_{-\infty}^t g_s(t') dt' \quad (1.55)$$

Il s'agit de la fonction de réponse de l'accéléromètre atomique, dont l'expression exacte peut se déduire facilement de celle de $g_s(t)$:

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega_R} [1 - \cos(\Omega_R t)] & \text{si } 0 \leq t \leq \tau \\ t + \frac{1}{\Omega_R} - \tau & \text{si } \tau \leq t \leq T + \tau \\ T + \frac{1}{\Omega_R} [1 - \cos(\Omega_R(t - T))] & \text{si } T + \tau \leq t \leq T + 3\tau \\ 2T + 3\tau + \frac{1}{\Omega_R} - t & \text{si } T + 3\tau \leq t \leq 2T + 3\tau \\ \frac{1}{\Omega_R} [1 - \cos(\Omega_R(t - 2T))] & \text{si } 2T + 3\tau \leq t \leq 2T + 4\tau \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.56)$$

La fonction de réponse s'annulant en dehors de l'intervalle de temps $[0, 2T+4\tau]$, l'expression du déphasage interférométrique se réduit à :

$$\Phi = \int_0^{2T+4\tau} f(t) \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{a}(t) dt' \quad (1.57)$$

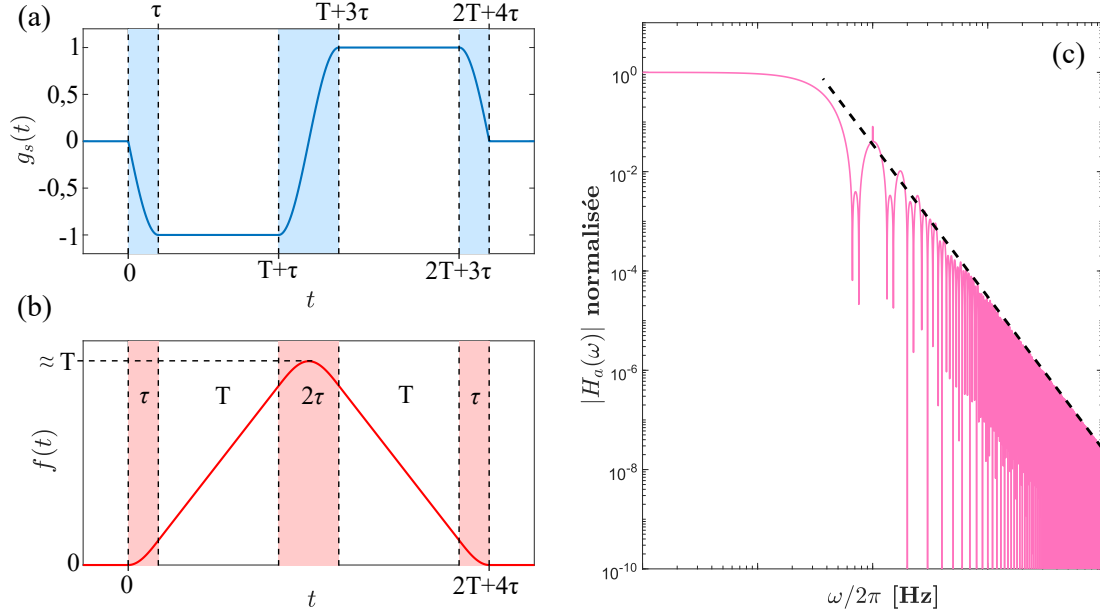


Figure 1.5 – Réponse d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder - Allure typique de (a) la fonction de sensibilité $g_s(t)$ et (b) la fonction de réponse $f(t)$ d'un interféromètre de temps d'interrogation T et de durée d'impulsion $\pi/2$ notée τ . Ici, la durée des impulsions a volontairement été exagérée pour pouvoir visualiser les différentes portions des fonctions. En pratique, les durées d'impulsion sont souvent très petites devant le temps d'interrogation : les fonctions de sensibilité et de réponse peuvent alors être assimilées à un double créneau et à un triangle respectivement. (c) Fonction de transfert $|H_a(\omega)|$ de l'interféromètre. On remarque le comportement asymptotique de type "passe-bas".

Nous verrons dans la suite du manuscrit que cette expression est extrêmement utile en pratique. Elle traduit le fait que l'interféromètre atomique est sensible à une moyenne pondérée de l'accélération des atomes : la fonction de pondération étant la fonction de réponse $f(t)$, qui dépend uniquement du temps d'interrogation T et de la durée d'impulsion $\pi/2$. L'allure caractéristique de cette fonction de réponse est présentée sur la figure 1.5.(b). On constate que l'interféromètre atomique sera bien plus sensible à une accélération survenant au milieu de l'interféromètre que sur les bords.

Il est une nouvelle fois possible d'évaluer la réponse de l'interféromètre dans le domaine fréquentiel plutôt que dans le domaine temporel. On utilise pour cela la transformée de Fourier $H_a(\omega)$ de la fonction de réponse $f(t)$. Cette fonction de transfert en accélération est reliée aux fonctions G et H définies précédemment par : $H_a(\omega) = G(\omega)/\omega = H(\omega)/\omega^2$. L'allure typique de cette fonction de transfert est représentée sur la figure 1.5.(c). On remarque le comportement asymptotique de type "passe-bas" ($H_a(\omega) \approx T^2 \text{sinc}(\omega T/2)$)

A partir du spectre de puissance des fluctuations d'accélération $S_a(\omega)$ et de cette fonction de réponse en accélération $H_a(\omega)$, la variance des fluctuations de phase interférométrique s'exprime simplement comme :

$$\sigma_\Phi^2 = k_{\text{eff}}^2 \int_0^{+\infty} |H_a(\omega)|^2 S_a(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.58)$$

1.2.3 La rétro réflexion du faisceau Raman et ses implications

Jusqu'à présent nous avons considéré que les atomes interagissaient avec une seule paire de fréquences laser contrapropageantes. En pratique, cette configuration peut par exemple être obtenue en envoyant les fréquences optiques ω_1 et ω_2 dans deux collimateurs distincts, positionnés l'un en face de l'autre. L'inconvénient majeur d'une telle configuration est que les fréquences optiques n'empruntent pas le même chemin

physique, et sont donc susceptibles de subir des déphasages incontrôlés (sous l'effet d'un mouvement relatif des collimateurs par exemple). Pour stabiliser le terme de phase laser, il est plus favorable d'utiliser la configuration rétro-réfléchie présentée figure 1.6. Les deux fréquences optiques ω_1 et ω_2 sont alors issues du même collimateur et sont rétro-réfléchies sur un miroir plan situé de l'autre côté de la chambre de science.

C'est en pratique la solution qui a été choisie sur notre expérience comme dans beaucoup d'autres du domaine. En faisant ce choix, la conséquence immédiate est que l'on passe d'une seule paire de fréquences contrapropageantes à 4 paires de fréquences au total (deux paires contrapropageantes et deux copropageantes). Dans ces conditions, on peut aussi montrer que c'est la surface du miroir de rétro-réflexion qui fait office de référence de phase. Les accélérations mesurées par l'instrument sont alors les accélérations relatives des atomes par rapport à ce miroir.

La présence de deux paires de fréquences contrapropageantes a d'importantes répercussions sur nos transitions Raman puisqu'elle autorise, a priori, un transfert de quantité de mouvement dans deux directions opposées ($\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$). Il faut alors distinguer deux cas de figure, suivant que le vecteur vitesse des atomes dans le référentiel de l'expérience possèdent ou non une composante significative selon l'axe du faisceau Raman.

Lorsque cette vitesse est non nulle, les deux paires contrapropageantes perçoivent un décalage Doppler de même valeur absolue mais de signe opposé. La condition de résonance ne peut donc pas être vérifiée simultanément pour les deux paires. Lorsque nous opérons l'interféromètre en gravité standard, la stratégie consiste à laisser chuter les atomes pendant quelques millisecondes avant le début de l'interféromètre de manière à ce qu'ils acquièrent une vitesse suffisante pour lever complètement la dégénérescence entre les deux faisceaux. On sélectionne la paire utilisée pour l'interféromètre par l'intermédiaire du désaccord laser δ^{RF} et on fait ensuite en sorte d'appliquer la rampe de fréquence permettant de rester à résonance avec les atomes tout au long de la séquence.

Lorsque les atomes ne possèdent pas de vitesse significative par rapport au miroir de rétro-réflexion, la situation est plus subtile et sera présentée en détail dans la section suivante.

On notera pour finir que les paires de fréquence copropageantes peuvent également induire des transitions Raman, mais ne transmettent pas de quantité de mouvement significative aux atomes (car le vecteur d'onde effectif est quasiment nul) et ne sont pas sélectives en vitesse (car le décalage Doppler est identique pour chacune des deux fréquences de la paire). Ces transitions copropageantes ne peuvent pas être utilisées dans le cadre de notre interféromètre atomique, et peuvent même potentiellement venir le perturber. Leur influence peut néanmoins être fortement réduite par un choix judicieux de la configuration de polarisation.

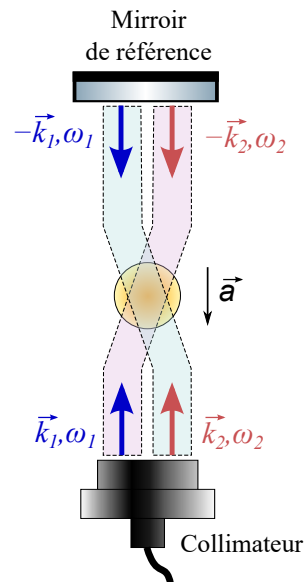


Figure 1.6 – Configuration rétro-réfléchie des faisceaux Raman - Les deux fréquences Raman sont issues du même collimateur et rétro-réfléchies sur un miroir plan dont la surface fait office de référence de phase. Cette configuration génère deux paires de faisceaux contrapropageants associées respectivement à des vecteurs d'ondes effectifs $\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$. Elle produit également deux paires de faisceaux copropageants.

1.3 Transitions Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération

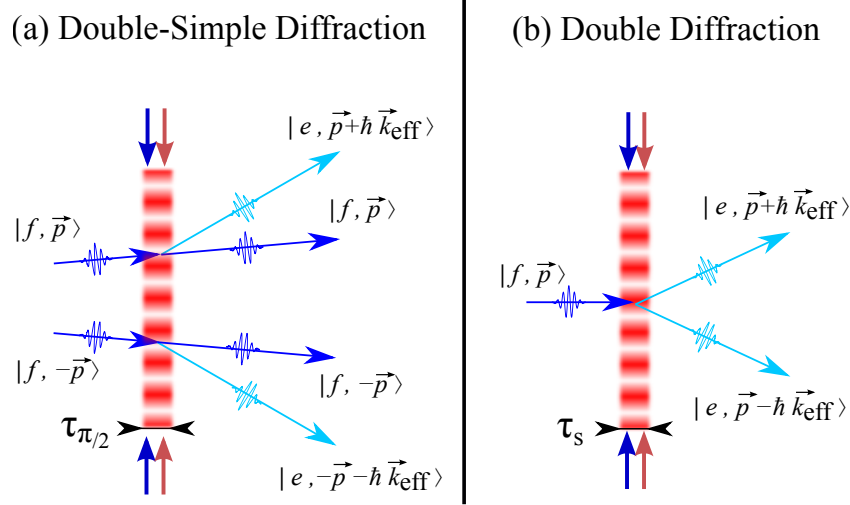


Figure 1.7 – Régimes de Double-Simple Diffraction et Double Diffraction.

Nous nous intéressons dans cette section à l'opération de l'interféromètre atomique dans le régime de "faible vitesse et faible accélération". Dans ce cas de figure, l'accélération subie par les atomes est suffisamment faible pour que la vitesse de groupe \vec{v}_0 du nuage vérifie en chaque instant de l'interféromètre :

$$\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{v}_0(t) < \Omega_{\text{eff}} \quad (1.59)$$

Lorsque cette condition est vérifiée, un atome peut potentiellement rester à résonance avec les deux paires de transition Raman contrapropageantes simultanément. En pratique, ce régime peut être obtenu de deux manières différentes : soit en plaçant la tête de senseur en micropesanteur, soit en orientant le faisceau Raman à l'horizontale de sorte à ce que l'accélération gravitationnelle ait une composante nulle selon son axe.

Dans le régime de faible vitesse et faible accélération, deux modes de fonctionnement peuvent être envisagés pour l'interféromètre atomique. Ils sont associés à deux régimes de diffraction des paquets d'ondes distincts, que l'on nomme respectivement régime de Double-Simple Diffraction (DSD) et régime de Double-Diffraction (DD).

1.3.1 Double-simple diffraction

Dans le régime de double-simple diffraction, c'est la distribution en vitesse non nulle des atomes qui est mise à profit pour lever la dégénérescence entre les deux paires de transition Raman contrapropageantes. Concrètement, le désaccord laser δ^{RF} est choisi de manière à adresser deux classes de vitesses non nulles et symétriques l'une par rapport à l'autre. La première classe de vitesse, associée à un état d'impulsion $|+\vec{p}\rangle$, vérifie alors la condition de résonance Raman avec une seule des deux paires de faisceaux. La transition Raman lui permet alors d'être diffractée vers l'état $|+\vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ par exemple.

La classe de vitesse symétrique $|-\vec{p}\rangle$, est quant à elle résonante avec l'autre paire de faisceau et peut alors être diffractée dans l'état $|-\vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$.

Comme son nom l'indique, ce régime permet donc de réaliser en parallèle deux interféromètres "simple-diffraction" symétriques, adressant chacun des atomes différents dans la distribution en vitesse du nuage (cf. figure 1.8).

On peut montrer que les déphasages Φ_{tot}^+ et Φ_{tot}^- accumulés dans chacun des deux interféromètres s'écrivent :

$$\Phi_{\text{tot}}^{\pm} = \pm\Phi_a + \Phi_{\text{laser}} \quad (1.60)$$

avec Φ_a le terme de phase inertiel lié à l'accélération des atomes dans le référentiel du miroir et Φ_{laser} le terme de phase laser.

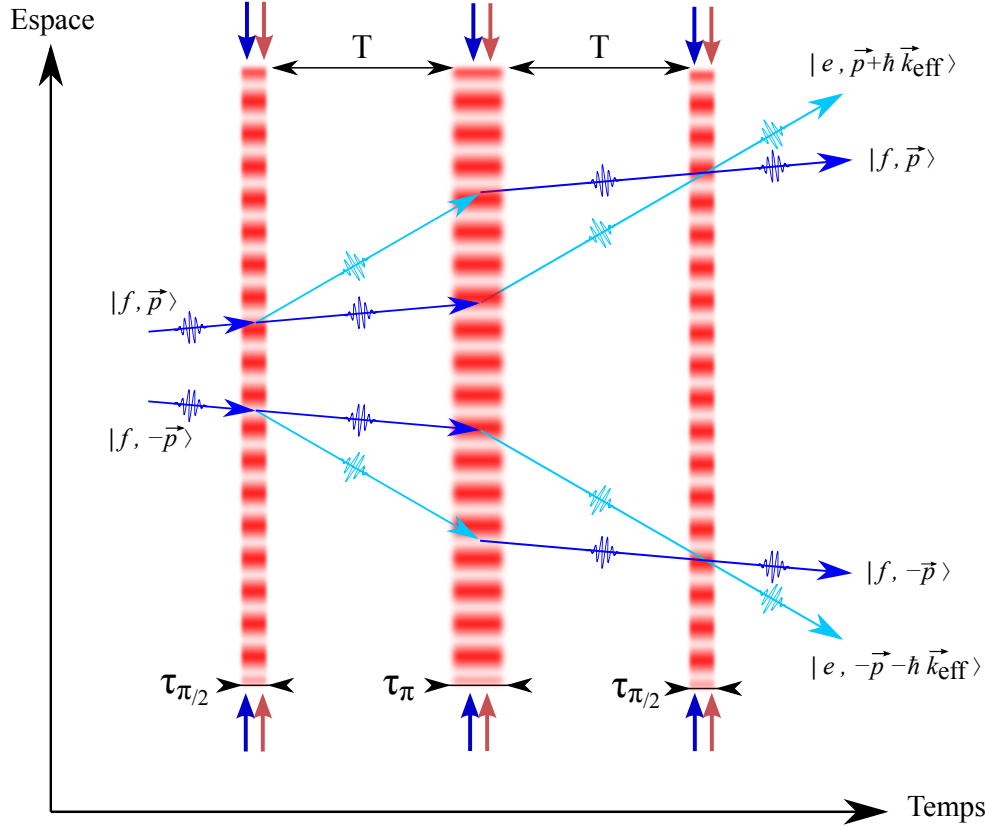


Figure 1.8 – Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de Double-Simple Diffraction.

On peut aussi montrer que la probabilité $P_{|e\rangle}$ de transition vers l'état interne $|e\rangle$ s'écrit simplement comme la somme des probabilités de sortie de chacun des deux interféromètres ($P_{|e\rangle}^{\pm}$). Il vient donc :

$$\begin{aligned}
 P_{|e\rangle} &= P_{|e\rangle}^+ + P_{|e\rangle}^- = 2P_0 + \frac{C}{2} \cos(\Phi_{\text{tot}}^+) + \frac{C}{2} \cos(\Phi_{\text{tot}}^-) \\
 &= 2P_0 + \frac{C}{2} (\cos(\Phi_{\text{tot}}^+) + \cos(\Phi_{\text{tot}}^-)) \\
 &= 2P_0 + C \cos\left(\frac{\Phi_{\text{tot}}^+ + \Phi_{\text{tot}}^-}{2}\right) \cos\left(\frac{\Phi_{\text{tot}}^+ - \Phi_{\text{tot}}^-}{2}\right)
 \end{aligned} \tag{1.61}$$

En injectant le résultat de l'équation 1.60, on obtient finalement :

$$P_{|e\rangle} = 2P_0 + C \cos(\Phi_a) \cos(\Phi_{\text{laser}}) \tag{1.62}$$

On constate que l'on peut alors maximiser le contraste des franges en fixant Φ_{laser} à une valeur adéquate et en laissant les vibrations aléatoires de l'environnement balayer les franges d'interférences.

La double-simple diffraction est le régime que l'on privilégie lors de l'opération avec des échantillons à une température de quelques microkelvins mais elle peut difficilement être mise en oeuvre avec des échantillons ultra-froids. Elle requiert en effet que la distribution en vitesse du nuage soit suffisamment grande devant la largeur de la classe de vitesse adressée par une impulsion Raman pour que chaque atome participant à l'interféromètre n'interagisse bien qu'avec une seule des deux paires de faisceaux contrapropageants. En pratique, le désaccord laser δ^{RF} et la durée d'impulsion τ sont choisis de manière à vérifier cette condition tout en adressant le maximum d'atomes dans la distribution en vitesse du nuage.

1.4 Etude théorique du régime de double diffraction

Dans le second régime d'opération, dit de "double-diffraction", une seule et même classe de vitesse vérifie simultanément la condition de résonance avec chacune des deux paires de faisceaux contrapropageants. Une onde de matière initialement dans l'état $|f, \vec{p}\rangle$ se trouve alors diffractée dans une superposition cohérente des états $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ comme représenté sur la figure 1.7.(b).

Ce régime particulier a initialement été étudié dans le cadre du développement d'un gyromètre à atomes froids [Lévêque, 2010] et il a été observé que la dynamique de peuplement des états s'avère légèrement plus complexe que dans les autres cas de figure que nous avons présentés jusqu'à présents. Il faut notamment tenir compte de l'influence des transitions Raman à 4 photons permettant de peupler des ordres de diffraction supérieurs ($\pm 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$).

1.4.1 Modélisation d'une transition à 5 états couplés

Nous reprenons dans cette section le modèle théorique présenté en détail dans [Lévêque, 2010]. Nous considérons donc une classe de vitesse associée à un état d'impulsion $|\vec{p}\rangle$ et nous intéressons à la dynamique de peuplement des 5 états suivants :

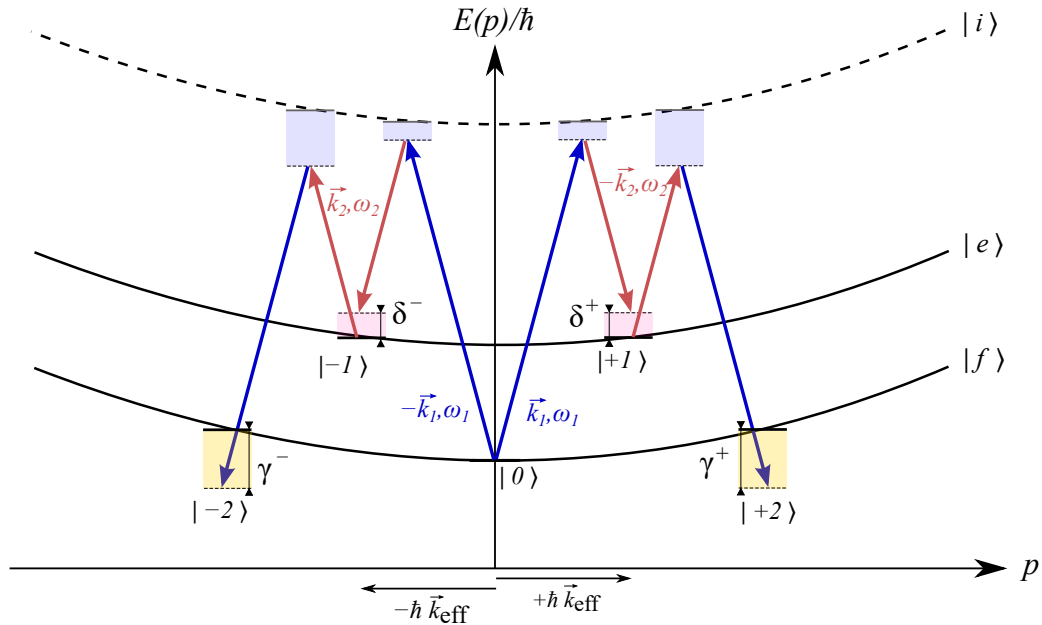


Figure 1.9 – Modèle à 5 états couplés.

$$\begin{aligned}
 | +2 \rangle &= | f, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}} \rangle \\
 | +1 \rangle &= | e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}} \rangle \\
 | 0 \rangle &= | f, \vec{p} \rangle \\
 | -1 \rangle &= | e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}} \rangle \\
 | -2 \rangle &= | f, \vec{p} - 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}} \rangle
 \end{aligned} \tag{1.63}$$

Ces 5 états sont couplés par 4 champs laser, associés respectivement aux vecteurs d'ondes $\vec{k}_1, -\vec{k}_1, +\vec{k}_2$ et $-\vec{k}_2$. La situation est représentée schématiquement sur la figure 1.9 dans le cas particulier où $|\vec{p}| = 0$.

Les énergies totales correspondant à chacun de ces 5 niveaux sont données par :

$$\begin{aligned}
\hbar\omega_{|+2\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2M} + 4\hbar\omega_R + 2\hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|+1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\vec{p}^2}{2M} + \hbar\omega_R + \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|0\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2M} \\
\hbar\omega_{| -1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\vec{p}^2}{2M} + \hbar\omega_R - \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{| -2\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\vec{p}^2}{2M} + 4\hbar\omega_R - 2\hbar\omega_D
\end{aligned} \tag{1.64}$$

Les différents désaccords entre les transitions atomiques et les pulsations laser sont quant à eux définis comme :

$$\begin{aligned}
\delta^+ &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|+1\rangle} - \omega_{|0\rangle}) \\
\delta^- &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{| -1\rangle} - \omega_{|0\rangle}) \\
\gamma^+ &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|+2\rangle} - \omega_{|+1\rangle}) \\
\gamma^- &= (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{| -2\rangle} - \omega_{| -1\rangle})
\end{aligned} \tag{1.65}$$

En l'absence des faisceaux Raman, les 5 états considérés sont des vecteurs propres de l'Hamiltonien. Nous décomposons donc la fonction d'onde atomique sur la base de ces 5 états, en écrivant :

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{j=-2}^{+2} c_{|j\rangle} e^{-i\omega_{|j\rangle}t} |j\rangle \tag{1.66}$$

En présence des lasers, l'Hamiltonien n'est plus diagonal et fait intervenir le terme de couplage dipolaire :

$$\hat{H} = \sum_{j=-2}^{+2} \hbar\omega_{|j\rangle} |j\rangle \langle j| - \hat{d} \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \tag{1.67}$$

La démarche consiste à résoudre l'équation de Schrödinger en procédant à l'élimination adiabatique des niveaux intermédiaires puis à effectuer le changement de variable suivant pour se ramener dans une base indépendante du temps :

$$\begin{aligned}
c_{|+2\rangle} &= a_{|+2\rangle} e^{-i(\gamma^+ + \delta^+)t} \\
c_{|+1\rangle} &= a_{|+1\rangle} e^{-i\delta^+t} \\
c_{|0\rangle} &= a_0 \\
c_{| -1\rangle} &= a_{| -1\rangle} e^{-i\delta^-t} \\
c_{| -2\rangle} &= a_{| -2\rangle} e^{-i(\gamma^- + \delta^-)t}
\end{aligned} \tag{1.68}$$

On est alors en mesure d'exprimer l'Hamiltonien du système dans cette base indépendante du temps :

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix}
-(\gamma^+ + \delta^+) & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} & 0 & 0 & 0 \\
\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & -\delta^+ & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} & 0 & 0 \\
0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} & 0 \\
0 & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & -\delta^- & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_I} e^{-i\varphi_E} \\
0 & 0 & 0 & \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_I} e^{i\varphi_E} & -(\gamma^- + \delta^-)
\end{pmatrix} \tag{1.69}$$

On considère que le couplage effectif est le même entre tous les états propres, raison pour laquelle l'expression ci-dessus ne fait intervenir qu'une seule pulsation de Rabi effective Ω_{eff} .

Nous avons également introduit les notations φ_I et φ_E pour désigner les termes de phase imprimées sur la fonction d'onde atomique lors des changements d'états internes et externes de l'atome respectivement [Geiger, 2011] :

$$\varphi_I = (\omega_1 - \omega_2)t + \delta\Phi^0 \quad (1.70)$$

et

$$\varphi_E = -\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}(t) \quad (1.71)$$

1.4.2 Déphasage interférométrique

La figure 1.10 présente la structure complète d'un interféromètre effectué dans le régime de double diffraction. Celui-ci comporte deux impulsions "séparatrices", de durée τ_s et une impulsion "miroir" de durée τ_m , séparées deux à deux d'un temps d'interrogation T .

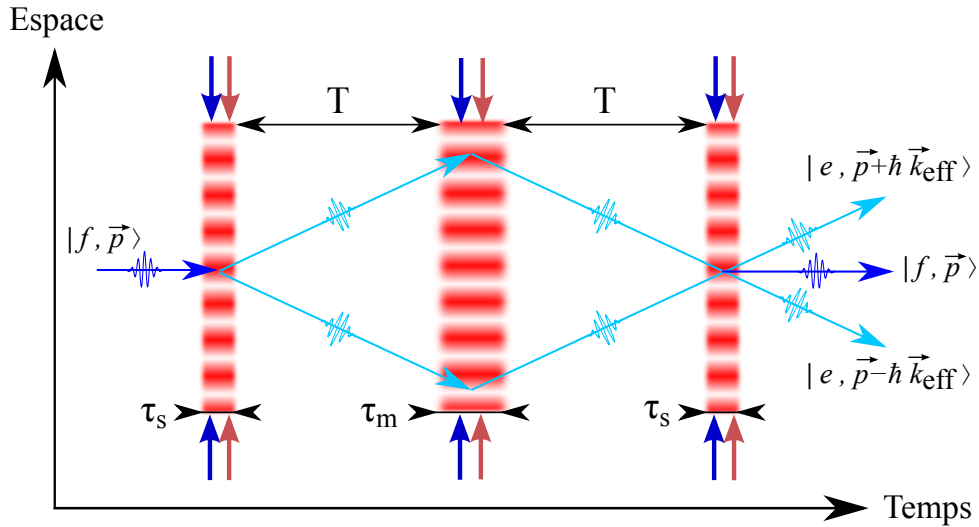


Figure 1.10 – Interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de Double Diffraction.

La première séparatrice permet de transférer l'atome d'un état initial $|f, \vec{p}\rangle$ vers une superposition cohérente équiprobable des états $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \vec{p} - \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Il ne s'agit donc pas d'une impulsion de type $\pi/2$ à proprement parler, puisque l'état initial n'est plus présent dans la superposition d'état en sortie. On peut montrer que la durée d'impulsion requise pour ce transfert vaut : $\tau_s = \frac{\pi}{\sqrt{2}\Omega_{\text{eff}}}$. Pour une même pulsation de Rabi effective, cette durée est donc $\sqrt{2}$ -fois plus longue que celle habituellement utilisée dans les régimes de simple-diffraction.

Après un premier temps d'évolution libre, l'impulsion "miroir" permet quant à elle de renvoyer les paquets d'ondes atomiques en transférant $|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ vers $|e, \vec{p} - \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et inversement.

Après un second temps d'évolution libre T , on ferme finalement l'interféromètre avec la dernière impulsion séparatrice. En sortie, c'est le rapport de population entre les états $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ qui est mesuré. Le déphasage interférométrique total peut être exprimé à partir des termes de phase φ_I et φ_E que nous venons d'introduire. Le calcul de la différence entre les phases accumulées dans chacun des deux bras permet d'éliminer la contribution de φ_I pour aboutir finalement à [Geiger, 2011] :

$$\Phi_{\text{tot}} = 2[\varphi_E(0) - 2\varphi_E(T) + \varphi_E(2T)] = 2\Phi_a \quad (1.72)$$

Le premier constat évident est que la phase totale accumulée par l'interféromètre est deux fois plus importante dans le cas de la double-diffraction. Cela s'explique par la plus grande séparation spatiale entre les deux bras de l'interféromètre, qui diffèrent ici d'une quantité de mouvement $2\hbar \vec{k}_{\text{eff}}$. La sensibilité aux effets inertiels se trouve ainsi multipliée d'un facteur deux dans ce régime, ce qui représente un réel avantage pour notre application.

L'autre particularité est qu'il n'est plus possible de balayer les franges d'interférences en faisant varier la phase laser relative entre les trois impulsions Raman. En effet, le déphasage total ne dépend plus du

terme φ_{laser} étant donné que les atomes évoluent dans le même état interne tout au long de l'interféromètre. Seule les fluctuations d'accélération d'une mesure à l'autre peuvent alors permettre de parcourir l'interférogramme.

1.5 Simulations numériques des impulsions Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération

1.5.1 Résolution numérique du système

L'Hamiltonien indépendant du temps que l'on vient d'exprimer peut être utilisé pour étudier le comportement du système sous diverses conditions expérimentales (pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , durée d'impulsion τ , et désaccord laser δ^{RF}). Je présente ici les résultats des simulations numériques ayant été réalisées dans ce cadre par Célia Pelluet, doctorante sur l'expérience ICE. Le principe de la simulation consiste à résoudre numériquement l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{d}{dt} [a(t)]_{|j\rangle} = [H][a(t)]_{|j\rangle}, \quad (1.73)$$

afin de déterminer l'évolution temporelle des amplitudes de probabilités $a_{|j\rangle}$ (avec $|j\rangle \in \{|-2\rangle, |-1\rangle, |0\rangle, |+1\rangle, |+2\rangle\}$). On utilise pour cela la méthode d'Euler, qui consiste à définir un intervalle de temps élémentaire dt et à calculer le vecteur d'état de proche en proche à partir d'une condition initiale $[a(0)]_{|j\rangle}$. A chaque itération, le nouveau vecteur d'état $[a(t+dt)]_{|j\rangle}$ est calculé à partir du précédent $[a(t)]_{|j\rangle}$ de la manière suivante :

$$[a(t+dt)]_{|j\rangle} = \frac{-i}{\hbar} \times dt \times H[a(t)]_{|j\rangle} + [a(t)]_{|j\rangle}. \quad (1.74)$$

1.5.2 Cas d'un paquet d'onde monochromatique

Nous nous sommes tout d'abord intéressés au cas idéal d'un paquet d'onde monochromatique, en considérant une distribution en vitesse infiniment étroite autour de la vitesse nulle et un nuage atomique à résonance avec les faisceaux laser. On simule ainsi le régime de double-diffraction "pur" et on retrouve alors les oscillations de Rabi présentées dans [Lévêque, 2010]. On vérifie notamment que la durée τ_s de l'impulsion séparatrice est liée à la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} par :

$$\tau_s = \frac{\pi}{\sqrt{2}\Omega_{\text{eff}}} \quad (1.75)$$

1.5.3 Cas d'une distribution en vitesse non nulle : spectroscopie des transitions Raman

Nous nous sommes ensuite intéressés au cas réel d'une distribution en vitesse non nulle afin de simuler les oscillations de Rabi et spectres Raman pouvant être obtenus expérimentalement. La démarche consiste à calculer la probabilité d'occupation de chaque état pour un atome de vitesse initiale v donnée, soumis à une impulsion de durée τ et à un désaccord δ^{RF} . Nous répétons cette opération pour toutes les classes de vitesses du nuage et sommons leurs contributions pour obtenir la probabilité d'occupation totale.

Les oscillations de Rabi et les spectres Raman sont finalement tracés en faisant respectivement varier la durée τ et le désaccord δ_{RF} de l'impulsion Raman.

On présente sur la figure 1.11 des oscillations de Rabi associées à deux régimes de températures du nuage. Dans le cas de l'échantillon thermique (7 μK), on remarque une efficacité de diffraction très faible, n'excédant jamais les 50 % quelque soit la durée de l'impulsion Raman. On constate par contre tout l'intérêt de la source ultra-froide (30 nK) qui permet quant à elle d'approcher une efficacité de diffraction unitaire.

La figure 1.12 présente l'allure caractéristique des spectres Raman attendus dans ces mêmes conditions de température, pour différentes sélectivités en vitesse des impulsions. Les spectres correspondant à de longues durées d'impulsion offrent une meilleure résolution fréquentielle et sont donc particulièrement instructifs. Dans le cas de l'échantillon thermique, on constate deux creux dans le profil gaussien du spectre, localisés respectivement en $\delta^{RF} = \pm\omega_R$.

Le premier creux en $\delta_{RF} = +\omega_R$ correspond au processus de double-diffraction à proprement parler. Pour un tel désaccord laser, une seule et même classe de vitesse (la classe de vitesse nulle) vérifie simultanément la condition de résonance avec chacune des deux paires de faisceaux. Seuls les atomes appartenant à cette classe de vitesse peuvent alors être transférés vers l'état interne $|e\rangle$. Pour une valeur de désaccord δ_{RF} quelconque, nous avons vu que c'est plutôt le régime de double simple diffraction qui prédomine, et ce sont alors deux classes de vitesses symétriques qui sont adressées. A température et fréquence de Rabi

effective données, on comprend ainsi la diminution du nombre total d'atomes transférés lors du passage de la double-simple diffraction à la double-diffraction.

Le second creux en $\delta_{RF} = -\omega_R$ traduit quant à lui l'existence du processus à 4 photons. Pour cette valeur particulière de désaccord, la condition de résonance se trouve en effet vérifiée pour une transition entre $|f, \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \vec{0}\rangle$ mais également pour celle entre $|f, -\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \vec{0}\rangle$. Un atome initialement dans l'état $|f, \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ peut donc transiter vers $|e, \vec{0}\rangle$ mais possède alors une probabilité non nulle d'être transférée vers $|f, -\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Lorsqu'un tel processus à 4 photons se produit, l'atome retombe dans son état interne initial, ce qui contribue à diminuer la probabilité totale de transfert vers l'état $|e\rangle$.

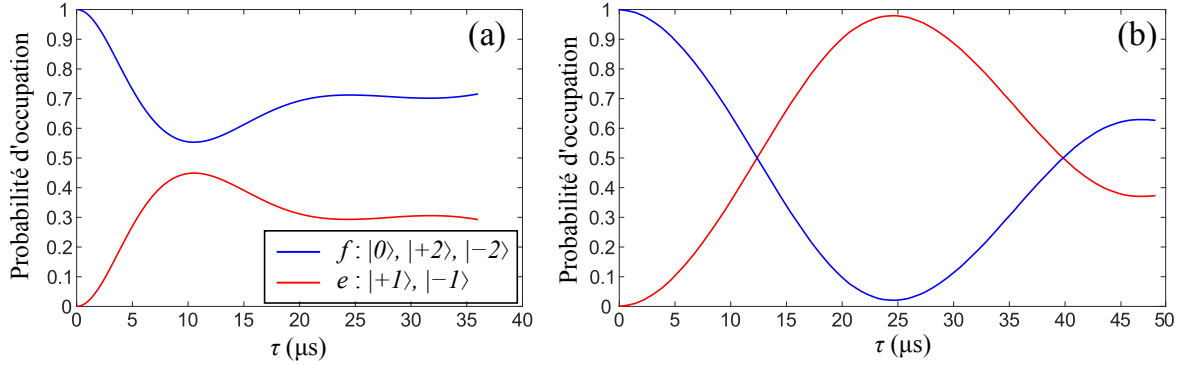


Figure 1.11 – Simulations numériques d'oscillations de Rabi dans le régime de Double Diffraction - Sont représentées les probabilités d'occupation des différents états internes ($|f\rangle$ et $|e\rangle$) en bleu et rouge respectivement en fonction de la durée τ de l'impulsion Raman. La situation (a) correspond à celle d'un nuage thermique de rubidium ($\mathcal{T}_{\text{Rb}} = 7 \mu\text{K}$) et à une oscillation de Rabi effective $\Omega_{\text{eff}} = 30 \text{ kHz}$. La situation (b) correspond à celle d'un échantillon ultra-froids ($\mathcal{T}_{\text{Rb}} = 30 \text{ nK}$) avec $\Omega_{\text{eff}} = 15 \text{ kHz}$. Dans les deux cas, le désaccord laser est fixé de manière à satisfaire la condition de résonance de double-diffraction ($\delta_{RF} = 0$).

En ce qui concerne les atomes ultra-froids, on constate comme attendu que la probabilité de transfert présente un pic, beaucoup plus fin, centré sur la pulsation de recul ω_R . La faible distribution en vitesse de l'échantillon n'autorise ainsi que le processus de double-diffraction.

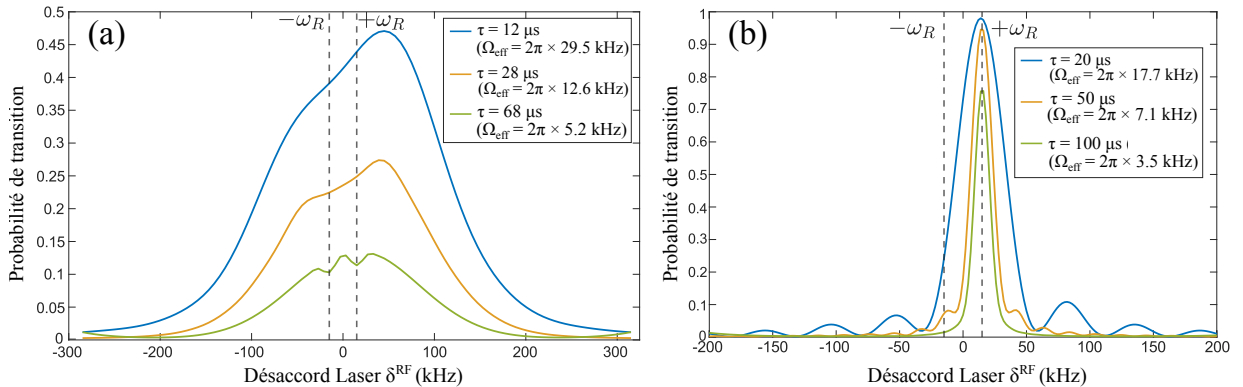


Figure 1.12 – Simulations de spectres Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération - Ces simulations numériques ont été réalisées à partir du modèle à 5 niveaux couplés pour (a) un échantillon thermique de rubidium à $7 \mu\text{K}$ et (b) un échantillon ultra-froid à 30 nK . Les durées d'impulsion considérées correspondent systématiquement à celles d'une impulsion séparatrice.

1.5.4 Ajout du résidu de transitions copropageantes

L'observation de nos données expérimentales, présentées dans la suite de ce manuscrit, nous a permis de constater la présence systématique d'un pic centré sur $\delta_{RF} = 0$. Nous avons pu identifier celui-

ci comme provenant d'un résidu de transition Raman copropageante, induit par une imperfection de polarisation⁸. Nous avons donc cherché à prendre en compte cet effet dans le modèle numérique que nous avons développé.

Pour cela, nous étendons l'étude à un système de 10 états couplés, en considérant que chacun des 5 niveaux définis précédemment possède une probabilité non nulle de transiter vers un état de même impulsion par l'intermédiaire d'une transition Raman copropageante. On se place donc dans la situation représentée figure 1.13, en adoptant la nomenclature suivante :

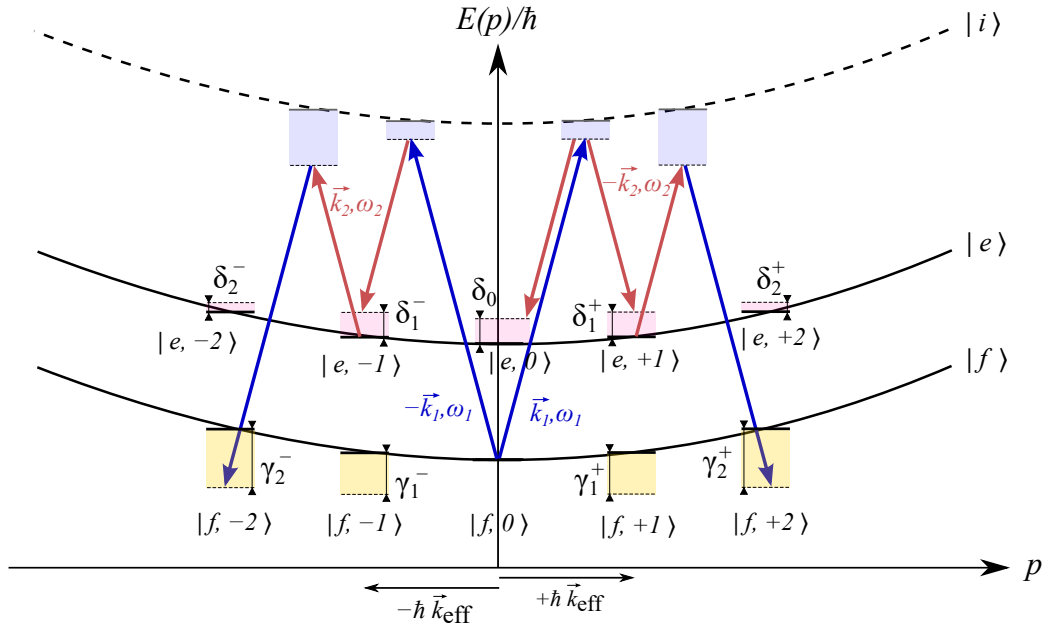


Figure 1.13 – Modèle à 10 états couplés.

$$\begin{aligned}
 |f, +2\rangle &= |f, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |e, +2\rangle &= |e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |f, +1\rangle &= |f, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |e, +1\rangle &= |e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |f, 0\rangle &= |f, \vec{p}\rangle \\
 |e, 0\rangle &= |e, \vec{p}\rangle \\
 |f, -1\rangle &= |f, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |e, -1\rangle &= |e, \vec{p} - \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |f, -2\rangle &= |f, \vec{p} - 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle \\
 |e, -2\rangle &= |e, \vec{p} - 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle
 \end{aligned} \tag{1.76}$$

Les énergies associées à ces états s'écrivent quant à elles :

8. Les transitions Raman contrapropageant sont réalisées en configuration de polarisation linéaire croisée tandis que les transitions copropageantes nécessitent une polarisation circulaire d'après les règles de sélection.

$$\begin{aligned}
\hbar\omega_{|f,+2\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\bar{p}^2}{2M} + 4\hbar\omega_R + 2\hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|e,+2\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\bar{p}^2}{2M} + 4\hbar\omega_R + 2\hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|f,+1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\bar{p}^2}{2M} + \hbar\omega_R + \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|e,+1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\bar{p}^2}{2M} + \hbar\omega_R + \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|f,0\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\bar{p}^2}{2M} \\
\hbar\omega_{|e,0\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\bar{p}^2}{2M} \\
\hbar\omega_{|f,-1\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\bar{p}^2}{2M} + \hbar\omega_R - \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|e,-1\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\bar{p}^2}{2M} + \hbar\omega_R - \hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|f,-2\rangle} &= \hbar\omega_f + \frac{\bar{p}^2}{2M} + 4\hbar\omega_R - 2\hbar\omega_D \\
\hbar\omega_{|e,-2\rangle} &= \hbar\omega_e + \frac{\bar{p}^2}{2M} + 4\hbar\omega_R - 2\hbar\omega_D
\end{aligned} \tag{1.77}$$

et nous définissons enfin les différents désaccords :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\delta_0 = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|e,0\rangle} - \omega_{|g,0\rangle}) \\
\delta_1^+ = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|e,+1\rangle} - \omega_{|g,0\rangle}) \\
\delta_1^- = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|e,-1\rangle} - \omega_{|g,0\rangle}) \\
\delta_2^+ = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|e,+2\rangle} - \omega_{|g,+1\rangle}) \\
\delta_2^- = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|e,-2\rangle} - \omega_{|g,-1\rangle}) \\
\gamma_1^+ = (\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{|g,+1\rangle} - \omega_{|e,0\rangle}) \\
\gamma_1^- = (\omega_2 - \omega_1) - (\omega_{|g,-1\rangle} - \omega_{|e,0\rangle}) \\
\gamma_2^+ = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|g,+2\rangle} - \omega_{|e,+1\rangle}) \\
\gamma_2^- = (\omega_1 - \omega_2) - (\omega_{|g,-2\rangle} - \omega_{|e,-1\rangle})
\end{array} \right. \tag{1.78}$$

Nous introduisons dans la simulation un nouveau paramètre essentiel, noté η , défini comme le rapport entre les pulsations de Rabi effectives associées aux transitions co et contrapropageantes : $\Omega_{\text{eff}}^{\text{co}} = \eta \Omega_{\text{eff}}^{\text{contra}}$. La démarche est alors identique à celle que nous avons présentée à la section précédente, sauf que nous exprimons cette fois l'Hamiltonien total comme une somme des contributions co et contra-propageantes. Quelques résultats de nos simulations sont présentés figure 1.14. Comme attendu, le pic correspondant à la transition copropageante est centré autour de $\delta_{RF} = 0$. Son amplitude relative par rapport au spectre contrapropageant est d'autant plus importante que la durée de l'impulsion Raman est grande, puisque la transition copropageante ne subit pas l'effet de la sélection en vitesse. Nous démontrerons au chapitre 5 que les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les simulations et permettent de valider la pertinence de ce modèle à 10 niveaux.

1.5.5 Choix du régime de diffraction

Le régime de double-diffraction est probablement celui qui permettra d'atteindre les mesures de plus haute sensibilité, puisque c'est le seul qui est compatible avec l'utilisation d'atomes ultra-froids en microgravité, et qui peut donc être envisagé pour l'accès à de très longs temps d'interrogation. On rappelle aussi que le facteur d'échelle de l'accéléromètre atomique est doublé dans ce régime de diffraction particulier. L'insensibilité à la variation de phase laser relative entre deux impulsions peut aussi être perçue comme un avantage. Plus généralement, la géométrie parfaitement symétrique associée au régime de double diffraction permet de rejeter de nombreux effets systématiques pouvant être induits par les déplacements lumineux ou les fluctuations temporelles de l'effet Zeeman [Malossi *et al.*, 2010].

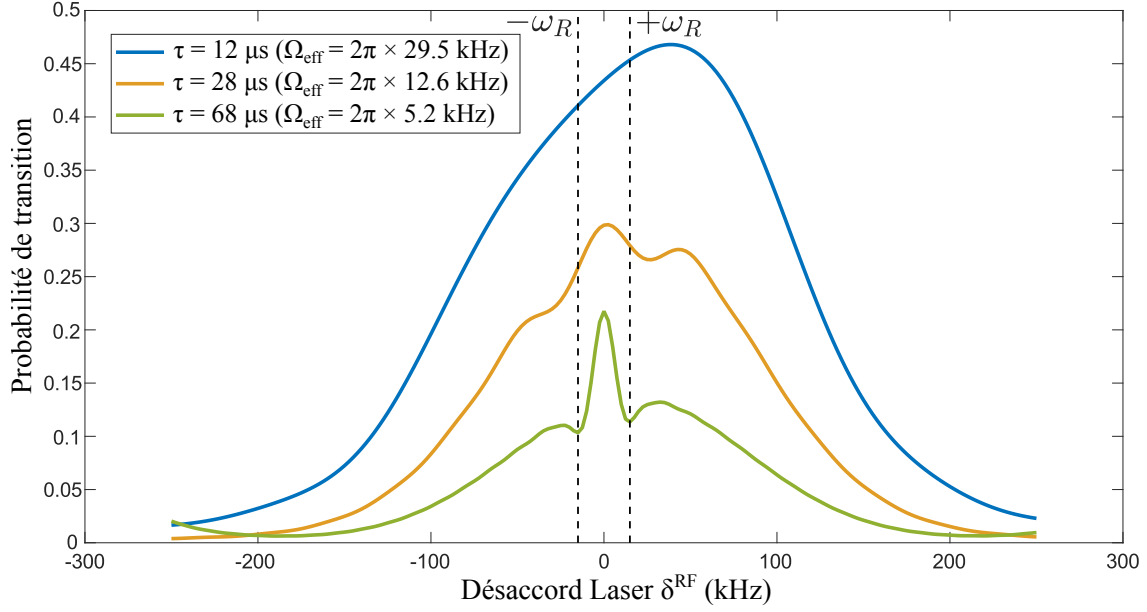


Figure 1.14 – Simulations de spectres Raman dans le régime de faible vitesse et faible accélération prenant en compte l’influence des transitions Raman copropageantes - Ces spectres ont été obtenus à l’aide du modèle à 10 niveaux. Les paramètres de la simulation sont : $\mathcal{T}_{\text{Rb}} = 7 \mu\text{K}$ et $\eta = 10\%$.

La réalisation d’un interféromètre en double-diffraction s’accompagne néanmoins de plusieurs difficultés pratiques. En premier lieu, la durée $\sqrt{2}$ fois plus longue de l’impulsion séparatrice entraîne une sélectivité en vitesse accrue. Cela peut se traduire par un nombre plus faible d’atomes participant effectivement à l’interféromètre lorsque la distribution en vitesse du nuage est large⁹. Ensuite, la proximité entre la condition de résonance de double diffraction ($\delta_{RF} = \omega_R \approx 2\pi \times 15 \text{ kHz}$) et celle de la transition copropageante ($\delta_{RF} = 0$) peut être source de perturbations dès lors que la qualité de la polarisation n’est pas idéale. Si l’on souhaite limiter la probabilité d’occurrences des transitions Raman copropageantes, il convient alors d’utiliser des impulsions longues, et donc sélectives en vitesse. Enfin, nous mentionnons aussi que les imperfections des séparatrices et miroirs nécessitent l’utilisation d’un faisceau pousseur pour éviter la production d’interféromètres parasites. Nous reviendrons sur ce point dans la suite du manuscrit.

⁹. Cela est d’autant plus vrai qu’une seule classe de vitesse est ici sélectionnée, contre deux dans le cas de la double-simple diffraction.

1.6 Conclusion

J'ai présenté dans ce premier chapitre les concepts théoriques fondamentaux permettant de comprendre le fonctionnement d'un capteur inertielle à ondes de matière. J'ai notamment rappelé comment l'association judicieuse de plusieurs transitions Raman stimulées contrapropageantes permet de séparer, renvoyer puis recombinaison les paquets d'ondes atomiques de manière à former un interféromètre sensible aux accélérations. Pour rappel, le principe de la mesure consiste à échantillonner la position des atomes, en trois instants successifs, à l'aide de la règle de phase laser constituée par le faisceau Raman d'interrogation. On peut ainsi remonter à l'accélération que subissent ces "masses d'épreuves quantiques" relativement au miroir de réflexion définissant la référence de phase laser. Comme nous l'avons vu, la sensibilité de la mesure dépend linéairement de la quantité de mouvement imprimée aux particules lors des transitions Raman, et quadratiquement du temps d'interrogation durant laquelle la chute libre du nuage est étudiée.

L'augmentation significative du temps d'interrogation nécessitant d'opérer dans un régime de micropesanteur, nous nous sommes naturellement intéressés au comportement de l'interféromètre atomique dans le régime dit "de faible vitesse et faible accélération". Lorsque les atomes n'accélèrent pas significativement par rapport au miroir de référence, la configuration rétro-réfléchiée des faisceaux Raman autorise en effet un transfert de quantités de mouvement dans deux sens opposés ($\pm\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$). Dans le cas d'un échantillon "thermique" (température de l'ordre de quelques microkelvins typiquement), nous avons démontré que deux régimes de diffraction sont alors réalisables en fonction des classes de vitesses sélectionnées par le désaccord laser.

Le régime de double-simple-diffraction se caractérise par une résonance simultanée avec deux classes de vitesses symétriques ($\pm\vec{p}$) au sein de la distribution statistique des particules qui constituent le nuage, tandis que le processus de double-diffraction n'adresse simultanément qu'une seule classe de vitesse centrée autour de zéro. Avec des sources "thermiques", c'est la double-simple diffraction qui est souvent privilégié car elle présente l'avantage de doubler le nombre d'atomes participant à l'interféromètre par rapport aux autres processus de diffraction.

Les mesures de très hautes sensibilités en micropesanteur nécessitent quant à elles des échantillons ultra-froids et exigent la maîtrise du processus de double diffraction. Cette seconde géométrie d'interféromètre est notamment celle qui sera mise en oeuvre dans le cadre de futures missions spatiales telles que STE-QUEST. Le régime de double diffraction, offre le grand avantage de doubler la séparation en impulsion entre les paquets d'ondes participant à l'interféromètre et les place dans un même état interne. Ces spécificités se traduisent respectivement par un doublement du facteur d'échelle sur la mesure d'accélération et par une réjection de certains effets systématiques. Comme nous l'avons vu, ce régime se caractérise aussi par une évolution subtile du vecteur d'état au cours des différentes impulsions Raman. Nous avons présenté dans ce chapitre les modèles théoriques qui peuvent être utilisés pour décrire la dynamique du système. Ceux-ci prennent notamment en compte l'influence du couplage vers des ordres de diffraction supérieurs ($\pm 2\hbar\vec{k}_{\text{eff}}$) par le biais de processus à 4 photons. Je montrerai dans la suite de ce manuscrit que les simulations numériques effectuées dans ce cadre sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux et s'avèrent essentielles à leur interprétation.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'expérience ICE, vieille de plus de 15 ans [Nyman *et al.*, 2006], fut construite et développée progressivement au fil du temps pour atteindre aujourd'hui un niveau de complexité important.

A l'initiation du projet, le choix des deux espèces atomiques s'est orienté vers l'isotope 87 du rubidium et l'isotope 39 du potassium. Ces deux espèces atomiques sont communément manipulées, et ont l'avantage de présenter des transitions à des longueurs d'ondes proches (780 nm pour le ^{87}Rb , 770 et 767 nm pour le ^{39}K) qui peuvent être atteintes à partir d'un simple doublage des longueurs d'ondes télécom. Cela a permis de développer des architectures laser basées sur des composants à très haut niveau de maturité technologique. Plus récemment, la quête des mesures de haute sensibilité a naturellement conduit à la mise en place d'un piège dipolaire croisé faisant lui aussi intervenir des longueurs d'ondes télécom.

De manière générale, l'ensemble des choix techniques réalisés a toujours visé l'obtention d'un système robuste, compact et transportable, adapté aux conditions extrêmes de l'avion 0-G.

Ce chapitre s'attache à offrir une description détaillée de ce dispositif expérimental et de ses caractéristiques techniques en proposant une vue d'ensemble relativement exhaustive de ses éléments constitutifs.

2.1 Chambre de science

Nous présentons dans cette section la tête de capteur de notre expérience. Celle-ci se compose notamment de l'enceinte à vide dans laquelle sont contenus les atomes, des systèmes de contrôle du vide et du champ magnétique, et de tous les dispositifs optiques permettant la détection, l'imagerie ou la mise en forme des différents faisceaux laser. Nous nous attarderons également sur le piège magnéto-optique 2D récemment installé sur l'expérience, ainsi que sur l'antenne micro-onde et l'accéléromètre mécanique que nous utilisons.

2.1.1 Enceinte à vide

L'enceinte à vide de notre expérience est un solide à 26 faces présentant la forme d'un "petit rhombicuboctaèdre". Cette géométrie, qui peut être obtenue par troncature des arêtes d'un cube, se compose de 18 faces carrées et 8 faces triangulaires. Chaque face est pourvue de taraudages permettant la fixation de l'optomécanique nécessaire à notre expérience. Le corps de l'enceinte a été usiné à même un bloc de titane. Ce matériau a l'avantage d'être amagnétique, très résistant aux contraintes mécaniques et thermiques, et compatible avec l'ultra-vide. Ce métal présente également une faible conductivité électrique, ce qui limite l'apparition des courants de Foucault. Enfin, sa masse volumique relativement faible s'avère utile pour notre application embarquée. La pièce finale pèse ainsi 28.5 kg pour un diamètre moyen d'environ 25 cm [Gominet, 2015]. L'enceinte est soutenue et fixée sur le breadboard de l'expérience via 3 pieds en alliage aluminium-cuivre (AL-2024).

Parmi les 26 faces disponibles, 20 ont des accès optiques, 2 sont dédiées aux traversées électriques des dispensers, 2 sont utilisées pour le vide (vanne et pompe), une est dédiée au MOT-2D et une dernière permet la fixation d'un des pieds de support. Des brides compatibles avec l'ultra-vide permettent de raccorder les différents éléments à la chambre. Les 20 accès optiques sont distribués de la manière suivante : 6 pour les faisceaux du piège-magnéto optique 3D, 4 pour les faisceaux du piège dipolaire, 2 pour le faisceau Raman, 2 pour les faisceaux pousseurs respectifs du ^{87}Rb et du ^{39}K , 3 pour la détection par fluorescence, un pour l'imagerie par absorption, un pour l'imagerie par fluorescence et un pour l'antenne micro-onde.

Une vue d'ensemble de la chambre de science et des différents équipements qui l'entourent est proposée figure 2.1.

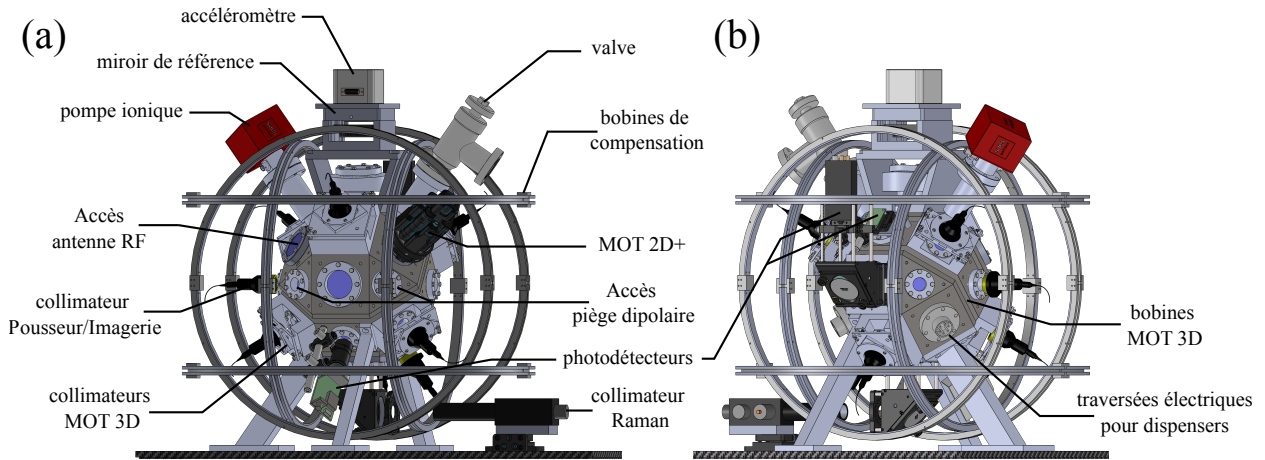


Figure 2.1 – Modèle Solidworks de la chambre de science - (a) Vue avant. (b) Vue arrière.

Les hublots des accès optiques sont en verre borosilicaté de type crown (BK7). Ils ont subi un traitement anti-reflets dans la gamme de longueurs d'ondes 725-825 nm, ainsi que dans la gamme 1530-1570 nm pour les 4 hublots du piège dipolaire. Les hublots sont maintenus par des brides en titane et scellés sur l'enceinte via des joints indium. Ces joints, souples et compressibles, assurent l'herméticité et l'intégrité du vide tout en minimisant les contraintes sur les hublots et les déformations du front d'onde qui en résultent. Ils nous permettent ainsi d'utiliser des hublots de grande qualité optique.

L'ultra-vide à l'intérieur de l'enceinte est produit et maintenu par l'intermédiaire d'une pompe NEX Torr de chez SAES Getter. Ce module de pompage associe une pompe getter et une pompe ionique. La première permet de pomper par adsorption la plupart des gaz, tandis que la seconde permet le pompage des gaz inertes. Dans des conditions typiques d'opération, nous estimons que le niveau de vide se stabilise aux alentours de 10^{-9} mbar. Une vanne d'angle (VAT 54032-GE02-0002) est également intégrée à la chambre afin de pouvoir casser le vide ou y connecter un groupe de pompage externe dans le cadre des procédures de maintenance. La pompe et la vanne, toutes deux magnétiques, sont déportées autant que possible par rapport à la chambre à vide. Ce déport est assuré par deux tubes en titane de 10 cm de long, qui ont été rajoutés sur le corps de l'enceinte par soudure laser.

2.1.2 Breadboard

L'ensemble de la tête de capteur repose sur un breadboard de 70 cm de large par 80 cm de long et 13 mm d'épaisseur. Divers matériaux ont historiquement été utilisés sur l'expérience, mais nous avons récemment opté pour un breadboard en polymère renforcé de fibres de carbone (CFRP, de l'anglais "Carbon Fiber Reinforced Polymer") manufacturé par le spécialiste allemand CarbonVision.

Ce matériau composite est constitué d'une matrice en résine époxy et de renforts en fibre de carbone à haute ténacité. Les propriétés mécaniques, thermiques et magnétiques du CFRP le rendent particulièrement adapté pour notre application embarquée. Ce composite est tout d'abord caractérisé par une très grande rigidité, associée à une faible masse volumique. Son module d'Young est en effet comparable à celui de l'acier inoxydable alors que sa masse volumique est 3 fois inférieure. Le nouveau version du breadboard pèse donc seulement 15 kg alors que la précédente, en acier inoxydable, en pesait 45. Le CFRP bénéficie également d'un coefficient de dilatation thermique extrêmement faible ($\alpha \approx 2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), le rendant particulièrement stable vis à vis des fluctuations thermiques pouvant survenir à l'intérieur du blindage magnétique. De par sa nature d'isolant électrique, le CFRP n'est pas siège de courants de Foucault, ce qui s'avère extrêmement utile pour la stabilisation du champ magnétique au cours de notre séquence expérimentale. Enfin, l'intégration des fibres de carbone dans la résine engendre des frottements de type visqueux au sein du matériau qui se traduisent par un amortissement des vibrations hautes fréquences (au delà de 500 Hz).

La fixation de l'enceinte à vide et des différents éléments optomécaniques se fait par l'intermédiaire d'inserts en acier inoxydable, taraudés M6, régulièrement espacés sur la surface du breadboard. L'utilisation de filets hélicoïdaux usinés à même le composite n'est généralement pas envisagée, car ceux-ci n'offrent

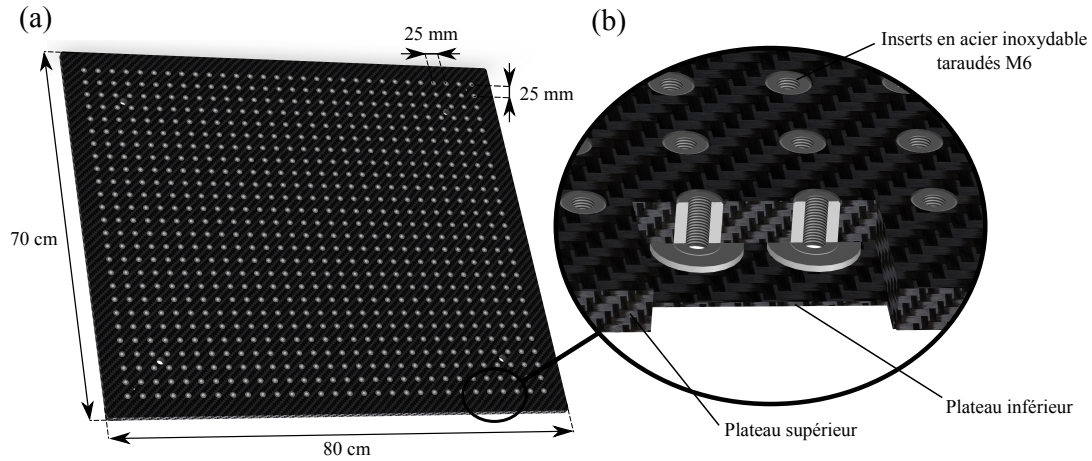


Figure 2.2 – Breadboard en polymère renforcé de fibres de carbone - (a) Vue globale du plateau. (b) Vue en coupe des inserts.

pas une résistance à la charge suffisante. Comme représenté sur la figure 2.2(b), les inserts en acier sont pris en tenaille entre les deux plateau en CFRP qui constituent la structure du breadboard. Le plateau supérieur, d'une épaisseur de 10 mm, assure la robustesse mécanique de l'édifice tandis que le plateau inférieur, beaucoup plus fin (1 mm), maintient les inserts en position. La cohésion entre les deux plateaux est assurée par collage.

2.1.3 Contrôle des champs magnétiques

2.1.3.1 Blindage magnétique

La forte sensibilité des atomes au champ magnétique impose de contrôler précisément ce dernier tout au long de la séquence expérimentale. Afin de protéger l'expérience vis à vis des perturbations électromagnétiques externes, l'ensemble de la tête de capteur est confinée à l'intérieur d'un blindage magnétique en mu-métal de 1.5 mm d'épaisseur. Le mu-métal est un alliage composé à 80 % de nickel, 15 % de fer et 5 % de molybdène présentant une très grande perméabilité magnétique. Ce blindage permet donc de dévier les lignes de champ magnétique et d'atténuer, en son sein, le champ externe de un à deux ordres de grandeur [Gominet, 2015].

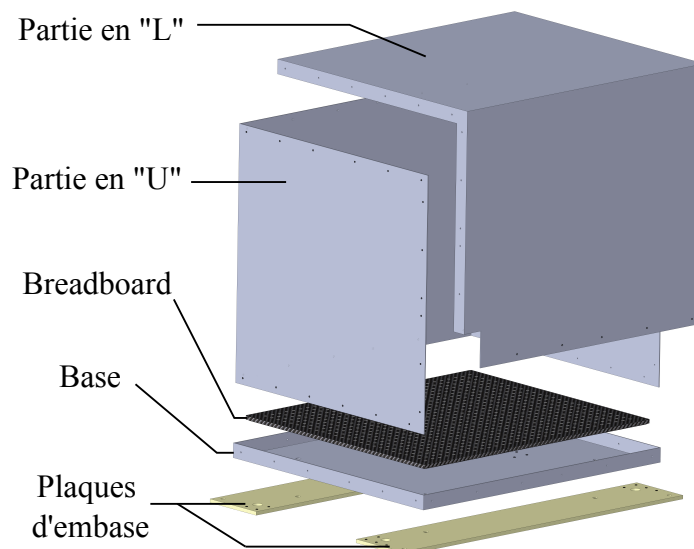


Figure 2.3 – Vue éclatée de la structure du blindage magnétique - Il se compose de trois parties : une base, une partie en "U" et un couvercle en "L" (gris anthracite). Sa base est fixée entre les plaques d'embase (or) et le breadboard (noir) via 4 vis M12.

	R (cm)	a (cm)	Tours	Configuration	Axe	Résistance (Ω)	Conversion
MOT	11	5,6	250	Anti-Helmholtz	$y + z$	4	230 (G/m)/A
Compensation x	21	21	13	Helmholtz	x	1	0,56 G/A
Compensation y	25	21	13	Helmholtz	y	1,5	0,47 G/A
Compensation z	29	21	13	Helmholtz	z	2	0,39 G/A
Gradient z	30	30	72	Anti-Helmholtz	z	60	8,8 (G/m)/A

Table 2.1 – Caractéristiques des différentes paires de bobines magnétiques utilisées sur l'expérience - R est le rayon du bobinage et a la distance entre 2 bobines d'une même paire.

La forme de ce blindage, représentée figure 2.3, a été pensée pour faciliter son ouverture ou sa fermeture dans un espace exigü comme celui de la cabine de l'avion 0g. Il se compose de trois parties : une base, prise en tenaille entre les plaques d'embase du rack et le breadboard, une partie en forme de "U", et un couvercle en forme de "L". Le blindage pèse au total 70 kg pour 84 cm de large, 70 cm de haut, et 74 cm de profondeur.

2.1.3.2 Bobines de compensation et de gradient

Plusieurs éléments contenus à l'intérieur du blindage génèrent toutefois des champs magnétiques résiduels qu'il convient de compenser. C'est le cas notamment des pompes, de l'accéléromètre mécanique ou encore des aimants permanents du piège magnéto-optique 2D. Trois paires de bobines en configuration Helmholtz, alignées selon les 3 axes de l'espace, sont donc utilisées pour assurer cette compensation. Sur l'axe Z, une paire de bobines supplémentaire (en configuration anti-Helmholtz cette fois) peut également être utilisée afin de compenser le gradient statique vertical.

Les bobines de gradient permettant l'obtention de notre piège magnéto-optique sont intégrées directement sur le corps de l'enceinte grâce à deux tranchées espacées entre elles de 5.6 cm. Lorsqu'elles sont parcourues par un courant d'environ 6 A, les 250 spires qui constituent le bobinage génèrent un gradient d'environ 15 G/cm selon l'axe fort.

Les caractéristiques des différentes paires de bobines que nous venons de présenter sont résumées dans la table 2.1. Elles sont toutes alimentées par des sources Delta Electronika qui peuvent être contrôlées manuellement ou de manière externe via le PC de l'expérience. Le courant envoyé dans la bobine de compensation en Z est ainsi contrôlé de manière à faire varier la composante verticale du biais de champ magnétique au cours de la séquence expérimentale. Cela s'avère utile pour notre préparation d'état comme nous le verrons au chapitre 3. Le courant envoyé dans les bobines de gradient du MOT est pour sa part allumé ou éteint très rapidement grâce à un circuit électronique basé sur un transistor MOSFET de puissance.

2.1.3.3 Courants de Foucault

Le blindage et les bobines de compensation permettent de s'affranchir de la composante statique du champ résiduel mais il convient également de maîtriser, autant que possible, les fluctuations temporelles de celui-ci. L'une des principales difficultés que nous rencontrons concerne l'apparition de courants de Foucault au sein des différents éléments conducteur situés à l'intérieur du blindage. Ces courants, induits par les variations temporelles du champ magnétique, génèrent eux-mêmes un champ magnétique qui s'oppose à la variation initiale selon la loi de Lenz-Faraday. Ce phénomène a donc tendance à rallonger le temps d'établissement des biais à leur commutation. Afin de minimiser les courants de Foucault, la meilleure stratégie consiste à limiter au maximum la présence des matériaux à forte conductivité électrique à l'intérieur du blindage. Ces considérations ont notamment conduit au choix du titane pour la chambre de science, ou à celui du CFRP pour le breadboard par exemple. Dans l'état actuel de l'expérience, le temps d'établissement du champ magnétique n'excède jamais quelques millisecondes.

2.1.4 Optiques et collimateurs

Les 6 collimateurs des faisceaux MOT ainsi que leurs montures mécaniques ont été dessinés et produits spécialement pour notre enceinte à vide au SYRTE (Observatoire de Paris). Chaque collimateur intègre un polariseur (fixe) et une lame quart-d'onde (rotative) qui permettent respectivement de filtrer la polarisation en sortie de fibre optique puis de la rendre circulaire. Le faisceau en sortie de chaque collimateur présente un profil gaussien caractérisé par un "waist" (rayon à $1/e^2$) de 9 mm. La monture mécanique du collimateur permet une translation dans le plan perpendiculaire au faisceau pour un réglage fin de son centrage. Une liaison trait/point/plan permet aussi de jouer finement sur l'orientation du faisceau.

Pour le faisceau Raman, c'est un collimateur Schäfer-Kirchhoff de diamètre 1" qui est utilisé. Les longueurs d'ondes du rubidium et du potassium γ sont injectées, en polarisations croisées, via deux entrées de fibre distinctes. Les deux faisceaux sont ensuite envoyés sur un cube polarisant afin d'être recombinaés, puis une lame d'onde dichroïque permet de les placer dans un même état de polarisation. Enfin, une lame quart-d'onde rotative permet de régler la polarisation de sortie selon le souhait de l'expérimentateur. Comme représenté sur la figure 2.1, le collimateur Raman est fixé à l'horizontale sous la chambre de science. Un miroir de renvoi diélectrique, disposé ensuite avec un angle de 45° , permet d'envoyer le faisceau à la verticale sur les atomes. Le faisceau Raman est enfin rétro-réfléchi sur le miroir de référence placé au dessus de l'enceinte. Une dernière lame quart-d'onde est intégrée entre le hublot supérieur et le miroir de référence afin de croiser les polarisations des faisceaux aller et retour. Cette configuration croisée est en effet essentielle si l'on souhaite éviter de créer un réseau optique et d'introduire des régimes de diffraction parasites telles que les transitions de Bragg par exemple.

2.1.5 Systèmes de détection par fluorescence

Pour chacune des deux espèces atomiques, l'estimation du peuplement des deux états hyperfins du niveau fondamental est réalisée par collection de la fluorescence sur un photodétecteur. Notre méthode consiste à détecter séquentiellement la population N_2 d'atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, puis la population totale $N_{tot} = N_1 + N_2$ afin de pouvoir déterminer le ratio de population N_2/N_{tot} . Pour cela, nous appliquons deux impulsions laser successives à l'aide du faisceau Raman : la première impulsion contient uniquement la fréquence Refroidisseur tandis que la seconde contient également la fréquence Repompeur. Nous fixons typiquement la durée de ces impulsions à $50 \mu\text{s}$ et le délai entre elles à $20 \mu\text{s}$. Cette méthode de détection par fluorescence est utile car elle ne nécessite pas de séparation spatiale entre les atomes dans $|F = 1\rangle$ et ceux dans $|F = 2\rangle$. Pour des échantillons associés à une température de quelques microkelvins, une séparation spatiale est de toute façon inenvisageable car la vitesse de recul à deux photons est alors inférieure à la distribution en vitesse du nuage.

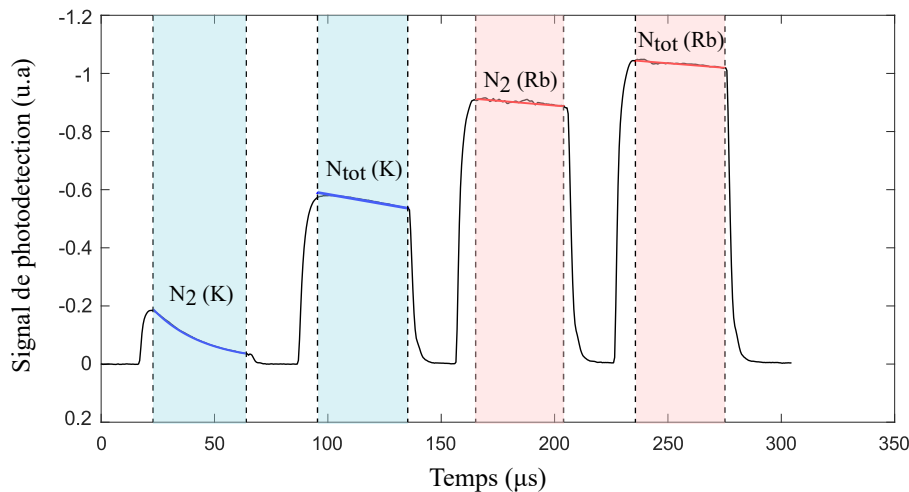


Figure 2.4 – Séquence de détection par fluorescence permettant d'estimer le rapport de population entre l'état fondamental $|F = 1\rangle$ et l'état excité $|F = 2\rangle$ - Pour chacune des deux espèces, on détecte séquentiellement le nombre N_2 d'atomes dans l'état excité puis le nombre total d'atomes N_{tot} à l'aide de deux impulsions laser, avec et sans fréquence Repompeur. Dans le cas du potassium, on constate une décroissance exponentielle rapide du signal de détection pendant la première impulsion. Il s'agit d'un phénomène de dépompage induit par la structure hyperfine étroite de cette espèce atomique.

Trois systèmes de détection distincts et complémentaires sont actuellement installés sur l'expérience. Leurs configurations optiques respectives sont schématisées sur la figure 2.5.

Le premier détecteur, placé sur la partie haute de l'enceinte, est constitué d'une photodiode de surface effective $3,6 \times 3,6 \text{ mm}$ (modèle S1223-01 de chez Hamamatsu) et de son circuit transimpédance. Deux lentilles L1 et L2 de diamètre 1" et de focales respectives 60 et 30 mm servent à collecter et focaliser la fluorescence sur ce détecteur. Le diamètre du nuage d'atomes froids ne dépassant généralement pas 2 mm, son image à travers ce système de lentilles de grandissement 0,5 n'excède pas la taille de la zone active

du détecteur. La lentille L1 bénéficie d'un accès optique au plus près des atomes (6 cm seulement), ce qui permet d'optimiser l'angle solide de collection et donc l'amplitude du signal de photodétection. Cet accès optique privilégié est rendu possible par un renforcement dans le corps même de l'enceinte qui avait été prévu dès sa conception.

On notera que ce système optique, aligné sur la position des atomes pendant la phase de piégeage, est optimisé pour des mesures à faible temps de vol (inférieurs à 10 ms) en gravité standard ou bien pour des mesures en microgravité.

Le second système de détection, situé sur la partie médiane de l'enceinte, se compose de deux lentilles L3 et L4 de focales 150 mm, d'un miroir de renvoi à 45°, d'un iris et d'un photomultiplicateur (Hamamatsu H11526-20-NF). Ce second système de détection est positionné devant un hublot de grande taille et utilise donc des lentilles de diamètre 2". Cela permet de bénéficier d'un angle solide de collection comparable à celui du premier système malgré un éloignement deux fois plus important entre la première lentille et les atomes. L'ensemble des optiques est maintenu par un système de cage et d'optomécaniques Thorlabs permettant un ajustement fin de l'alignement. L'iris, placé juste avant le photomultiplicateur permet de réduire autant que possible la taille de la zone de détection autour des atomes et ainsi de minimiser le niveau de lumière parasite, ce qui contribue à améliorer le rapport signal à bruit. L'extrême sensibilité du photomultiplicateur le rend particulièrement utile pour la détection des très faibles niveaux de fluorescence associés à nos échantillons ultra-froids. Il n'est par contre pas adapté à la détection des échantillons thermiques en raison, justement, de cette trop grande sensibilité.

Le troisième et dernier détecteur que nous utilisons est une photodiode à avalanche (Hamamatsu C12703-01) située sur la partie basse de la chambre à vide. Cette photodiode dispose à la fois d'une bonne sensibilité et d'une grande surface active (3 mm de diamètre) tandis que le système optique se limite à une simple lentille de collection de 1" et de 30 mm de focale. L'alignement est cette fois optimisé pour une détection à long temps de vol en 1g (environ 50 ms).

La complémentarité de ces trois systèmes de détection nous permet donc de nous adapter à tous les régimes de gravité et de températures sans avoir à apporter la moindre modification sur le dispositif expérimental.

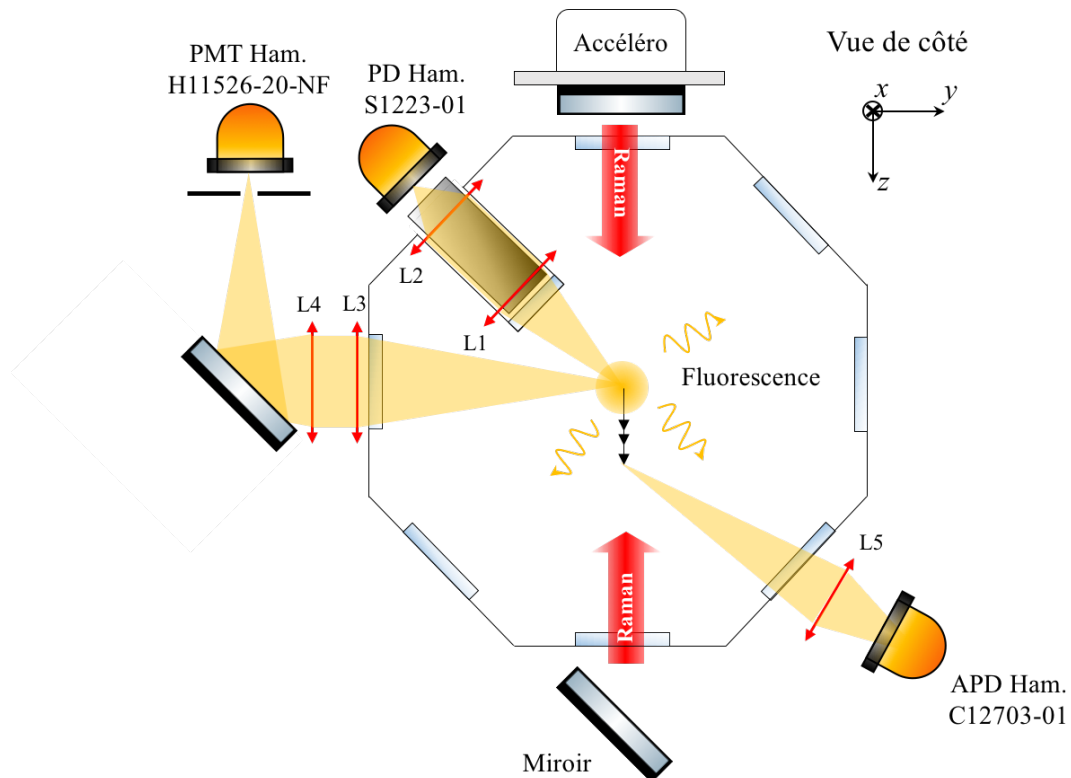


Figure 2.5 – Vue schématique des systèmes de détection par fluorescence - PD : Photodiode ; APD : Photodiode à avalanche ; PMT : Photomultiplicateur.

2.1.6 Systèmes d'imagerie spatiale

Bien que très utilisée en pratique, notre méthode de détection des atomes souffre de plusieurs inconvénients qui concernent notamment la normalisation du rapport de population ou encore l'absence de toute information spatiale. Pour accéder directement à d'autres caractéristiques du nuage, telles que sa taille, sa forme ou son expansion thermique, il est nécessaire d'utiliser un système d'imagerie en complément du système de détection

La possibilité d'imager les nuages atomiques s'avère particulièrement utile lorsque nous travaillons avec des échantillons ultra-froids. Comme nous le verrons au chapitre suivant, l'imagerie spatiale est alors un outil de caractérisation puissant, permettant de mesurer les températures et les fréquences de pièges ou d'identifier le passage du seuil de condensation de Bose-Einstein par exemple.

On note aussi que dans ce régime de très basses températures, la vitesse de recul associée au transfert à deux photons excède la dispersion en vitesse du nuage. Les ordres de diffraction associés aux différents ports de sortie de l'interféromètre s'écartent donc spatialement les uns des autres plus vite qu'ils ne s'étendent. Après un temps de vol suffisant, de l'ordre de quelques millisecondes typiquement, il devient alors possible de les identifier à partir de leur position plutôt qu'à partir de leur état interne. Les franges d'interférences peuvent ainsi être obtenues par la mesure simultanée de chacun des ordres de diffraction plutôt que par une détection successive des populations N_2 et N_{tot} .

Les expériences d'atomes froids recourent quasi-systématiquement à des méthodes d'imagerie reposant sur la diffusion d'un faisceau sonde par l'échantillon atomique. On distingue parmi elles deux grandes catégories exploitant différents processus d'interaction lumière-matière : l'absorption de photons et leur ré-émission par fluorescence.

L'imagerie par fluorescence consiste à exciter l'échantillon avec un faisceau laser résonnant puis à collecter sur une caméra les photons spontanément ré-émis.

L'imagerie par absorption est quant à elle réalisée en imageant l'ombre du nuage atomique créée par absorption d'un faisceau résonnant collimaté.

Les méthodes d'imagerie par fluorescence sont généralement privilégiées lorsqu'il s'agit de détecter de faibles densités atomiques puisqu'elles offrent alors un meilleur rapport signal à bruit (SNR) que les méthodes par absorption [Rocco *et al.*, 2014]. Dans ces conditions, les imperfections de la caméra, des optiques et du faisceau laser sont en effet prépondérantes et contribuent à fortement dégrader le signal d'absorption.

Inversement, l'imagerie par absorption est plus indiquée pour de fortes densités optiques car le nombre de photons collectés par pixel est supérieur à celui obtenu par fluorescence, tandis que le SNR se retrouve alors simplement limité par le bruit de grenaille (photon shot noise) [Pappa *et al.*, 2011].

2.1.6.1 Imagerie par absorption

Principe

Lorsqu'un nuage atomique de densité $n(x, y, z)$ est éclairé par un faisceau sonde collimaté et résonnant, on observe en sortie un phénomène d'atténuation de l'intensité lumineuse correctement décrit par la loi de Beer-Lambert. En considérant un faisceau incident d'intensité I_0 se propageant selon l'axe z , le profil d'intensité transmise dans le plan transverse (x, y) s'écrit alors :

$$I_T(x, y) = I_0(x, y) e^{-\sigma \tilde{n}(x, y)} \quad (2.1)$$

avec σ la section efficace d'absorption et \tilde{n} la densité colonne (obtenue par intégration de la densité n selon la direction de propagation) donnée ici par :

$$\tilde{n}(x, y) = \int n(x, y, z) dz \quad (2.2)$$

L'intensité incidente I_0 du faisceau n'étant pas uniforme, nous mesurons séquentiellement I_T puis I_0 en prenant deux images successives très rapprochées : la première avec le nuage atomique et la seconde sans, mais toujours en présence du faisceau sonde. La quantité à laquelle nous avons alors accès est la densité optique OD (pour Optical Density) définie comme :

$$OD(x, y) = \sigma \tilde{n}(x, y) = \ln \left(\frac{I_0(x, y)}{I_T(x, y)} \right) \quad (2.3)$$

En pratique, il convient aussi de prendre en compte le bruit de fond lumineux en enregistrant une troisième image en l'absence du faisceau sonde, et en la soustrayant à chacune des deux premières images lors du calcul de la densité optique.

Afin de remonter à la valeur de la densité colonne $\tilde{n}(x, y)$ à partir de celle de la densité optique $OD(x, y)$, il est nécessaire de connaître la valeur du facteur de proportionnalité σ .

Cette section efficace d'absorption dépend des divers paramètres du faisceau et de la transition atomique mise en jeu, et s'exprime de la manière suivante :

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2 + I_0/I_{sat}} \quad (2.4)$$

avec Γ la largeur naturelle de la transition atomique considérée, I_{sat} l'intensité de saturation associée, et δ le désaccord du faisceau sonde par rapport à la résonance. La section efficace d'absorption à résonance σ_0 vaut quant à elle :

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}} \quad (2.5)$$

où ω est la pulsation associée à la transition atomique.

Dans notre cas, les sections efficaces d'absorption à résonance du ^{87}Rb et du ^{39}K valent respectivement 2.9×10^{-13} et $2.8 \times 10^{-13} \text{ m}^2$.

L'expression 2.4 traduit bien le fait qu'une augmentation du désaccord δ par rapport à la résonance atomique entraîne une diminution de la probabilité d'absorption. La diminution de la section efficace d'absorption avec l'augmentation de l'intensité incidente I_0 s'explique, quant à elle, par le fait que cette dernière induit un peuplement du niveau excité qui lui-même a tendance à favoriser le phénomène d'émission stimulée au détriment de l'émission spontanée.

Nous travaillons généralement avec des intensités incidentes modérées par rapport aux intensités de saturation afin de conserver une relation approximativement linéaire entre la densité optique mesurée et la densité atomique effective.

Le choix du temps d'exposition est également contraint par les mouvements des atomes sous l'effet du champ de gravité ou de leur expansion thermique. Pour éviter d'obtenir des images floues, nous nous limitons à des temps d'exposition de l'ordre de 50 μs .

Nous cherchons aussi à minimiser l'intervalle de temps entre la prise des trois images et sommes en cela limités par la rapidité de notre caméra, qui nous impose un délai d'au moins 40 ms entre deux images successives.

Une fois les images obtenues et la densité colonne déterminée, la valeur du nombre total d'atomes composant le nuage peut être calculé par simple intégration de \tilde{n} dans le plan (x, y) . Dans le cas d'un échantillon thermique présentant un profil gaussien, ce nombre total d'atomes N_{at} peut aussi être approximativement estimé par :

$$N_{at} = 2\pi \tilde{n}_{pic} \sigma_x \sigma_y \quad (2.6)$$

où \tilde{n}_{pic} représente la densité colonne pic (densité colonne maximale au centre du nuage) et où σ_x et σ_y représentent les écarts-types de la gaussienne selon les directions x et y respectivement.

Mise en place sur l'expérience

Notre dispositif d'imagerie par absorption est historiquement le premier à avoir été mis en place sur l'expérience. Sa configuration optique est schématisé sur la figure 2.6. Le faisceau sonde, se situant dans le plan équatorial de l'enceinte, interagit d'abord avec les atomes avant d'être relayé jusqu'à une caméra CCD (Ximea MD120MU-SY) par un télescope en configuration $2f - 2f$. Ce télescope est constitué de deux lentilles L1 et L2 de diamètre 1" et de focales respectives 150 mm et 125 mm. Les atomes sont situés dans le plan focal objet de L1 alors que la caméra CCD est placée dans le plan focal image de L2. Cette configuration impose aussi que les deux lentilles soient spatialement séparées par la somme de leur focale. Le choix de la lentille L1 a été contraint par la distance atome-hublot alors que celui de L2 résulte d'un compromis entre grandissement et encombrement du système. Le grandissement relativement faible dont nous disposons (0,83) est cependant compensé par la haute résolution du capteur, qui possède des pixels de seulement 3.1 μm de côté. Trois miroirs de renvois permettent aussi de compacter le montage optique. Le nombre d'ouverture N du système vaut donc finalement 5,9 tandis que son pouvoir de résolution, donnée par le critère de Rayleigh, s'écrit :

$$\rho = 1,22\lambda N = 5,6 \mu\text{m} \quad (2.7)$$

Cette résolution est supérieure à la taille d'un pixel dans le plan objet, qui vaut ici 3.7 μm .

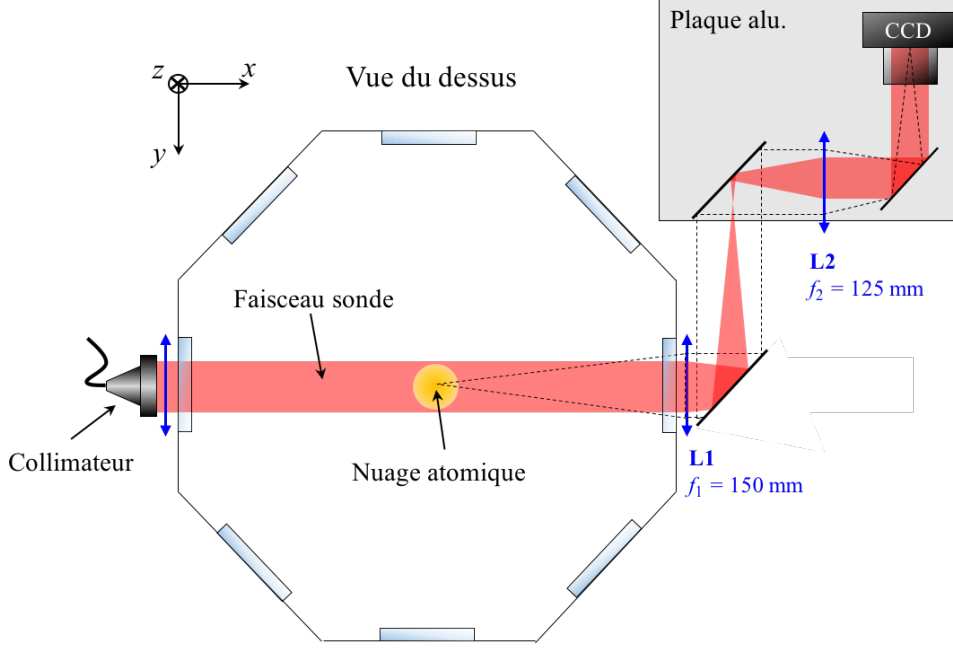


Figure 2.6 – Vue schématique du montage d'imagerie par absorption.

2.1.6.2 Imagerie par fluorescence

Dans le but d'effectuer un test du principe d'équivalence à long temps d'interrogation, il est primordial de pouvoir imager des nuages fortement dilués et caractérisés par de très faibles densités atomiques. Les techniques d'imagerie par fluorescence étant les plus adaptées à ce type de conditions, nous avons dernièrement installé un second système d'imagerie venant en complément de celui par absorption.

L'accès optique sur les atomes se fait par l'un des grands hublots de 2" situés dans le plan équatorial de l'enceinte, de manière à maximiser l'angle solide de collection. Une nouvelle association de deux lentilles convergentes de diamètre 2" et de focales 150 mm et 175 mm permet d'imager le nuage sur une caméra EMCCD (modèle Andor Ixon Ultra 897). Le système optique est donc caractérisé par un angle solide de collection $\Omega_{\text{col}} = 0.087$ stéradians, un grandissement de 1.16 et par un pouvoir de résolution de $2.8 \mu\text{m}$. La caméra Andor dispose quant à elle d'un capteur qui peut être refroidi par effet Peltier jusqu'à -80°C ¹. A cette température, le bruit thermique (dark noise) est limité à seulement 3×10^{-4} électrons par pixel et par seconde. Cette caméra dispose en outre d'un très faible bruit de lecture (inférieur à 1 électron par pixel) et d'une excellente efficacité quantique ($\eta_q > 75\%$ à 780 nm). Le capteur est constitué d'une matrice de 512 par 512 pixels mesurant chacun $16 \mu\text{m}$ de côté. La taille d'un pixel, ramenée dans le plan objet, correspond donc à une valeur de $14 \mu\text{m}$ et la résolution n'est pas limitée par la diffraction ici.

La fluorescence atomique est induite par une impulsion laser analogue à celle que nous effectuons lorsque nous souhaitons détecter le nombre total de particules N_{tot} . Nous utilisons une fois encore le faisceau Raman vertical, contenant deux fréquences laser accordées sur les transitions $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ respectivement. Le temps d'exposition est du même ordre de grandeur que celui utilisé pour l'imagerie par absorption.

Le nombre total d'atomes N_{at} dans notre échantillon peut également être estimé à l'aide de ce second dispositif d'imagerie. En supposant que la taille du nuage dans le plan image est inférieure à celle du capteur, on peut en effet écrire :

$$N_{\text{at}} = \frac{4\pi}{\Omega_{\text{col}}} \frac{N_{\text{count}}}{\gamma_{\text{diff}} t_{\text{exp}} \eta_q G_{\text{EM}}} \quad (2.8)$$

avec N_{count} le nombre total de comptes électroniques sur l'ensemble du capteur, t_{exp} la durée d'exposition, et G_{EM} le gain "EM" de multiplication des photo-électrons. Le taux de diffusion des photons (taux

1. Dans le cas où le fluide caloporteur est simplement l'air ambiant. Si on utilise plutôt un système de refroidissement liquide, la température peut encore être abaissée d'avantage (-100°C).

d'émission spontanée) est lui donné par :

$$\gamma_{\text{diff}} = \rho_E \Gamma \quad (2.9)$$

avec ρ_E la probabilité d'occupation de l'état excité sous l'effet de l'excitation laser et Γ la largeur naturelle de raie.

2.1.6.3 Performances relatives des deux systèmes d'imagerie

Afin de comparer les performances de nos deux systèmes d'imagerie, nous nous sommes attachés à produire des échantillons atomiques de densités variables à l'aide de notre source atomique ultra-froide de rubidium. Pour cela, nous avons ajouté une étape de maintien dans le piège dipolaire à l'issue de notre procédure d'évaporation. Sous l'effet des collisions avec la pression de vapeur résiduelle, le nombre d'atome piégés subit alors une décroissance exponentielle (cf. Chapitre 3) et il est ainsi possible de contrôler finement la densité du nuage en jouant sur cette durée de maintien.

La mesure consiste ensuite à acquérir des images avec chacun des deux dispositifs dans les différents régimes de densité atomique. Le signal d'imagerie est finalement ajusté par une fonction gaussienne à deux dimensions et on quantifie son rapport signal à bruit en calculant le rapport entre l'amplitude de la gaussienne et l'écart-type des résidus de l'ajustement. Les résultats de cette étude, présentés figure 2.7.(e), nous ont permis de confirmer la supériorité de notre méthode d'imagerie par fluorescence dans un régime de faible densité atomique.

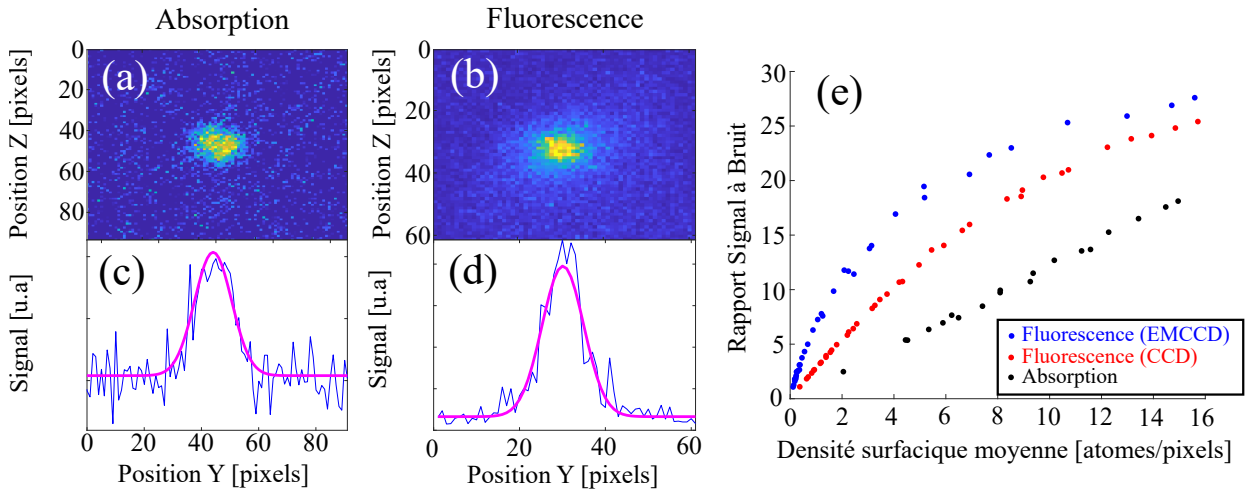


Figure 2.7 – Performances des différents systèmes d'imagerie dans un régime de faible densité - Images de la source ultra-froide de ^{87}Rb prises (a) par absorption et (b) par fluorescence avec opération de la caméra en mode EMCCD. Ces deux images ont été obtenues dans un régime de densité correspondant à une moyenne d'environ 5 atomes par pixel. (c) et (d) Vues en coupes des signaux d'imagerie. (e) Évolution du rapport signal à bruit (SNR) d'une image en fonction de la densité atomique moyenne estimée, pour chacune des méthodes d'imagerie : absorption (noir), fluorescence avec opération de la caméra en mode CCD (rouge) et fluorescence avec opération de la caméra en mode EMCCD (bleu).

2.1.7 Antenne Radiofréquence/Micro-onde

Comme nous le verrons dans le chapitre 3, l'une des étapes clés de notre préparation d'état du rubidium consiste à effectuer un transfert cohérent de population de l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 1, m_F = 0\rangle$ par l'intermédiaire d'une impulsion micro-onde. La fréquence de cette micro-onde correspond à la valeur de la transition hyperfine du rubidium (6.834 GHz) tandis que la durée de l'impulsion π , associée à un transfert optimal de population, se situe typiquement aux alentours de 300 μs . Cette impulsion est réalisée à l'aide d'une antenne dipolaire de type $\lambda/2$ (mesurant donc 2.2 cm de long dans notre cas), placée à l'extérieur de l'enceinte, juste devant l'un des hublots. Cette antenne se doit d'être solidement fixée car la puissance effective reçue par les atomes est extrêmement sensible à la position et à l'orientation de celle-ci.

2.1.8 Piège Magnéto-Optique 2D

Historiquement, le piège magnéto-optique tri-dimensionnel (MOT-3D) de l'expérience était chargé directement à partir de la vapeur atomique délivrée dans la chambre principale par les dispensers prévus à cet effet. Dernièrement, nous avons cependant procédé à l'installation d'un nouveau dispositif permettant de charger le MOT-3D de la chambre de science à partir d'un flux atomique directionnel provenant d'un piège magnéto-optique bi-dimensionnel (MOT-2D) produit dans une chambre annexe.

2.1.8.1 Descriptif technique

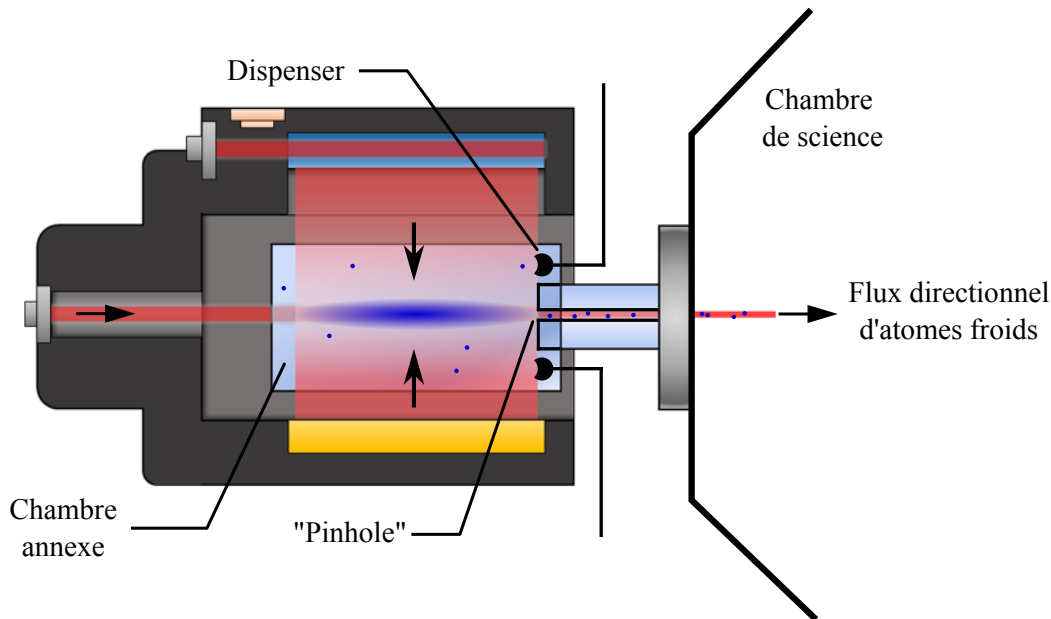


Figure 2.8 – Vue schématique du MOT 2D ColdQuanta.

Le principe de fonctionnement de ce MOT-2D est schématisé figure 2.8. Les vapeurs atomiques de rubidium et potassium sont produites et maintenues dans la chambre annexe à l'aide des deux dispensers qui y sont intégrés. Les atomes sont piégés et refroidis selon les deux directions transverses à l'axe de la cellule via deux paires de faisceaux contrapropageants polarisés circulairement. Un autre faisceau, orienté selon l'axe longitudinal de la cellule, "pousse" simultanément les atomes vers la chambre principale et produit ainsi le flux directionnel d'atomes froids. Une fois dans la chambre principale, les atomes poursuivent leur chemin jusqu'au centre du MOT-3D où ils sont à nouveau piégés et refroidis. Lorsqu'ils passent d'une chambre à l'autre, les atomes empruntent un conduit extrêmement étroit et allongé, appelé "pinhole" ("trou d'épingle" en anglais). La très faible conductance de celui-ci assure le maintien d'un vide différentiel important entre la cellule du MOT-2D et la chambre de science. Pendant l'opération, la pression résiduelle dans la chambre principale est ainsi maintenue à un niveau très faible ($< 10^{-9}$ mbar), ce qui constitue l'un des intérêts majeurs de ce type de dispositif. Un autre avantage est l'augmentation de la vitesse de chargement du MOT-3D dans la chambre de science.

Le MOT-2D installé sur notre expérience a été conçu et réalisé par le fabricant américain ColdQuanta. Le dispositif complet se compose d'une cellule atomique (CASC II), d'un aimant permanent quadrupolaire (MAG-2000) et d'un système optomécanique compact (PICAS).

La cellule en verre, représentée figure 2.9.(a), est compatible avec l'ultra-vide et intègre un dispenser pour chacune des deux espèces atomique. Le pinhole se présente sous la forme d'un cylindre de 750 μm de diamètre caractérisé par une conductance de 0.05 L/s. La surface métallique entourant l'orifice de ce pinhole agit comme un miroir et permet la rétro-réflexion du faisceau pousseur sur sa périphérie. Cela permet ainsi un refroidissement partiel des atomes selon une troisième direction de l'espace, conférant au dispositif l'appellation rigoureuse de "MOT 2D+". Le champ magnétique nécessaire au piégeage bi-dimensionnel des atomes est généré par l'aimant permanent représenté figure 2.9.(a). Celui-ci est constitué de quatre barreaux magnétiques parallèles qui induisent, dans leur plan transverse, le champ quadrupolaire schématisé figure 2.9.(b). Plusieurs vis de réglages permettent d'aligner très précisément la position du zéro

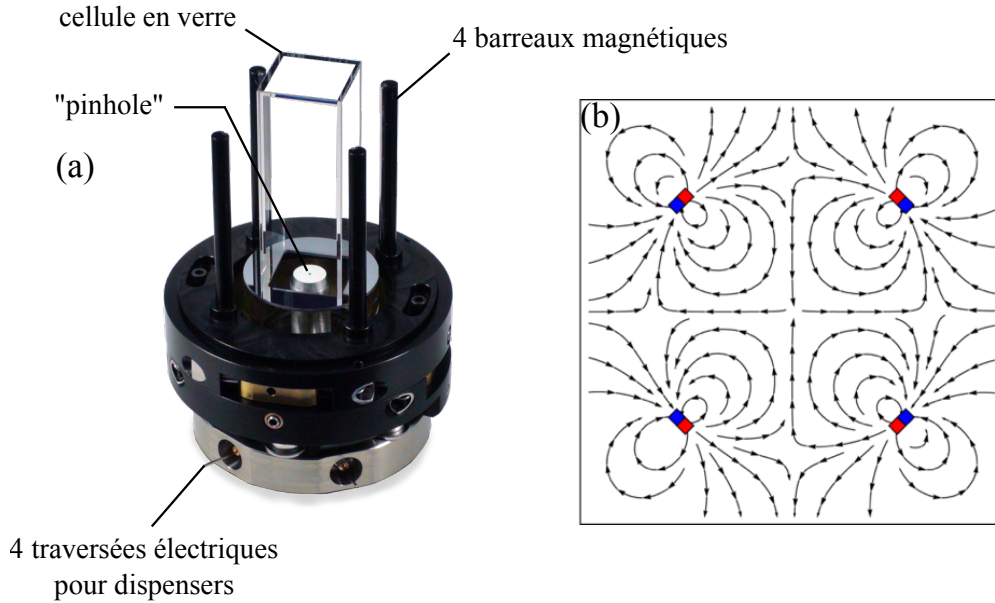


Figure 2.9 – Cellule atomique et aimant permanent quadrupolaire du MOT-2D - (a) Photographie du dispositif (b) Lignes de champ magnétique générées dans leur plan transverse par les 4 barreaux de l'aimant.

de champ magnétique avec l'axe du pinhole.

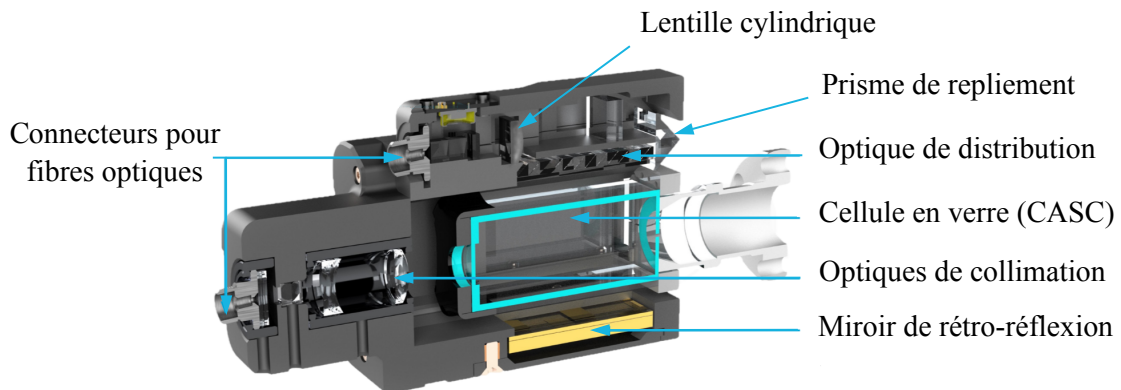


Figure 2.10 – Vue en coupe du système optomécanique compact du MOT-2D.

Un système optomécanique compact (cf. figure 2.10) vient enfin recouvrir l'ensemble cellule + aimant. Trois connecteurs d'entrée fibrés permettent d'acheminer les puissances optiques depuis nos lasers. Sur la voie pousseur, la mise en forme du faisceau est assurée par un simple collimateur. Sur chacune des deux voies "MOT", un système breveté extrêmement compact, basé sur l'association de lentilles cylindriques, de prismes et d'optiques de distribution, permet la production d'un faisceau d'intensité quasi-uniforme sur tout le volume de la cellule.

2.1.8.2 Performances

Dans le cas du Rubidium, le fabricant spécifie un flux atomique supérieur à 10^9 atomes/s. En pratique, ce flux dépend de diverses conditions expérimentales tels que la puissance et le désaccord des faisceaux MOT et Pousseur, ou encore le niveau de vide dans la cellule. Nous travaillons généralement autour des paramètres recommandés par le fabricant, à savoir un désaccord de 18 MHz ($\approx 3\Gamma$) dans le rouge de la résonance atomiques pour la fréquence Refroidisseur. Les puissances optiques associées aux fréquences Refroidisseur et Repompeur sont quant à elles fixées à 50 mW et 5 mW sur chacune des voies MOT, et à 5 mW et 500 μ W sur la voie Pousseur, pour un courant de dispenser de 3.4 A. Dans ces

conditions, nous estimons le flux atomique effectif à environ 10^8 atomes/s. Cette estimation est cependant à nuancer, car elle repose uniquement sur la mesure de l'évolution temporelle du signal de fluorescence du MOT-3D de la chambre principale. Seule la portion du flux atomique effectivement chargée dans le MOT-3D est ainsi évaluée.

Ce flux permet de charger un MOT-3D d'une centaine de millions d'atomes en moins d'une seconde typiquement, tout en maintenant un très bon niveau de vide dans la chambre de science (de l'ordre de 10^{-9} mbar). Cette faible pression résiduelle présente un double intérêt pour notre application puisqu'elle permet d'améliorer à la fois la qualité de notre source ultra-froide (en réduisant la probabilité de collision avec des atomes thermiques) et celle de notre détection (en limitant le niveau du bruit de fond atomique). La rapidité de chargement induit quant à elle une amélioration du taux de répétition de la séquence expérimentale, ce qui constitue un réel avantage pour l'opération dans l'avion 0g où les durées de micropesanteur sont très limitées.

En ce qui concerne le potassium, le fonctionnement du dispositif n'a pas pu être testé à ce jour car la source laser dédiée est en cours de réalisation. Pour l'heure, le chargement du MOT-3D de potassium est donc toujours obtenu à partir d'une vapeur atomique délivrée directement dans la chambre principale.

2.1.9 Accéléromètre mécanique

Comme nous le verrons au chapitre 5, notre méthode de reconstruction des franges interférométrique repose sur la corrélation entre les mesures atomiques d'une part, et l'enregistrement des vibrations du miroir de référence d'autre part. Ces vibrations sont mesurées à l'aide d'un accéléromètre mécanique placé au dos du miroir de rétro-réflexion. Le modèle que nous utilisons (Colybris SF3000L) est un accéléromètre 3 axes de type MEMS (Micro Electro Mechanical System). Celui-ci dispose d'une grande dynamique ($\pm 3g$), ce qui s'avère indispensable pour notre application compte-tenu des variations du régime de gravité dans l'avion 0G ou sur le simulateur de micropesanteur. Cet accéléromètre est également caractérisé par une large bande passante, qui s'étend jusqu'à 1 kHz, et un faible niveau de bruit propre, spécifié à $500 \text{ ng}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Les erreurs de linéarité sont quant à elles limitées à $\pm 0.1\%$ sur toute la gamme de fréquence. Enfin, le taux d'extinction des couplages d'axes est supérieur à 40 dB.

2.2 Systèmes Laser Télécom doublé

Les systèmes laser dédiés à la manipulation des deux espèces atomiques constituent un élément central de l'expérience ICE. Nous présentons dans cette section les trois systèmes laser principaux que nous utilisons, dédiés respectivement à la raie D2 du ^{87}Rb et aux raies D1 et D2 du ^{39}K . Nous verrons que leurs architectures respectives, entièrement fibrées, reposent sur un doublage de fréquence à partir des longueurs d'ondes télécom. Cela confère à ces systèmes une robustesse et une fiabilité compatible avec l'opération dans l'environnement exigeant de l'avion 0g.

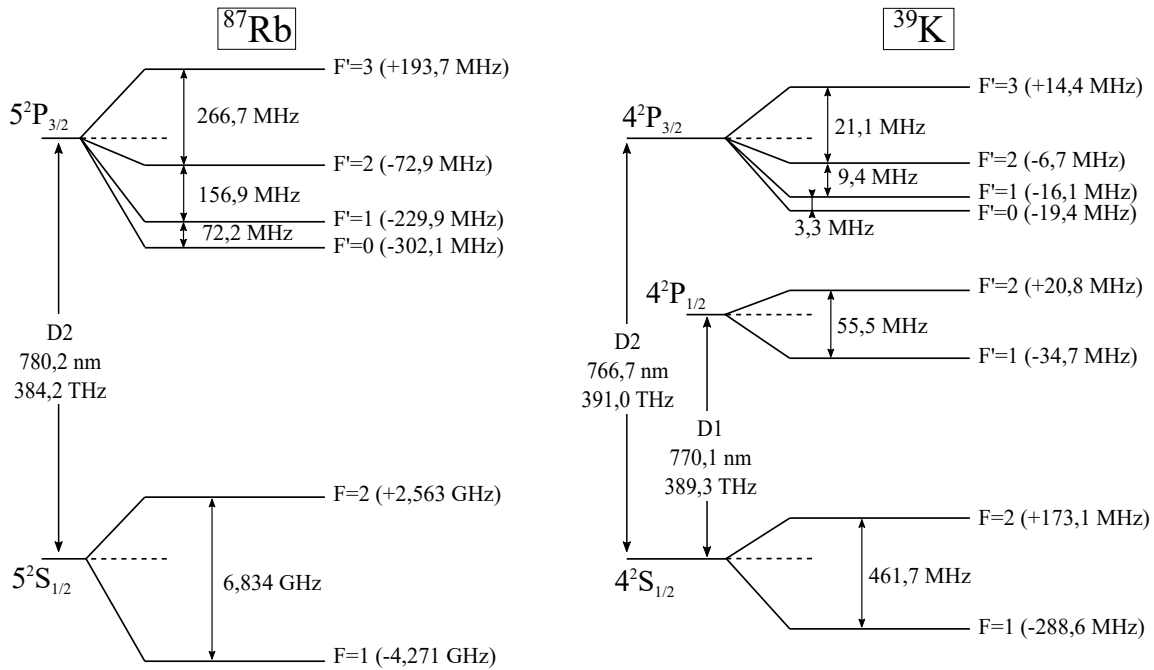


Figure 2.11 – Structures atomiques du ^{87}Rb et du ^{39}K .

2.2.1 Architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{87}Rb

Notre architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{87}Rb repose sur l'association de trois étages aux fonctions bien distinctes. Une première partie, dite "basse puissance" assure le verrouillage en fréquence et en phase des différents faisceaux laser utilisés au cours de la séquence interférométrique. Les longueurs d'ondes mises en jeu dans cet étage se situent dans la bande C du domaine télécom tandis que les puissances optiques y sont limitées à quelques dizaines de milliwatts au maximum, ce qui vaut à cet étage son appellation.

Toujours dans un souci de simplification et de compaction du dispositif expérimental, un seul et même système laser est employé pour effectuer l'ensemble des étapes de notre séquence. Au cours de celle-ci, il est nécessaire d'adresser successivement différentes transitions atomiques, et donc de délivrer des fréquences optiques dynamiquement accordables. En plus de devoir répondre aux habituels besoins en terme de précision et de stabilité fréquentielle, ce premier étage doit donc aussi satisfaire d'importantes contraintes en terme d'agilité. Typiquement, les fréquences de sortie doivent pouvoir être désaccordées de plusieurs centaines de mégahertz en quelques millisecondes.

Un second étage d'"amplification et doublage" permet, comme son nom l'indique, d'amplifier et de contrôler dynamiquement les puissances optique tout en réalisant un doublage en fréquence afin de transférer les longueurs d'ondes télécom vers le domaine visible/proche infrarouge dans lequel se trouvent les transitions atomiques.

Enfin, un troisième et dernier étage "de combinaison et séparation" sert à aiguiller dynamiquement les puissances laser vers les différents accès optiques dont nous disposons, dédiés respectivement aux faisceaux "MOT", "Raman" et "Pousseur".

2.2.1.1 Partie basse puissance à 1560 nm

L'ensemble du système laser Rubidium est représenté schématiquement sur la figure 2.12.

Le premier étage repose sur une architecture Maître-Esclaves comprenant trois sources laser. La diode Maître, asservie sur une transition atomique, délivre une fréquence fixe de référence. Les fréquences de sorties des deux diodes Esclaves sont quant à elles asservies par battement sur la fréquence du Maître.

Les modèles de diodes que nous utilisons sont tous issus de la série Planex du fabricant RIO (Redfern Integrated Optics). Il s'agit de lasers à cavité externes (ECL pour External Cavity Lasers) constitués d'un milieu actif et d'un circuit optique planaire (PLC, pour Planar Lightwave Circuit) intégrant un réseau de Bragg.

Cette structure offre de nombreux avantages par rapport à la technologie concurrente des diodes laser à rétroaction distribuée (DFB, pour Distributed FeedBack laser) dans laquelle le réflecteur de Bragg se trouve au sein même du milieu actif. Ce type de diode se distingue notamment par une largeur de raie extrêmement réduite (3 kHz) ainsi que par un très faible bruit de phase.

Ces sources émettent un seul mode longitudinal, à une longueur d'onde centrée autour de 1560 nm dans notre cas². La fréquence ainsi que la puissance de sortie (typiquement comprise entre 10 et 20 mW) du laser peuvent être finement ajustées via la température ou le courant injecté. La température est elle-même contrôlée à l'aide d'un module Peltier intégré au composant. Ces diodes sont isolées autant que possible des fluctuations thermiques de leur environnement en étant placées dans des boîtiers également asservis en température. On notera qu'un isolateur optique est placé en sortie de chaque diode afin de les protéger d'un éventuel retour de puissance accidentel.

La fréquence de sortie du laser Maître, faisant office de référence, est d'abord doublée puis asservie par l'intermédiaire d'un montage d'absorption saturée en espace libre. Celui-ci comprend notamment une cellule en verre contenant une vapeur atomique de rubidium. Le signal d'absorption saturé est récupéré sur une photodiode puis envoyé vers une électronique de détection synchrone assurant le verrouillage de fréquence sur la transition atomique d'intérêt. La transition utilisée est celle entre le niveau $|F = 3\rangle$ de l'état fondamental et le crossover $|F' = 3 \times 4\rangle$ de l'état excité du ^{85}Rb , qui correspond à la transition dominante du spectre d'absorption.

Les diodes Esclaves, quant à elles, sont toutes deux asservies en phase sur le Maître. Les battements Maître-Esclave 1 et Maître-Esclave 2 nécessaires à ces asservissements sont obtenus en prélevant une faible partie de la puissance de chaque diode puis en les recombinaisonnant et en les envoyant sur des photodiodes rapides à l'aide de composants fibrés (splitters et coupleurs). Les fréquences de battement f_{b1} et f_{b2} sont envoyées vers des boucles de verrouillage de phase (PLL, pour Phase Locked Loop) qui assurent la rétroaction rapide sur le courant des diodes Esclave 1 et Esclave 2. Ces électroniques de verrouillage de phase prennent aussi en entrée des signaux radiofréquences notés respectivement $f_{\text{ref}1}$ et $f_{\text{ref}2}$ qui constituent les "consignes" des asservissements en phase. Les points de fonctionnement des diodes ainsi que les plages de capture de chacun des PLL ont été réglés de manière à ce que les fréquences de sortie se situent dans une zone d'intérêt pour notre application. Lorsque l'asservissement est activé sur la voie "Esclave 1", il s'établit par exemple un facteur 16 entre les fréquences f_{b1} et $f_{\text{ref}1}$ ($f_{b1} = 16 \times f_{\text{ref}1}$). La radiofréquence de consigne $f_{\text{ref}1}$ peut-être comprise n'importe où dans la gamme [22 - 65 MHz] ce qui offre une agilité³ de 688 MHz pour la fréquence de battement Maître-Esclave 1 qui doit ainsi se situer dans l'intervalle [352 - 1040 MHz]). Sur la voie Esclave 2, nous avons plutôt : $f_{b2} = 32 \times f_{\text{ref}2}$ avec [70 - 86 MHz] et [2.24 - 2.75 GHz] les gammes respectives de $f_{\text{ref}2}$ et f_{b2} . Les radiofréquences de consignes sont produites par des générateurs de formes d'ondes que nous contrôlons en externe. Sur la voie Esclave 1, nous utilisons par exemple le modèle Keysight 33600A qui délivre une fréquence de sortie pouvant être modulée à l'aide d'une tension analogique de contrôle.

On notera enfin que l'Esclave 1 a la possibilité d'être modulé en phase par l'intermédiaire d'un modulateur électro-optique (EOM, pour Electro-Optic Modulator) Photline de bande passante 12 GHz. C'est ce modulateur de phase qui permet actuellement de générer les bandes latérales utilisées au cours de notre séquence, comme la fréquence Repompeur à 6.58 GHz, ou la deuxième fréquence Raman à 6.834 GHz. La radiofréquence envoyée sur ce modulateur est quant à elle délivrée directement par la chaîne RF que nous allons présenter en détail en section 2.3. On rappelle que dans le cas de la modulation de phase, la bande latérale est intrinsèquement asservie en phase sur la porteuse. L'inconvénient notable de cette technique est la création de bandes latérales multiples de la fréquence RF⁴ qui font apparaître des interféromètres parasites [Carraz *et al.*, 2012] introduisant un déphasage interférométrique indésirable.

2. Les diodes RIO sont caractérisées par une très faible accordabilité, de l'ordre de ± 15 pm. La longueur d'onde centrale d'opération peut néanmoins être définie, par design, à n'importe quelle valeur dans l'intervalle [1530-1565 nm]. Cette longueur d'onde est spécifiée lors de la commande auprès du fabricant.

3. Il s'agit de l'agilité de la diode Esclave avant doublage. L'agilité effective après doublage est donc deux fois plus élevée.

4. Dans le cas d'une modulation sinusoïdale, ces bandes latérales sont des raies de Bessel.

L'étage basse puissance que nous venons de décrire a été entièrement réalisé par la société française MuQuans (maintenant iXBlue). Nous disposons donc d'un système laser de qualité industrielle, offrant des performances exceptionnelles en terme de fiabilité, stabilité, agilité et facilité d'emploi. Sur une durée caractéristique de 24 heures, l'écart-type sur la fluctuation de fréquence optique est de l'ordre de 20 kHz. Les largeurs de raie de chaque Esclave ont quant à elles été mesurées à moins de 20 kHz lorsque les boucles à verrouillage de phase sont activées, tandis que les temps d'établissement des asservissements sont de l'ordre de 50 μ s quel que soit l'amplitude des sauts de consignes. Le verrouillage de la fréquence Maître présente aussi l'avantage d'être réalisé de façon totalement automatique : le logiciel installé par MuQuans effectue en effet un premier balayage de la fréquence du laser Maître, localise le pic pertinent dans le profil d'absorption saturée, puis s'asservit dessus lors d'un deuxième balayage.

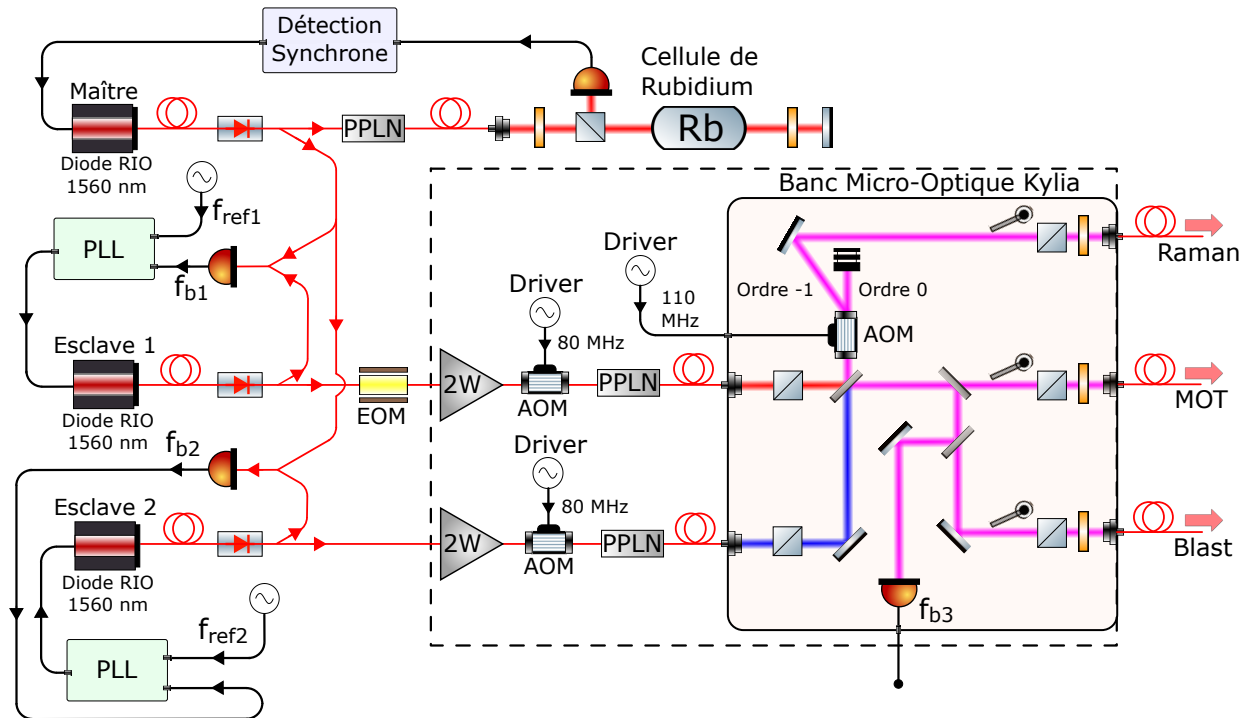


Figure 2.12 – Architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{87}Rb - PPLN : Cristal de Niobate de Lithium périodiquement polarisé ; EOM : Modulateur Electro-Optique ; AOM : Modulateur Acousto-Optique ; PLL : Boucle à verrouillage de phase.

2.2.1.2 Étage d'amplification et doublage

L'étage d'amplification et doublage du Laser Rubidium fut intégré et testé par mon prédécesseur, Martin Rabault. Cet étage est constitué de deux voies identiques, associées respectivement aux diodes Esclaves 1 et 2. On trouve en début de chaque voie un amplificateur à fibre dopé à l'Erbium (EDFA, pour Erbium Doped Fiber Amplifier) délivrant 2 W en sortie⁵, issue de la série CEFA-C-PB-HP de Keopsys.

La sortie de chaque EDFA est ensuite acheminée vers un modulateur acousto-optique fibré de chez Gooch & Housego (série Fiber-Q) jouant le rôle d'atténuateur variable de puissance. Chaque AOM est piloté par un contrôleur pouvant émettre jusqu'à 2.5 W de puissance RF à une fréquence de 80 MHz. La puissance optique en sortie d'AOM peut être contrôlée de manière dynamique par l'intermédiaire d'une tension analogique envoyée vers son contrôleur. Ce modèle d'AOM est caractérisé par une perte d'insertion de 3 dB. La puissance optique maximale en sortie s'élève donc à 1 W.

Chaque voie se termine par un cristal non linéaire doubleur de fréquence assurant la conversion de 1560 nm vers 780 nm. Il s'agit de cristaux de Niobate de Lithium périodiquement polarisés (PPLN, pour Periodically Poled Lithium Niobate) en guide d'onde, produits par NTT Electronics (modèle WH-0780-000-F-B-C). Leur efficacité de conversion dépend de la puissance optique incidente ainsi que de la qualité de l'accord de phase entre la périodicité du cristal et la longueur d'onde. Un asservissement en température

5. Par mesure de sécurité, des isolateurs optiques ont été insérés dans le premier étage afin de protéger les diodes d'un retour de puissance accidentel.

du composant est nécessaire pour maintenir le point de fonctionnement autour de l'accord de phase et ainsi maximiser l'efficacité de conversion. Chaque PPLN intègre pour cette raison un module Peltier et une thermistance dédiés à la régulation précise de la température du cristal.

Le composant est monté sur un socle en aluminium disposant également d'une thermistance et d'un module Peltier, lui-même intégré au sein d'un boîtier en Delrin (cf. figure 2.13). Cette structure isole thermiquement le PPLN de son environnement tout en offrant un second niveau de régulation en température.

Les asservissements des deux PPLN et de leurs boîtiers respectifs sont tous assurés par des contrôleurs en température de chez Wavelength Electronics (modèle PTC2.5K-CH).

Des tests en étuve réalisés par mes prédécesseurs ont démontré l'efficacité de ces boîtiers, qui limitent les fluctuations de puissance à moins de 1% même en cas de variations importantes de la température ambiante (entre 5 et 35°C) [Rabault, 2019]. Bien que le fabricant spécifie une puissance d'entrée maximale de 250 mW, ces PPLN supportent en pratique 1 W avec une bonne stabilité. Dans ces conditions, on peut obtenir jusqu'à 500 mW en sortie.

Les éléments que nous venons d'évoquer sont intégrés dans un rack 3U dont une vue éclatée est proposée figure 2.16. En raison de leur volume et de l'importante puissance thermique qu'ils dissipent, les contrôleurs d'AOM sont quant à eux déportés au sein d'un autre rack.

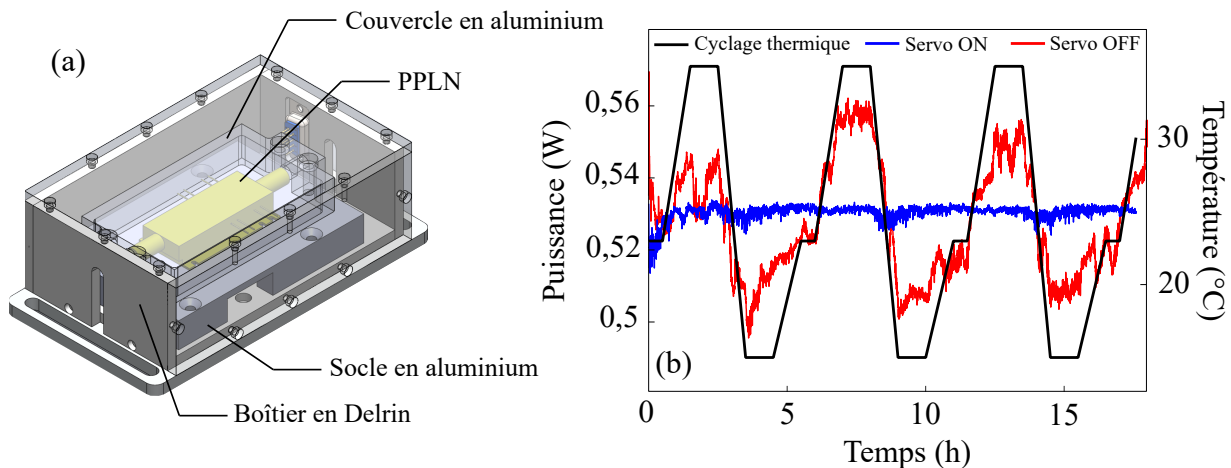


Figure 2.13 – Régulation en température des PPLN - (a) Vue interne du boîtier permettant l'asservissement en température des PPLN. Le composant est monté sur un socle en aluminium en dessous duquel son intégrés un module Peltier et une thermistance. Le couvercle en aluminium et le boîtier en Delrin permettent un meilleur découplage du système vis à vis des fluctuations thermiques de l'environnement. (b) Résultats des tests de stabilité en puissance effectués sous cyclage thermique (noir) avec (bleu) et sans (rouge) régulation en température du boîtier.

2.2.1.3 Banc micro-optique de combinaison/séparation

Le troisième et dernier étage de notre architecture sert à recombinaison les fréquences laser issues des deux Esclaves et à répartir les puissances optiques entre les trois voies physiques de sortie, respectivement dédiées aux faisceaux "MOT", "Raman" et "Pousseur".

Cette fonction de combinaison/séparation est réalisée en espace libre, au sein d'un banc micro-optique imaginé par Baptiste Battelier, puis conçu et réalisé par la société iXBlue (ex-Kyria). L'ensemble des éléments optiques qui composent cet étage sont collés sur un substrat en verre afin de limiter le risque de désalignement sous l'effet des vibrations. Le verre bénéficie aussi d'un faible coefficient de dilatation thermique ($4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), ce qui confère au banc une bonne robustesse vis à vis des fluctuations de température.

Le schéma de principe du banc est présenté sur la figure 2.12. Sur chacune des voies d'entrées (Esclave 1 et 2), la polarisation est d'abord filtrée par deux cubes polarisants. Une lame séparatrice 50-50 non polarisante est ensuite placée à 45° de chaque faisceau de manière à séparer la puissance de chaque voie en deux et recombinaison ainsi les deux fréquences. Chaque bras en sortie contient alors les deux fréquences dans le même état de polarisation⁶. Le premier bras de sortie, qui correspond à la voie Raman, passe

6. Dans la pratique, la lame 50-50 ne réalise pas une séparation parfaitement équilibrée entre les deux voies : le ratio

		Esclave 1 ($P_{in} = 350$ mW)	Esclave 2 ($P_{in} = 350$ mW)
Voie Raman	P_{out} (mW)	80	160
	IL (dB)	6,4	3,4
Voie MOT	P_{out} (mW)	160	80
	IL (dB)	3,4	6,4
Voie Blast	P_{out} (mW)	15	3
	IL (dB)	13,7	20,7

Table 2.2 – Performances du combineur micro-optique du laser Rubidium - Puissances mesurées en sortie de chaque voie (P_{out}) et pertes d’insertion (IL pour Insertion Loss) calculées à partir des puissances d’entrées délivrées par chacun des deux Esclaves (P_{in}).

ensuite par un AOM espace libre de chez AA Opto Electronic (modèle MT110-B50A1-IR), piloté par une radiofréquence de 110 MHz. L’ordre de diffraction -1 en sortie de cet AOM est récupéré tandis que l’ordre 0 est dirigé vers une poubelle à faisceau. Cet AOM répond au besoin d’allumage et d’extinction extrêmement rapide de la puissance optique lors d’une impulsion Raman. Sur l’autre voie, le faisceau est envoyé vers une lame séparatrice 90-10 permettant de transmettre 90 % de la puissance vers la voie MOT et de réfléchir les 10 % restants vers la voie Pousseur. Enfin, une dernière lame séparatrice 90-10 positionnée sur la voie Pousseur achemine une faible portion de la puissance optique vers une photodiode délivrant un signal de battement Esclave 1/Esclave 2. Le battement étant cette fois-ci réalisé après doublage (à 780 nm) nous utilisons un photoconducteur large bande de type MSM (Hamamatsu G4176-03) alimenté via un té de polarisation. On note également la présence d’obturateur mécanique devant chacun des collimateurs de sortie. Leur temps d’ouverture/fermeture est de 100 μ s et il existe un délai évalué à 2 ms entre l’envoi du signal numérique et leur basculement effectif. Sur les voies MOT et Pousseur, ce sont ces obturateurs qui jouent le rôle d’interrupteur pour allumer ou éteindre les faisceaux. Sur la voie Raman, l’obturateur mécanique vient en complément de l’AOM afin d’assurer une extinction totale de la lumière parasite en dehors des impulsions. Le taux d’extinction de l’AOM que nous utilisons est d’environ 50 dB, ce qui n’est en effet pas suffisant si l’on souhaite éviter toute perturbation des atomes au cours de la séquence. Un cube polarisant ainsi qu’une lame demi-onde ont été placés derrière chaque obturateur afin de pouvoir ajuster la polarisation de sortie si besoin.

La table 2.2 récapitule les performances du banc micro-optique en terme de puissance. Après ré-injection dans les fibres optiques de sortie, les faisceaux Raman et Pousseur sont directement acheminés vers leurs collimateurs respectifs tandis que la voie MOT est dirigée vers un nouveau banc micro-optique permettant la combinaison avec le potassium et la répartition de la puissance sur les 6 accès optiques du MOT-3D (cf. section 2.2.4). On précisera enfin que la compatibilité de notre système laser Rubidium avec les conditions de l’avion 0g a déjà été validée lors de précédentes campagnes de vol.

2.2.2 Laser tout fibré pour la raie D2 du ^{39}K

L’architecture laser pour la raie D2 du potassium est très similaire à celle du rubidium. Elle se compose des trois mêmes étages et les composants utilisés sont identiques à ceux présentés section 2.2.1, mis à part qu’ils opèrent à une longueur d’onde de 1534 nm (resp. 767 nm) au lieu de 1560 nm (resp. 780 nm). La différence majeure entre ces deux systèmes découle de la structure atomique étroite du potassium 39, qui présente une séparation de seulement 461 MHz entre les deux états hyperfins du niveau fondamental (cf. figure 2.11).

Dans ce nouveau cas de figure, il n’est donc pas envisageable de générer la seconde fréquence Raman par l’intermédiaire d’un modulateur de phase comme nous le faisons pour le rubidium. Cela créerait en effet un grand nombre de raies parasites extrêmement proches en fréquences qui perturberaient grandement notre interféromètre. Historiquement, la seconde fréquence était générée à l’aide d’un AOM double passage en espace libre [Antoni-Micollier, 2016]. Le montage optique en espace libre était cependant sources de nombreuses instabilités au sein de l’avion 0g, ce qui a motivé le choix de passer à l’architecture tout-fibré que je décris ci-dessous et dont j’ai réalisé l’intégration.

La partie basse puissance est une nouvelle fois basée sur trois diodes RIO Planex organisées selon une architecture de type Maître-Esclave. Ces trois diodes sont pilotées en température et en courant par des cartes électroniques à bas bruit qui avaient été développées dans le cadre du projet Miniatom [Lautier-Blisson, 2014]. La diode Maître est une nouvelle fois asservie sur une transition atomique par l’intermédiaire d’un montage de spectroscopie par absorption saturée. La cellule de potassium est placée dans un four⁷ et portée à une température d’environ 60°C afin de faciliter l’observation des raies d’ab-

transmission/réflexion se situe plutôt autour de 60/40.

7. Ce four est constitué d’éléments chauffants en Kapton, intégrés au sein d’un boîtier en Delrin.

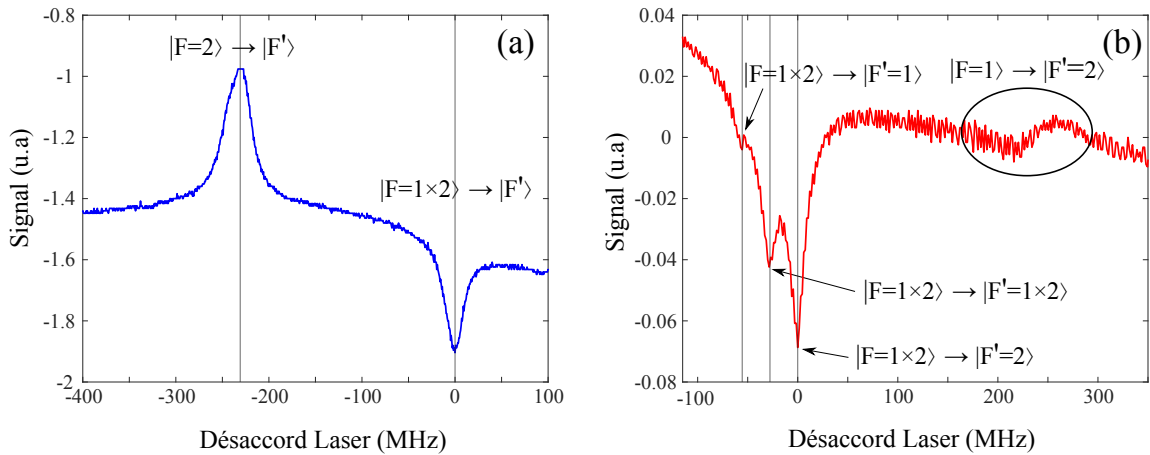


Figure 2.14 – Spectres d’absorption saturée sur les raies D2 (a) et D1 (b) du ^{39}K - Ces spectres sont obtenus pour des cellules atomiques portées à une température de 60°C .

sorption. La transition atomique sur laquelle nous nous accordons est celle entre le crossover du niveau fondamental et le niveau excité ($|F = 1 \times 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$). Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.14.(a) cette transition correspond à une raie d’amplitude suffisante sur laquelle il est possible de s’asservir. Elle lève aussi toute ambiguïté sur le signe du battement Maître-Esclave 1 en garantissant que la fréquence du Maître reste supérieure à la fréquence cible de l’Esclave pour n’importe quelle étape de la séquence interférométrique.

L’asservissement en fréquence de la première diode Esclave sur le Maître est effectué en prélevant un peu de puissance optique sur chacune des deux voies. Le signal délivré par la photodiode de battement (modèle FPD310-FC-NIR de chez Menlo Systems) est envoyé vers une boîte de verrouillage en fréquence réalisée par le service électronique du laboratoire. Celui-ci se compose notamment d’un diviseur de fréquence et d’un convertisseur fréquence-tension (CFT). La tension obtenue, directement liée à la fréquence de battement, est ensuite soustraite à une tension de consigne issue de l’ordinateur de contrôle pour créer un signal d’erreur. Celui-ci est enfin envoyé vers un régulateur de type Proportionnel-Intégral (PI) qui rétroagit sur la fréquence de la diode laser par l’intermédiaire de son contrôleur en courant. Les cartes électroniques Miniatom présentent en effet une entrée de modulation contrôlée en tension qui offre la possibilité d’ajuster finement le courant envoyé dans la diode RIO. Cette boucle de verrouillage en fréquence fonctionne correctement pour n’importe quelle fréquence de battement comprise dans la gamme d’entrée du CFT, qui s’étend approximativement de 300 MHz à 1 GHz. On note à ce sujet la présence d’un AOM de 200 MHz, placé sur le chemin du Maître avant l’envoi sur la photodiode de battement. Ce modulateur acousto-optique ne joue pas ici le rôle d’atténuateur variable de puissance puisqu’il est toujours laissé à l’état passant. Il sert par contre à décaler de 200 MHz la fréquence de battement, de manière à ce que celle-ci se trouve toujours dans la gamme de fonctionnement du CFT lors des étapes de la séquence qui demandent le plus faible désaccord de la fréquence Esclave par rapport à celle du Maître. Cette configuration permet d’atteindre tous les désaccords dont nous avons besoins lors de notre séquence expérimentale, et les sauts de fréquence que nous réalisons sont tous effectués en moins de 3 ms. L’étage basse-puissance comprend enfin une seconde diode Esclave, qui est quant à elle verrouillée en phase sur la diode Esclave 1. La boucle de verrouillage de phase est ici réalisée à l’aide d’une électronique commerciale Vescent Photonics (modèle D2-135).

La rétroaction sur le courant de la diode, qui se doit alors d’être extrêmement rapide, ne se fait plus par l’intermédiaire du contrôleur Miniatom mais directement sur la pin de modulation rapide de la diode RIO (pin 12 de son packaging "butterfly"). La tension de sortie du PLL (comprise entre -12 et $+12$ V) est ainsi simplement convertie en courant via une résistance placée en série avec la diode RIO. Cette résistance a été fixée dans notre cas à $750\ \Omega$, ce qui permet de moduler le courant d’approximativement ± 16 mA. Cela offre une dynamique suffisante sur la fréquence optique de sortie sans risquer d’endommager le composant.

Le boîtier de verrouillage de phase prend en entrée deux signaux qui correspondent respectivement au signal de battement à asservir et à la radiofréquence de référence faisant office de consigne. Cette électronique se compose notamment d’un étage de comparaison de phase (PFD, pour Phase Frequency Detector) et d’un étage de régulation de type Proportionnel-Intégral-Dérivée (PID). Lorsque le verrouillage de phase

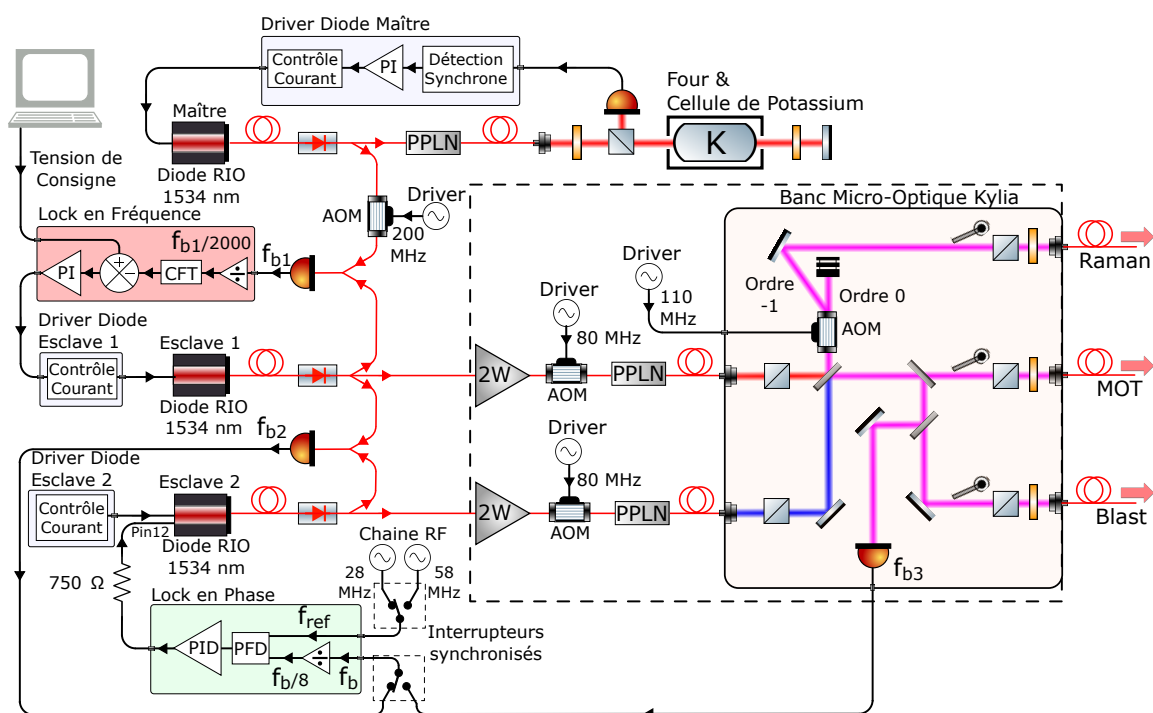


Figure 2.15 – Architecture laser fibrée pour la raie D2 du ^{39}K - PI : Régulateur de type Proportionnel-Intégral; PID : Régulateur de type Proportionnel-Intégral-Dérivé; CFT : Convertisseur Fréquence-Tension; PFD : Comparateur de phase; PPLN : Cristal de Niobate de Lithium périodiquement polarisé; AOM : Modulateur Acousto-Optique.

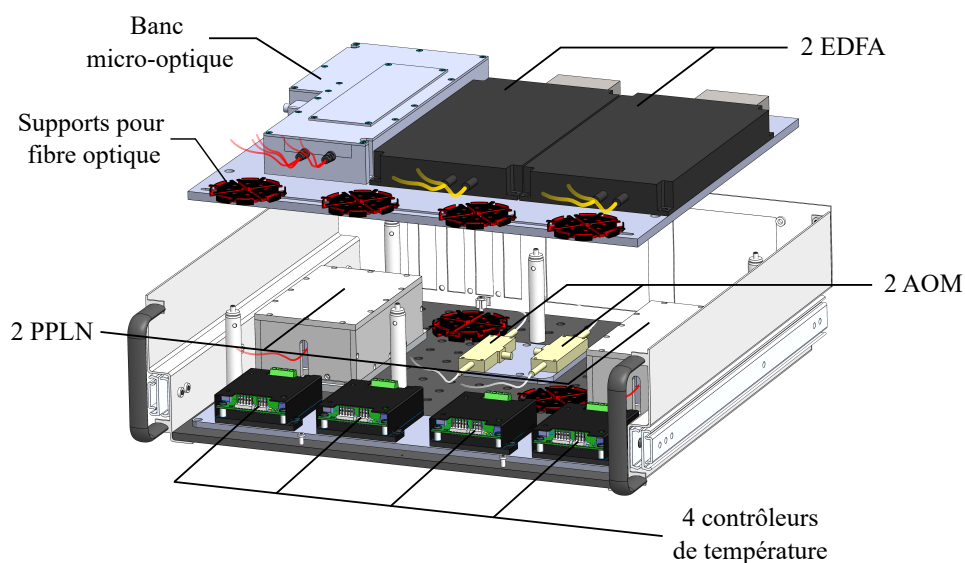


Figure 2.16 – Vue éclatée de l'étage d'amplification et doublage utilisé pour les lasers Rubidium et Potassium (D2).

		Esclave 1 ($P_{in} = 270$ mW)	Esclave 2 ($P_{in} = 320$ mW)
Voie Raman	P_{out} (mW)	73	225
	IL (dB)	5.7	1.5
Voie MOT	P_{out} (mW)	170	103
	IL (dB)	2.0	4.9
Voie Blast	P_{out} (mW)	12	9
	IL (dB)	13.5	15.5

Table 2.3 – Performances du combineur micro-optique du laser Potassium (D2) - Puissances mesurées en sortie de chaque voie (P_{out}) et pertes d’insertion (IL pour Insertion Loss) calculées à partir des puissances d’entrées délivrées par chacun des deux Esclaves (P_{in}).

est activé, un facteur N s’établit entre ces deux fréquences ($f_b = Nf_{ref}$) en raison de la division de fréquence par N effectuée en interne sur la voie de battement. Ce facteur de division peut-être choisi par l’utilisateur et nous travaillons dans notre cas avec $N = 8$. Le PLL dispose aussi de nombreux réglages permettant d’optimiser les performances de la boucle de rétroaction. Lorsque les paramètres sont correctement ajustés, le verrouillage de phase se ré-établit en moins de 100 μ s, quelque soit l’amplitude du saut de consigne.

Afin d’optimiser la stabilité de la relation de phase entre les deux fréquences lasers interagissant avec les atomes, il convient de mesurer le signal de battement Esclave 1- Esclave 2 le plus en aval possible de l’architecture laser, en fin de chaîne idéalement. En effectuant cette mesure "au plus près des atomes", on limite ainsi le bruit de phase introduit par la propagation des faisceaux dans les fibres optiques et les composants. Nous utilisons pour cette raison la photodiode de battement intégrée dans le banc micro-optique Kyliia, mais sommes alors confrontés au principal inconvénient de notre architecture Laser : la qualité de ce signal de battement après doublage dépend directement des puissances optiques fournies en entrée du banc micro-optique Kyliia. Si au moins l’une des deux puissances optiques se trouve sensiblement atténuée pour les besoins de notre séquence expérimentale, alors la qualité du signal de battement n’est plus suffisante pour assurer le verrouillage de phase. Afin de conserver le verrouillage en toutes circonstances, nous nous sommes orientés vers une stratégie à deux battements.

Nous avons ainsi intégré une seconde photodiode de battement Esclave1-Esclave2 dans l’étage basse puissance, avant doublage de fréquence et passage par les AOM d’atténuation. Les puissances optiques envoyées sur cette photodiode sont stables et ce battement est donc potentiellement utilisable tout au long de notre séquence expérimentale.

Notre stratégie consiste donc à utiliser ce battement avant doublage pour toutes les étapes de notre séquence qui ne nécessitent pas une minimisation du bruit de phase. C’est en fait le cas pour l’ensemble des étapes que nous effectuons avec le laser D2, à l’exception des impulsions Raman.

Les impulsions Raman, quant à elles, peuvent très bien être réalisés avec le battement après doublage, car elles ne requièrent pas d’atténuation significative de l’une ou l’autre des fréquences optiques. L’AOM espace libre présent sur la voie Raman permet, si besoin, d’ajuster la puissance totale du faisceau sans impacter la qualité du signal de battement.

On bascule ainsi d’un signal de battement à l’autre au cours de la séquence expérimentale et il convient, bien sûr, d’adapter alors la radiofréquence de consigne au signal de battement choisi. Notre chaîne RF Potassium délivre pour cette raison deux radiofréquences autour de 28 et 58 MHz, qui sont associées respectivement aux signaux de battement avant et après doublage. Deux interrupteurs RF, contrôlés par le même signal numérique, permettent de synchroniser le basculement des fréquences de battement et de consignes envoyées au PLL.

2.2.3 Laser tout fibré pour la raie D1 du ^{39}K

Comme nous le verrons au chapitre 3, le refroidissement efficace des atomes de potassium via des méthodes de mélasse grise nécessite l’utilisation d’un second système laser, accordé cette fois sur la raie D1 du ^{39}K (770 nm). Ce système laser repose encore sur une architecture de type Maître-Esclave, qui comprend ici deux diodes RIO Planex émettant à 1540 nm.

La majeure partie de la puissance du Maître est envoyée vers le montage de spectroscopie par absorption saturée tandis qu’une petite partie est prélevée pour générer le signal de battement avec l’Esclave. Le spectre typique, obtenu lorsque l’on chauffe la cellule aux alentours de 60°C est présenté figure 2.14.(b). On s’asservit ici sur la raie correspondant à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. L’asservissement en fréquence de l’Esclave sur le Maître est réalisé de la même manière que pour le laser D2, à l’aide d’une photodiode de battement, d’un convertisseur-fréquence tension et d’un régulateur PI. La seconde fréquence laser envoyée

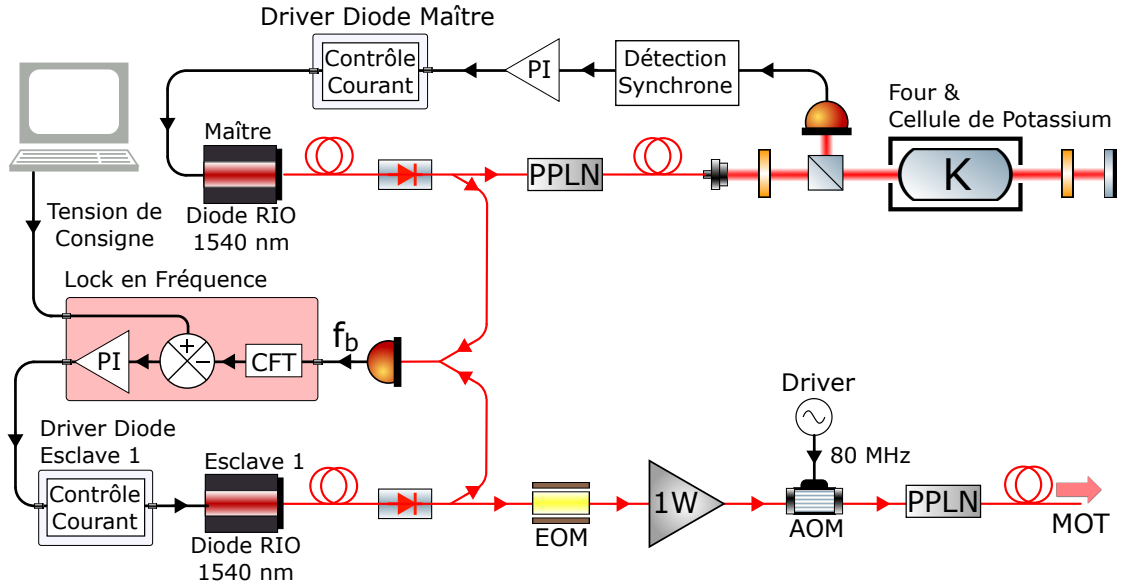


Figure 2.17 – Architecture laser fibrée pour la raie D1 du ^{39}K - PI : Régulateur de type Proportionnel-Intégral; PID : Régulateur de type Proportionnel-Intégral-Dérivé; CFT : Convertisseur Fréquence-Tension; PFD : Comparateur de phase; PPLN : Cristal de Niobate de Lithium périodiquement polarisé; AOM : Modulateur Acousto-Optique; EOM : Modulateur Electro-Optique.

sur les atomes est cette fois générée par un modulateur de phase qui produit la bande latérale à 461 MHz à partir d'un signal radiofréquence issue de notre chaîne RF. La génération de bandes parasites est moins gênante ici, car contrairement au laser D2, le laser D1 n'est pas utilisé lors des impulsions Raman. En fin de chaîne, on retrouve l'association habituelle : Amplificateur-AOM-PPLN. Nous utilisons ici un amplificateur à fibre dopée à l'Erbium-Ytterbium (EYFA, pour Erbium-Ytterbium Fiber Amplifier) de chez Keopsys, délivrant 1 W de puissance optique. Typiquement, on peut ensuite conserver jusqu'à 420 et 180 mW en sortie de l'AOM et du PPLN respectivement.

2.2.4 Combinaison D1-D2 et Rubidium-Potassium

Il s'agit finalement de réaliser la combinaison des longueurs d'ondes à 780 nm (Rb-D2), 770 nm (K-D1) et 767 nm (K-D2) sur la voie MOT. Cette combinaison s'effectue en pratique en deux étapes : un premier étage recombine les voies D1 et D2 du potassium tandis qu'un second recombine les voies rubidium et potassium et assure la répartition de la puissance laser sur les 6 accès optiques du MOT-3D.

2.2.4.1 Combinaison D1-D2

La combinaison des longueurs d'ondes à 770 nm et 767 nm est réalisée par l'intermédiaire d'un filtre interférentiel Radiant Dyes intégré au sein d'un banc micro-optique Kyla.

Ce type de composant possède, pour une longueur d'onde donnée, un coefficient de transmission dépendant de l'angle d'incidence, ce qui permet la combinaison de plusieurs longueurs d'ondes dans le même état de polarisation. Avec le modèle que nous utilisons par exemple, les longueurs d'ondes à 780, 770 et 767 nm sont transmises pour des angles d'incidence de 6° , 17° et 20° respectivement.

Dans notre premier étage de combinaison, le miroir dichroïque est disposé avec un angle de 17° par rapport à chacun des deux faisceaux incidents. La longueur d'onde à 770 nm est alors transmise tandis que celle à 767 nm est réfléchi sur la face opposée (cf. figure 2.18).

2.2.4.2 Combinaison Rubidium-Potassium et répartition sur les 6 voies MOT

La combinaison des longueurs d'ondes rubidium et potassium est quant à elle effectuée au sein d'un autre banc micro-optique Kyla contenant le même modèle de filtre interférentiel.

Ce filtre est cette fois disposé avec un angle de 6° par rapport aux faisceaux incidents. Cette configuration permet de transmettre la longueur d'onde à 780 nm d'un côté, et de réfléchir de l'autre les rayonnements à 770 et 767 nm.

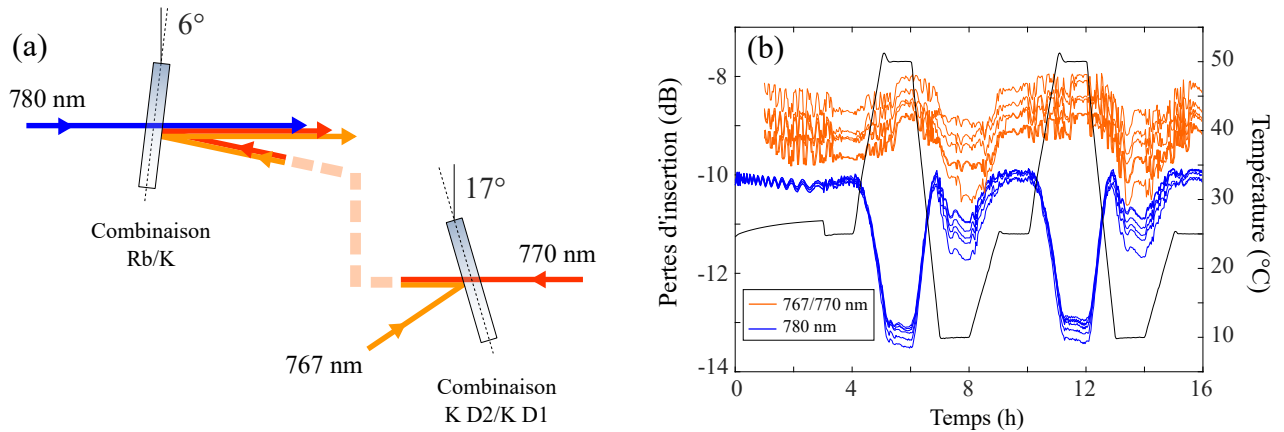


Figure 2.18 – Filtre interférentiel utilisé pour la recombinaison des longueurs d’ondes - (a) Disposition des filtres interférentiels pour la recombinaison D1/D2 et Rubidium/Potassium. (b) Test de stabilité en puissance effectué sur l’étage de combinaison Rubidium/Potassium. Le banc micro-optique a été placé en étuve et soumis à un cyclage thermique sur plusieurs heures (en noir). Les pertes d’insertion correspondant aux voies rubidium (en bleu) et potassium (en orange) ont été mesurées simultanément sur les 6 voies de sortie du MOT. Ces valeurs prennent en compte les 8 dB de séparation en 6 de la puissance.

Enfin, la répartition des puissances optiques selon les 6 voies du MOT-3D se fait en polarisation, par l’association classique de lames demi-onde et de cubes polarisants.

2.2.4.3 Performances et stabilité

Les performances "nominales" des deux bancs micro-optiques que nous venons de présenter sont répertoriées dans la table 2.4. Les pertes d’insertion mesurées, non négligeables, sont principalement causées par les filtres interférentiels et les couplages fibre à fibre⁸.

Les filtres interférentiels utilisés possèdent en effet une bande passante étroite, de l’ordre de 200 pm. Cette grande sélectivité implique une forte sensibilité à l’angle d’incidence, ce qui peut se traduire par une perte significative de la puissance transmise sous l’effet des variations de température. Des tests de stabilité en puissance ont ainsi été réalisés en soumettant les bancs micro-optiques Kyla à un cyclage thermique de grande amplitude (entre 10 et 50°C) [Rabault, 2019]. Comme on pouvait s’y attendre, ce sont les longueurs d’ondes en transmission qui sont le plus impactées, avec une perte de puissance pouvant excéder de 3 dB les pertes d’insertion nominales obtenues à température ambiante.

On précise cependant que de telles fluctuations de températures ne sont en pratique jamais atteintes pendant l’opération dans l’avion Og. Un autre point positif est que ces pertes de puissance se font de manière quasi-uniforme sur l’ensemble des 6 voies de sortie, ce qui assure le maintien d’un bon équilibrage des puissances sur les atomes. On relèvera enfin le caractère "déterministe" et donc prévisible de ces pertes de puissance en fonction de la température.

2.2.5 Systèmes Laser pour le piège magnéto-optique 2D

On mentionnera enfin l’existence de deux systèmes laser additionnels dédiés à la production de notre MOT-2D. Je ne présenterai pas plus en détail ces dispositifs car ils se basent sur des architectures absolument analogues à celles que nous venons de décrire. Le système laser Rubidium est parfaitement opérationnel et d’ores et déjà utilisé sur notre expérience tandis que le système Potassium se trouve actuellement en phase finale de test et de validation.

⁸. Les fibres utilisées dans le visible présentent un diamètre de coeur plus petit que celle utilisées dans l’infrarouge, ce qui complique l’injection en la rendant plus sensible à l’alignement.

	Sortie Laser	Combineur D1/D2	Combineur Rb/K
Voie K D1	$P_{in} = 180$ mW	$P_{out} = 135$ mW $IL = 1.2$ dB	$P_{out} = 10$ mW $IL = 11.3$ dB
Voie K D2	$P_{in} = 273$ mW	$P_{out} = 195$ mW $IL = 1.5$ dB	$P_{out} = 13$ mW $IL = 11.8$ dB
Voie Rb	$P_{in} = 240$ mW	x x	$P_{out} = 14$ mW $IL = 12.3$ dB

Table 2.4 – Performances des bancs micro-optiques de combinaisons D1/D2 et Rubidium/Potassium - Sont indiquées les puissances (P_{in}) délivrées par chacun des trois systèmes laser ainsi que les puissances (P_{out}) mesurées en sortie de chaque étage de combinaison et les pertes d'insertion (IL) associées. On relève, en sortie du combineur Rubidium/Potassium, la puissance moyenne sur chacune des 6 voies physiques. Les pertes d'insertion comprennent ainsi les 8 dB de séparation en 6 de la puissance laser.

2.3 Chaines Radiofréquence et Micro-onde

Les signaux radio-fréquences et micro-ondes utilisés sur l'expérience sont générés par une chaîne de fréquence dont l'architecture est présentée figure 2.19. Cette chaîne de fréquence se divise en deux parties, respectivement dédiés au rubidium et au potassium. Ces deux architectures partagent une horloge de référence commune de 10 MHz délivrée par un oscillateur à quartz ultra-stable développé dans le cadre du projet spatial d'horloge atomique Pharaon [Lemondé, 1997].

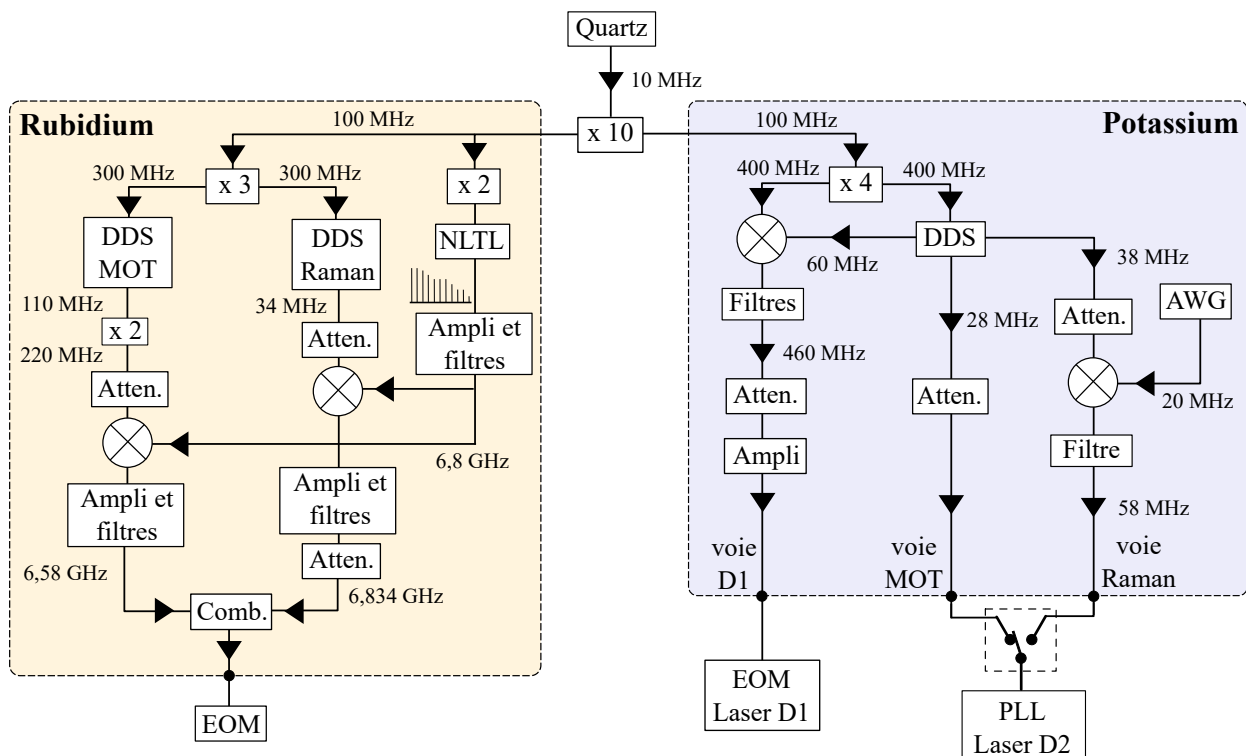


Figure 2.19 – Schéma fonctionnel des chaînes radiofréquences Rubidium et Potassium - DDS : Direct Digital Synthesizer ; NLTL : Non Linear Transmission Line ; AWG : Générateur de formes d'ondes ; EOM : Modulateur Electro-Optique ; PLL : Boucle à verrouillage de phase.

Rubidium

La chaîne Rubidium est basée sur l'association de trois composants essentiels : un NLTL (Non Linear Transmission Line) et deux DDS (Direct Digital Synthesizer) correspondant respectivement aux voies "MOT" et "Raman". Le NLTL génère un peigne de fréquences avec des harmoniques allant jusqu'à 7 GHz à partir d'une fréquence fondamentale de 200 MHz, elle-même obtenue par multiplication de la fréquence d'horloge à 10 MHz. Ce peigne est ensuite filtré afin de ne conserver que la fréquence à 6,8 GHz.

Les DDS "MOT" et "Raman" récupèrent quant à elles une même horloge de 300 MHz et génèrent respectivement des fréquences situées aux alentours de 220 MHz (après doublage) et 34 MHz.

Ces sorties sont ensuite chacune mixées avec le 6.8 GHz issue du NLTL, puis filtrées de manière à obtenir finalement une fréquence MOT autour de 6.58 GHz et une fréquence Raman autour de 6.834 GHz.

Les deux voies sont finalement recombinaées puis envoyées vers le modulateur électro-optique (EOM) de notre système laser afin de produire les bandes latérales dont nous avons besoin au cours de notre séquence expérimentale.

La fréquence à 6.58 GHz permet par exemple de générer la fréquence Repompeur lors de l'étape de MOT tandis que celle à 6.834 GHz est utilisée pour produire la seconde fréquence Raman lors des impulsions de l'interféromètre. On notera que la DDS Raman propose une fonctionnalité de rampe en fréquence que nous mettons à profit pour compenser l'effet Doppler lorsque nous opérons en gravité standard.

Chacune des deux voies dispose de ses propres interrupteurs et atténuateurs afin de pouvoir être rapidement allumée/éteinte ou modulée en puissance.

Potassium

La chaîne radiofréquence Potassium se compose pour sa part de trois voies, dites "D1", "MOT" et "Raman", qui sont toutes contrôlées par une seule et même DDS disposant de plusieurs canaux de sortie (modèle AD9959). On fournit à cette DDS une horloge à 400 MHz et obtenons en sortie des fréquences situées respectivement autour de 60, 28 et 38 MHz.

Sur la voie "D1", nous récupérons le 400 MHz et le mixons avec le 60 MHz, puis le filtrons de manière à obtenir une seule fréquence autour de 460 MHz. Cette radiofréquence passe ensuite par un amplificateur, un interrupteur et un atténuateur variable, avant d'être finalement envoyée vers le modulateur électro-optique du laser D1 (cf. section 2.2.3).

Sur la voie "MOT", aucune action particulière n'est effectuée mis à part le passage habituel par des atténuateurs et interrupteurs.

On notera enfin que sur la voie "Raman", la sortie de la DDS à 38 MHz est mixée avec un signal à 20 MHz délivré par un générateur de forme d'onde (Keysight 33600A). C'est ce générateur qui assure la fonction de "chirp" (rampe en fréquence) nécessaire lorsque nous opérons en configuration gravimètre. Contrairement à la DDS que nous utilisons sur la voie Raman du rubidium, celle du potassium n'est en effet pas capable de réaliser un "chirp" de qualité suffisante pour notre application car les incréments de fréquence se font alors selon des amplitudes trop importantes. Après filtrage, le signal issu de ce mixage possède donc une fréquence aux alentours de 58 MHz.

Les deux voies "MOT" et "Raman" sont finalement envoyées vers la boucle de verrouillage de phase (PLL pour Phase Lock Loop) permettant d'asservir la seconde diode Esclave du laser D2 du potassium. Comme nous le verrons un chapitre 3, un interrupteur permet de ne sélectionner simultanément qu'une seule de ces deux fréquences en fonction de l'étape de la séquence interférométrique à laquelle on se situe.

2.4 Le piège dipolaire croisé

Les échantillons atomiques ultra-froids sont produits sur notre expérience à l'aide d'un piège dipolaire croisé qui fut conçu et installé par mes prédécesseurs.

Nos méthodes de chargement du piège dipolaire et de refroidissement évaporatif seront présentés en détail au chapitre 3. Nous nous limitons dans cette section à la description des caractéristiques purement techniques du dispositif. Celui-ci s'avère original sous de nombreux aspects, puisqu'il utilise notamment un laser à une longueur d'onde télécom ainsi qu'un faisceau modulé en position.

2.4.1 La source Laser à 1550 nm

Le laser que nous utilisons pour notre piège dipolaire a été réalisé par la société française Keopsys. C'est un laser à fibre dopé à l'Erbium (EDFA) émettant à la longueur d'onde de 1550 nm et pouvant délivrer jusqu'à 23 W de puissance optique en continue. Sa largeur spectrale est estimée à 500 MHz par le constructeur. D'après les mesures effectuées par le précédent doctorant, Martin Rabault, les fluctuations de puissance sont limitées à environ 4% au cours de la phase de chauffage suivant l'allumage. Après quelques dizaines de minutes, la puissance de sortie se stabilise encore d'avantage pour atteindre des niveaux de fluctuations inférieurs à 1%, ce qui s'avère tout à fait convenable pour notre application.

Nous obtenons en sortie du laser, un faisceau gaussien collimaté dans le mode spatial TEM₀₀ et caractérisé par un diamètre à 1/e² de 3.8 mm. La polarisation de sortie, linéaire, correspond quant à elle à un rapport d'extinction de polarisation (PER) d'environ 20 dB.

2.4.2 L'AOM et la modulation spatiale du faisceau

Comme nous le verrons au chapitre 3, la modulation spatiale du faisceau crée un potentiel moyen sur les atomes permettant de contrôler la forme du piège et d'augmenter son volume de capture. Le composant qui assure cette fonction de modulation est un AOM espace-libre opérant à notre longueur d'onde de 1550 nm.

La modulation est réalisée en jouant sur la fréquence RF envoyée à l'AOM et en récupérant le premier ordre de diffraction en sortie de celui-ci.

Cela permet de contrôler dynamiquement l'angle du faisceau, qui varie quasi-linéairement avec la valeur de la fréquence RF appliquée. La puissance optique transmise dans ce premier ordre de diffraction dépend quant à elle de la puissance RF fournie.

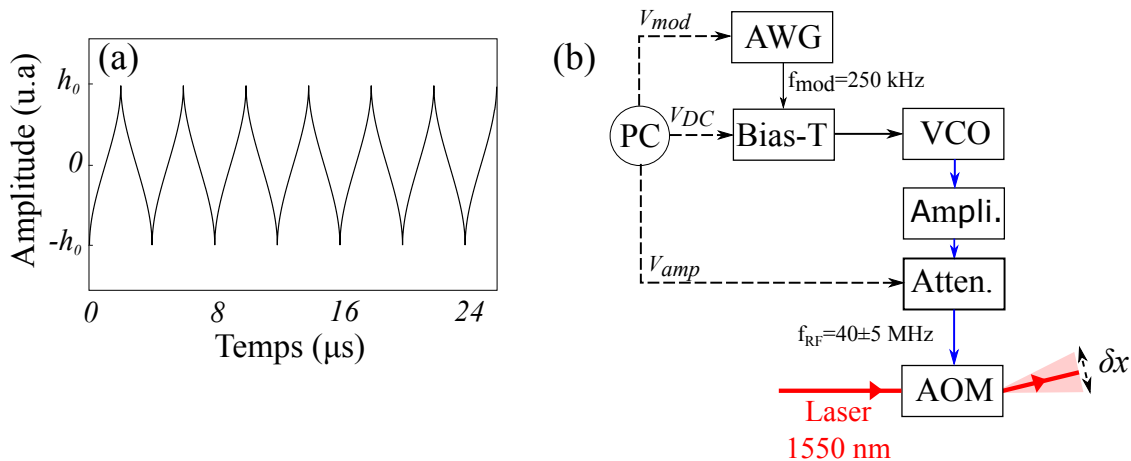


Figure 2.20 – Modulation spatiale du faisceau du piège dipolaire - (a) Allure de la fonction de modulation associée à un potentiel harmonique. (b) Schéma de l'architecture de modulation. Les tensions de contrôle V_{mod} , V_{DC} et V_{amp} déterminent respectivement l'amplitude de la modulation spatiale du faisceau, sa position moyenne et son intensité. AWG : Générateur de forme d'onde arbitraire ; Bias-T : Té de polarisation ; VCO : Oscillateur contrôlé en tension ; AOM : Modulateur acousto-optique.

Nous appelons ici "fonction de modulation" la fonction périodique décrivant l'évolution temporelle souhaitée pour la position δx du faisceau dans un plan transverse à sa direction de propagation.

Cette fonction de modulation est mathématiquement liée à la forme du potentiel moyen que nous souhaitons induire sur les atomes. La figure 2.20.(a) représente la fonction de modulation que nous utilisons en pratique, associée à un potentiel harmonique. Une fois déterminée, l'allure de cette fonction de modulation est tout d'abord enregistrée dans un générateur de fonction arbitraire (AWG pour Arbitrary Waveform Generator). La fréquence de modulation f_{mod} , définie comme la fréquence à laquelle se répète ce motif périodique, peut être paramétrée en jouant sur les réglages de l'appareil. L'amplitude du profil est quant à lui commandé via une tension V_{mod} en provenance du PC de contrôle. La tension de sortie de l'AWG, correspondant donc à cette fonction de modulation, est tout d'abord envoyée vers un té de polarisation (Bias-T) permettant de lui ajouter un offset V_{DC} lui aussi contrôlé par notre PC. Le signal résultant est ensuite acheminé vers un oscillateur commandé en tension (VCO pour Voltage Controlled Oscillator) qui convertit cette évolution temporelle de tension en évolution temporelle de fréquence RF. Avant d'être envoyée sur le modulateur acousto-optique, cette RF passe par un amplificateur de gain fixe puis par un atténuateur variable permettant de jouer sur la puissance optique effectivement transmise dans le premier ordre de diffraction. L'atténuateur variable est commandé par une troisième tension V_{amp} issue de notre PC.

2.4.3 Le banc optique

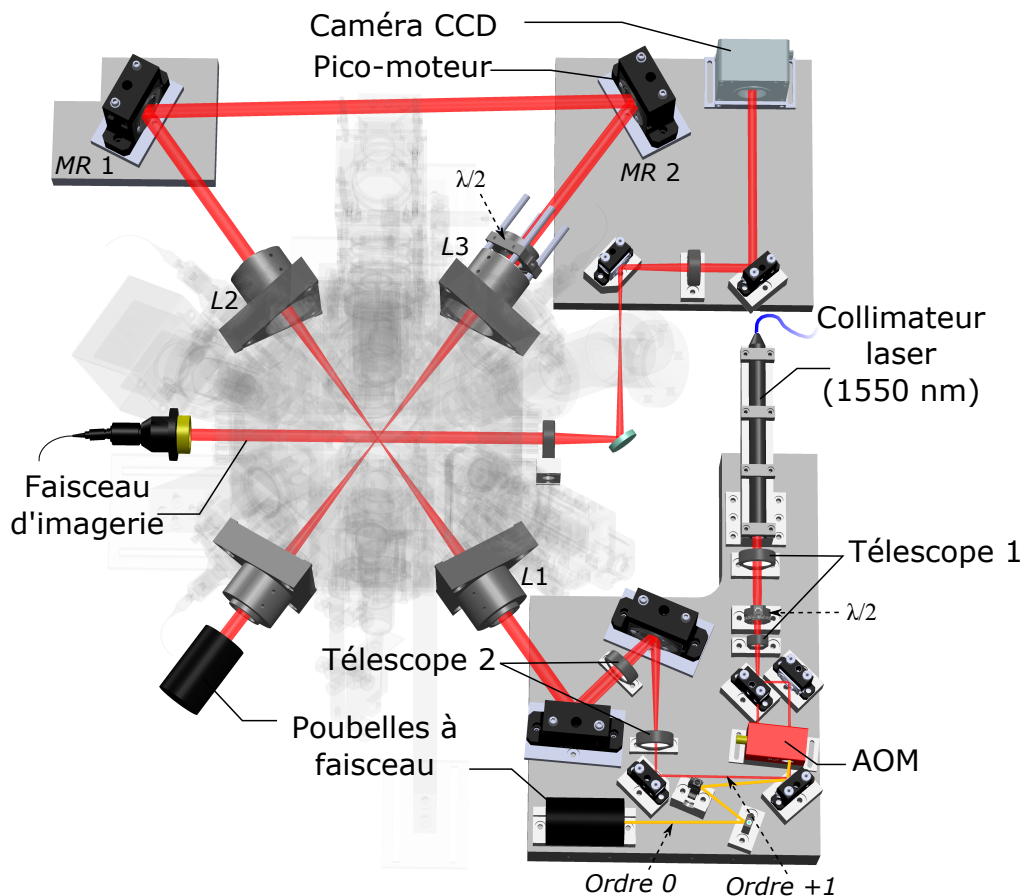


Figure 2.21 – Schéma du banc optique du piège dipolaire autour de l'enceinte à vide.

Une vue globale du banc optique pour la mise en forme du piège dipolaire est présentée figure 2.21. Un premier télescope afocal de grandissement $\gamma_1 = 0.5$ permet d'adapter le diamètre du faisceau pour l'injection du modulateur acousto-optique (AOM) espace libre situé en aval. Pour des raisons de compacité, ce télescope est réalisé par association d'une lentille plan-convexe et d'une lentille plan-concave. Une lame demi-onde est insérée entre les deux lentilles de ce télescope afin de pouvoir ajuster la direction de polarisation et ainsi maximiser l'efficacité de l'AOM. L'optimisation de l'injection du cristal est finalement complétée par un couple de miroirs permettant de régler finement la position et l'angle du faisceau incident.

Dans des conditions d'injections idéales, l'AOM que nous utilisons (modèle MTS40-A3-1550 de chez AA Optoelectronic) présente une efficacité de transmission estimée à 80%. En sortie de celui-ci, l'ordre de diffraction 0 est acheminé vers une poubelle à faisceau tandis que l'ordre 1 passe par un second télescope afocal de grandissement $\gamma_2 = 3.3$. Ce télescope permet d'obtenir un diamètre de faisceau adapté (6.3 mm) avant focalisation sur les atomes via la lentille L1. Deux miroirs placés en amont de cette lentille permettent un alignement très fin de ce premier passage de faisceau sur les atomes.

La focale de L1, évidemment contrainte par les dimensions de la chambre à vide, vaut ici 150 mm. On rappelle qu'en optique gaussienne, la relation de grandissement entre le waist w_0 avant la lentille de focale f (à son foyer objet) et le waist à son foyer image w_i est donnée par : $w_i = \frac{\lambda f}{\pi w_0}$, avec λ la longueur d'onde du rayonnement. Dans notre cas, le waist et le diamètre théorique ($2w_0$) au niveau des atomes valent donc respectivement 23.5 et 47 μm . En pratique, nous mesurons un diamètre environ deux fois plus gros, ce qui peut s'expliquer par une légère erreur sur le réglage des télescopes.

A sa sortie du premier passage par le hublot opposé, le faisceau est immédiatement recollimaté à l'aide d'une seconde lentille L2 de focale 150 mm. Le faisceau est ensuite recyclé et redirigé vers la chambre à vide grâce à deux miroirs de renvoi.

Une troisième et dernière lentille L3 assure la focalisation du second passage du faisceau sur les atomes. Une lame demi-onde est placée juste devant cette lentille de manière à tourner la polarisation de 90° par rapport au premier bras, et toute la puissance optique est finalement collectée dans une poubelle à faisceau située en sortie du second passage.

Les deux bras du faisceau sont donc contenus dans le même plan horizontal et forment entre eux un angle de 70° imposé par la géométrie de l'enceinte. Le bon recouvrement spatial de leurs points de focalisation respectifs est particulièrement critique pour l'obtention de notre source ultra-froide mais s'avère difficile à maintenir en pratique compte-tenu de la taille des waists. L'alignement a en effet tendance à se détériorer au fil du temps sous l'effet de très légères dilatations thermiques et/ou déformations mécaniques. Afin de surmonter cette difficulté, le miroir de renvoi situé juste avant le second passage a été placé sur une monture pico-moteur (New Focus 8816-6). La position du miroir peut ainsi être réglée directement depuis notre PC via un contrôleur dédié (New Focus 8742). Ce système permet d'ajuster en temps réel l'alignement même lorsque le blindage magnétique est fermé et que l'expérience est en mouvement. La technologie pico-moteur a été privilégiée ici car elle allie grande dynamique ($\pm 4^\circ$ dans notre cas) et bonne résolution (700 nrad). Elle assure aussi une conservation de la position en l'absence d'alimentation électrique ce qui constitue un réel avantage vis à vis de la technologie piézoélectrique.

La conception de ce banc optique, au même titre que le reste de l'expérience, fut guidée par des considérations de robustesse, compacité et poids. Le collimateur, l'AOM ainsi que toutes les optiques du premier passage sont ainsi vissés sur des socles en aluminium 2618, un type d'aluminium présentant une meilleure stabilité thermique que le duralium classique. Ces socles sont eux mêmes fixés sur une plaque de 5 cm d'épaisseur réalisée dans le même matériau. Deux autres plateformes permettent de supporter les optiques du deuxième passage ainsi qu'une partie du système d'imagerie par absorption présenté au paragraphe 2.1.6.1. Les trois plaques de support du piège dipolaire sont elles-mêmes surélevées et soutenues par des poteaux afin que le faisceau se situe à la hauteur des atomes, 28 cm au dessus de la surface du bread-board. Les miroirs sont tous intégrés à des montures New Focus (modèle 9810-5-K pour les miroirs 1/2" et 9814-8-K pour les miroirs 1") reconnues pour leur résistance aux vibrations. Le positionnement mécanique le plus délicat est celui des trois lentilles L1, L2 et L3 qui sont chacune intégrées dans des tubes à lentille, eux-mêmes fixés par de simples vis de maintien sur des supports métalliques solidaires de la chambre. Cette configuration complexifie quelque peu la procédure d'ajustement manuel de ces lentilles, mais bénéficie néanmoins d'un bon maintien mécanique des éléments après serrage.

2.5 Système de contrôle et d'acquisition

Comme c'est le cas pour toutes les expériences d'atomes froids, la réalisation de notre séquence expérimentale nécessite une synchronisation extrêmement précise entre les différents sous-systèmes (lasers, chaîne radio-fréquence, bobines magnétiques, photodiodes, cameras, etc...). Certaines étapes de la séquence ne durent en effet que quelques microsecondes et requièrent de varier dynamiquement divers paramètres, tels que la fréquence ou la puissance d'un faisceau laser par exemple. Pour répondre à ces besoins, un système de contrôle et d'acquisition performant et simple d'utilisation a été mis en place il y a plusieurs années par l'ancien post-doctorant Brynle Barrett. Nous présentons dans cette section les principaux aspects matériels et logiciels de celui-ci.

2.5.1 Structure matérielle

La structure matérielle de notre système de contrôle et d'acquisition est basée sur une architecture PXI, robuste et compacte, particulièrement adaptée au domaine de la mesure et de l'instrumentation. Nous utilisons un châssis National Instrument (modèle NI PXIe-1078) pouvant offrir jusqu'à 9 emplacements pour l'insertion d'ordinateurs et de cartes d'entrées/sorties. Dans l'état actuel de l'expérience, nous exploitons 6 de ces emplacements.

L'ensemble du matériel comprend :

- un contrôleur NI PXIe-8135 faisant office d'ordinateur.
- un module d'entrées/sorties NI PXIe-6363, nous offrant 32 sorties numériques.
- trois modules de sorties analogiques NI PXIe-6733 (8 voies, 16 bits, 1 Méc./s).
- un modules d'acquisition NI PXIe-6280 (16 entrées analogiques, 18 bits, 625 kéch./s)

Nous disposons donc, au total, de 32 sorties numériques associées à un niveau de tension TTL (0 ou 5 V) et de 24 sorties analogiques pouvant délivrer une tension comprise entre -10 et $+10$ V. Nous possédons également 16 entrées analogiques pouvant être utilisés pour l'acquisition des signaux expérimentaux en provenance des photodétecteurs et de l'accéléromètre mécanique. Enfin, des entrées numériques de déclenchement permettent de synchroniser ces acquisitions avec le reste de la séquence expérimentale.

Un étage "tampon", conçu et réalisé par le service électronique du laboratoire, joue enfin le rôle d'interface entre les sorties des cartes National Instruments et le reste du dispositif expérimental. Cet étage sert tout d'abord à "éclater" physiquement l'ensemble des voies de contrôles vers des connecteurs industriels de haute-qualité (de type LEMO) disposés en face-avant, ce qui permet d'acheminer individuellement chaque signal vers l'appareillage qui lui correspond. Il permet également de délivrer le courant adéquat sur chacune des voies physique, en puisant dans sa propre alimentation électrique plutôt que dans celle des cartes National Instruments.

2.5.2 Structure logicielle

D'un point de vue logiciel, la gestion de notre séquence expérimentale est assurée par l'environnement "Cicero Word Generator" (CWG) [Keshet et Ketterle, 2013]. Disponible en accès libre sur internet, cette suite logicielle a été spécialement développée pour le contrôle des expériences d'atomes froids par des étudiants du Massachusetts Institute of Technology. Les deux entités principales qui la composent sont : "Cicero", l'interface utilisateur permettant d'éditer la séquence expérimentale, et "Atticus", le serveur chargé de traduire la séquence en buffers de sortie.

A chaque nouveau cycle expérimental, tous ces buffers sont chargés dans un circuit FPGA (Field Programmable Gate Array) qui assure le transfert vers les sorties analogiques et numériques des cartes National Instrument. Le principal inconvénient de CWG est lié au temps de chargement de la séquence au sein du FPGA (environ 1 s), qui limite fondamentalement le taux de répétition du cycle expérimental. L'environnement CWG permet néanmoins de séquencer l'ensemble des sorties avec une résolution temporelle inférieure à la microseconde tout en offrant une interface utilisateur particulièrement claire et intuitive. Il présente aussi l'avantage de ne pas limiter le nombre de voies physiques pouvant être contrôlées simultanément, et propose de nombreuses fonctionnalités utiles pour l'automatisation des mesures ou le dépannage (balayage des variables, génération d'un journal après chaque cycle, contrôle manuel de voies physiques, etc ...).

En parallèle de CWG, nous utilisons la plateforme de développement LabVIEW pour assurer deux fonctions supplémentaires : la récupération des données enregistrées par les cartes d'acquisitions d'une part, et la communication avec les DDS de la chaîne radio-fréquence d'autre part.

2.6 Structure mécanique et racks

En plus, d'être transportable, le dispositif expérimental se doit d'être particulièrement robuste et compact pour pouvoir opérer dans l'avion 0g. Tous les équipements sont donc montés dans plusieurs bâtis (ou racks) construits à partir de profilés Bosch Rexroth en aluminium de 40 mm d'épaisseur. Les différents instruments et appareils sont fixés en façade sur des rails insérés dans les goulottes des profilés. Chacune de ces structures Bosch est elle-même montée sur deux plaques en aluminium de 10 mm d'épaisseur qui servent d'interface avec les rails de fixation de l'avion. Pour des raisons de sécurité, Novespace impose des contraintes strictes en ce qui concerne la charge linéique sur les rails où la position des centres de masse de chaque rack. Ces structures sont ainsi censées pouvoir résister à une accélération horizontale de 9g en cas d'atterrissage d'urgence.

L'affectation et le positionnement des équipements au sein des différents racks sont effectués avec précaution afin de répondre à ces exigences. La masse trop importante de la tête de senseur nous impose néanmoins d'utiliser un filet de maintien autour du blindage magnétique afin de satisfaire les normes de sécurité lors des vols.

2.7 Conclusion

Nous avons proposé dans ce chapitre une vue d'ensemble du dispositif expérimental et avons détaillé ses évolutions les plus récentes : l'introduction d'une architecture laser tout-fibrée pour la manipulation du potassium, l'intégration d'un piège magnéto-optique 2D, la mise en place d'un système d'imagerie par fluorescence et l'utilisation d'un nouveau breadboard en fibres de carbone. A court terme, d'autres améliorations sont prévues et concernent notamment l'ajout d'une nouvelle source laser spécifiquement dédiée à la réalisation du MOT 2D Potassium. Celle-ci devrait jouer un rôle crucial vers l'obtention d'une source de potassium ultra-froide. Nous envisageons aussi de modifier le design mécanique du piège dipolaire croisé afin de le rigidifier et de simplifier son utilisation à bord de l'avion 0g. Toutes ces évolutions permettent de converger vers la version "ultime" de l'expérience, qui a pour but de tester le principe d'équivalence faible avec des échantillons atomiques ultra-froids dans un régime de micropesanteur.

Chapitre 3

Sources atomiques cohérentes de ^{87}Rb et ^{39}K pour l'interférométrie

Le refroidissement d'un échantillon atomique jusqu'à une température sub-Doppler est une étape préalable essentielle à la réalisation d'une mesure interférométrique de qualité. La cohérence de la source atomique est en effet directement liée à sa température ainsi qu'à la qualité de sa préparation dans un unique état quantique.

Sur l'expérience ICE, ce sont des techniques de refroidissement sub-Doppler par mélasse optiques qui ont été les premières à avoir été mises en place chronologiquement. Les sources de ^{87}Rb et ^{39}K ainsi produites atteignent des températures typiques de quelques microkelvins, et on parle alors d'échantillons "thermiques" (ou "froids").

Dans le cas du ^{87}Rb , nous sommes également en mesure de produire une source "ultra-froide" à quelques dizaines de nanokelvins, grâce à une méthode de refroidissement évaporatif réalisée à l'aide de notre piège dipolaire croisé. L'extension de ce type de méthodes au ^{39}K représente l'une de nos priorités à moyen terme puisqu'elle constitue une étape essentielle vers un test du principe d'équivalence à haute sensibilité avec deux sources atomiques ultra-froides.

Ce chapitre s'attache à décrire les différentes techniques de refroidissement mises en oeuvre pour chaque espèce atomique et chaque régime de température visé.

3.1 La source atomique de ^{87}Rb pour des échantillons thermiques

Les échantillons thermiques de ^{87}Rb que nous utilisons pour l'interférométrie sont obtenus par chargement d'un piège magnéto-optique puis la réalisation d'une mélasse optique et enfin une préparation dans l'état insensible, au premier ordre¹, au champ magnétique. Nous détaillons dans cette section chacune de ces étapes.

3.1.1 Piège Magnéto-Optique de ^{87}Rb

La toute première étape de notre séquence expérimentale est donc dédiée au chargement d'un piège magnéto-optique permettant à la fois le refroidissement Doppler des atomes et leur piégeage au centre de notre enceinte à vide.

Sans rentrer dans le détail de son fonctionnement, on rappelle simplement que ce type de dispositif se base sur la force de pression de radiation qu'exerce le laser sur les atomes via la multiplication des cycles d'absorption-émission spontanée de photons. Les particules subissent à la fois une force de friction, qui permet de les refroidir en s'opposant à leur mouvement, et une force de rappel, qui tend à les ramener vers la position du zéro de champ magnétique et assure ainsi leur piégeage.

L'efficacité du MOT repose sur l'existence d'une transition cyclante entre deux niveaux atomiques. Pour les alcalins tels que le rubidium, on utilise généralement un faisceau laser qualifié de "Refroidisseur" accordé dans le rouge de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Il existe cependant une probabilité non nulle

1. L'état $m_F = 0$ est sensible au second ordre au champ magnétique : on parle d'effet Zeeman quadratique.

pour que des atomes peuplent le niveau $|F' = 2\rangle$ puis se désexcitent ensuite vers $|F = 1\rangle$ ². Ces atomes deviennent alors "transparents" au champ laser et ne sont plus soumis au piégeage ou au refroidissement. Pour éviter ce phénomène de pompage optique néfaste, on utilise une seconde fréquence laser, dite "Repompeur", accordée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Celle-ci permet de ré-injecter les atomes dans la transition cyclante, ce qui assure le maintien de la force de pression de radiation.

Dans notre cas, le piège magnéto-optique de la chambre principale est chargé à partir du flux atomique directionnel délivré par le dispositif de MOT-2D récemment installé sur l'expérience. Pendant l'étape de chargement, les paramètres typiques que nous utilisons pour générer ce flux sont ceux décrits dans la section 2.1.8 dédiée au MOT-2D.

Les forces de friction et de rappel nécessaires à la production du MOT-3D sont quant à elles produites par l'association des 6 faisceaux laser et des bobines de gradient présentés en section 2.1.3.2.

Les bobines de gradient sont alimentées par un courant de 5.6 A de manière à induire au centre de l'enceinte un gradient de champ magnétique de 15 G/cm.

Les 6 faisceaux du MOT-3D génèrent pour leur part une intensité totale d'environ $40 I_{sat}$ sur les atomes³. La fréquence Refroidisseur est désaccordée de 18 MHz dans le rouge de la transition atomique $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ tandis que le rapport d'intensité avec la fréquence Repompeur est fixé à $I_{rep}/I_{ref} = 10\%$. Ces conditions nous permettent de charger un piège magnéto-optique contenant plusieurs dizaines de millions d'atomes en moins d'une seconde.

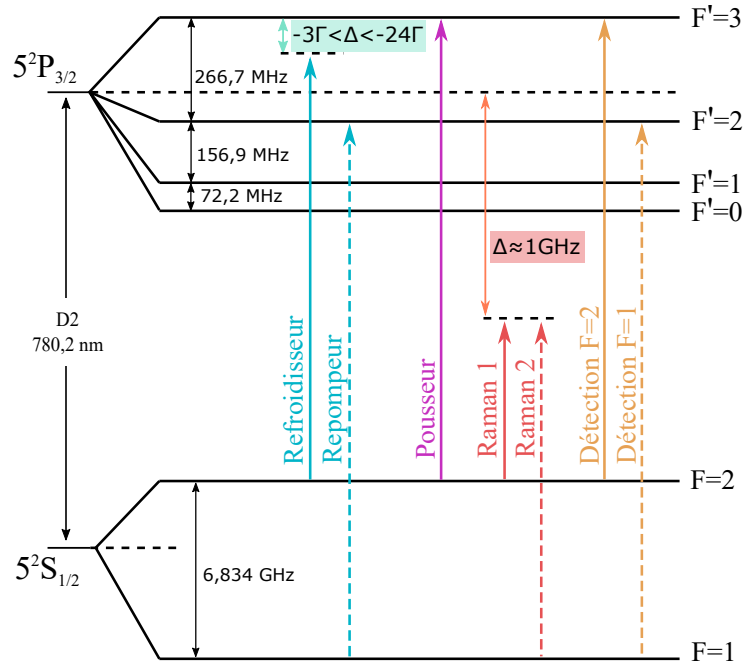


Figure 3.1 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{87}Rb et désaccords lasers utilisés au cours des différentes étapes de la séquence expérimentale.

3.1.2 Refroidissement par mélasse rouge du ^{87}Rb

Une fois les atomes de ^{87}Rb chargés dans le piège magnéto-optique, nous effectuons une séquence de refroidissement par mélasse rouge permettant d'atteindre un régime de température sub-Doppler compatible avec la réalisation de notre interféromètre atomique.

Ces techniques, bien connues et documentées, consistent à créer une mélasse optique en coupant totalement le gradient de champ magnétique, en réduisant l'intensité laser et en désaccordant les fréquences vers le rouge de manière à produire un mécanisme de refroidissement Sisyphé [Castin *et al.*, 1994].

2. D'après les règles de sélection de la mécanique quantique, une transition dipolaire à un photon ne peut s'effectuer qu'avec une variation du nombre quantique F valant 0 ou ± 1 .

3. Pour le ^{87}Rb , l'intensité de saturation correspondant à une polarisation circulaire de la lumière est : $I_{sat} = 1.67 \text{ mW/cm}^2$ [Steck, 2003].

Cette étape de mélasse dure 8 ms dans notre cas. Le désaccord de la fréquence Refroidisseur est augmenté linéairement à partir de sa valeur initiale (18 MHz $\approx 3\Gamma$) pour atteindre finalement (144 MHz $\approx 24\Gamma$). Cette rampe fréquentielle s'accompagne d'une diminution progressive de l'intensité totale sur les atomes d'un facteur 15, qui avoisine finalement $2.5 I_{sat}$. En fin de mélasse, la quasi-totalité de la puissance laser est contenue dans la fréquence Refroidisseur. Comme nous le verrons un peu plus loin, la température de notre échantillon atomique après cette phase de mélasse rouge est estimée à 6 μ K.

3.1.3 Préparation d'état pour les échantillons thermiques de ^{87}Rb

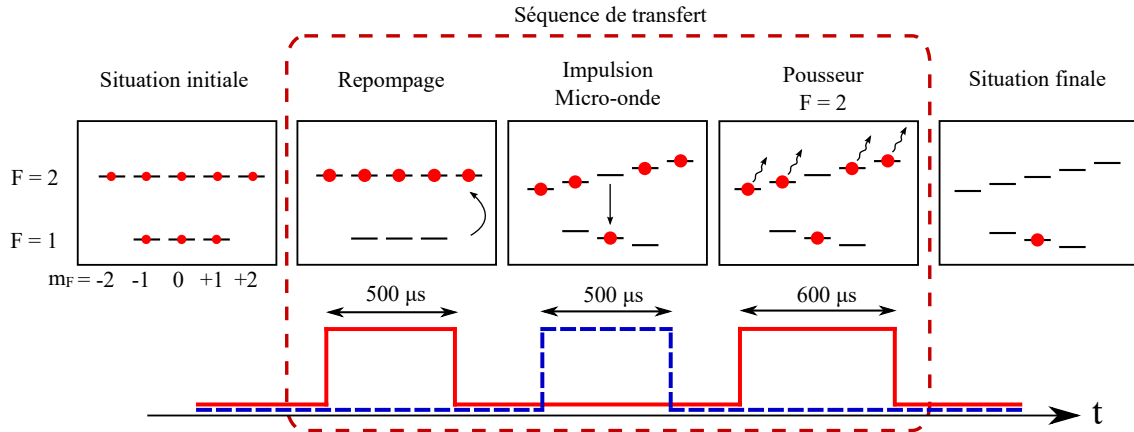


Figure 3.2 – Séquence de préparation d'état pour les échantillons thermiques de ^{87}Rb - La première ligne décrit l'évolution des populations atomiques associées aux différents états. La seconde présente les profils temporels des puissances laser (trait rouge plein) et micro-onde (trait pointillé bleu).

À l'issue de la phase de mélasse, les populations atomiques sont équitablement réparties entre tous les sous-niveaux Zeeman des états $|F=1\rangle$ et $|F=2\rangle$. Avant de débiter l'interféromètre, il est cependant préférable de préparer l'échantillon dans un seul sous-niveau Zeeman afin d'améliorer la cohérence de la source atomique et ainsi optimiser le contraste des franges. Sur notre expérience, il est judicieux de préparer les atomes dans un état insensible au champ magnétique ($m_F=0$) afin de s'affranchir de certains effets systématiques lors de la mesure accélérométrique. Nous réalisons ainsi en pratique une séquence de préparation d'état permettant de placer la totalité de notre échantillon atomique dans le sous-niveau $|F=1, m_F=0\rangle$.

Cette séquence de purification se compose de 3 étapes successives schématisées sur la figure 3.2. Une première étape, dite "de repompage", consiste à augmenter la puissance de la fréquence Repompeur pendant environ $500 \mu\text{s}$ afin de transférer tous les atomes dans l'état $|F=2\rangle$. À la fin de cette étape, les atomes peuvent de manière équitable les 5 sous-niveaux Zeeman de cet état : $m_F=0$, $m_F=\pm 1$ et $m_F=\pm 2$.

On applique ensuite un biais de champ magnétique d'une centaine de milligauss selon l'axe vertical afin d'induire une levée de dégénérescence par effet Zeeman. On effectue alors une impulsion micro-onde à l'aide de l'antenne présentée en section 2.1.7. Cette excitation micro-onde, effectuée à la fréquence d'horloge de 6.834 GHz, n'est alors résonnante qu'avec la transition $|F=2, m_F=0\rangle \rightarrow |F=1, m_F=0\rangle$. En choisissant une durée d'interaction adéquate, on réalise ainsi un transfert total de population de $|F=2, m_F=0\rangle$ vers $|F=1, m_F=0\rangle$. La durée correspondant à cette impulsion π peut légèrement varier⁴, mais se situe typiquement aux alentours de $500 \mu\text{s}$.

La troisième et dernière étape consiste à expulser les atomes restants dans les autres m_F à l'aide d'une impulsion de $600 \mu\text{s}$ du faisceau Pousseur. Celui-ci est accordé sur la transition cyclante $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ et n'affecte ainsi que les atomes dans l'état $|F=2\rangle$.

Il s'agit donc bien ici d'une séquence de purification, et non pas de transfert, puisqu'elle se fait au détriment de la perte de 80 % des atomes (4 sous-niveaux Zeeman sur 5). Cela ne constitue pas un

4. Elle dépend directement de la puissance rayonnée sur les atomes et s'avère particulièrement sensible à la position de l'antenne micro-onde.

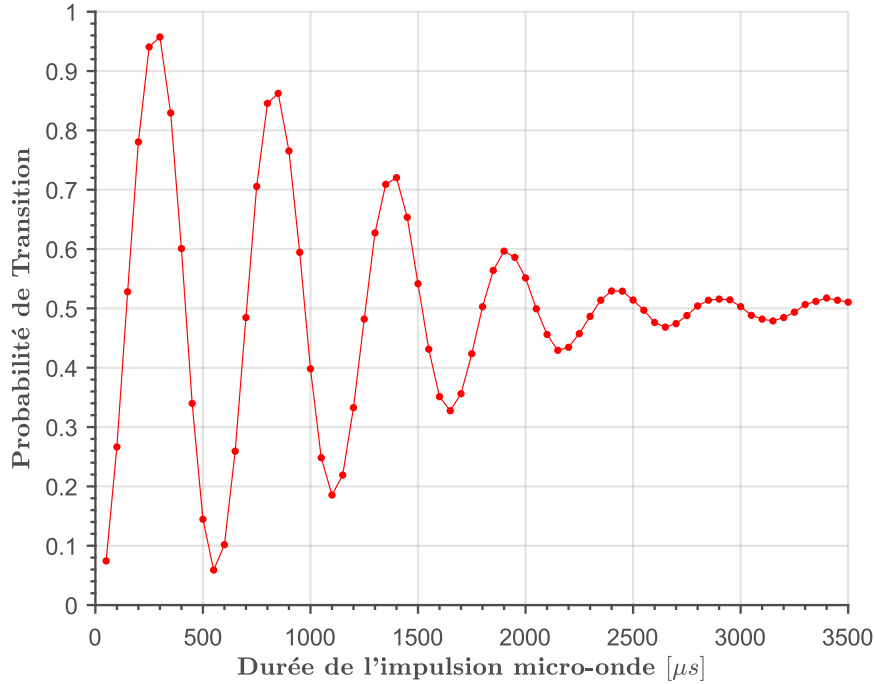


Figure 3.3 – Exemple d’oscillation de Rabi associée à l’impulsion micro-onde. La durée de l’impulsion π se situe ici aux alentours de $300 \mu\text{s}$.

problème lorsque nous travaillons avec des échantillons thermiques de rubidium, car le nombre d’atomes que nous conservons est largement suffisant pour effectuer notre mesure interférométrique dans de bonnes conditions.

Lorsque le nombre d’atomes s’avère plus critique, dans le cas du potassium ou des échantillons ultra-froids de rubidium par exemple, nous mettons en oeuvre d’autres stratégies de préparation que nous décrirons dans la suite de ce chapitre.

3.1.4 Méthodes de mesure de la température

La température des sources atomiques que nous produisons est un paramètre crucial de l’expérience, qu’il convient d’estimer avec la meilleure précision possible. Je présente dans cette section les deux méthodes de mesures complémentaires et indépendantes que nous mettons en oeuvre pour accéder à cette grandeur physique.

3.1.4.1 La méthode du temps de vol

La manière la plus intuitive d’estimer la température d’un nuage d’atomes froids consiste à étudier son extension spatiale au fil du temps en effectuant la méthode dite du "temps de vol" (ou TOF, pour Time Of Flight). Concrètement, il s’agit de laisser l’échantillon évoluer librement à la suite des étapes de refroidissement et de l’imager à plusieurs instants au cours de cette chute libre.

Dans le cas d’un échantillon thermique, on peut considérer que le nuage présente une forme initiale gaussienne, et qu’il subit ensuite une expansion de type balistique sous l’effet de la distribution en vitesse des particules qui le constituent.

Chaque image est ainsi ajustée par une fonction gaussienne à deux dimensions afin d’en extraire les écarts-types en position associés à chacune des directions transverses de l’image. En réalisant une prise de vue selon l’axe X , nous avons par exemple accès aux écarts-types σ_Y et σ_Z associés aux directions Y et Z .

On détermine finalement les températures T_Y et T_Z selon chacun de ces axes en ajustant les évolutions temporelles des écarts-types par les fonctions :

$$\sigma_i(t) = \left(\sigma_i^2(0) + \frac{k_B T_i}{m} \times t^2 \right)^{\frac{1}{2}} \text{ pour } i = Y, Z \quad (3.1)$$

Comme on peut le voir sur la figure 3.4, la température de notre échantillon de rubidium est estimée par cette méthode à environ 5 μK .

La fiabilité de cette mesure augmente avec la durée du temps de vol, mais nous sommes en pratique limités par la taille finie de la zone d'imagerie. Ceci est particulièrement vrai lorsque nous opérons avec les atomes de potassium, qui subissent une expansion thermique plus rapide en raison de leur faible masse. Cela constitue aussi une limite importante en gravité standard, puisque la chute du nuage en dehors du champ de vue s'effectue typiquement en 20 ms.

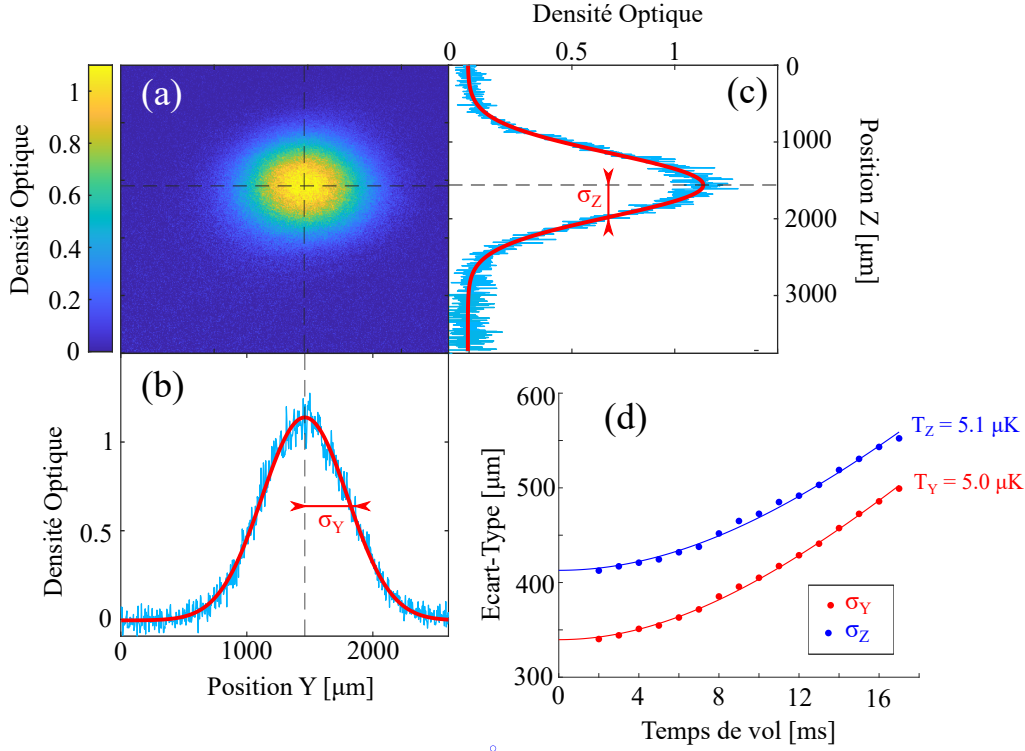


Figure 3.4 – Estimation de la température par la méthode du temps de vol - (a) Image par absorption d'un nuage de rubidium prise après un temps de vol de 2 ms. (b) et (c) Profils de densité optique selon les axes Y et Z respectivement (cyan) et résultats des ajustements gaussiens correspondants (rouge). (d) Évolution des écart-types de la fonction gaussienne en fonction du temps de vol.

3.1.4.2 La méthode du spectre Raman contra-propageant

La seconde méthode d'estimation de la température est quant à elle basée sur l'étude du spectre des transitions Raman contra-propageantes. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, ces transitions ont en effet la propriété d'être sélectives en vitesse, ce qui les rend utiles pour sonder la distribution statistique en impulsion au sein du nuage.

On rappelle que la probabilité de transition Raman contra-propageante est donnée par le produit de convolution entre la distribution en vitesse du nuage (gaussienne d'écart type $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$) et la transformée de Fourier de l'impulsion Raman.

Dans le cas d'une impulsion "carrée" de durée τ_π , cette transformée de Fourier est, en toute rigueur, un sinus cardinal. Si l'on assimile cependant ce sinus cardinal à une gaussienne d'écart-type σ_{co} , on peut considérer que sa convolution avec la distribution en vitesse du nuage est elle même une gaussienne, dont l'écart-type est donné par ⁵ :

$$\sigma_{\text{contra}} = \left((k_{\text{eff}} \sigma_v)^2 + \sigma_{\text{co}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \left(k_{\text{eff}}^2 \times \frac{k_B T}{m} + \sigma_{\text{co}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

5. Le produit de convolution entre deux fonctions gaussiennes d'écart-types respectifs σ_1 et σ_2 est une nouvelle fonction gaussienne d'écart-type : $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$

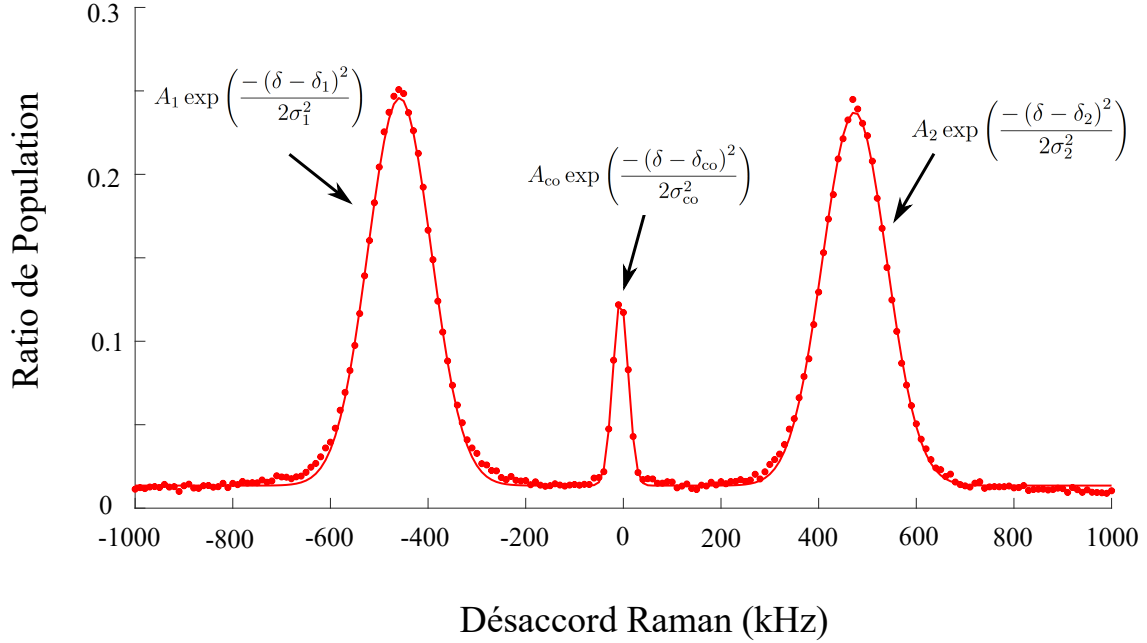


Figure 3.5 – Estimation de la température par la méthode du spectre Raman - Spectre Raman obtenu avec un échantillon thermique de ^{87}Rb à l'aide d'une impulsion π de $26\ \mu\text{s}$ effectuée après un temps de vol de $17\ \text{ms}$ en gravité standard. L'ajustement gaussien des 2 pics latéraux (associés aux transitions Raman contrapropageantes) et du pic central (correspondant à la transition copropageante résiduelle) permet de remonter à la température de l'échantillon atomique. On estime ici une valeur de $6\ \mu\text{K}$.

Après obtention d'un spectre par balayage de la fréquence Raman, nous réalisons donc un ajustement gaussien des pics contra et co-propageants⁶ pour déterminer leurs écarts-types respectifs σ_{contra} et σ_{co} . On remonte finalement à la température de l'échantillon en inversant la relation (3.2) :

$$T = \frac{(\sigma_{\text{contra}}^2 - \sigma_{\text{co}}^2) m}{k_B k_{\text{eff}}^2} \quad (3.3)$$

Un exemple d'ajustement gaussien du spectre Raman est proposé figure 3.5.

Il évidemment préférable d'effectuer cette mesure avec des impulsions Raman de longue durées afin de limiter le phénomène d'élargissement des pics lié à leur sélectivité en vitesse. Il est aussi souhaitable d'effectuer une préparation d'état pour éviter toute levée de dégénérescence par effet Zeeman.

On remarque que cette méthode n'offre qu'une estimation de la température selon la direction du faisceau Raman, puisque seule la composante de la vitesse selon cet axe entre ici en jeu. Cette stratégie requiert aussi un effet Doppler suffisant pour induire une séparation complète des différents pics, ce qui nécessite d'opérer en gravité standard et de laisser un temps de vol de quelques millisecondes avant la réalisation de l'impulsion de spectroscopie. Il est toujours possible d'utiliser une méthode analogue dans un régime de microgravité, mais le traitement des données s'avère alors plus compliqué et fait intervenir le formalisme présenté au chapitre 1.

6. Le pic copropageant parasite est toujours présent en pratique en raison d'une imperfection de polarisation sur nos faisceaux Raman. Si son amplitude s'avère cependant trop faible, on peut toujours estimer sa largeur à partir de la durée d'impulsion τ_π .

3.2 La source atomique de ^{39}K

La deuxième espèce atomique utilisée sur notre expérience, le potassium 39, s'avère plus difficile à refroidir et à manipuler en raison de sa structure hyperfine compacte. Nous détaillerons dans cette section les différentes méthodes de refroidissement que nous mettons en oeuvre pour obtenir une source atomique cohérente, compatible avec la réalisation d'un interféromètre double-espèce. Nous présentons donc d'abord le mécanisme de refroidissement par mélasse rouge sur la transition D2, puis celui par mélasse grise sur la transition D1, et proposons une comparaison de leurs efficacités respectives.

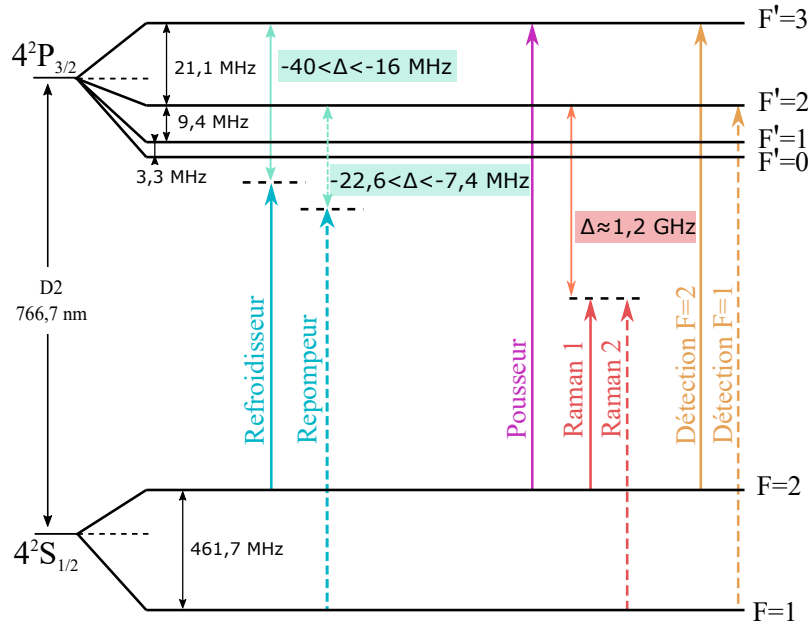


Figure 3.6 – Structure hyperfine de la transition D2 du ^{39}K et désaccords lasers utilisés au cours des différentes étapes de la séquence expérimentale.

3.2.1 Refroidissement par mélasse rouge

Avant toute chose, on ré-insiste sur le caractère très étroit de la structure hyperfine du ^{39}K : comme on peut le voir sur la figure 3.6, seulement 33.8 MHz séparent les deux sous-niveaux extrêmes de l'état excité $4^2P_{3/2}$ ($|F' = 0\rangle$ et $|F' = 3\rangle$).

Dans ces conditions, il est difficile de définir et isoler une transition cyclante, et il est impossible d'augmenter le désaccord vers le rouge sans croiser d'autres résonances, ce qui limite sensiblement l'efficacité des méthodes de refroidissement habituelles.

Les appellations de "Refroidisseur" et "Repompeur" perdent également leur sens, mais nous continueront à les utiliser pour différencier les fréquences optiques induisant des transitions depuis $|F = 2\rangle$ de celles basées sur $|F = 1\rangle$.

Notre stratégie de refroidissement par mélasse rouge, s'inspire des travaux menés par plusieurs équipes de recherche au début des années 2010 [Landini *et al.*, 2011] [Gokhroo *et al.*, 2011]. Le choix de nos désaccords lasers repose notamment sur les profils de force de refroidissement calculés et vérifiés expérimentalement par l'un de ces groupes de recherche (cf. figure 3.7).

L'ensemble des paramètres expérimentaux, tels que les intensités et les désaccords laser ou les durées de mélasse, ont cependant été adaptés afin d'optimiser le nombre d'atomes et la température de notre nuage [Antoni-Micollier, 2016], [Chichet, 2017].

Piège magnéto-optique

Comme pour le rubidium, nous débutons la séquence expérimentale par la réalisation d'un piège magnéto-optique. Pendant son chargement, les deux fréquences, "Refroidisseur" et "Repompeur" sont respectivement désaccordées de 40 et 22.6 MHz dans le rouge des transitions $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ et $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ de la raie D2. On constate que le désaccord choisi ici pour le Refroidisseur correspond à la région IV du schéma 3.7.(b), qui s'avère favorable au chargement des atomes et au refroidissement Doppler.

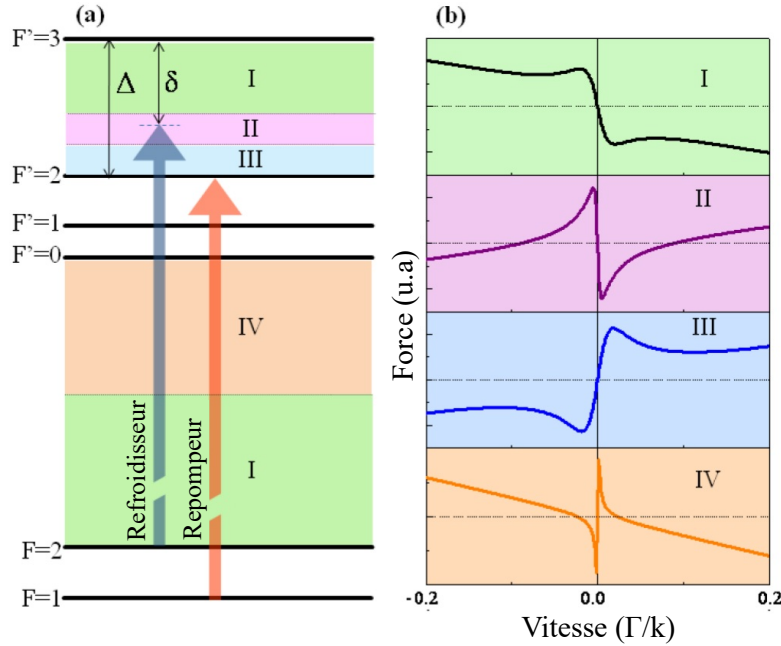


Figure 3.7 – Profils de force de refroidissement calculés par l'équipe du LENS - (a) Définition des différentes régions associées au désaccord δ du faisceau Refroidisseur. (b) Évolution de la force de refroidissement en fonction de la vitesse atomique dans chacune des régions de désaccord. Figure issue de [Landini *et al.*, 2011].

Malgré leurs appellations respectives, on note que les deux fréquences optiques participent ici au refroidissement : raison pour laquelle elles sont toutes deux désaccordées dans le rouge du multiplet. Il en résulte un besoin accru en puissance et nous délivrons donc à ce stade le maximum de puissance optique disponible tout en essayant de conserver une répartition relativement équilibrée entre les deux fréquences. L'intensité totale au niveau des atomes, calculée en prenant en compte la contribution des 6 faisceaux, est d'environ $22 I_{\text{sat}}$ pour le Refroidisseur et $12 I_{\text{sat}}$ pour le Repompeur⁷.

Dans ces conditions, nous chargeons typiquement 5×10^6 atomes en une seconde. Contrairement au ^{87}Rb , le piège est ici chargé directement à partir de la vapeur atomique produite par les dispensers de la chambre principale, que l'on alimente par un courant typique d'environ 4.3 A. Le système laser dédié au MOT-2D Potassium est actuellement en cours d'intégration et devrait, sous peu, permettre d'augmenter la vitesse de chargement.

Mélasse Rouge

Une phase de mélasse rouge d'une durée de 5 ms démarre immédiatement après l'extinction des bobines MOT. Les désaccords et les intensités des faisceaux Refroidisseur et Repompeur sont alors brusquement diminués, de façon à se placer dans la région II du schéma 3.7.(b), favorable au refroidissement sub-Doppler. Les fréquences Refroidisseur et Repompeur sont ainsi désaccordées de 16 MHz et 7.4 MHz dans le rouge des transitions $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ et $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ tandis que leurs intensités totales respectives sont portées à environ 2 et 1 I_{sat} .

Cette méthode de refroidissement par mélasse rouge nous permet de descendre jusqu'à une température estimée à $12.5 \pm 1 \mu\text{K}$. Bien que cela constitue, en soit, un très bon résultat pour du ^{39}K , on cherche systématiquement à abaisser encore cette température afin d'améliorer la cohérence de notre source atomique et augmenter le contraste de nos franges d'interférences. On s'oriente alors vers des techniques de refroidissement par mélasses grises que nous présentons dans la section suivante.

3.2.2 Refroidissement par mélasse grise

Les mélasses grises furent initialement développées dans les années 90 sur les atomes de rubidium et de césium [Boiron *et al.*, 1995] mais ne parvinrent pas à supplanter les méthodes de refroidissement par

7. Pour le ^{39}K , l'intensité de saturation vaut : $I_{\text{sat}} = 1.75 \text{ mW/cm}^2$ [Tiecke, 2019].

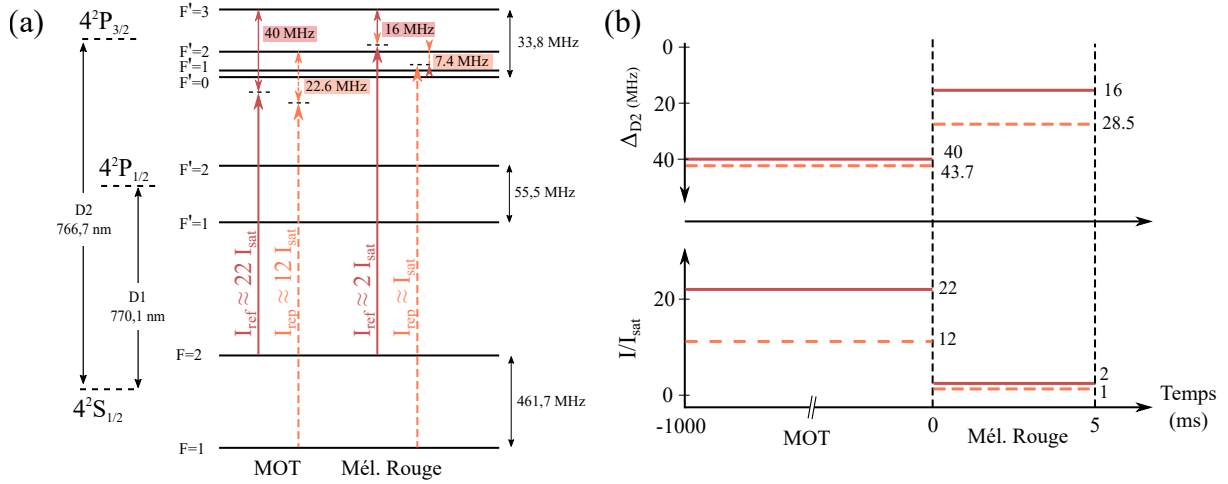


Figure 3.8 – Séquence de refroidissement par mélasse rouge sur la raie D2 du ^{39}K - (a) Structure hyperfine et configuration des lasers au cours des étapes de MOT et de Mélasse Rouge. (b) Vue schématique de la séquence de refroidissement. Δ_{D2} représente le désaccord par rapport à la transition $|F = 1, 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Les traits pleins rouges et pointillés oranges correspondent respectivement aux fréquences Refroidisseur et Repompeur. Toutes les intensités mentionnées ici prennent en compte la contribution des 6 faisceaux.

mélasse rouge, particulièrement performantes pour ces espèces.

Ces techniques bénéficièrent d'un regain d'intérêt notable à partir de 2012, lorsqu'elles furent étendues à des atomes présentant une structure hyperfine compacte pour lesquels le refroidissement par effet Sisyphé dans le rouge d'une transition $|F\rangle \rightarrow |F' = F + 1\rangle$ s'avère peu efficace. La communauté put alors constater que cette méthode est particulièrement adaptée aux atomes de ^6Li [Burchianti *et al.*, 2014], [Sievers *et al.*, 2015], ^7Li [Grier *et al.*, 2013], ^{39}K [Nath *et al.*, 2013], [Salomon *et al.*, 2013] et ^{40}K [Fernandes *et al.*, 2012]. Nous rappelons ici le cadre théorique simplifié de la mélasse grise et détaillons, ensuite, la façon dont elle est mise en oeuvre sur notre expérience.

3.2.2.1 Étude théorique simplifiée du refroidissement par mélasse grise

Le mécanisme de refroidissement de la mélasse grise repose sur l'association de deux phénomènes : le piégeage de population cohérent sélectif en vitesse (VSCPT pour Velocity Selective Coherent Population Trapping) d'une part, et l'effet Sisyphé gris d'autre part. Nous reprenons ici le modèle détaillé dans [Cohen-Tannoudji, 1991], [Salomon *et al.*, 2014].

Configuration en Λ

On considère un atome à trois niveaux ($|f_1\rangle, |f_2\rangle, |e\rangle$) dont la structure est représentée figure 3.9. Les niveaux fondamentaux $|f_1\rangle$ et $|f_2\rangle$, qui peuvent être deux niveaux hyperfins ou deux sous-niveaux Zeeman par exemple, sont considérés comme stables et possèdent des durées de vies infinies. L'état excité est quant à lui caractérisé par une durée de vie radiative Γ^{-1} . On note ω_{0i} la pulsation associée à la transition $|f_i\rangle \rightarrow |e\rangle$.

L'atome interagit avec un champ laser bichromatique, constitué de deux ondes contra-propageantes de pulsations respectives ω_1 et ω_2 déphasées entre elles de ϕ . Les deux faisceaux présentent une configuration de polarisation σ^+/σ^- , ce qui conduit à une modulation spatiale de l'intensité lumineuse le long de l'axe z de propagation⁸. Pour chacune des deux ondes, on définit également le nombre d'onde k_i et le désaccord à résonance⁹ $\delta_i = \omega_i - \omega_{0i}$. On introduit enfin les pulsations de Rabi Ω_i couplant les états $|f_i\rangle$ à $|e\rangle$. On se place ainsi dans la configuration en Λ représentée figure 3.9.

⁸. On peut également considérer une configuration de polarisation "linéaire croisée" (lin \perp lin), conduisant elle aussi à une modulation spatiale d'intensité lumineuse.

⁹. On considère que chacun des deux lasers n'excite qu'une seule des deux transitions atomiques.

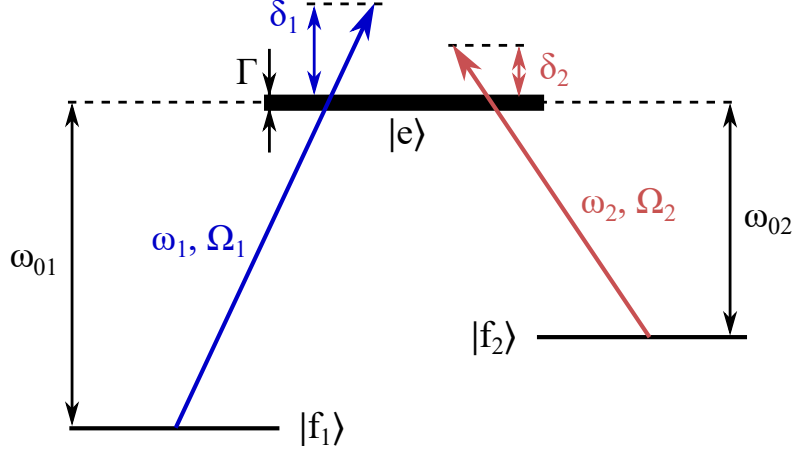


Figure 3.9 – Système atomique à trois niveaux en configuration Λ .

Changement de base

Le comportement du système est décrit par l'hamiltonien atomique H_A et d'interaction atome-laser V_{AL} . En prenant comme origine des énergies celle de l'état $|e\rangle$, l'hamiltonien atomique s'écrit :

$$H_A = -\hbar\omega_{01} |f_1\rangle \langle f_1| - \hbar\omega_{02} |f_2\rangle \langle f_2| \quad (3.4)$$

Le terme de couplage atome-laser vaut quant à lui :

$$V_{AL} = \hbar\Omega_1 \cos(k_1 z + \phi) \{e^{-i\omega_1 t} |e\rangle \langle f_1| + h.c\} + \hbar\Omega_2 \cos(k_2 z) \{e^{-i\omega_2 t} |e\rangle \langle f_2| + h.c\} \quad (3.5)$$

Si on passe dans le référentiel tournant en appliquant la transformation unitaire :

$$T(t) = e^{-i\omega_1 t |f_1\rangle \langle f_1| - i\omega_2 t |f_2\rangle \langle f_2|} \quad (3.6)$$

Alors le hamiltonien total du système devient :

$$\begin{aligned} H = H_A + V_{AL} = & \hbar\delta_1 |f_1\rangle \langle f_1| + \hbar\delta_2 |f_2\rangle \langle f_2| \\ & + \hbar\Omega_1 \cos(k_1 z + \phi) \{|e\rangle \langle f_1| + h.c\} \\ & + \hbar\Omega_2 \cos(k_2 z) \{|e\rangle \langle f_2| + h.c\} \end{aligned} \quad (3.7)$$

En écrivant les équations de Bloch optique, on peut ensuite démontrer que si la condition de résonance Raman est respectée ($\delta_1 = \delta_2 = \delta$) alors il existe une combinaison linéaire des états $|f_1\rangle$ et $|f_2\rangle$ qui n'est pas couplée au champ lumineux. Cet état non-couplé $|\Psi_{NC}\rangle$, caractérisé par $V_{AL} |\Psi_{NC}\rangle = 0$, s'exprime de la manière suivante :

$$|\Psi_{NC}\rangle = \frac{\Omega_2(z) |f_1\rangle - \Omega_1(z) |f_2\rangle}{\Omega(z)} \quad (3.8)$$

avec : $\Omega_1(z) = \Omega_1 \cos(k_1 z + \phi)$, $\Omega_2(z) = \Omega_2 \cos(k_2 z)$ et $\Omega(z) = \sqrt{\Omega_1^2(z) + \Omega_2^2(z)}$.

On introduit également l'état couplé au champ $|\Psi_C\rangle$, orthogonal à la fois à $|\Psi_{NC}\rangle$ et à $|e\rangle$:

$$|\Psi_C\rangle = \frac{\Omega_1(z) |f_1\rangle + \Omega_2(z) |f_2\rangle}{\Omega(z)} \quad (3.9)$$

qui vérifie :

$$\langle e| V_{AL} |\Psi_C\rangle = \hbar\Omega(z) \quad (3.10)$$

L'ensemble $\{|\Psi_{NC}\rangle, |\Psi_C\rangle, |e\rangle\}$ forme alors une nouvelle base de l'espace des états dans laquelle il va être commode de travailler.

Dans cette base, les éléments diagonaux du Hamiltonien total H associés aux états $|\Psi_{NC}\rangle$ et $|\Psi_C\rangle$ valent respectivement :

$$\hbar\delta_{NC} = \hbar\delta_1 \left(\frac{\Omega_2(z)}{\Omega(z)} \right)^2 + \hbar\delta_2 \left(\frac{\Omega_1(z)}{\Omega(z)} \right)^2 \quad (3.11)$$

et :

$$\hbar\delta_C = \hbar\delta_1 \left(\frac{\Omega_1(z)}{\Omega(z)} \right)^2 + \hbar\delta_2 \left(\frac{\Omega_2(z)}{\Omega(z)} \right)^2 \quad (3.12)$$

Le respect de la condition de résonance Raman implique donc que les deux pulsations δ_{NC} et δ_C soient égales entre elles ainsi qu'à δ .

Couplage à l'état excité

Le premier couplage à prendre en considération est celui entre l'état fondamental $|\Psi_C\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$, traité ici de façon perturbative. L'état excité n'est que très légèrement perturbé par la présence de l'état couplé au champ laser, et on néglige cet effet. En revanche, on peut démontrer que la modulation spatiale d'intensité laser entraîne un déplacement lumineux de l'état couplé qui s'écrit :

$$\Delta E_C = \hbar\delta_C \frac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \Gamma/4} \quad (3.13)$$

Ce déplacement lumineux s'accompagne d'un transfert d'instabilité de l'état $|e\rangle$ vers $|\Psi_C\rangle$, ce dernier acquérant une durée de vie finie en raison de la possibilité de pompage optique. On peut établir que le taux de transfert par pompage optique de l'état couplé s'exprime de la manière suivante :

$$\Gamma_C = \Gamma \frac{\Omega^2(z)}{\delta_C^2 + \Gamma/4} \quad (3.14)$$

Sous l'effet du couplage avec l'état $|e\rangle$, l'énergie et la durée de vie de l'état $|\Psi_C\rangle$ sont ainsi tout deux modulés spatialement.

On remarque que le signe du déplacement lumineux ΔE_C dépend de celui de δ_C , et donc de celui de δ . Si les faisceaux laser sont désaccordés dans le bleu de la transition ($\delta > 0$) alors le décalage en énergie ΔE_C est positif, ce qui confère à l'état $|\Psi_C\rangle$ une énergie supérieure à celle de l'état $|\Psi_{NC}\rangle$. Dans cette configuration, qui est celle que nous utilisons pour réaliser une mélasse grise, l'énergie et le taux de pompage du niveau $|\Psi_C\rangle$ varient de la même manière le long de l'axe z ¹⁰, comme on l'a schématiquement représenté dans la figure 3.10.

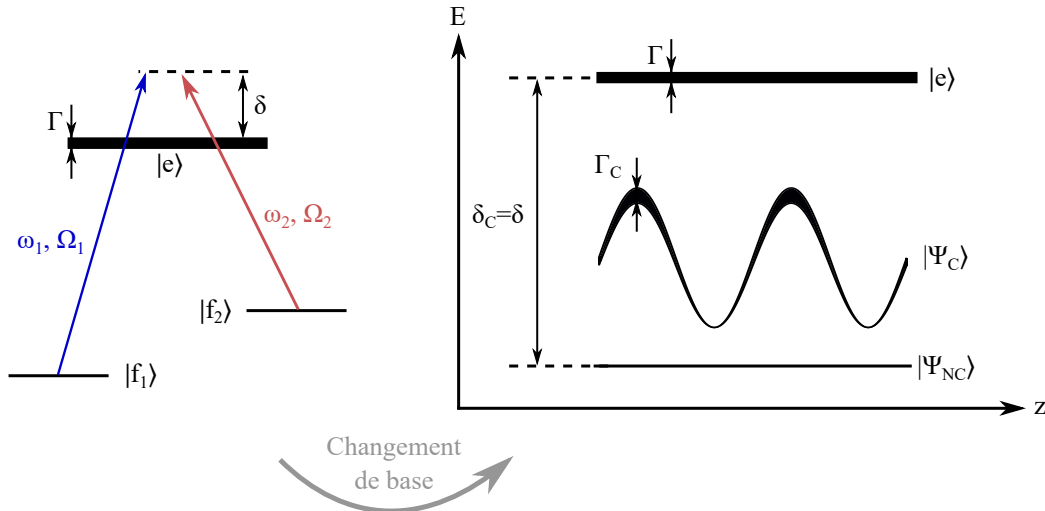


Figure 3.10 – Changement de base pouvant être effectuée sous la condition de résonance Raman et nouvelle configuration énergétique considérée - L'épaisseur variable du trait correspondant à l'état couplé $|\Psi_C\rangle$ traduit ici la modulation spatiale du taux de transfert par pompage optique Γ_C qui lui est associé.

10. Autrement dit, leurs maxima se situent aux mêmes positions.

Couplage motionnel

Un second terme de couplage à prendre en compte est celui entre les états fondamentaux $|\Psi_{NC}\rangle$ et $|\Psi_C\rangle$. Si on se place à la résonance Raman et que l'on considère un atome au repos (de vitesse nulle) alors le terme de couplage s'annule également et l'état $|\Psi_{NC}\rangle$ peut être considéré comme un état "piège" ou état "noir". Après être tombé dans cet état par désexcitation radiative, un atome ne pourra plus en sortir. Par contre, si l'atome est animé d'une vitesse $v \neq 0$, alors il apparaît un terme de couplage motionnel V_{mot} entre les deux états $|\Psi_{NC}\rangle$ et $|\Psi_C\rangle$, donné par :

$$V_{\text{mot}} = \langle \Psi_C | E_{\text{cin}} | \Psi_{NC} \rangle \quad (3.15)$$

avec $E_{\text{cin}} = P^2/2M$ le terme d'énergie cinétique du Hamiltonien total. Le mouvement de l'atome dans le référentiel d'étude induit donc une instabilité sur l'état $|\Psi_{NC}\rangle$ en autorisant des transitions Raman spontanées vers $|\Psi_C\rangle$. On peut montrer que la force du couplage motionnel est proportionnelle à la vitesse v de l'atome, mais dépend également de sa position le long de l'axe z . La probabilité de transfert est optimale là où l'écart en énergie entre les deux niveaux $|\Psi_C\rangle$ et $|\Psi_{NC}\rangle$ est minimale.

Mécanisme de refroidissement

Nous avons maintenant introduit tout les éléments nécessaires à la compréhension du mécanisme de refroidissement par mélasse grise. Nous nous plaçons donc dans le cas de figure où les lasers satisfont la condition de résonance Raman et sont désaccordés dans le bleu de la transition atomique ($\delta > 0$).

Comme nous venons de le voir, un atome sera transféré préférentiellement de l'état $|\Psi_{NC}\rangle$ à l'état $|\Psi_C\rangle$ au niveau d'un minimum énergétique de l'état couplé. Au contraire, le processus de pompage optique de $|\Psi_C\rangle$ vers $|\Psi_{NC}\rangle$ par l'intermédiaire du niveau excité $|e\rangle$ sera effectué de manière préférentielle sur l'un des sommets du paysage énergétique ΔE_C , là où le taux de pompage Γ_C se trouve être maximal.

En réalisant un grand nombre de cycles, un atome a donc tendance à gravir plus de collines de potentiel qu'il n'en descend et à dissiper ainsi son énergie cinétique.

L'atome subira ce cycle de refroidissement d'autant plus fréquemment que le terme de couplage motionnel V_{mot} sera fort et donc que sa vitesse v sera élevée.

A l'instar d'une mélasse rouge, c'est donc bien l'effet Sisyphe qui est ici à la base du processus de refroidissement. La subtilité de cette méthode est que les atomes s'accumulent dans un état "gris", faiblement couplé au champ lumineux, ce qui lui vaut l'appellation de mélasse "grise" et permet de diminuer sensiblement le taux de diffusion comparativement à une mélasse rouge.

On notera que le mécanisme que nous venons de présenter ne peut être mis en oeuvre que sur des transitions de type $|F\rangle \rightarrow |F' = F\rangle$ ou bien $|F\rangle \rightarrow |F' = F - 1\rangle$ car ce sont les seules configuration pour lesquelles existent des états non couplés à la lumière.

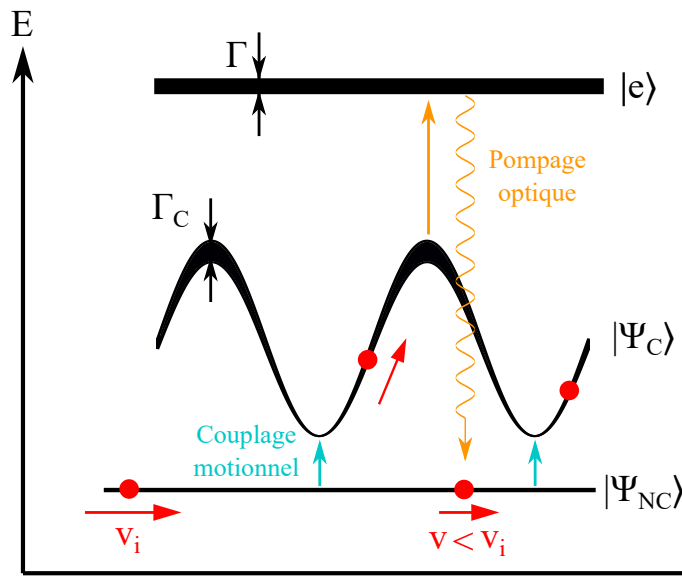


Figure 3.11 – Mécanisme de refroidissement de la mélasse grise.

3.2.2.2 Mise en oeuvre expérimentale du refroidissement par mélasse grise sur la raie D1 du ^{39}K

Notre refroidissement par mélasse grise du ^{39}K s'inspire des travaux menés au Laboratoire Charles Fabry [Salomon, 2014]. Nous effectuons ce refroidissement sur la raie D1, plutôt que sur la D2, car la structure hyperfine du niveau excité $2\text{P}_{1/2}$ nous permet de nous désaccorder dans le bleu de la transition $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ sans interagir avec d'autres niveaux hyperfins.

Nous utilisons ainsi un second système laser, émettant autour 770 nm, que nous combinons avec celui à 767 nm comme évoqué dans le chapitre 2. Les fréquences laser sont envoyées sur les atomes via les collimateurs du MOT-3D, ce qui implique une configuration de polarisation σ^+/σ^- des faisceaux contra-propageants, sur chacun des trois axes.

Le laser D1 est allumé dès la phase de chargement du MOT en accordant les fréquences "Re-froidisseur" et "Repompeur" à résonance sur les transitions $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ et $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ respectivement. Le ratio d'intensité $I_{\text{rep}}/I_{\text{ref}}$ est quant à lui fixé à 0.2, pour une intensité totale sur les atomes de $27 I_{\text{sat}}$. On vérifie expérimentalement que l'ajout de cette lumière résonnante sur la transition D1, pendant le chargement du MOT, engendre une légère augmentation du nombre total d'atomes capturés, de l'ordre de quelques dizaines de pourcents. Ce phénomène peut s'expliquer par une augmentation du taux de fluorescence, induisant elle-même de plus nombreuses réabsorptions photoniques et donc une augmentation de la taille du MOT. La diminution de la densité atomique au sein du nuage résulte finalement en une réduction du taux de pertes par collisions assistée par la lumière [Salomon *et al.*, 2013].

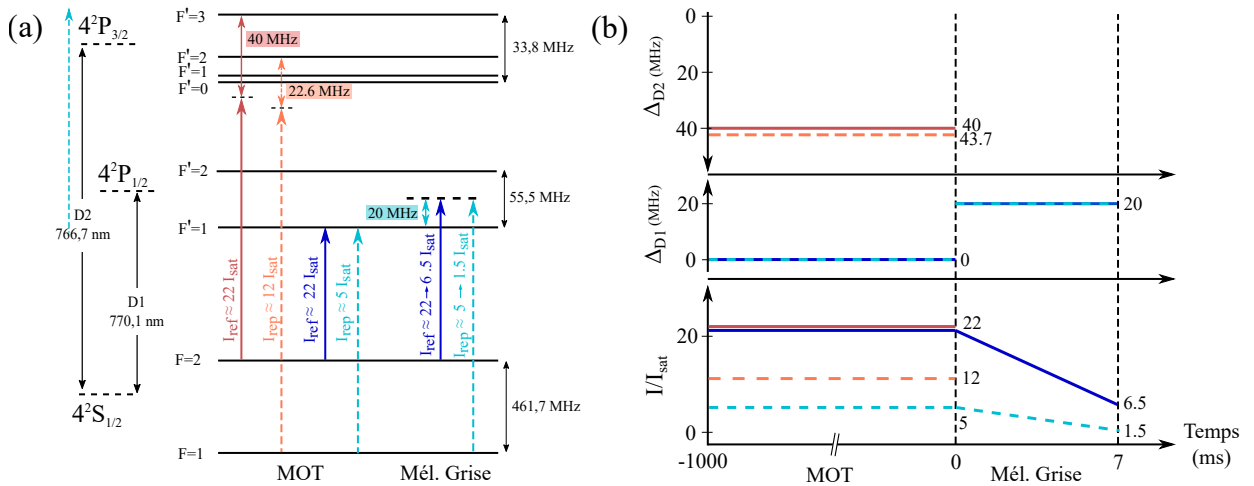


Figure 3.12 – Séquence de refroidissement par mélasse grise sur la raie D1 du ^{39}K - (a) Structure hyperfine et configuration des lasers au cours des étapes de MOT et de Mélasse Grise. (b) Vue schématique de la séquence de refroidissement. Les traits pleins rouges et pointillés oranges correspondent respectivement aux fréquences Refroidisseur et Repompeur sur la transition D2. Les traits pleins bleus et pointillés cyans sont, eux, associés aux fréquences Refroidisseur et Repompeur sur la transition D1. Toutes les intensités mentionnées ici prennent en compte la contribution des 6 faisceaux.

Le piège magnéto-optique est immédiatement suivi de l'étape de mélasse grise. Les paramètres de celle-ci, tels que durée, désaccords et intensités, ont été ajustés expérimentalement de manière à minimiser la température finale du nuage. La séquence expérimentale "optimisée" est présentée figure 3.12.

Pendant les 7 ms que dure cette étape, les fréquences "Re-froidisseur" et "Repompeur" sont désaccordés dans le bleu des transitions $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ et $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ d'une même quantité $\Delta_{\text{ref}} = \Delta_{\text{rep}} = 20$ MHz afin de satisfaire la condition de résonance Raman.

L'intégralité de la puissance laser disponible est initialement mobilisée afin de maximiser le nombre d'atomes capturés. On a alors $I_{\text{tot}} \approx 27 I_{\text{sat}}$. On applique ensuite une rampe décroissante sur les puissances laser pour aboutir finalement à une intensité totale sur les atomes d'environ $8 I_{\text{sat}}$. Le ratio $I_{\text{rep}}/I_{\text{ref}}$ est quant à lui maintenu à une valeur de 0.2 tout au long de cette étape.

Cette séquence aboutit à la production d'un nuage d'environ 5×10^6 atomes pour une température estimée à 8 μK . Le gain substantiel offert par cette méthode de refroidissement est mis en évidence sur la figure 3.13. Celle-ci offre une comparaison de spectres Raman contra-propageants obtenus après mélasse

rouge et après mélasse grise. On observe, pour cette dernière, un net amincissement de la distribution en vitesse associée à une amélioration de l'efficacité de diffraction.

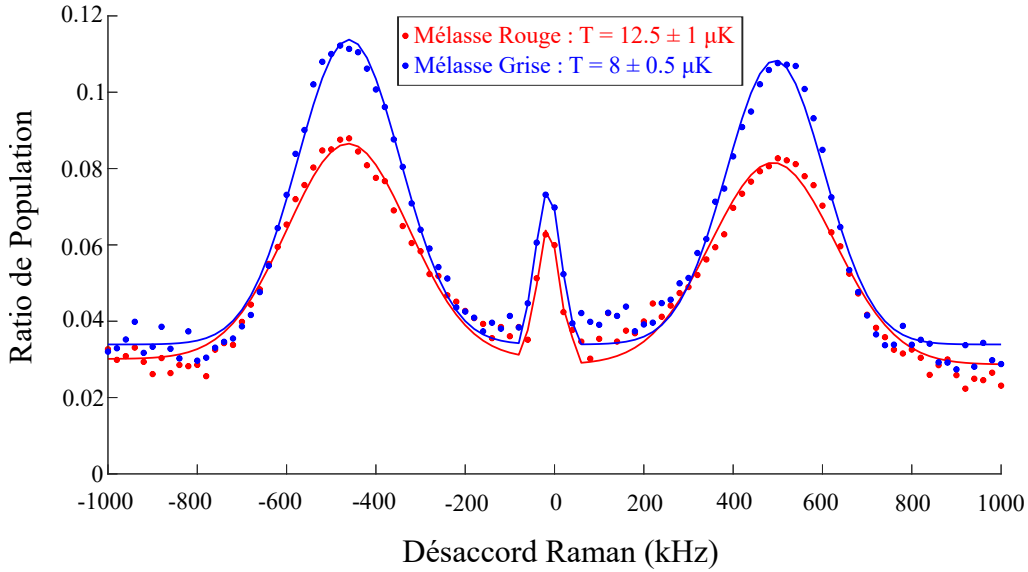


Figure 3.13 – Comparaison des spectres Raman obtenus avec le ^{39}K après mélasse rouge et mélasse grise - Ces spectres ont été obtenus à l'aide d'une impulsion π de $30\ \mu\text{s}$ effectuée après un temps de vol de $22.5\ \text{ms}$ en gravité standard. L'ajustement gaussien nous permet d'estimer une température de $12.5 \pm 1\ \mu\text{K}$ dans le cas de la mélasse rouge, et de $8 \pm 0.5\ \mu\text{K}$ pour la mélasse grise.

3.2.3 Préparation d'état

Après avoir procédé au refroidissement des atomes de potassium, il est utile de les préparer dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$ pour améliorer les performances de l'interféromètre. Je présente ici succinctement la méthode de préparation d'état ayant été développée sur l'expérience ICE à l'époque de l'ancienne architecture laser. Nous n'avons pas encore eu l'occasion de remettre en oeuvre cette technique depuis l'installation du nouveau dispositif, mais cela devrait être fait très prochainement. Une description plus détaillée de la méthode peut aussi être trouvée dans la littérature [Antoni-Micollier, 2016], [Antoni-Micollier *et al.*, 2017], [Chichet, 2017].

3.2.3.1 Spécificités du potassium et orientation du faisceau de sélection

Comme nous l'avons vu en section 3.1.3, la procédure de purification du rubidium intègre une impulsion micro-onde sélective pour le transfert cohérent entre les états $|F = 2, m_F = 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Sur notre expérience, l'utilisation d'une transition micro-onde n'est cependant pas envisageable dans le cas du potassium. Cela est dû au fait que la fréquence d'horloge associée à la transition hyperfine $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$ vaut seulement $461.7\ \text{MHz}$ et correspond ainsi à une longueur d'onde d'environ $65\ \text{cm}$. Les dimensions de notre chambre métallique, sensiblement plus petites, empêchent donc un tel champ de s'y propager.

La stratégie consiste alors à utiliser des impulsions Raman à deux photons pour réaliser le transfert sélectif de l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$ ou inversement. De cette manière, il est possible de se placer loin de la résonance à un photon et ainsi limiter le chauffage de l'échantillon par émission spontanée. Pour être efficace, cette impulsion doit être effectuée en présence d'un biais de champ magnétique (appliqué selon l'axe vertical à l'aide des bobines de compensation en Z) et utiliser un faisceau co-propageant en configuration de polarisation σ^+ ou σ^- . Dans notre cas, il s'avère difficile d'orienter le faisceau de sélection selon l'axe de quantification puisque celui-ci est déjà utilisé par le faisceau Raman, gardé en configuration contra-propageante et en polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$ en vue de l'interféromètre. Une solution envisageable consisterait à installer un cristal liquide en sortie du collimateur Raman et un obturateur mécanique avant le miroir de rétro-réflexion pour pouvoir changer la polarisation et la configuration du faisceau entre la préparation des atomes et l'interféromètre. Afin d'éviter certaines difficultés d'ordre techniques ¹¹, il a

11. La polarisation en sortie du cristal liquide peut notamment fluctuer sous l'effet de la température.

plutôt été fait le choix d'utiliser deux axes physiques différents. Il a donc fallu définir la position du faisceau de sélection la plus adaptée au vu des différents accès optiques disponibles. Une étude détaillée de l'effet de l'orientation du faisceau de sélection a été réalisée dans la thèse de Laura Antoni-Micollier [Antoni-Micollier, 2016]. La conclusion de cette étude est qu'une impulsion sélective efficace peut être réalisée en orientant le faisceau de sélection à 45° de l'axe de quantification. Il s'agit de la solution qui est utilisée en pratique pour positionner le faisceau de sélection (qui fait aussi office de faisceau pousseur).

Bien que ces impulsions de transferts sélectifs soient systématiquement réalisées avec le laser D2, nous verrons que les impulsions de pompage optique (dépompage dans $|F = 1\rangle$ ou repompage dans $|F = 2\rangle$) sont quant à elles effectuées à l'aide du laser D1. L'avantage de la raie D1 est en effet l'absence de transition cyclante : les atomes subissent donc un faible nombre de cycles d'absorption/émission avant de tomber dans l'état voulu. Les étapes de pompage optique ne s'accompagnent donc pas d'un chauffage significatif de l'échantillon.

3.2.3.2 Séquence de transfert et purification

La procédure de préparation d'état complète est schématisée figure 3.14. Elle se compose d'une séquence de transfert, permettant de placer la majorité des atomes dans le sous-état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, et d'une étape de purification, utilisée pour se débarrasser des particules restant dans les autres sous-états magnétiques.

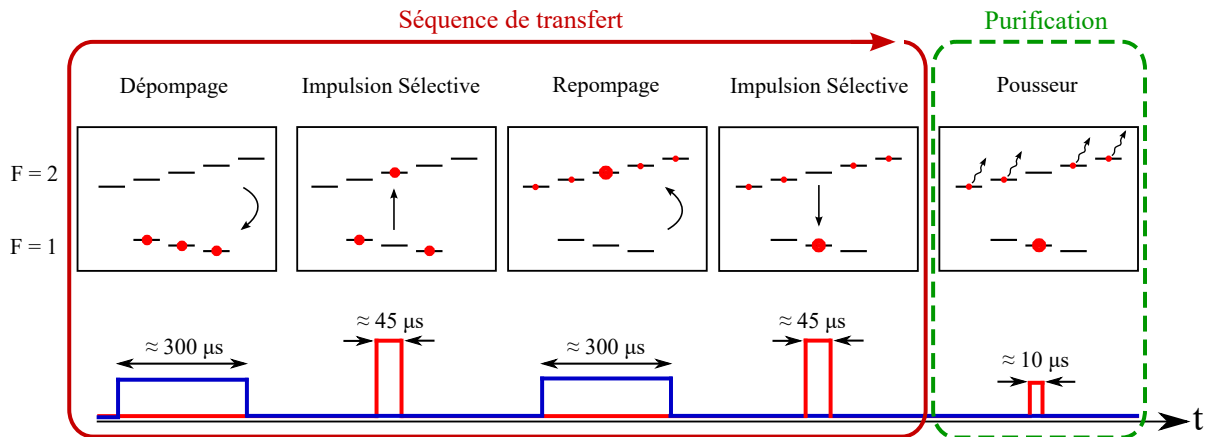


Figure 3.14 – Schéma de la séquence de transfert pouvant être utilisée pour préparer les atomes de ^{39}K dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$ - Les traits bleus et rouges indiquent les intensités délivrées par les lasers D1 et D2 respectivement.

Un biais de champ magnétique de quelques centaines de milligauss est appliqué selon l'axe vertical tout au long de la procédure. Celui-ci permet de lever la dégénérescence entre les différentes sous-espèces magnétiques en induisant une séparation de quelques centaines de kilohertz typiquement.

L'échantillon est initialement dépompe vers $|F = 1\rangle$ à l'aide de la lumière D1 envoyée sur les accès optiques du MOT. La fréquence du laser doit pour cela être accordée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et on obtient à ce stade une répartition équitables des atomes entre les trois sous-niveaux Zeeman.

Les atomes dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$ sont ensuite transférés de manière cohérente vers l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ par le biais d'une impulsion π copropageante effectuée avec le faisceau de sélection à 45° polarisé circulairement. On utilise donc cette fois le laser D2, désaccordé de 700 MHz dans le rouge de la transition $|F\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pour rester loin de la résonance à un photon et ainsi limiter le chauffage par émission spontanée. Le désaccord Raman est quant à lui ajusté à une valeur bien particulière permettant d'adresser uniquement la transition entre les sous états $m_F = 0$.

Les atomes restant dans $|F = 1\rangle$ sont ensuite repompés avec le laser D1, accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. La polarisation de la lumière étant ici isotrope, cette impulsion distribue de façon homogène les atomes dans $|F = 2\rangle$ et contribue à augmenter la population du sous niveau d'intérêt. On effectue enfin une seconde impulsion Raman sélective pour ramener les atomes dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Cela garantit que le processus d'accumulation des atomes dans $m_F = 0$ ne puisse pas être renversé par des impulsions ultérieures.

Les 4 étapes que l'on vient de décrire constituent ce que l'on appelle la séquence de transfert. Cette procédure peut être répétée plusieurs fois d'affilée pour augmenter la population de l'état cible $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Cette séquence induit néanmoins un léger chauffage de l'échantillon et il n'est donc pas forcément avantageux de réaliser un grand nombre de cycles en pratique.

Finalement, une étape additionnelle de purification permet d'éliminer tous les atomes restant dans $|F = 2\rangle$. On applique pour cela une courte impulsion de lumière D2 accordée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ par le biais du faisceau pousseur/sélection.

Au total, l'ensemble de la séquence de préparation dure seulement quelques centaines de microsecondes. Nos prédécesseurs ont pu démontrer grâce à cette méthode une efficacité de préparation supérieure à 95 % pour une augmentation de la température de l'échantillon limitée à quelques microkelvins. On notera aussi que cette séquence peut être adaptée pour préparer l'échantillon dans n'importe quel sous-niveau Zeeman de l'état fondamental. Il suffit pour cela de modifier le désaccord Raman lors des impulsions sélectives de manière à adresser préférentiellement la transition entre les sous états $m_F = +1$ ou $m_F = -1$.

3.3 La source atomique ultra-froide de ^{87}Rb

Lorsque nous opérons dans un régime de micropesanteur, ce n'est plus la gravité mais plutôt la température de la source atomique qui limite fondamentalement le temps d'interrogation de l'interféromètre et donc la sensibilité de notre mesure. Sous l'effet de l'expansion thermique du nuage, les faisceaux d'interrogations deviennent moins efficaces, la détection et l'imagerie deviennent plus délicates et les effets inertiels liés aux rotations parasites dégradent sensiblement le contraste de notre mesure (cf. chapitre 5). Ce constat a motivé le développement d'une source atomique "ultra-froide" de ^{87}Rb sur notre expérience, afin d'atteindre des températures de l'ordre de quelques dizaines de nanokelvins.

Avec les méthodes de refroidissement que nous venons de présenter jusqu'ici, toutes basées sur la force de pression de radiation, la température des atomes est ultimement limitée par la vitesse de recul à un photon. Il est alors nécessaire de s'orienter vers d'autres techniques complémentaires si l'on souhaite abaisser la température de plusieurs ordres de grandeur.

La stratégie adoptée sur ICE fut d'installer un piège dipolaire croisé (cf. section 2.4) afin de mettre en oeuvre une technique de refroidissement par évaporation.

Nous rappelons dans cette section quelques notions théoriques relatives à ce type de refroidissement et y décrivons en détail la procédure que nous utilisons. Celle-ci est originale sous de nombreux aspects puisqu'elle associe un chargement par mélasse grise et une modulation spatiale des faisceaux dipolaires. Comme nous le verrons, cette méthode nous a permis d'atteindre le régime de dégénérescence quantique (condensation de Bose-Einstein) à la fois dans le régime de gravité standard et dans celui de micropesanteur.

3.3.1 Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif

3.3.1.1 Principe

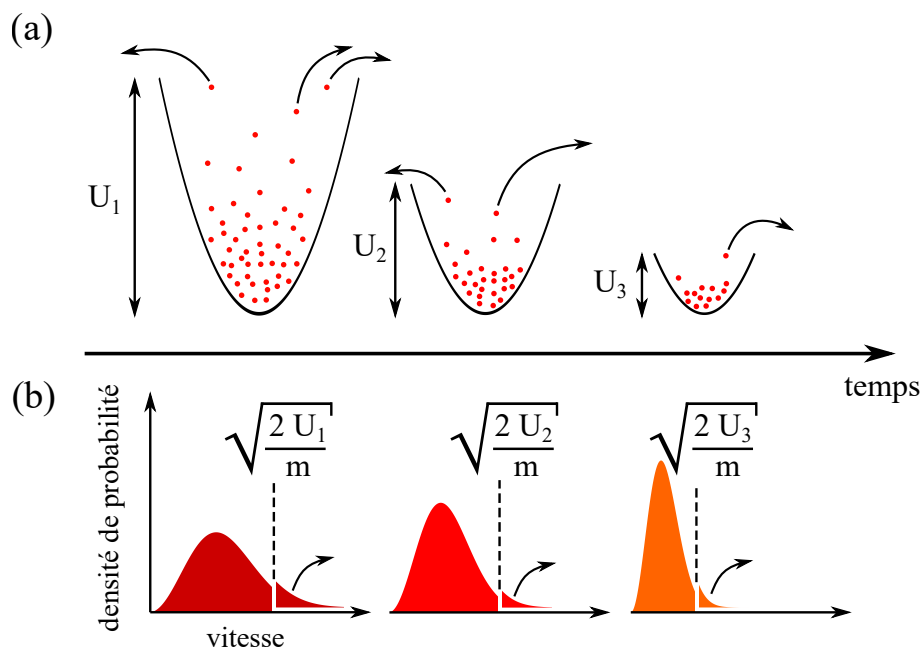


Figure 3.15 – Principe de l'évaporation forcée - Évolution du potentiel de piégeage (a) et de la distribution en vitesse (b) de l'échantillon atomique au cours de la procédure d'évaporation forcée. L'abaissement progressif de la profondeur de piège U permet l'élimination continue des atomes les plus énergétiques. La thermalisation du reste de l'assemblée atomique conduit alors à un peuplement des classes de vitesses les plus basses.

L'idée du refroidissement par évaporation fut proposée pour la première fois en 1986 [Hess, 1986] et a été depuis largement adoptée par la communauté scientifique. Le mécanisme de refroidissement repose sur l'expulsion des atomes les plus énergétiques d'un système, de manière à obtenir un refroidissement du reste de l'assemblée après retour à l'équilibre thermodynamique. Par nature, ce type de refroidissement se

fait donc au détriment d'une grande perte d'atomes mais permet néanmoins d'atteindre des températures extrêmement basses, très inférieures à la limite de recul.

L'évaporation est concrètement réalisée en plaçant les atomes au sein d'un potentiel de confinement associé à un piège magnétique ou optique. La profondeur de ce puits de potentiel, que nous noterons U dans la suite, joue alors un rôle central puisqu'elle définit l'énergie cinétique "seuil" à partir de laquelle les atomes peuvent s'extraire du piège.

Pour obtenir un refroidissement efficace, le processus d'élimination des atomes les plus énergétiques doit s'accompagner d'un processus de thermalisation du reste de l'assemblée atomique. Cette redistribution énergétique s'effectue par le biais des collisions élastiques entre particules. Elle est essentielle puisqu'elle favorise le peuplement des classes de vitesses les plus basses, ce qui contribue à augmenter la densité dans l'espace des phases (cf. section 3.3.2.1). Ce phénomène de thermalisation impose cependant ses propres constantes de temps, liées notamment aux propriétés collisionnelles de l'espèce à refroidir. Le refroidissement par évaporation est ainsi un processus relativement "lent" qui est réalisé sur des durées typiques de plusieurs secondes.

Si l'on considère une profondeur de piège U constante au cours du processus, alors le taux d'évaporation ralentit exponentiellement au fil du temps. Au fur et à mesure que la température de l'assemblée diminue, les processus de collisions ont en effet de plus en plus de difficulté à fournir l'énergie seuil à une particule pour qu'elle puisse quitter le piège.

Pour compenser ce phénomène, on réalise classiquement une procédure "d'évaporation forcée" qui consiste à abaisser progressivement la hauteur de la barrière de potentiel. On maintient ainsi l'efficacité du processus d'évaporation au cours de la descente en température. La figure 3.15 offre une vue schématique du principe de l'évaporation forcée.

3.3.1.2 Les processus de collisions

Comme nous venons de le voir, le processus de thermalisation est une composante essentielle du refroidissement par évaporation, qui définit à la fois son efficacité et sa dynamique.

Cette redistribution énergétique repose sur les collisions élastiques entre particules qui, par définition, conservent l'énergie cinétique totale du système. D'autres types de collisions, dites "inélastiques", surviennent également et perturbent quant à elles le processus de refroidissement en induisant un changement d'énergie interne dans l'une ou plusieurs des particules impliquées [Dalibard, 1999]. On donne ici une description un peu plus quantitative de ces différents phénomènes.

Les collisions élastiques

La dynamique de thermalisation est régie par le taux de collisions élastiques, s'exprimant comme :

$$\gamma_{\text{el}} = \bar{\rho} \sigma_{\text{el}} \bar{v}_r \quad (3.16)$$

où $\bar{\rho}$, σ_{el} et \bar{v}_r représentent respectivement la densité moyenne d'atomes dans le piège, la section efficace de collisions à basse température, et la vitesse relative moyenne entre les particules.

Ce sont également ces collisions élastiques qui permettent à certains atomes d'acquérir une énergie suffisante pour s'extraire du piège. Ce taux de collision élastiques influe donc, également, sur la dynamique d'évaporation. La vitesse d'expulsion des particules peut ainsi être quantifiée par :

$$\left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{el}} = -\frac{N\gamma_{\text{el}}}{\sqrt{2}} \eta e^{-\eta} \quad (3.17)$$

avec N le nombre total d'atomes contenus dans le piège et η un paramètre adimensionnel caractéristique de la hauteur du potentiel, défini comme :

$$\eta = \frac{U}{k_B T} \quad (3.18)$$

Les collisions inélastiques

Plusieurs types de collisions inélastiques peuvent engendrer une perte de particules et ainsi venir perturber le processus de refroidissement. Les principaux types de collisions inélastiques pouvant survenir sont les suivants :

— **Les collisions avec la pression résiduelle :**

Même dans un régime d’ultra-vide, la chambre de science contient toujours une pression résiduelle d’atomes non piégés qui sont à température ambiante et donc extrêmement énergétiques. Ces atomes peuvent entrer en collision avec ceux du piège et induire ainsi des pertes par chauffage. Ces pertes dépendent uniquement de la qualité du vide dans l’enceinte, et pas de la densité d’atomes piégés. Dans le cas particulier du rubidium, on peut montrer que le taux de collision qui leur est associé s’écrit [Bali *et al.*, 1999] :

$$\gamma_{\text{bg}} = 6,3 \cdot 10^{-9} \times \rho_{\text{bg}} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.19)$$

avec ρ_{bg} la densité d’atomes associée au vide résiduel.

— **Les collisions à deux corps :**

En l’absence de lumière proche de résonance, les collisions inélastiques à deux corps impliquent le plus souvent un changement d’état hyperfin [Gensemer *et al.*, 2000], [Shang *et al.*, 1994]. Au moins l’une des deux particules se trouve dans l’état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ avant la collision et les deux atomes terminent finalement dans $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. En raison de cette perte d’énergie interne, l’énergie cinétique totale du système se trouve augmentée d’une quantité correspondant à l’énergie de la transition hyperfine $\hbar\omega_{\text{HF}}$. Celle-ci est très supérieure¹² aux profondeurs de pièges typiques utilisés, ce qui assure une éjection des atomes concernés. Le taux de collision à deux corps est directement lié à la densité atomique dans le piège $\rho(\vec{r})$:

$$\gamma_{2\text{b}} \propto \frac{1}{N} \int \rho^2(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (3.20)$$

On remarquera cependant que ce processus parasite peut facilement être évité par un dépompage préalable de tous les atomes dans l’état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$.

— **Les collisions à trois corps :**

Suite à leur collision, deux atomes peuvent former un édifice moléculaire dès lors qu’un troisième corps se situe suffisamment proche pour récupérer l’énergie libérée dans le processus. Cet atome reçoit alors une énergie cinétique largement suffisante pour pouvoir être expulsé du piège. En ce qui la concerne, la molécule nouvellement formée ne ressent plus de force de piégeage et s’échappe donc également. Le taux de pertes associées à ces collisions à trois corps vaut :

$$\gamma_{3\text{b}} = \frac{K_{3\text{b}}}{N} \int \rho^3(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (3.21)$$

avec $K_{3\text{b}} \approx 10^{-29} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ pour le rubidium.

Bilan

Finalement, l’évolution globale du nombre d’atomes piégés sous l’effet des collisions peut s’écrire :

$$\frac{dN}{dt} = \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{el}} + \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{inel}} \quad (3.22)$$

$$= - \left(\frac{\gamma_{\text{el}}}{\sqrt{2}} \eta e^{-\eta} + \gamma_{\text{bg}} + \gamma_{3\text{b}} \right) N \quad (3.23)$$

$$= - (\Gamma_{\text{ev}} + \Gamma_{\text{loss}}) N \quad (3.24)$$

où $\Gamma_{\text{ev}} = \frac{\gamma_{\text{el}}}{\sqrt{2}} \eta e^{-\eta}$ et $\Gamma_{\text{loss}} = \gamma_{\text{bg}} + \gamma_{3\text{b}}$ représentent respectivement les taux d’évaporation et de pertes. Le terme $\gamma_{2\text{b}}$ a volontairement été omis ici car on suppose un dépompage préalable dans $|F = 1\rangle$.

3.3.1.3 Lois d’échelles

Au cours du processus d’évaporation forcée, les atomes les plus énergétiques sont sélectivement retirés par abaissement progressif de la profondeur de piège. Cet abaissement doit être réalisé suffisamment lentement par rapport au temps caractéristique de thermalisation, qui dépend lui-même du taux de collisions élastique γ_{el} que nous avons introduit plus haut.

¹². de l’ordre de 100 mK pour le rubidium !

Nous dérivons ici les lois d'échelles décrivant l'évolution des grandeurs thermodynamiques au cours de l'évaporation forcée à l'aide d'un modèle simple et qualitatif. Le lecteur pourra se référer à de nombreuses sources [Cohen-Tannoudji, 1996], [Luiten *et al.*, 1996] pour une approche plus complète et quantitative. Nous considérons donc un système à la température T composé de N particules. L'application du théorème d'équipartition de l'énergie nous permet d'exprimer l'énergie moyenne d'un atome du système comme ¹³ :

$$\bar{\epsilon} = 3k_{\text{B}}T \quad (3.25)$$

et on se place dans le cas où cette énergie moyenne reste faible devant la profondeur de piège $U = \eta k_{\text{B}}T$, avec η le paramètre sans dimension que nous avons défini à la section précédente.

L'énergie totale du système E et sa dérivée temporelle \dot{E} s'écrivent donc de manière très générale comme :

$$E = 3Nk_{\text{B}}T \quad (3.26)$$

et :

$$\dot{E} = 3Nk_{\text{B}}\dot{T} + 3\dot{N}k_{\text{B}}T \quad (3.27)$$

avec \dot{N} et \dot{T} les dérivées temporelles du nombre d'atomes piégés et de la température du système.

L'évolution de l'énergie totale du système sous l'effet de l'abaissement de U peut également s'exprimer comme [O'Hara *et al.*, 2001] :

$$\dot{E} = \dot{N}(U + \kappa k_{\text{B}}T) + \frac{\dot{U}}{U} \cdot \frac{E}{2} \quad (3.28)$$

Le premier terme correspond ici à l'énergie emportée avec eux par les atomes s'extrayant du piège. L'énergie moyenne de ces atomes "chauds", forcément supérieure à la profondeur de piège, vaut en effet : $(U + \kappa k_{\text{B}}T)$ avec κ un paramètre strictement positif. La variation \dot{N} du nombre d'atomes piégés quantifie quant à elle la vitesse d'évaporation.

Le second terme traduit la variation d'énergie potentielle totale du système qui est engendrée par l'abaissement adiabatique du potentiel de piégeage. Le calcul est ici réalisé dans le cas particulier d'un potentiel piégeant de forme harmonique.

L'identification des équations (3.27) et (3.28) mène alors à :

$$\frac{\dot{T}}{T} = \alpha \frac{\dot{N}}{N} \quad (3.29)$$

avec :

$$\alpha = \frac{2(\eta + \kappa - 3)}{3} \quad (3.30)$$

L'intégration de cette équation différentielle conduit finalement à la loi d'échelle décrivant l'évolution de la température en fonction du nombre d'atomes perdus pendant l'évaporation :

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\alpha \quad (3.31)$$

où T_0 et N_0 sont les conditions initiales sur la température et le nombre d'atomes du système.

Nous avons cependant considéré ici le cas idéal d'une évaporation se déroulant sans aucune perte. Si on prend en compte l'effet des collisions inélastiques, le paramètre α doit plutôt être remplacé par [Pethick et Smith, 2008] :

$$\alpha' = \frac{\Gamma_{\text{ev}}}{\Gamma_{\text{ev}} + \Gamma_{\text{loss}}} \alpha \quad (3.32)$$

La valeur de ce paramètre conditionne complètement l'efficacité du refroidissement puisqu'elle définit le gain obtenu en température par atome perdu dans le processus. On comprend ainsi que le refroidissement par évaporation sera d'autant plus efficace que le taux de collisions élastiques sera grand devant le taux de collisions inélastiques.

13. Chaque particule possède ici 6 degrés de libertés : 3 en position et 3 en impulsion.

3.3.2 Densité dans l'espace des phases et condensation de Bose-Einstein

3.3.2.1 Densité dans l'espace des phases

Si l'on souhaite refroidir l'échantillon atomique jusqu'à atteindre le régime de dégénérescence quantique (cf. section 3.3.2.2), la grandeur physique pertinente permettant d'évaluer l'avancement du processus est la densité dans l'espace des phases, ou PSD (pour Phase Space Density). La notion d'espace des phases, largement répandue en physique, fait référence à un espace abstrait dont les coordonnées sont les variables dynamiques du système étudié. Dans le cas qui nous intéresse ici, les variables dynamiques associées à chaque particule sont au nombre de 6 : trois variables de position et trois variables d'impulsions. Chaque atome peut ainsi être repéré dans un espace de dimension 6.

La PSD $\tilde{\rho}$ est quant à elle définie comme le nombre de particules contenues dans une boîte de volume \hbar^3 dans l'espace des phases. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$\tilde{\rho} = \rho \Lambda_T^3 \quad (3.33)$$

avec $\rho = N/V$ la densité spatiale de particules et Λ_T la longueur d'onde thermique de de Broglie. Pour un gaz d'atomes de masse m et une température T , cette quantité vaut :

$$\Lambda_T = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} \quad (3.34)$$

Cas particulier d'un piège conservatif harmonique isotrope

Il est souvent utile d'exprimer la PSD en fonction des paramètres du potentiel de piégeage. Si on considère par exemple un piège conservatif de type harmonique et isotrope, alors le potentiel piégeant peut se mettre sous la forme :

$$U(r) = \frac{1}{2} m \bar{\omega}^2 r^2 \quad (3.35)$$

avec r la distance par rapport au centre du piège et $\bar{\omega}$ la fréquence de piège moyenne.

La densité spatiale est quant à elle :

$$\rho(r) = \frac{N}{V_e} e^{-U(r)/k_B T} \quad (3.36)$$

avec V_e le volume effectif du nuage donné par :

$$V_e = \int e^{-U(r)/k_B T} 4\pi r^2 dr \quad (3.37)$$

ce qui conduit à :

$$\rho(r) = \frac{N}{\pi^{3/2} R^3} e^{-(r/R)^2} \quad (3.38)$$

où l'on a introduit le "rayon harmonique" du nuage $R = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\bar{\omega}^2}}$, paramètre représentant l'écartement au centre du piège pour lequel la densité a chuté d'un facteur $1/e$.

La PSD au centre du piège s'écrit donc finalement :

$$\tilde{\rho}(r=0) = N \left(\frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B T} \right)^3 \quad (3.39)$$

L'expression ci-dessus permet de déterminer une autre loi d'échelle, analogue à l'équation (3.31), impliquant cette nouvelle grandeur thermodynamique. On peut montrer que :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^{1-3\alpha/2} \quad (3.40)$$

Comme nous le verrons plus loin, la valeur de la PSD doit dépasser l'unité si l'on souhaite s'approcher sensiblement du seuil de dégénérescence quantique.

3.3.2.2 Saturation des états excités et condensation de Bose-Einstein

La distribution statistique de Bose-Einstein, à laquelle obéissent les bosons¹⁴, ne limite pas le nombre de particules pouvant occuper un même état quantique. L'indiscernabilité des particules contribue même à favoriser les configurations condensées, dans lesquelles un grand nombre d'atomes peuplent le même état. Le phénomène de condensation de Bose Einstein peut ainsi être observé lorsqu'un nombre macroscopique de particules s'accumulent dans l'état fondamental du système considéré. Tous ces bosons sont alors décrits par une seule et même fonction d'onde atomique et forment un "nouvel état de la matière" aux propriétés originales.

Le mécanisme à l'oeuvre, largement documenté [Pethick et Smith, 2008] [Dalibard et Brossel, 2005], ne sera pas présenté en détail ici. On rappelle simplement que le processus d'accumulation découle d'une limitation stricte du nombre d'atomes pouvant peupler les niveaux d'énergie excités. L'excédent de population "condense" alors dans l'état quantique de plus basse énergie du système.

3.3.2.3 Atteinte du seuil de condensation

Bien que son existence fut prévue dès les années 20 par Einstein et Bose, le premier condensat de Bose-Einstein (ou BEC pour Bose-Einstein Condensate) fut observé en 1995 [Anderson *et al.*, 1995] grâce aux progrès réalisés dans le domaine du refroidissement d'atomes par laser. L'émergence d'un condensat nécessite en effet des conditions très particulières de température et de densité, que nous détaillons ici.

Si on considère une assemblée de particules à la température T confinées dans un volume V fixé, alors le phénomène de condensation apparaît dès lors que le nombre d'atome N dépasse une valeur critique N_C . Cette saturation des états excités se produit également si c'est la température qui est variée à volume et nombre d'atome constant. Le régime de dégénérescence quantique émerge alors quand la température passe sous un seuil T_c .

Physiquement, le critère d'émergence du condensat est que la longueur d'onde thermique de de Broglie Λ_T , caractéristique de l'étalement spatial moyen d'un paquet d'onde, excède la distance moyenne entre atomes $d = \rho^{-1/3}$. On observe donc, dans ce régime, un recouvrement des fonctions d'ondes qui commencent à condenser.

Ces considérations simple permettent d'exprimer la température critique T_c associée au seuil de condensation :

$$T_c = \left(\frac{\rho}{\zeta(3/2)} \right)^{2/3} \times \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B} \quad (3.41)$$

avec ζ la fonction zêta de Riemann.

De manière tout à fait équivalente, on peut définir une densité dans l'espace des phases critique $\tilde{\rho}_c$, qui vaut simplement :

$$\tilde{\rho}_c = \zeta(3/2) \approx 2,612 \quad (3.42)$$

On appelle communément "condensat" (ou "fraction condensée"), la fraction macroscopique de population dans l'état fondamental, et "nuage thermique" le résidu de population encore dans les états excités.

3.3.3 Le potentiel dipolaire

3.3.3.0.1 Choix de la configuration mise en oeuvre sur l'expérience

Le refroidissement évaporatif peut être mis en oeuvre par l'intermédiaire de différents procédés : certains reposent sur un potentiel de piégeage magnétique, d'autres sur un potentiel dipolaire produit par un champ laser intense.

Le piège magnétique fut le premier à avoir été réalisé historiquement [Hess, 1986]. Dans ce type de piège, les atomes sont préparés dans un état sensible au champ magnétique, et le potentiel de piégeage correspond à l'énergie d'interaction W entre le champ magnétique externe \vec{B} et le moment magnétique $\vec{\mu}$ de la particule : $W = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$.

14. particules de spin entier.

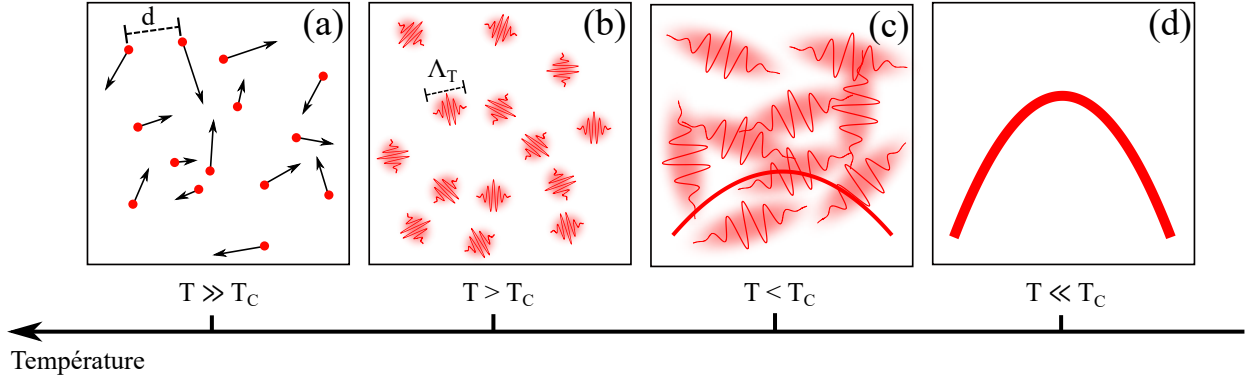


Figure 3.16 – Principe de la condensation de Bose-Einstein - (a) Le comportement des atomes peut être traité de manière classique. (b) La nature ondulatoire de la matière commence à se manifester, mais la distance moyenne d entre deux particules reste très supérieure à la longueur de cohérence typique d'un paquet d'onde Λ_T . (c) Les fonctions d'ondes atomiques commencent à se recouvrir et certaines particules condensent dans le niveau fondamental. (d) La quasi-totalité des particules ont condensées dans le niveau fondamental : on obtient un condensat de Bose-Einstein pur.

Les pièges magnétiques permettent le chargement d'un nombre d'atomes important (jusqu'à des centaines de millions), mais induisent des évaporations lentes, avec des durées typique de l'ordre de la dizaine de secondes. Cela s'explique par le faible taux de collisions élastiques que l'on trouve au sein de ces pièges, qui sont généralement très décomprimés.

Les pièges dipolaires, au contraire, se caractérisent par une géométrie fortement confinante induisant d'importants taux de collisions. Leur grande raideur permet ainsi des évaporations plus rapides, qui durent quelques secondes typiquement, et ils offrent de plus un environnement magnétique sain. Leur principal inconvénient concerne leur faible efficacité de chargement, généralement due à leur volume de capture très limité. On notera aussi l'émergence de méthodes "hybrides", permettant de charger de grands nombres d'atomes dans un piège magnétique, puis d'évaporer efficacement dans un piège dipolaire [Lin *et al.*, 2009].

On peut enfin mentionner la technologie des puces atomiques, consistant à piéger les atomes aux abords d'une surface [Keil *et al.*, 2016] [Fortágh et Zimmermann, 2007]. Celles-ci présentent l'avantage d'être très compactes et moins coûteuses en énergie tout en offrant des taux de collisions comparables aux pièges dipolaire. La présence physique de la puce à proximité des atomes complique néanmoins l'accès optique sur ces derniers et induit des interactions atomes-surface qui peuvent perturber le système. En pratique, l'utilisation d'une puce requiert donc souvent de lancer les atomes.

Les pièges magnétiques ne constituent pas de bons candidats pour notre application d'interférométrie atomique embarquée, puisqu'on souhaite préparer nos échantillons dans un état insensible au champ magnétique, et bénéficier de temps de cycles aussi courts que possible. Comme évoqué précédemment, la configuration choisie sur notre expérience est donc celle d'un piège dipolaire croisé, modulé en position. Nous nous attacherons, dans cette section, à rappeler l'origine du potentiel dipolaire et à décrire ses implications dans notre cas de figure.

3.3.3.1 La force dipolaire électrique

La force dipolaire

Nous dérivons tout d'abord les expressions de la force dipolaire électrique et du potentiel associé, en considérant le cas simplifié d'un atome à deux niveaux en interaction avec le champ électrique d'un laser donné par : $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{-i\omega t} + \vec{E}_0^*(\vec{r})e^{+i\omega t}$

Le moment dipolaire atomique induit par le champ vaut :

$$\vec{d}(\vec{r}, t) = \alpha(\omega)\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.43)$$

avec $\alpha(\omega)$ la polarisabilité atomique (complexe) qui s'écrit [Grimm *et al.*, 1999] :

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (3.44)$$

où Γ et ω_0 sont la largeur de raie et la pulsation de la transition atomique considérée.

On peut alors établir l'expression du potentiel d'interaction entre le champ électrique et le dipôle induit :

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{d}(\vec{r}, t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle \quad (3.45)$$

$$= -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (3.46)$$

$$= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) \quad (3.47)$$

avec $I(\vec{r})$ l'intensité lumineuse telle que $I(\vec{r}) = 2\epsilon_0 c \|\vec{E}_0(\vec{r})\|^2$.

On en déduit enfin la force dérivant de ce potentiel dipolaire :

$$\vec{F}_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U_{\text{dip}} \quad (3.48)$$

$$= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) \vec{\nabla} I(\vec{r}) \quad (3.49)$$

Ces relations démontrent qu'un gradient d'intensité lumineuse induit une force sur les atomes. On remarque que le signe du désaccord $\Delta = \omega - \omega_0$ joue un rôle important ici : si la fréquence laser est dans le rouge de la transition atomique ($\Delta < 0$), les atomes seront attirés par les maxima d'intensité. Si on opère au contraire dans le bleu de la transition ($\Delta > 0$), alors les atomes seront entraînés vers les minima d'intensités. On note aussi que cette force dipolaire est conservative : elle ne fait que convertir l'énergie cinétique en énergie potentielle ou inversement.

La pression de radiation

La pression de radiation exercée par l'onde laser sur les atomes doit également être prise en considération dans le traitement du problème. Il s'agit d'une force dissipative qui peut s'interpréter comme un transfert d'impulsion de l'onde laser vers l'atome par une succession de cycles d'absorption-émission spontanée. Ce processus est évidemment néfaste puisqu'il induit un chauffage de l'échantillon atomique.

On peut montrer que la puissance laser absorbée par l'atome vaut :

$$P_{\text{abs}}(\vec{r}) = \left\langle \frac{d}{dt} \left[\vec{d}(\vec{r}, t) \right] \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \right\rangle \quad (3.50)$$

$$= \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (3.51)$$

Les photons laser absorbés ayant tous la même énergie $\hbar\omega$, le taux de diffusion dû aux cycles d'absorption-émission spontanée s'écrit alors ¹⁵ :

$$\Gamma_{\text{sp}}(\vec{r}) = \frac{P_{\text{abs}}(\vec{r})}{\hbar\omega} \quad (3.52)$$

$$= \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (3.53)$$

$$= \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (3.54)$$

Intérêt du FORT

Nous venons de démontrer que la profondeur du piège dipolaire, utile pour le refroidissement, varie comme $1/\Delta$ tandis que le taux de chauffage par diffusion, néfaste, varie quant à lui comme $1/\Delta^2$. La stratégie communément adoptée consiste donc à se placer loin de résonance afin de pouvoir négliger l'émission spontanée. On se retrouve ainsi dans la configuration d'un "piège loin de résonance" ou "FORT" pour (Far Off-Resonance Trap). Il convient alors de disposer de grandes intensités laser afin que le potentiel dipolaire demeure suffisamment piégeant.

15. Si l'on opère proche de résonance ($|\Delta| \ll \omega$), les expressions 3.47, 3.49 et 3.54 peuvent se simplifier en procédant à l'approximation de l'onde tournante. Les termes non résonants de la forme $\frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}$ sont alors négligés.

3.3.3.2 Paramètres d'un piège dipolaire pour un faisceau gaussien

Profondeur de piège

On s'intéresse tout d'abord au potentiel dipolaire induit par un unique faisceau gaussien focalisé se propageant selon la direction z ¹⁶. En notant P la puissance laser et w_0 le waist du faisceau, le profil d'intensité s'écrit :

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \quad (3.55)$$

$$= I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left(-2 \frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \quad (3.56)$$

avec I_0 et $w(z)$ qui sont respectivement l'intensité maximale et le rayon à $1/e^2$ du faisceau, donnés par :

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (3.57)$$

et :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.58)$$

où $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh et λ la longueur d'onde.

On peut alors exprimer le potentiel dipolaire induit par ce profil d'intensité en utilisant l'équation (3.47).

On trouve :

$$U_{\text{dip}}(x, y, z) = -\frac{\text{Re}(\alpha)P}{\epsilon_0 c \pi w_0^2 w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \quad (3.59)$$

$$= \frac{U}{w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{(x^2 + y^2)}{w^2(z)}\right) \quad (3.60)$$

en introduisant la profondeur de piège U :

$$U = \frac{\text{Re}(\alpha)P}{\epsilon_0 c \pi w_0^2} \quad (3.61)$$

Si on considère aussi la présence d'un champ de gravité g orienté selon l'axe y alors le potentiel gravitationnel vaut : $U_{\text{grav}} = -mgy$ et le potentiel résultant s'écrit donc :

$$U_{\text{tot}}(x, y, z) = U_{\text{dip}}(x, y, z) - mgy \quad (3.62)$$

L'influence du potentiel gravitationnel peut être négligée pour des intensités élevées, mais doit être prise en compte à basse puissance pour expliquer le déplacement du centre du piège et la réduction de sa profondeur.

Fréquences de piège

On souhaite généralement réaliser une approximation harmonique du potentiel au voisinage de son centre afin de quantifier le mouvement des atomes dans le piège et y associer une température.

On rappelle que la forme générale d'un potentiel harmonique est :

$$U_{\text{harm}}(x, y, z) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + \text{cte} \quad (3.63)$$

avec ω_i la fréquence de piège selon la direction i .

En effectuant un développement limité du potentiel dipolaire (gaussien) autour de son centre, on obtient :

$$U_{\text{dip}}(x, y, z) = -U \left[1 - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right) - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (3.64)$$

16. Ici, le choix des coordonnées (x, y, z) est arbitraire et ne correspond pas au système d'axes de notre expérience.

On en déduit, par identification, l'expression des fréquences de pièges selon les axes transverses :

$$\omega_x = \omega_y = \sqrt{\frac{4U}{mw_0^2}} \quad (3.65)$$

et celle selon l'axe de propagation :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U}{mz_R^2}} \quad (3.66)$$

On notera que cette approximation harmonique est valable uniquement dans le cas où les atomes ont une énergie faible devant la profondeur de piège et restent donc au voisinage de son centre.

3.3.3.3 Le potentiel modulé

La modulation spatiale du faisceau dipolaire est un moyen efficace de contrôler l'intensité moyenne vue en un point donné de l'espace ainsi que le potentiel effectif de piégeage.

Dans notre cas, nous mettons en oeuvre cette modulation afin d'élargir notre potentiel harmonique et ainsi augmenter le volume de capture lors de l'étape de chargement du piège. Cette modulation offre également un degré de liberté supplémentaire, puisqu'elle permet de découpler les fréquences de pièges de sa profondeur.

Potentiel harmonique

Nous dérivons ici l'expression de la fonction de modulation qui doit être implémentée afin de générer un potentiel modulé de type harmonique.

On étudie donc le mouvement du faisceau sur une période du cycle de modulation, débutant à l'instant t_i et terminant à t_f .

On note $\xi(t)$ la position du centre du faisceau sur l'axe x à l'instant t et on considère que $\xi(t_i) = -h_0$ et $\xi(t_f) = +h_0$ avec h_0 qui représente la demi-amplitude de modulation.

Dans un souci de clarté, on suppose tout d'abord un faisceau infiniment étroit, avec un profil d'intensité assimilé à la fonction de Dirac : $I(x, t) = I_0 \delta(x - \xi(t))$

La grandeur physique à laquelle nous nous intéressons ici est l'intensité lumineuse moyenne sur un cycle de modulation, définie comme :

$$\tilde{I}(x) = \frac{1}{(t_f - t_i)} \int_{t_i}^{t_f} I(x, t) dt \quad (3.67)$$

Le problème consiste à trouver le profil de modulation $\xi(t)$ permettant d'obtenir l'intensité moyenne "cible", de la forme :

$$\tilde{I}(x) = \tilde{I}_0 \left(1 - \left(\frac{x}{h_0} \right)^2 \right) H(h_0 - |x|) \quad (3.68)$$

avec H la fonction de Heaviside (échelon unité). $H(h_0 - |x|)$ est donc une fonction porte qui vaut 1 pour x compris entre $-h_0$ et h_0 , et qui vaut 0 partout ailleurs.

On note $dt|_{\xi=0}$ la durée élémentaire que passe le faisceau à la position $\xi(t) = 0$. La durée élémentaire $dt|_{\xi=\xi_i}$, passée à une position quelconque ξ_i doit alors satisfaire la condition :

$$\frac{dt|_{\xi=\xi_i}}{dt|_{\xi=0}} = 1 - \left(\frac{\xi}{h_0} \right)^2 \quad (3.69)$$

En remarquant que la durée élémentaire passée à une position quelconque est inversement proportionnelle à la dérivée temporelle du profil de modulation $\dot{\xi} = \frac{d\xi}{dt}$, il vient :

$$\frac{\dot{\xi}|_{\xi=0}}{\dot{\xi}|_{\xi=\xi_i}} = 1 - \left(\frac{\xi}{h_0} \right)^2 \quad (3.70)$$

En posant $\dot{\xi}|_{\xi=0} = v_0$, cette équation peut se ré-écrire :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{v_0}{1 - \left(\frac{\xi}{h_0} \right)^2} \quad (3.71)$$

Après intégration, on obtient :

$$\int \left(1 - \left(\frac{\xi}{h_0} \right)^2 \right) d\xi = \int v_0 dt \quad (3.72)$$

et donc finalement :

$$\frac{\xi^3(t)}{3h_0} - \xi(t) + v_0 t = 0 \quad (3.73)$$

Cette équation possède trois solutions qui sont représentées figure 3.17.(a). Une seule de ces trois racines respecte cependant la contrainte $|\xi| \leq h_0$. Son expression analytique est donnée par :

$$\xi(t) = \frac{h_0}{2} \times \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 - \sqrt{3}i}{\left(\frac{t}{t_i} + \sqrt{\left(\frac{t}{t_i} \right)^2 - 1} \right)^{1/3}} + (1 + \sqrt{3}i) \left(\frac{t}{t_i} + \sqrt{\left(\frac{t}{t_i} \right)^2 - 1} \right)^{1/3} \right\} \quad (3.74)$$

Comme on pouvait s'y attendre, cette fonction de modulation présente une dérivée très importante sur les bords (là où le faisceau doit passer un temps quasiment nul) et relativement faible au centre (là où le faisceau est positionné la majeure partie du temps).

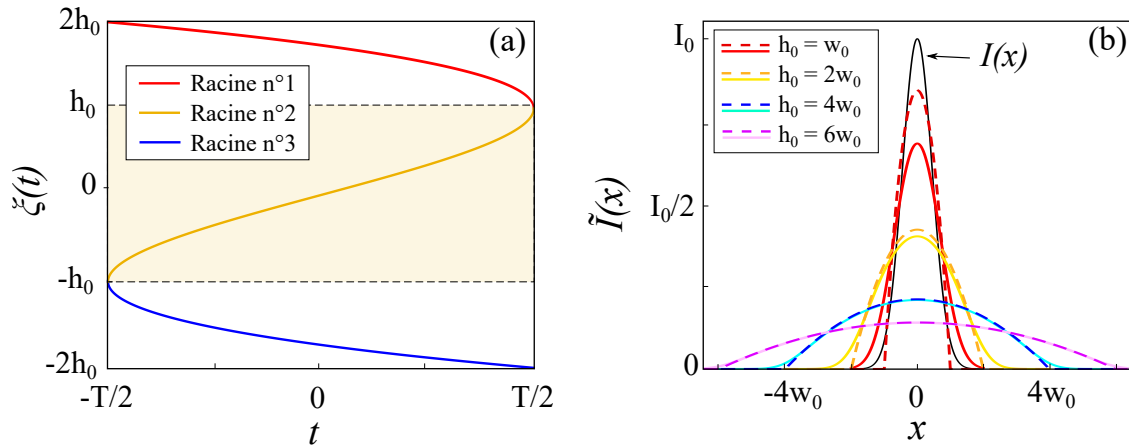


Figure 3.17 – Fonction de modulation - (a) Représentation des trois racines de l'équation (3.73) sur la période T du cycle de modulation. La solution d'intérêt $\xi(t)$, donnée par l'équation (3.74), correspond à la racine n°2. (b) Profils d'intensités moyennes $\tilde{I}(x)$ obtenus pour différentes amplitudes de modulation h_0 . On considère ici le cas où l'intensité laser instantanée $I(x)$ est assimilée à la fonction de Dirac (traits pointillés) ou bien à une gaussienne de waist w_0 (traits pleins).

A partir de cette solution $\xi(t)$, nous pouvons calculer l'intensité moyenne effective sur les atomes dans le cas, réel, où le faisceau présente un profil d'intensité gaussien. Elle vaut :

$$\tilde{I}(x) = \int I_0 e^{-\frac{2(x-\xi(t))^2}{w_0^2}} dt \quad (3.75)$$

La figure 3.17.(b) présente les profils d'intensités moyens simulés pour différentes amplitudes de modulation h_0 allant de 0 à $6w_0$ ¹⁷. On constate que plus l'amplitude est grande devant le waist w_0 du faisceau, plus l'intensité moyenne tend vers un profil harmonique parfait. Pour de faibles amplitudes de modulation en revanche, l'approximation du faisceau gaussien par une fonction de Dirac n'est plus valide et l'intensité moyennée s'écarte sensiblement d'une forme parabolique.

¹⁷. Il s'agit de la gamme d'amplitude de modulation que nous pouvons réaliser en pratique.

La configuration croisée

En pratique, nous n'utilisons pas un seul faisceau gaussien, mais bien deux faisceaux disposés selon une configuration optique croisée, qui forment entre eux un angle de 70° imposé par la géométrie de notre enceinte à vide.

La figure 3.18 propose une simulation du potentiel dipolaire moyen vu par les atomes dans une telle configuration. Cette simulation n'a pas été réalisée en intégrant le déplacement simultané et synchronisé des deux faisceaux mais en calculant, plus simplement, le potentiel moyen généré par chacun d'entre eux avant de sommer leurs contributions.

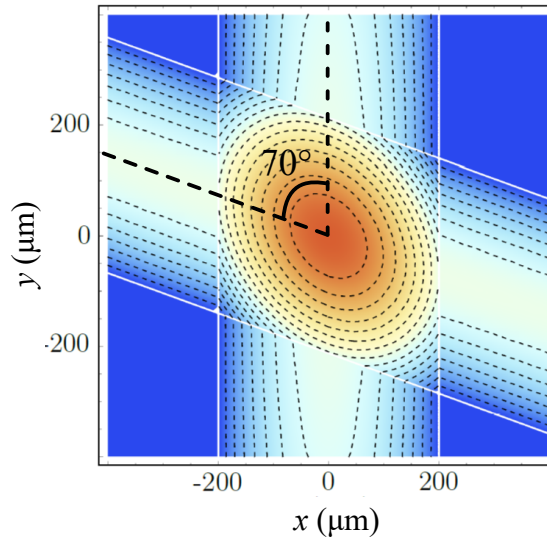


Figure 3.18 – Profil de potentiel dipolaire généré par deux faisceaux gaussiens croisés avec un angle de 70° - Cette simulation a été effectuée pour une amplitude de modulation $h_0 = 200 \mu\text{m}$ et un waist $w_0 = 45 \mu\text{m}$.

D'autres formes de potentiel

Bien que nous l'utilisons exclusivement pour produire des potentiels de types harmoniques, on notera que la modulation spatiale peut permettre de générer des formes de potentiels variées. Il suffit d'adapter le raisonnement que l'on vient de mener à une fonction "cible" quelconque pour trouver l'expression analytique de la fonction de modulation $\xi(t)$ qui lui est associée. Des fonctions de modulations différentes (sinusoïdales, carrées..) ont déjà été implémentées sur notre expérience à des fins de test et ont offert des résultats conformes aux attentes. Le lecteur intéressé pourra se référer à [Rabault, 2019] pour plus de détails.

Choix de la fréquence et de l'amplitude de modulation

Les paramètres de modulation utilisés pendant le chargement du piège (fréquence et modulation) ont été optimisés en étudiant l'évolution de la densité optique en fin d'évaporation. Les valeurs classiquement utilisées sont $f_{\text{mod}} = 280 \text{ kHz}$ et $2h_0 = 600 \mu\text{m}$ au niveau des atomes.

3.3.3.4 Les déplacements lumineux

Si on abandonne maintenant le modèle simplifié de l'atome à deux niveaux et que l'on prend en compte l'intégralité de sa structure électronique, il s'avère que l'interaction dipolaire induit un déplacement énergétique différent sur chaque sous-niveau. On appelle "déplacements lumineux" ("light shifts" ou "AC Stark Shifts" en anglais) ces modifications énergétiques de l'édifice atomique sous l'effet d'un champ électrique oscillant. Dans le cas d'un laser fortement désaccordé par rapport à toutes les transitions atomiques, chaque sous-niveau est déplacé d'une quantité proportionnelle à l'intensité lumineuse et inversement proportionnelle au désaccord. Le déplacement du niveau fondamental correspond, lui, précisément au potentiel dipolaire que nous avons calculé précédemment.

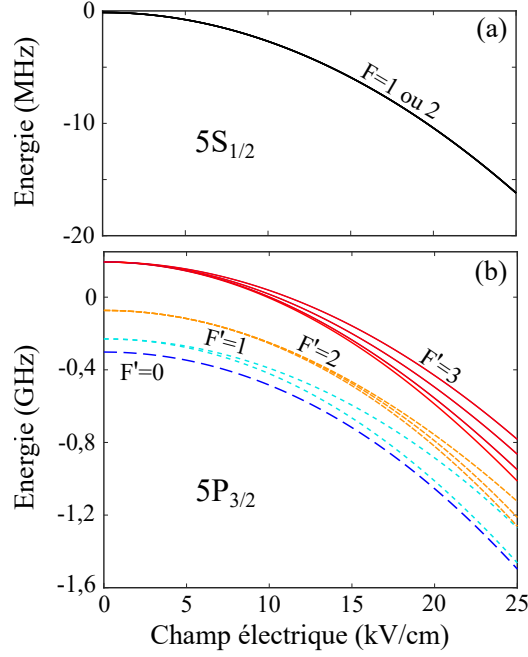


Figure 3.19 – Déplacements lumineux du ^{87}Rb - Calcul des énergies associées au niveau fondamental $|5S_{1/2}\rangle$ (a) et au niveau excité $|5P_{3/2}\rangle$ (b) en fonction de l'amplitude du champ électrique à 1550 nm. Dans le cas du niveau fondamental, on représente la valeur du déplacement lumineux plutôt que celle de l'énergie absolue pour des raisons de lisibilité (les niveaux $F = 1$ et $F = 2$ étant séparés entre eux de 6.8 GHz). On constate alors que les deux sous-niveaux $F = 1$ et $F = 2$ sont déplacés de la même quantité. Cela n'est pas vrai dans le cas du niveau excité, pour lequel on observe même une levée de dégénérescence entre les différentes sous-espèces magnétiques m_F .

Nous ne détaillerons pas ici les méthodes de calcul de ces déplacements lumineux [Grimm *et al.*, 1999] [Kien *et al.*, 2013] et on se contentera d'en donner les résultats dans le cas qui nous intéresse, à savoir celui d'un FORT à 1550 nm sur la raie D2 du ^{87}Rb . La figure 3.19 donne ainsi les déplacements lumineux des niveaux fondamentaux et excités en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué à une longueur d'onde de 1550 nm. Le tracé est effectué pour une amplitude de champ électrique comprise entre 0 et 25 kV/cm afin de correspondre à la gamme de valeur typiques que nous utilisons en pratique.

Pour le niveau fondamental, on remarque que les déplacements subis par les deux sous-niveaux hyperfins sont absolument identiques. Tous les sous-niveaux de l'état excité sont en revanche déplacés d'une quantité différente. Pour ces états, on observe même une levée de dégénérescence progressive des différents sous-espèces magnétiques m_F avec l'augmentation du champ. On remarquera enfin que le déplacement énergétique moyen du niveau excité est environ 70 fois plus important que celui du niveau fondamental.

3.3.4 Chargement par mélasse grise du ^{87}Rb dans le piège dipolaire croisé

Comme nous venons de le voir, notre piège dipolaire opérant à une longueur d'onde de 1550 nm induit de forts déplacements lumineux du niveau excité $5P_{3/2}$ relativement au niveau fondamental $5S_{1/2}$ et conduit même à une levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Dans ces conditions, la mélasse rouge que nous utilisons pour le refroidissement sub-Doppler de notre échantillon atomique est rendue totalement inefficace à l'emplacement des faisceaux dipolaire. Notre stratégie de chargement du piège conservatif consiste alors à introduire une méthode de refroidissement par mélasse grise qui s'avère compatible avec cette configuration. Comme nous l'avons évoqué en section 3.2.2.1, les mélasses grises ont la particularité d'opérer dans le bleu de la transition atomique de refroidissement. Dans notre cas, cela assure qu'aucun croisement de cette transition ne peut se produire sous l'effet des déplacements lumineux¹⁸, ce qui permet notamment d'éviter le phénomène de chauffage observé avec une mélasse rouge.

18. Par contre, le croisement avec d'autres transitions associées à de plus hautes énergies est toujours possible.

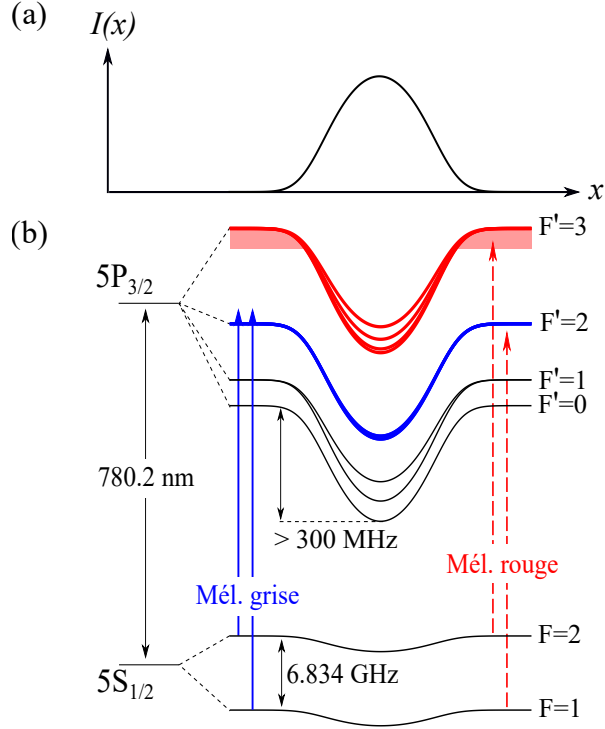


Figure 3.20 – Configuration des faisceaux de refroidissement au niveau du piège dipolaire - Sont représentés une coupe du profil d'intensité laser (a) et les déplacements énergétiques associés (b). Le faisceau dipolaire n'est pas modulé spatialement dans le cas considéré ici, tandis que la puissance totale (somme des deux passages) est prise égale à 10 W. Les configurations de mélasses grises et de mélasse rouge sont respectivement tracées en bleu et rouge.

3.3.4.1 Mélasse grise sur la raie D2 du ^{87}Rb et chargement du piège dipolaire

Pour les atomes alcalins, le refroidissement par mélasse grise est généralement implémenté sur la raie D1 car il permet de se désaccorder fortement dans le bleu de la transition d'intérêt sans interférer avec d'autres niveaux. Il a cependant été démontré que dans le cas du ^{87}Rb , un refroidissement efficace pouvait également être obtenu en opérant sur la raie D2 [Rosi *et al.*, 2018]. Il s'agit donc de la solution que nous avons choisi de mettre en oeuvre pour le chargement du piège dipolaire.

Nous utilisons pour cela les 6 faisceaux MOT, qui sont deux à deux contrapropageants et associés à une configuration de polarisation σ^+/σ^- . Les deux fréquences laser délivrées, dites Refroidisseur et Repompeur, sont respectivement désaccordées dans le bleu des transitions $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ et $|F=2\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ et vérifient entre elles le respect de la condition de résonance Raman. On se ramène ainsi à la configuration en Λ que nous avons décrit en section 3.2.2.1, avec les niveaux $|F=1\rangle$, $|F=2\rangle$ et $|F'=2\rangle$ qui jouent le rôle des niveaux $|f_1\rangle$, $|f_2\rangle$ et $|e\rangle$. Ces conditions aboutissent à la création d'un état non couplé, de longue durée de vie¹⁹, pouvant s'exprimer de la manière suivante [Condon *et al.*, 2019] :

$$|\Psi_{NC}\rangle = \frac{\Omega_H |G\rangle - \Omega_G |H\rangle}{\sqrt{\Omega_G^2 + \Omega_H^2}} \quad (3.76)$$

avec $|G\rangle$ et $|H\rangle$ des superpositions²⁰ des différentes sous espèces magnétiques des niveaux $F=1$ et $F=2$ et $\Omega_{G,H}$ les taux de pompage optique effectif entre ces niveaux.

3.3.4.2 Séquence expérimentale de chargement du piège dipolaire croisé par mélasse grise

L'étape de chargement du piège dipolaire débute immédiatement après l'étape de mélasse rouge que nous avons décrite à la section 3.1.2. On rappelle que cette première phase de refroidissement sub-Doppler nous permet de produire un échantillon de 5×10^7 atomes à une température d'environ 6 μK .

19. permettant donc un refroidissement efficace.

20. Les combinaisons linéaires exactes dépendent notamment des intensités relatives des faisceaux "Refroidisseur" et "Repompeur" [Grier *et al.*, 2013].

Le basculement vers la configuration de mélasse grise est effectuée en désaccordant la fréquence Refroidisseur dans le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et en ajustant la fréquence Repompeur de manière à se placer à la condition de résonance Raman. Le désaccord de ces deux fréquences, que l'on exprime pour plus de commodités par rapport aux transitions $|F = 1, 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, vaut alors $\Delta_{F'=3} = 240$ MHz. L'intensité totale sur les atomes est d'environ $7 I_{\text{sat}}$ avec un ratio d'intensité $I_{\text{rep}}/I_{\text{ref}} = 0.1$.

Tout au long de l'étape de chargement, qui dure 150 ms, les faisceaux du piège dipolaire sont allumés à une puissance²¹ de 5 W et modulés avec une amplitude $h_0 = 300$ μm au niveau des atomes. Ces paramètres correspondent à une profondeur de piège modulée de 120 μK .

Performances

La méthode décrite ci-dessus permet de charger 5×10^6 atomes dans le piège dipolaire croisé, ce qui correspond à approximativement 10 % des atomes initialement capturés dans le piège magnéto-optique. A l'issue de l'étape de chargement, on évalue la température du nuage à 15 μK .

La figure 3.21.(b) présente l'évolution du nombre d'atomes chargés en fonction du désaccord des fréquences de mélasse grise, avec ou sans modulation des faisceaux du piège dipolaire. Ces mesures ont été effectuées avec les puissances laser "optimales" que nous venons de spécifier. La figure 3.21.(a) retrace quant à elle l'évolution de la PSD du nuage atomique en sortie de mélasse grise, lorsque celle-ci est effectuée en espace libre, c'est à dire en l'absence de piège dipolaire.

Comme attendu, on constate une très bonne corrélation entre l'efficacité intrinsèque de la mélasse grise et celle de chargement du piège avec modulation. On observe systématiquement deux pics, situés dans le bleu des niveaux $|F' = 1\rangle$ et $|F' = 2\rangle$ respectivement. On note cependant que la présence des faisceaux du piège dipolaire induit un léger décalage fréquentiel sur la position des optimums. Ce décalage indique que la meilleure efficacité de chargement est obtenue lorsque les désaccords laser sont réglés de manière à ce que le refroidissement par mélasse grise optimal ait lieu sur les bords du piège. Les atomes arrivant dans cette zone sont alors soumis à une force de friction importante qui tend à réduire leur vitesse et favoriser leur piégeage dans le puits de potentiel. La mélasse grise reste également efficace en dehors du piège, ce qui contribue à maintenir un bon réservoir d'atomes pour le chargement.

Nous nous sommes également intéressés à l'influence de la puissance des faisceaux dipolaires sur le nombre d'atomes chargés. Comme le montre la figure 3.21.(c), l'optimal de puissance se situe bien aux alentours de 5 W. La perte d'efficacité de chargement à plus haute puissance peut s'expliquer par la présence du niveau $|F' = 3\rangle$ qui se rapproche progressivement de la résonance au fond du piège sous l'effet des déplacements lumineux et induit alors un chauffage. On précisera aussi que la valeur de désaccord laser "optimale" dépend finalement assez peu de la puissance des faisceaux dipolaires (cf. figure 3.21.(d)).

On peut enfin constater tout l'intérêt de la modulation, qui conduit typiquement à une augmentation du nombre d'atomes chargés d'un facteur 4. En plus d'étendre le volume de capture, la modulation permet de faire varier temporellement le déplacement lumineux perçu par un atome situé en un point donné de l'espace. On rappelle que du point de vue de la dynamique interne de l'atome (mouvement des électrons), les déplacements lumineux sont instantanés tandis que du point de vue de sa dynamique externe (mouvement de son centre de masse), le potentiel de piégeage ressenti est toujours le potentiel moyenné. Le refroidissement par mélasse grise reste ainsi pleinement efficace pendant le laps de temps où l'atome se situe en dehors des faisceaux dipolaire, puisque le taux de formation de l'état non couplé ($\Gamma = 6.065$ MHz), donné par l'inverse de la durée de vie de l'état excité, est de plusieurs ordres de grandeurs supérieur à la fréquence de modulation ($f_{\text{mod}} = 280$ MHz).

Comparaison avec un chargement par mélasse rouge

Il est également intéressant d'étudier le chargement du piège par mélasse rouge afin d'affiner notre compréhension du mécanisme de chargement et de mettre en évidence l'apport de la mélasse grise.

La séquence utilisée pour cette étude fut donc identique en tout point à la précédente, sauf que les faisceaux de refroidissement restaient en configuration mélasse rouge tout au long du chargement du piège dipolaire (cf. figure 3.20.(b)). Comme on pouvait s'y attendre, les résultats obtenus confirment que le chargement est sensiblement moins efficace qu'avec une mélasse grise, alors que les deux méthodes de refroidissement permettent pourtant d'atteindre des températures similaires dans le cas du ^{87}Rb . La moindre efficacité de la mélasse rouge peut aisément être expliquée par deux éléments.

D'une part, il a été démontré que le refroidissement par mélasse grise s'établit beaucoup plus rapidement que le refroidissement par mélasse rouge²² [Rosi *et al.*, 2018], ce qui s'avère utile pour conserver une

21. La puissance optique dans le deuxième passage du piège dipolaire croisé est toujours légèrement plus faible que dans le premier en raison des pertes induites par les hublots et les optiques.

22. Leur temps d'établissements effectifs sont respectivement inférieurs à 1 ms et supérieur à 5 ms.

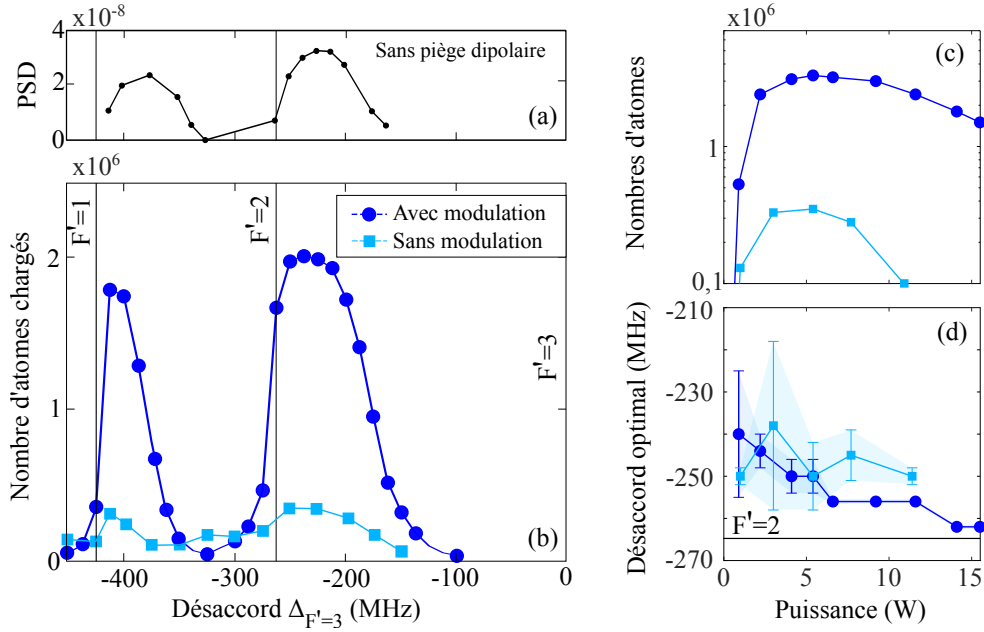


Figure 3.21 – Performances du chargement par mélasse grise - (a) Densité dans l'espace des phases après mélasse grise en l'absence de piège dipolaire. (b) Nombre d'atomes chargés dans le piège dipolaire pour une puissance de 5 W. Ces deux grandeurs sont tracées en fonction du désaccord des faisceaux de mélasse grise par rapport au niveau $|F' = 3\rangle$. (c) Nombre d'atomes chargés et (d) Désaccord optimal pour le chargement en fonction de la puissance optique délivrée dans le premier passage du piège dipolaire.

densité atomique importante au centre du nuage et ainsi favoriser le chargement du piège. D'autre part, la mélasse rouge doit opérer avec un désaccord négatif par rapport à la transition atomique de refroidissement. Les fréquences optiques doivent alors nécessairement être ajustées sur le fond du piège dipolaire pour éviter que les déplacements lumineux ne créent une zone de désaccord positif qui induirait un chauffage. Ce second effet est mis en exergue sur la figure 3.22, qui montre que sans modulation, le désaccord "optimal" pour le chargement varie exactement comme la profondeur du potentiel dipolaire. L'inconvénient de cette configuration est que les fréquences lasers se trouvent alors fortement désaccordées par rapport aux transitions atomiques pour les atomes situés en dehors des faisceaux dipolaires. Cela détériore l'efficacité du refroidissement et explique pourquoi le schéma de mélasse rouge n'est pas adapté au chargement du piège²³.

3.3.5 Mise en oeuvre du refroidissement par évaporation sur l'expérience

3.3.5.1 Séquence expérimentale en gravité standard

Dépompage et maintien

Notre méthode de chargement du piège dipolaire par mélasse grise aboutit à un échantillon d'approximativement 5×10^6 atomes à une température de $15 \mu\text{K}$. A ce stade, la densité dans l'espace des phases est évaluée à 2×10^{-4} et on estime que plus de 90 % des atomes se trouvent dans l'état $|F = 2\rangle$. Afin d'éviter les pertes par collisions à deux corps et augmenter ainsi l'efficacité de notre refroidissement, les atomes sont immédiatement dépompés dans l'état $|F = 1\rangle$ par l'intermédiaire d'une impulsion laser de $500 \mu\text{s}$ accordée sur la transition ($|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$). On utilise pour cela les faisceaux MOT, sans fréquence Repompeur, avec une intensité effective sur les atomes d'environ $1I_{sat}$. Les paramètres du piège dipolaire (puissance et modulation) ne sont quant à eux pas modifiés durant cette étape. On fait remarquer que le dépompage dans $|F = 1\rangle$ serait complètement inefficace en l'absence de modulation, en raison des forts déplacements lumineux induits par le piège dipolaire. Avec la modulation, cependant, chaque atome n'interagit avec le faisceau dipolaire qu'une fraction du temps et se trouve à résonance avec l'impulsion dépompeur le reste du temps.

23. On notera tout de même que la modulation spatiale des faisceaux du piège dipolaire conduit à une nette amélioration du chargement en permettant une augmentation du volume de capture.

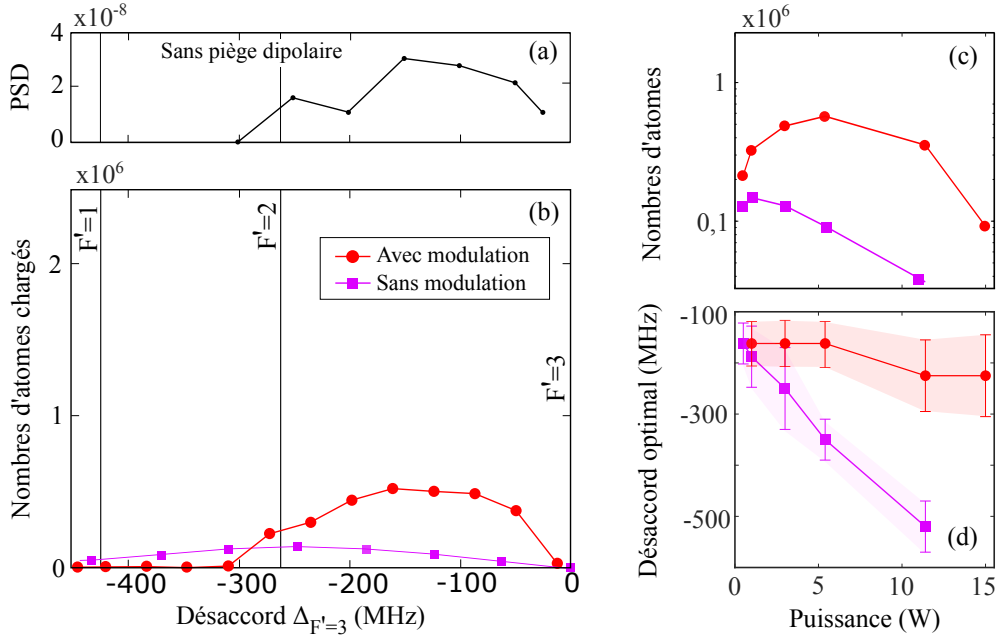


Figure 3.22 – Performances du chargement par mélasse rouge - (a) Densité dans l'espace des phases après mélasse rouge en l'absence de piège dipolaire. (b) Nombre d'atomes chargés dans le piège dipolaire pour une puissance de 5 W. Ces deux grandeurs sont tracées en fonction du désaccord du faisceau refroidisseur par rapport au niveau $|F' = 3\rangle$. (c) Nombre d'atomes chargés et (d) désaccord optimal pour le chargement en fonction de la puissance optique délivrée dans le premier passage du piège dipolaire.

On effectue ensuite une étape de maintien dans le piège durant laquelle on augmente légèrement la puissance des faisceaux dipolaires de 5 à 7 W tout en conservant les mêmes paramètres de modulation. On éteint par contre complètement les faisceaux de refroidissement du MOT et les atomes non piégés par le potentiel dipolaire chutent donc sous l'effet de la gravité.

Compression adiabatique

La grande amplitude de modulation spatiale que nous utilisons au début de notre séquence de refroidissement offre un grand volume de capture, mais produit, en contrepartie, un piège relativement peu comprimé. Les fréquences de pièges ω_x, ω_y et ω_z sont alors estimées à $2\pi \times 50, 70$ et 550 Hz respectivement tandis que le taux de collisions élastiques vaut seulement 150 s^{-1} . Il convient alors d'augmenter ce taux de collisions élastiques avant de débuter l'évaporation afin d'améliorer l'efficacité de celle-ci. On réalise pour cela une étape de compression du piège, effectuée de manière adiabatique en réduisant progressivement l'amplitude de la modulation spatiale du faisceau. Cette compression adiabatique engendre une augmentation simultanée de la température et de la densité spatiale, mais garantit la conservation de la densité dans l'espace des phases.

On rappelle qu'en mécanique quantique, un processus est dit adiabatique si la perturbation appliquée au système agit suffisamment lentement pour que celui reste dans l'état propre du hamiltonien en chaque instant. Le système a ainsi le temps de s'adapter aux variations de conditions extérieures, ce qui se traduit par une modification progressive de la fonction d'onde et de la densité de probabilité associée.

Dans le cas qui nous intéresse ici, le critère d'adiabaticité impose deux conditions sur la compression du piège harmonique. Premièrement, l'augmentation des fréquences de piège doit être négligeable sur la période d'oscillation caractéristique d'un atome dans le piège. Cette condition s'écrit :

$$\dot{\bar{\omega}} \ll \bar{\omega}^2 \quad (3.77)$$

avec $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ la moyenne géométrique des fréquences de pièges et $\dot{\bar{\omega}}$ sa dérivée temporelle.

Ensuite, la rethermalisation du nuage doit être plus rapide que la variation des fréquences de piège, ce qui assure une bonne redistribution de l'énergie selon les 3 axes du piège. Ce critère thermodynamique s'exprime mathématiquement par :

$$\dot{\bar{\omega}} \ll \gamma_{el} \bar{\omega} \quad (3.78)$$

Expérimentalement, on comprime le piège en diminuant linéairement l'amplitude de modulation jusqu'à atteindre sa coupure complète. Cette étape dure au total 150 ms et fait passer la fréquence de piège moyenne de 125 à 900 Hz. On obtient donc un taux de variation moyen $\dot{\bar{\omega}}$ d'environ 5000 s^{-2} . On vérifie bien le caractère adiabatique du processus, en comparant cette valeur numérique à celles de $\bar{\omega}^2$ et $\gamma_{\text{el}}\bar{\omega}$ qui sont respectivement supérieures à $15\,000$ et $18\,000 \text{ s}^{-2}$. A l'issue de cette étape de compression adiabatique, on atteint un taux de collisions de 6500 s^{-1} pour une température de $140 \mu\text{K}$ tandis que la densité dans l'espace des phases conserve sa valeur autour de 2×10^{-4} .

Évaporation forcée

L'étape d'évaporation débute immédiatement après celle de compression adiabatique, et se compose de trois rampes successives sur la tension de contrôle de la puissance laser (tension V_{amp} présentée à la section 2.4.2).

Les durées et les pentes de chacune de ces rampes ont été optimisées expérimentalement afin que l'abaissement de la profondeur de piège compense au mieux la diminution du taux d'évaporation au cours du processus. On remarquera que le fait de débiter l'étape d'évaporation avec un piège complètement comprimé ne nous permet pas de réduire l'amplitude de modulation par la suite pour conserver de grandes fréquences de pièges et un taux de collisions élastiques important. Cette stratégie de pré-compression retire donc un degré de liberté durant l'étape d'évaporation mais est pourtant celle qui offre un optimum d'efficacité dans notre cas. Le régime de fonctionnement "optimal" pourrait cependant différer avec d'autres conditions expérimentales (puissance et waist du faisceau, amplitude atteignable de modulation, etc...).

La première rampe fait donc passer la puissance laser de 7 W à 460 mW en 300 ms . Une seconde rampe de 500 ms permet ensuite de réduire la puissance jusqu'à 125 mW . A ce stade, la profondeur de piège est de $2 \mu\text{K}$ et on estime que l'échantillon contient 1.8×10^5 atomes à une température de 360 nK . Une ultime rampe de 800 ms porte enfin la profondeur de piège à 250 nK et la fréquence de piège moyenne à $2\pi \times 90 \text{ Hz}$.

Les évolutions temporelles de température, PSD et taux de collisions élastiques au cours de l'évaporation sont présentés figure 3.23. La PSD est ici déduite de la puissance laser via un calcul numérique des fréquences de piège.

Nous avons également cherché à quantifier l'efficacité de l'évaporation en étudiant l'évolution de la température et de la PSD en fonction du nombre d'atomes. On s'attend en effet à ce que ces trois grandeurs thermodynamiques suivent les lois d'échelles 3.31 et 3.40 que nous avons introduit précédemment. Les tracés en échelles logarithmiques présentés figure 3.23.(e) et (f) confirment les comportements attendus et nous permettent d'extraire les paramètres α et η . On déduit de la pente de la courbe $\log(PSD) = f(\log(N))$ une première valeur de α à 2.47 et un paramètre de troncature à 6.2 , typique d'un piège dipolaire. L'ajustement linéaire de la courbe $\log(T) = f(\log(N))$ donne quant à lui une estimation du paramètre α à 1.78 . L'écart entre les deux valeurs est probablement du aux pertes par collisions à trois corps [Brantut, 2009]. La procédure de refroidissement que l'on vient de décrire nous permet de produire un condensat de Bose-Einstein quasiment pur contenant 4×10^4 atomes. On associe à la dispersion en vitesse de ce condensat une température de 35 nK . Le seuil de condensation est repéré à partir de seulement 1.1 s d'évaporation forcée, ce qui constitue une durée relativement courte, comparable à celle des meilleures puces atomiques²⁴. La température critique de condensation est, elle, évaluée à 140 nK .

3.3.5.2 Atteinte du régime de dégénérescence quantique

L'atteinte du régime de dégénérescence quantique peut être identifiée par l'apparition de plusieurs signatures typiques telles que l'inversion d'ellipticité ou l'émergence d'une structure bimodale sur le profil de densité au seuil de condensation. Dans notre cas, l'inversion d'ellipticité ne constitue pas un signe suffisamment clair en raison de la faible anisotropie du piège²⁵.

On observe par contre très nettement l'apparition de la structure bimodale au franchissement du seuil de condensation. La figure 3.24 présente le triptyque usuel d'images avant/pendant/après condensation, prises à des instants successifs durant la troisième et dernière rampe d'évaporation. La densité gaussienne associée à la partie thermique du nuage laisse peu à peu la place au profil caractéristique de la fraction condensée. La double structure est visible au passage de la température critique (image (b)) et disparaît ensuite lorsque la condensation devient quasi-totale.

24. Certaines peuvent tout de même descendre jusqu'à moins de 500 ms [Rudolph *et al.*, 2015]

25. Les fréquences de piège ω_x , ω_y et ω_z en fin d'évaporation sont respectivement estimées à $2\pi \times 110$, 105 et 75 Hz

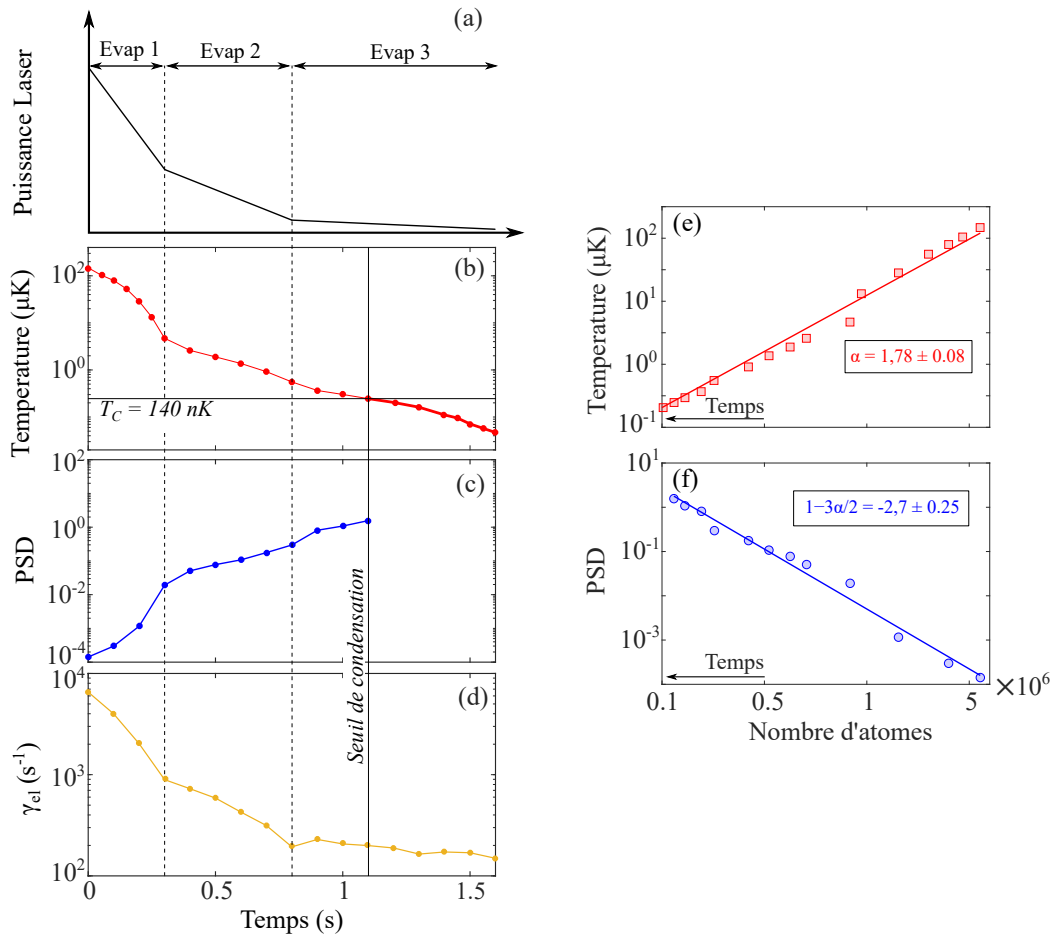


Figure 3.23 – Rampes et efficacité d'évaporation - Évolutions temporelles au cours de la procédure d'évaporation forcée de : (a) la puissance Laser, (b) la température, (c) la densité dans l'espace des phases et (d) le taux de collisions élastiques. Les trois rampes successives d'évaporation sont dénommées "Evap 1", "Evap 2" et "Evap 3". Sont également tracés en échelle log-log les évolutions de la température (e) et de la PSD (f) en fonction du nombre d'atomes. Les ajustements linéaires de ces tracés permettent de remonter à la valeur du paramètre α caractérisant l'efficacité de l'évaporation.

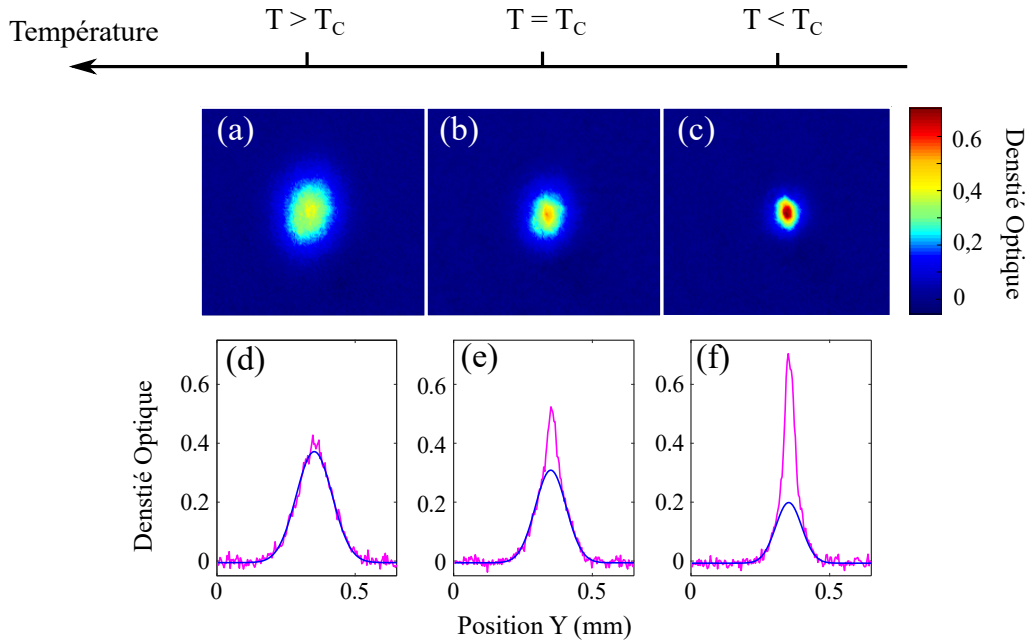


Figure 3.24 – Observation de la double structure du condensat - Images par absorption de l'échantillon atomique prises en différents points de la dernière rampe d'évaporation : avant (a), pendant (b) et après (c) passage du seuil de condensation. Toutes ces images ont été prises après un temps de vol de 15 ms. On présente également pour chacune d'elles une coupe de la densité optique (en rose) ainsi qu'un ajustement gaussien de la partie thermique (en bleu). L'apparition de la structure bimodale au passage du seuil de condensation est clairement visible.

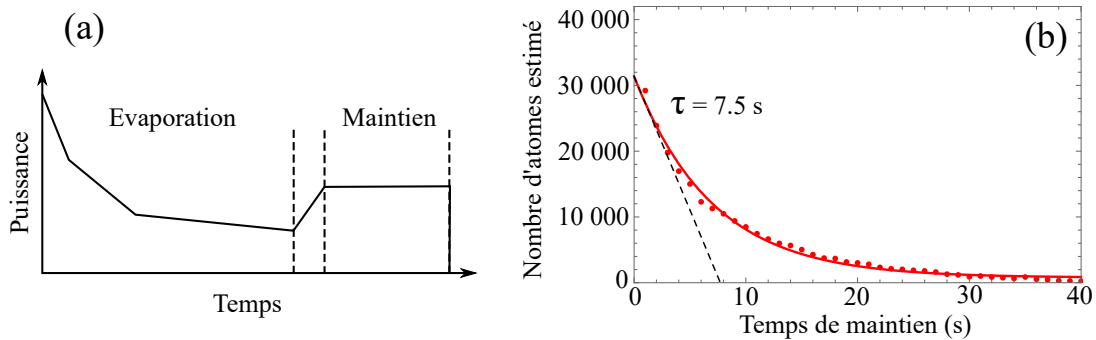


Figure 3.25 – Mesure de la durée de vie du condensat dans le piège - (a) A la fin de la rampe d'évaporation, la puissance laser est ré-augmentée de manière adiabatique puis maintenue sur une durée variable allant de 0 à 40 s. Le nombre d'atomes conservés à l'issue de cette étape de maintien est finalement mesuré via notre système d'imagerie par fluorescence. (b) Évolution du nombre d'atomes conservés en fonction du temps de maintien et ajustement exponentiel permettant de déterminer la durée de vie dans le piège.

Il nous a également semblé utile de mesurer la durée de vie du condensat dans le piège afin d'estimer nos taux de pertes parasites et remonter à la qualité du vide. Cette mesure est réalisée en préparant un condensat via notre procédure de refroidissement habituelle, puis en ré-augmentant ensuite la profondeur du potentiel de piégeage de manière à minimiser l'évaporation libre résiduelle associée aux collisions élastiques. Cette ré-augmentation est une fois encore effectuée de manière adiabatique, en doublant progressivement la puissance laser sur une durée de 100 ms. On relève enfin le nombre d'atomes pour différents temps de maintien dans le piège et on observe, comme attendu, une décroissance exponentielle de cette valeur (cf. figure 3.25.(b)). On déduit de l'ajustement une constante de temps (ou "temps de vie dans le piège") de 7.5 s. En considérant que ces pertes découlent principalement des collisions inélastiques avec la pression de vapeur résiduelle, on estime, par ce biais, le vide dans notre enceinte à environ 10^{-9} mbar.

3.3.5.3 Population des sous-états magnétiques

Nous nous sommes également intéressé à la manière dont la population atomique se répartit entre les sous-niveaux magnétiques à l'issue de la procédure d'évaporation. Lorsque celle-ci est effectuée à champ magnétique nul, les trois sous-niveaux Zeeman ($m_F = 0, \pm 1$) de l'état $|F = 1\rangle$ sont dégénérés. Et il n'y a donc pas, à priori, d'évaporation préférentielle dans l'un ou l'autre des sous-états magnétiques.

Un moyen simple de le vérifier consiste à effectuer un spectre Raman en configuration copropageante (en polarisation circulaire et sans rétro-réflexion) en la présence d'un biais de champ magnétique. Ce biais est produit à l'aide de nos bobines de compensation en Z de manière à ce que l'axe de quantification soit vertical et colinéaire avec celui du faisceau Raman. Une amplitude de biais de quelques centaines de milligauss est suffisante pour assurer une séparation complète par effet Zeeman des pics correspondants aux trois sous-espèces magnétiques. La présence des trois m_F est bien mise en évidence par le spectre Raman présenté figure 3.27.(a).

3.3.6 Préparation d'état du condensat

Pour notre application, nous cherchons toujours à préparer le condensat dans un état insensible au champ magnétique.

Pour effectuer cette préparation d'état, nous nous sommes inspirés d'un processus de "distillation" consistant à rendre certaines sous-espèces magnétiques plus "volatiles" par l'ajout d'une force magnétique au cours de l'évaporation [Couvert, 2009]. L'idée est d'introduire un gradient de champ magnétique pendant l'évaporation de manière à générer des profondeurs de piège différentes pour chaque sous-niveau Zeeman sans pour autant modifier la position du centre de ces trois potentiels, ce qui assure un bon recouvrement spatial et une bonne thermalisation entre les atomes des trois sous-états. Le paramètre de troncature du piège η devient par contre m_F dépendant, ce qui tend à favoriser l'évaporation de certaines sous-espèces.

Une compréhension fine du mécanisme à l'oeuvre nécessite d'étudier en détail le potentiel vu par chacun des sous-niveaux Zeeman au cours de l'évaporation en présence du gradient de champ magnétique. Le potentiel total U_{tot} vu par les atomes est toujours la somme de trois contributions : le potentiel dipolaire de piégeage U_{dip} , le potentiel gravitationnel U_{grav} et le potentiel magnétique (m_F -dépendant) qui vaut : $U_{\text{mag}} = m_F \mu_B g_F \|\vec{B}\|$ avec μ_B le magnéton de Bohr et g_F le facteur de Landé du niveau concerné²⁶. Nous considérons dans la suite un gradient de champ magnétique homogène sur toute la zone de piégeage, de sorte à ce que le potentiel magnétique varie linéairement avec la position dans le piège. Dans un souci de simplification, on prendra également le centre du piège comme origine des énergies potentielles magnétiques et gravitationnelles.²⁷

Gradient de champ magnétique préférentiellement horizontal

La figure 3.26.(a) montre l'allure du potentiel total obtenu dans le cas où le gradient de champ magnétique est préférentiellement "horizontal". Dans cette configuration, le champ de gravité possède une composante nulle selon l'axe du gradient et le potentiel gravitationnel ne présente aucune dépendance à la position le long de cet axe. Cette situation est également celle que l'on retrouve lorsqu'on opère dans un régime de micro-pesanteur. L'énergie potentielle totale est alors simplement la somme des potentiels dipolaire et magnétique. On remarque alors que les profondeurs de piégeage des sous-espèces $m_F = \pm 1$ se trouvent abaissées, d'un côté ou de l'autre, par l'adjonction de ce gradient de champ magnétique.

²⁶. Pour le niveau $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ du ^{87}Rb , le facteur de Landé vaut par exemple : $g_F = -1/2$. On a donc : $\mu_B g_F = -0.70$ MHz/G.

²⁷. Cela ne restreint pas la généralité du propos : un choix différent engendrerait simplement un décalage de toutes les énergies potentielles d'une quantité arbitraire.

Il en résulte une évaporation préférentielle des atomes dans les sous-niveaux Zeeman $m_F = \pm 1$ et ainsi une purification du condensat dans l'état insensible au champ magnétique $m_F = 0$.

Gradient de champ magnétique préférentiellement vertical

On peut aussi considérer un second cas de figure, dans lequel le gradient de champ magnétique est orienté de manière préférentielle selon l'axe vertical, c'est à dire dans le sens du champ de gravité. Comme représenté sur la figure 3.26.(b), l'ajout de l'énergie potentielle gravitationnelle a pour effet de diminuer la profondeur de piège vue par le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ tout en ré-augmentant celle associée à l'une des deux espèces $m_F = \pm 1$. C'est alors cette sous-espèce qui devient la mieux piégée et qui sera purifiée au cours du processus.

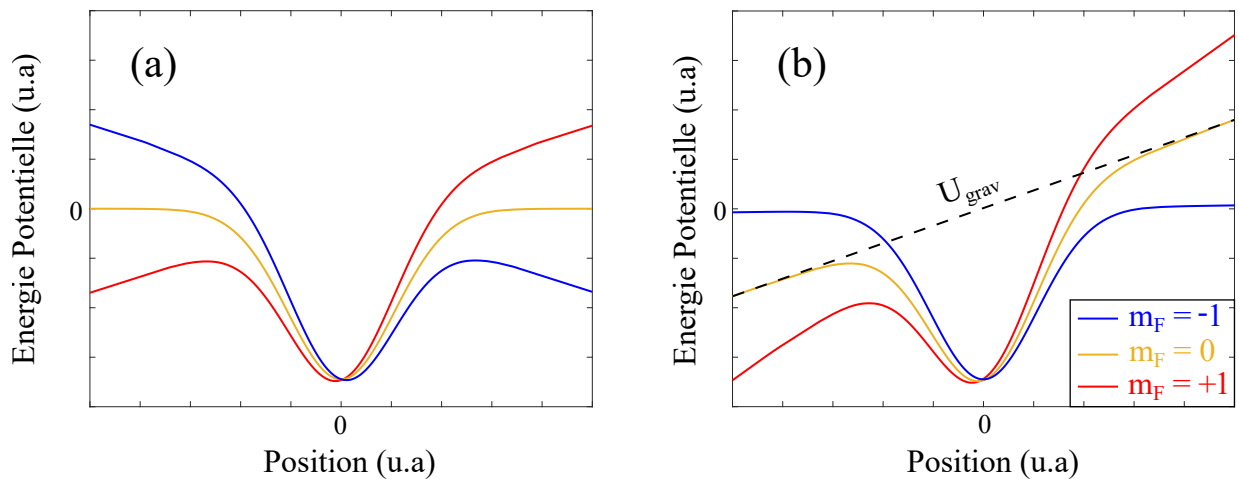


Figure 3.26 – Principe de la préparation d'état du condensat - Les profils de potentiel associés aux différents sous-niveaux Zeeman sont tracés pour un gradient de champ magnétique appliqué (a) horizontalement ou (b) verticalement par rapport à la direction du champ de gravité.

Configuration expérimentale

Dans notre cas, nous produisons le gradient de champ magnétique pendant l'évaporation à l'aide de nos bobines MOT, alimentées d'un courant de plus de 5 A. On rappelle que celles-ci présentent une configuration de type "anti-Helmoltz" et sont disposées sur le corps de notre enceinte de façon à ce que leur axe forme un angle de 45° avec la verticale.

En gravité standard, nous avons pu vérifier que la sous-espèce magnétique effectivement purifiée à l'issue du processus, dépend directement de la façon dont nous positionnons le point de croisement des faisceaux du piège dipolaire relativement au centre géométrique du MOT. Certaines localisations, très bien définies, nous permettent ainsi d'obtenir la préparation souhaitée dans l'état $m_F = 0$. Cela est mis en évidence par la figure 3.27.(a) et 3.27.(b) sur laquelle sont présentés des spectres Raman avant et après préparation d'état.

On peut comprendre ce phénomène en remarquant que le voisinage du centre géométrique du MOT est une zone dans laquelle le gradient de champ magnétique est très fortement inhomogène. L'orientation effective du gradient vu par les atomes, et donc la composante du champ gravitationnel selon son axe, est alors directement liée au positionnement du piège dipolaire. En déplaçant celui-ci de quelques dizaines de micromètres seulement, on peut ainsi se rapprocher plus ou moins de l'un ou l'autre des cas de figures "idéaux" que l'on vient de présenter. On fait aussi remarquer que la norme du gradient n'est pas forcément constante sur toute l'étendue spatiale du piège, ce qui peut induire un paysage énergétique légèrement plus complexe que ceux décrits plus haut.

On note enfin que cette méthode de préparation d'état est particulièrement adaptée à l'opération en micro-pesanteur. Comme on peut s'y attendre, cette dépendance spatiale disparaît complètement en absence de pesanteur et la purification s'effectue alors systématiquement dans l'état insensible au champ magnétique.

Le condensat produit de cette manière contient approximativement trois fois moins d'atomes que celui que nous obtenons en absence de distillation. Il s'agit donc bien ici d'un phénomène de filtrage, mais cette préparation d'état s'avère sensiblement plus efficace que celle que nous mettons en oeuvre pour des échantillons thermiques, qui conserve seulement un cinquième des atomes (cf. section 3.1.3).

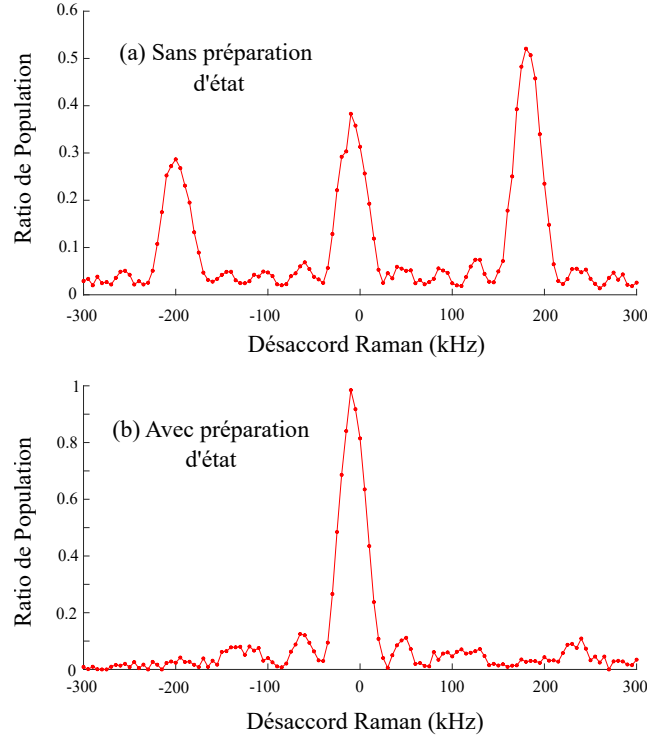


Figure 3.27 – Efficacité de la préparation d'état pour des échantillons ultra-froids de ^{87}Rb - Spectres Raman copropageants réalisés sans (a) et avec (b) préparation d'état du condensat. Un même biais de champ magnétique est appliqué dans les deux cas afin de séparer les trois sous espèces magnétiques par effet Zeeman. Après préparation d'état, on constate la disparition complète des pics latéraux associés aux sous-niveaux $m_F = \pm 1$.

3.3.7 Spectroscopie Raman contrapropageante

Les caractéristiques de la source ultra-froide peuvent une nouvelle fois être mises en évidence par le biais de transitions Raman contrapropageantes. On présente figure 3.28 l'allure typique d'un spectre réalisé en gravité standard. Dans ce cas précis, l'impulsion Raman est effectuée après un temps de vol de 7 ms, ce qui permet aux atomes d'acquérir une vitesse suffisante pour lever la dégénérescence des deux paires de faisceau et se placer dans le régime de simple diffraction. Nous avons aussi choisi d'opérer à puissance laser maximale afin de minimiser la durée de l'impulsion π ($\tau_\pi = 24 \mu\text{s}$) et maximiser ainsi le nombre d'atomes adressés simultanément. Dans ces conditions, on constate que le taux de transfert optimal se situe aux alentours de 75 %, ce qui est largement supérieur à ce que nous obtenons typiquement avec des échantillons thermiques. L'impulsion n'étant pas très sélective en vitesse, les pics de résonance sont artificiellement élargis et ne sont pas vraiment représentatif de la dispersion en vitesse au sein de l'échantillon. On rappelle aussi que dans ce régime de température, la vitesse de recul à deux photons est plus importante que cette dispersion en vitesse. Les différents ordres de diffraction se séparent donc plus vite que les nuages ne s'étendent, et il est possible de les résoudre spatialement après une évolution libre de quelques millisecondes seulement en raison de la faible taille initiale de l'échantillon.

Bien que le spectre de la figure 3.28 ait été réalisé en mesurant le ratio de population par nos méthodes de détection habituelles, on peut aussi obtenir le même résultat par une méthode d'imagerie. Les inserts (b), (c) et (d) de la figure montrent d'ailleurs des images par absorption prises 10 ms après l'impulsion Raman pour différentes valeurs de désaccords Raman. On vérifie bien que les deux pics correspondent à un transfert de quantités de mouvements dans des sens opposés ($\pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}$).

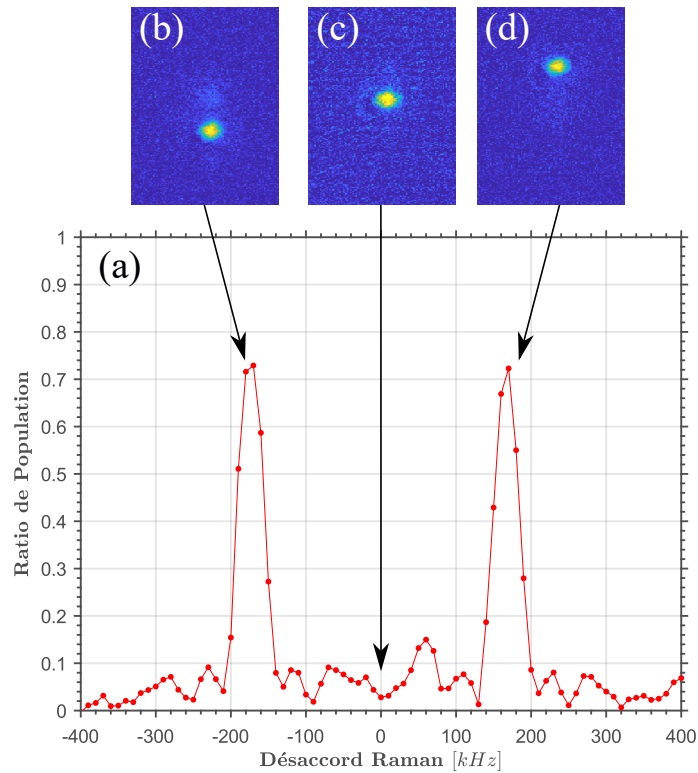


Figure 3.28 – Spectroscopie Raman contrapropageante avec des échantillons ultra-froids de ^{87}Rb - (a) Spectre Raman effectué sur un échantillon ultra-froids de rubidium après un temps de vol de 7 ms en gravité standard. La durée d'impulsion π utilisée ici est $\tau_\pi = 24 \mu\text{s}$. La vitesse non nulle des atomes relativement au miroir de référence lève la dégénérescence entre les deux paires de faisceaux contrapropageants. Les inserts correspondent à des images par absorption prises pour différents désaccords Raman. L'acquisition des images a été réalisé 10 ms après l'impulsion Raman afin de pouvoir identifier les différents ordres de diffraction. Les images (b) et (d) correspondent ainsi à un transfert de quantité de mouvement $\pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}$ selon l'axe vertical.

3.4 Chargement du ^{39}K dans le piège dipolaire croisé : résultats préliminaires

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'objectif ultime de l'expérience ICE consiste à réaliser un test du principe d'équivalence, à long temps interrogation, entre deux sources atomiques ultra-froides. Pour le ^{87}Rb , nous sommes aujourd'hui en mesure de produire des échantillons de plusieurs dizaines de milliers d'atomes à une température de quelques dizaines de nanokelvins grâce à un refroidissement par évaporation dans notre piège dipolaire croisé. A moyen terme, nous souhaitons naturellement obtenir des résultats comparables avec la seconde espèce atomique, l'isotope 39 du potassium.

Je présente dans cette section les premiers résultats expérimentaux relatifs au chargement du ^{39}K dans notre piège dipolaire. Le nouveau système laser du potassium n'ayant été réintroduit que récemment sur notre expérience, il s'agit ici de résultats préliminaires et provisoires.

3.4.1 Calcul des déplacements lumineux dans le cas du ^{39}K

Avant toute chose, il est important d'évaluer les déplacements lumineux induits par les faisceaux dipolaires dans la structure énergétique du potassium afin de pouvoir déterminer les caractéristiques du potentiel de piégeage. Nous reprenons pour cela la même méthode de calcul que celle utilisée pour le rubidium (cf. section 3.3.3.4), mais l'appliquons cette fois aux cas du ^{39}K .

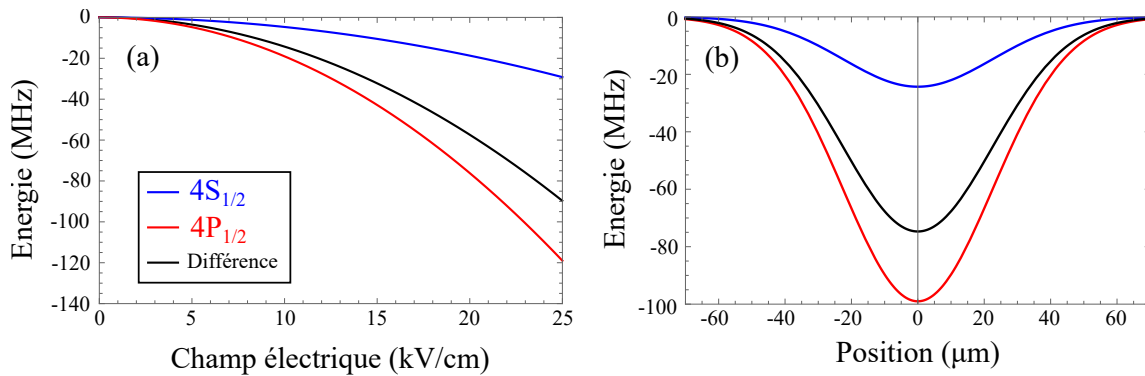


Figure 3.29 – Déplacements lumineux du ^{39}K - (a) Calcul du déplacement énergétique du niveau fondamental (en bleu) du niveau excité (en rouge) et de leur différence (en noir) en fonction de l'amplitude du champ électrique à 1550 nm. (b) Profils de potentiels induits par un unique passage de notre faisceau dipolaire, non modulé, lorsque celui-ci est porté à sa puissance maximale (23 W).

La figure 3.29.(a) fournit les résultats de ces calculs pour le niveau fondamental $|4^2S_{1/2}\rangle$ ainsi que pour le niveau excité $|4^2P_{1/2}\rangle$ associé à la transition D1.

On note, en premier lieu, que ces déplacements énergétiques sont effectués dans le même sens que pour le rubidium et qu'ils sont une nouvelle fois plus importants sur le niveau excité que sur le niveau fondamental. On remarque, par contre, que les déplacements lumineux engendrés par les faisceaux dipolaires sont sensiblement moins importants pour le potassium qu'ils ne le sont pour le rubidium (d'un facteur 10 typiquement pour le niveau excité) et qu'aucune levée de dégénérescence n'est observée dans le cas de cette seconde espèce atomique²⁸.

3.4.2 Séquence de chargement

3.4.2.1 Piège Magnéto-Optique comprimé

Afin d'améliorer l'efficacité de chargement de notre piège dipolaire, il convient d'augmenter autant que possible la densité initiale du nuage atomique. Dans un piège magnéto-optique, celle-ci est généralement limitée par les processus de diffusion multiples et les collisions assistées par la lumière qui induisent une force répulsive entre les atomes. Cependant, des techniques originales ont récemment été développées pour augmenter de manière transitoire la densité d'un piège magnéto-optique de potassium et réaliser ainsi ce que l'on appelle un MOT comprimé (ou CMOT pour "Compressed MOT").

²⁸. Les polarisabilités des niveaux $4S_{1/2}$ et $4P_{1/2}$ du ^{39}K ne présentent en effet qu'une composante scalaire, ce qui implique que les niveaux hyperfins et les sous-niveaux Zeeman subissent le même déplacement lumineux.

Il s'agit d'introduire, à la fin du MOT "classique", une étape supplémentaire pendant laquelle les atomes interagissent avec une fréquence laser "principale" qui adresse le bleu de la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ de la raie D1, et une fréquence laser "annexe", accordée pour sa part dans le rouge de la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ de la raie D2 [Salomon, 2014], [Fouche, 2015].

Cette méthode astucieuse de combinaison D1-D2 conduit au pompage des atomes vers un état peu couplé à la lumière, ce qui contribue à limiter les processus gênants que l'on vient d'évoquer. L'idée de base consiste à tirer parti des états noirs naturellement présents sur la transition "principale" D1. Dans cette configuration, la fréquence "principale" permet un refroidissement par mélasse grise au centre du piège magnéto-optique (là où le champ magnétique est faible) tandis que la fréquence "annexe" (dans le rouge d'une transition de type $|F\rangle \rightarrow |F + 1\rangle$) génère une force de rappel en présence du champ magnétique et assure ainsi la fonction de piégeage.

Dans notre cas, cette étape de MOT comprimé dure 10 ms. Nous la mettons en oeuvre expérimentalement en plaçant la fréquence "Principale" à résonance et en désaccordant le fréquence "Annexe" de 22.6 MHz vis à vis de leurs transitions respectives. On applique le maximum de puissance disponible dans la fréquence "principale" afin d'augmenter la vitesse de capture et maximiser la densité du nuage. Les intensités totales associées aux deux faisceaux sont alors $I_{\text{pri}} = 12 I_{\text{sat}}$ et $I_{\text{ann}} = 22 I_{\text{sat}}$. Les valeurs de désaccords et d'intensités laser sont gardées constantes tout au long de cette étape. Le gradient de champ magnétique, quant à lui, est le même que celui utilisé pour l'étape de MOT classique²⁹.

Comme illustré sur la figure 3.30, cette étape de compression permet d'augmenter la densité au centre du MOT d'un facteur supérieur à 2, tout en conservant une température et un nombre d'atomes équivalents à ceux obtenus à l'issue d'un piège-magnéto-optique classique.

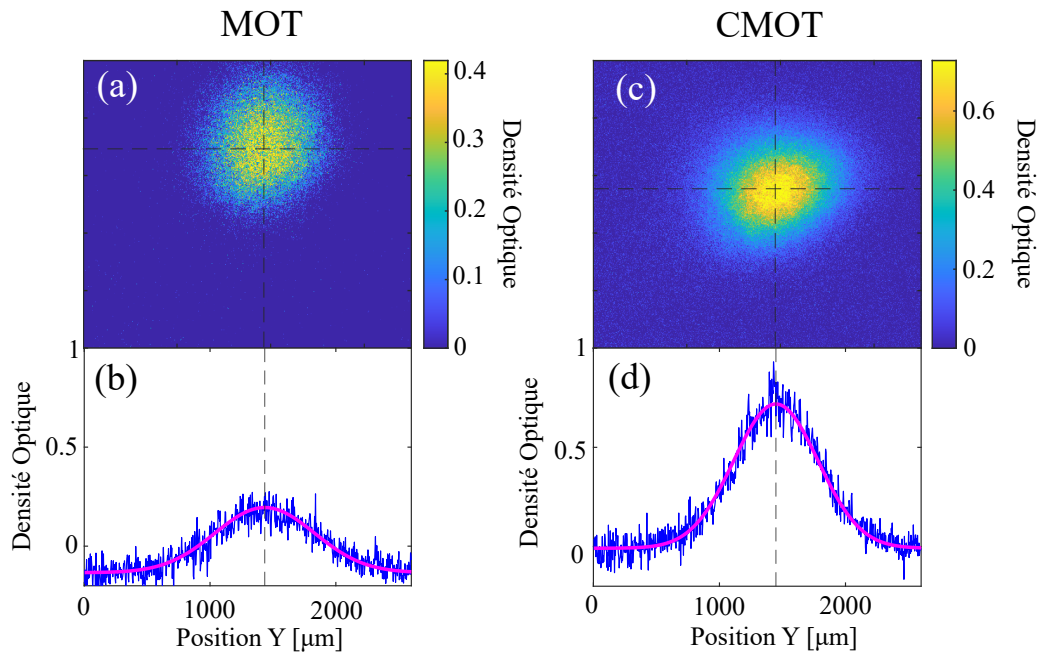


Figure 3.30 – MOT Comprimé de ^{39}K - Comparaison des images par absorption (a) et (c) et des vues en coupes de la densité optique (b) et (d) obtenues après une étape de MOT classique et après une étape de MOT comprimé. Ces images ont été prises après un temps de vol de 200 μs .

3.4.2.2 Chargement par mélasse grise du ^{39}K dans le piège dipolaire croisé

Le chargement du ^{39}K dans le piège dipolaire croisé intervient juste après l'étape de CMOT que l'on vient de présenter. Comme pour le rubidium, c'est un schéma de refroidissement par mélasse grise qui offre les meilleurs résultats car un refroidissement par mélasse rouge s'accommode mal des déplacements lumineux. Pour le potassium, le refroidissement par mélasse rouge est, de surcroît, intrinsèquement moins performant que celui par mélasse grise.

²⁹. Il convient généralement d'augmenter le gradient de champ magnétique pendant l'étape de CMOT afin d'augmenter la raideur du piège et favoriser le phénomène de compression. Dans notre cas, nous sommes cependant limités par le courant que peuvent supporter les bobines de gradient.

Au cours de cette étape de chargement, le laser D1 rebascule donc immédiatement dans la configuration habituelle de mélasse grise tandis que le laser D2 est complètement éteint.

La puissance optique des faisceaux du piège dipolaire et l'amplitude de modulation spatiale sont quant à elles fixées à leurs valeurs maximales ($P = 23 \text{ W}$ et $h_0 = 600 \mu\text{m}$) de sorte à maximiser le volume de capture malgré les faibles déplacements lumineux associés au ^{39}K .

Cette séquence aboutit dans les conditions actuelles au chargement d'environ 3×10^5 atomes de potassium dans le piège dipolaire croisé en 8 ms seulement. Cela correspond à approximativement 7% du nombre total d'atomes capturés dans le MOT comprimé. L'efficacité de chargement est donc comparable à celle du ^{87}Rb , que nous estimons plutôt à 10%.

3.4.3 Perspectives

L'étape suivante vers la production d'une source ultra froide concernera l'évaporation forcée du potassium au sein de notre piège conservatif. Cela représente un défi important en raison, notamment, des propriétés collisionnelles particulières de cette espèce atomique. Le ^{39}K possède en effet une longueur de diffusion 4 fois inférieure typiquement à celle du ^{87}Rb . La section efficace de collision, qui varie comme le carré de la longueur de diffusion, est ainsi diminuée d'un facteur 16. Cela complique évidemment la thermalisation du nuage, et nuit fortement à l'efficacité de l'évaporation. La communauté des atomes froids recourt donc généralement à l'utilisation des résonances de Feshbach afin d'atteindre le régime de dégénérescence quantique [Salomon *et al.*, 2014]. Dans notre cas, la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein n'est pas une finalité en soit, et l'on souhaiterait éviter d'avoir à recourir à ces méthodes. Celles-ci requièrent en effet la production de champs magnétiques intenses, ce qui nécessiterait d'importantes modifications sur notre dispositif expérimental et compromettrait l'opération dans l'avion 0-g. Nous envisageons plutôt de tirer parti d'un refroidissement sympathique avec le ^{87}Rb afin d'atteindre des températures aussi basses que possible. Cette stratégie a déjà été mise en oeuvre entre l'isotope 41 du potassium et l'isotope 87 du rubidium pour atteindre le régime de dégénérescence quantique [Modugno *et al.*, 2001]. L'étude de faisabilité, dans notre cas, nécessitera néanmoins de plus amples investigations.

3.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes techniques de refroidissement et préparation d'état implémentées dans le but de produire des sources atomiques cohérentes, compatibles avec la réalisation d'un interféromètre à ondes de matières bi-espèce. Les échantillons thermiques de rubidium sont obtenus via des techniques habituelles de mélasse rouge tandis qu'une méthode de refroidissement par mélasse grise sur la raie D1 est mise en oeuvre dans le cas du potassium.

Nous avons également décrit nos techniques de chargement par mélasse grise du piège dipolaire croisé pour chacune des deux espèces atomiques : étape essentielle vers la production d'une source atomique ultra-froide. Dans le cas du ^{87}Rb , nous avons montré que la procédure de refroidissement évaporatif qui s'ensuit nous permet notamment d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. En ce qui concerne le ^{39}K , l'étude et l'optimisation de l'évaporation forcée au sein de notre piège conservatif constituera l'un des principaux axes de travail futur.

Chapitre 4

Interférométrie en gravité standard

Bien qu'elle ne permette pas d'atteindre des mesures de très hautes sensibilités sur notre expérience, l'opération de l'interféromètre au sol, en gravité standard, s'avère essentielle en pratique. Elle permet notamment de caractériser nos sources atomiques, de valider de nouvelles méthodes et équipements, ou simplement de vérifier le bon fonctionnement du dispositif expérimental. Par le passé, l'opération de l'interféromètre double espèce en configuration gravimètre a même permis de réaliser un test du principe d'équivalence avec une incertitude statistique sur le paramètre d'Eötvös de 7.8×10^{-8} [Barrett *et al.*, 2022]. Cela correspond à l'état de l'art pour un test avec des atomes froids correspondant à deux espèces chimiques différentes.

Ce chapitre, relativement court, sera consacré à la présentation de quelques résultats d'interférométrie obtenus dans ce régime de gravité. Il sera surtout l'occasion d'introduire les méthodes que nous utilisons pour reconstruire les franges d'interférences et évaluer la qualité de l'accéléromètre atomique.

4.1 Interféromètre avec balayage de la phase laser

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, un interféromètre atomique de Mach-Zender produit à sa sortie un ratio de population qui varie comme une fonction sinusoïdale de la phase totale accumulée Φ_{tot} . Celle-ci se compose premièrement d'un terme de phase inertiel directement lié à l'accélération relative des atomes par rapport au miroir de référence.

Lorsque nous opérons dans un régime de simple diffraction ou de double-simple diffraction, Φ_{tot} intègre aussi une dépendance à la fluctuation de phase laser Φ_{laser} entre les différentes impulsions de l'interféromètre¹. Les franges d'interférences peuvent alors être parcourues "naturellement", via les fluctuations aléatoires d'accélération imposées par l'environnement, ou de manière contrôlée, par l'application d'une phase laser variable. Dans ce deuxième cas de figure, on réalise ce que l'on appelle un interféromètre avec balayage de la phase laser.

La possibilité de contrôler Φ_{tot} avec Φ_{laser} représente un moyen simple et fiable d'évaluer le contraste et le rapport signal à bruit de l'interféromètre dans des conditions expérimentales données. Le jeu de franges est concrètement obtenu en répétant la séquence expérimentale de nombreuses fois, et en modifiant à chaque itération la valeur du terme de phase laser Φ_{laser} en jouant sur la phase de sortie de la DDS Raman. Il convient par ailleurs de choisir un temps d'interrogation suffisamment court pour pouvoir négliger le terme de phase inertiel et s'affranchir ainsi des fluctuations "aléatoires" dues aux vibrations. On mesure enfin le ratio de population en sortie d'interféromètre en détectant successivement le nombre d'atomes N_2 dans l'état excité puis le nombre d'atomes total N_{tot} (cf. Chapitre 2). Dans le cas particulier de l'opération en gravité standard, on rappelle qu'un temps de vol de quelques millisecondes est laissé avant la première impulsion de l'interféromètre de manière à lever la dégénérescence entre les deux paires de faisceaux contra-propageants par effet Doppler. La fréquence laser subit aussi une rampe linéaire au cours de l'interféromètre de manière à rester à résonance avec les atomes.

On a superposé sur la figure 4.1 des franges d'interférences obtenues par cette méthode avec chacune de nos trois sources atomiques : les échantillons thermiques de rubidium (rouge), de potassium (bleu) et la source ultra-froide de rubidium (jaune).

On récapitule dans la table 4.1 les valeurs de contraste et de rapport signal-à-bruit estimées à partir de l'ajustement sinusoïdal de chaque jeu de franges. Le premier constat, évident, est que la réduction de

1. Ce n'est par contre plus le cas dans le régime de double diffraction.

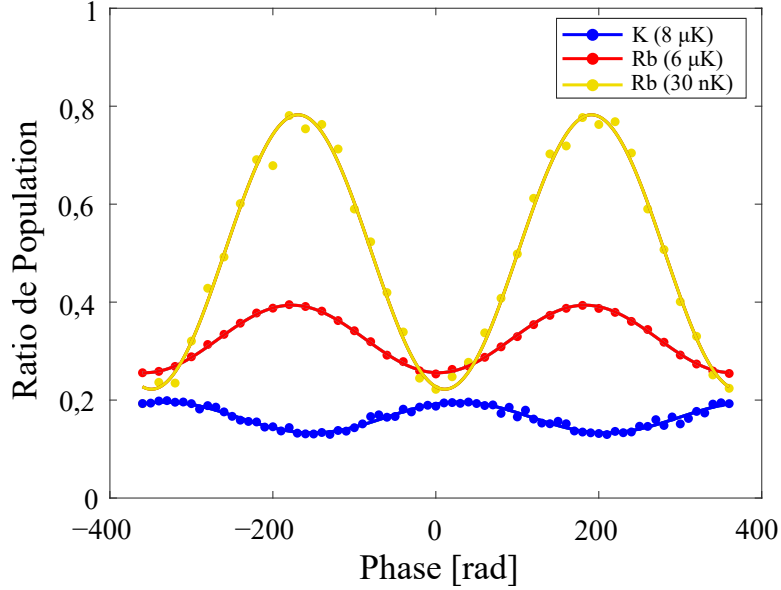


Figure 4.1 – Interféromètre avec balayage de la phase laser en gravité standard - Les résultats sont présentés pour des échantillons thermiques de potassium (bleu), de rubidium (rouge) et pour la source ultra-froide de rubidium (jaune). Les durées d’impulsion π associées sont respectivement de 20, 20 et 24 μs . Le temps d’interrogation est volontairement gardé petit ($T = 100 \mu\text{s}$) pour éviter les fluctuations aléatoires du terme de phase inertiel. Les rapports de population sont estimés par nos méthodes de détection habituelles, en utilisant la photodiode à avalanche pour les nuages thermiques et le photomultiplicateur pour les échantillons ultra-froids.

	Potassium ($\mathcal{T}_K = 8 \mu\text{K}$)	Rubidium ($\mathcal{T}_{Rb} = 6 \mu\text{K}$)	Rubidium ($\mathcal{T}_{Rb} = 30 \text{nK}$)
Contraste	6.3 %	13.8 %	56.0 %
SNR	6.3	34.0	14.5

Table 4.1 – Caractéristiques des interféromètres avec balayage de la phase en gravité standard.

la température du ^{87}Rb engendre une augmentation spectaculaire du contraste interférométrique. Cela s’explique évidemment par la faible dispersion en vitesse au sein du nuage, qui permet à chaque impulsion Raman d’adresser la quasi-totalité des atomes. On note cependant que l’augmentation du contraste ne s’accompagne d’aucune amélioration du rapport signal-à-bruit, le SNR étant ici principalement limité par le bruit de détection lié au faible nombre d’atomes composant l’échantillon.

L’échantillon thermique de potassium présente quant à lui un contraste et un rapport signal-à-bruit nettement plus faibles que ceux du rubidium. Cela n’est pas étonnant au vu de sa température plus élevée, de la plus haute sélectivité en vitesse des impulsions Raman associées, et des difficultés liées à sa détection². Cette étude nous encourage donc à travailler avec la source ultra-froide et met en évidence l’importance du système d’imagerie/détection pour l’atteinte de grands SNR.

2. Le potassium a tendance à se dépomper rapidement dans $|F = 1\rangle$ lors de notre première impulsion de détection, ce qui complique l’estimation du nombre N_2 d’atomes dans $|F = 2\rangle$.

4.2 Interféromètre avec balayage de la phase inertielle

Une deuxième approche pour reconstruire les franges d'interférences consiste, au contraire, à garder le terme de phase laser Φ_{laser} constant afin de conserver uniquement la sensibilité aux effets inertiels. Cette stratégie est notamment celle qui est employée lorsqu'il s'agit d'effectuer une mesure accélérométrique. Dans cette configuration, c'est la fluctuation aléatoire du profil d'accélération d'une mesure sur l'autre qui induit les variations du terme de phase et qui permet le balayage de la figure d'interférence.

4.2.1 Reconstruction des franges par corrélation avec un accéléromètre classique : la méthode FRAC

En pratique, les franges sont reconstruites par le biais de l'accéléromètre classique solidaire du miroir de référence. A chaque nouvelle réalisation de l'interféromètre, le capteur enregistre ainsi les vibrations parasites auxquelles le miroir est soumis. A partir du profil temporel d'accélération mesuré, il est possible d'estimer la phase inertielle accumulée pendant l'interféromètre en utilisant le formalisme de la fonction de réponse présentée au chapitre 1. L'idée est ensuite d'observer la corrélation entre la sortie du senseur atomique, délivrant une mesure P du ratio de population, et celle du capteur classique, fournissant une estimation Φ de la phase inertielle induite par les vibrations. L'interférogramme est ainsi formé par l'ensemble des N_m couples de mesures (P_i, Φ_i) enregistrés au cours des itérations successives de la séquence expérimentale (avec $i = \{1, \dots, N_m\}$).

La figure schématise le principe de cette méthode de reconstruction des franges, à laquelle on se réfère souvent sous le nom de FRAC (de l'anglais "Fringes Reconstruction by Accelerometer Correlation") [Ménoret, 2012] [Geiger *et al.*, 2011].

On fait remarquer que le nombre de franges balayées par cette méthode est d'autant plus important que le niveau de vibrations parasites est élevé et que le temps d'interrogation est grand. Cette technique n'est donc pas adaptée à de faibles temps d'interrogation (inférieurs à la milliseconde typiquement) ne permettant pas de parcourir suffisamment de franges compte tenu du niveau de vibrations ambiant. On préfère alors utiliser le balayage de la phase laser. Lorsqu'au contraire le nombre de franges balayées est trop important, il est toujours envisageable de procéder à un repliement des données sur l'intervalle $[0, 2\pi]$ afin de faciliter leur visualisation.

Dans le cas hypothétique d'une corrélation idéale, les points expérimentaux sont disposés selon une sinusoïde parfaite. En réalité, chacune des deux mesures est cependant affectée de son propre bruit.

L'interféromètre atomique, tout d'abord, peut expérimenter de lentes variations de contraste et d'offset sous l'effet de légères instabilités des conditions expérimentales (puissance optique du laser Raman par exemple). Comme nous le verrons au chapitre 5, l'interféromètre atomique peut également subir de violentes chutes de contraste lorsqu'il est soumis à des effets inertiels trop importants. Enfin, la mesure du ratio de population est aussi entachée de sa propre incertitude, liée à la méthode de détection ou d'imagerie utilisée. La résultante de toutes ces perturbations constitue ce que l'on appelle le "bruit d'amplitude".

De son côté, le capteur classique dispose également de ses limitations intrinsèques, bien connues dans le domaine de la navigation inertielle. On peut notamment citer le bruit propre du capteur et de la chaîne de mesure, sa bande passante limitée, les instabilités de biais ou de facteur d'échelle, les défauts de linéarité, les couplages d'axes ou encore le bruit d'échantillonnage. Une instabilité éventuelle de la phase du laser engendre aussi un terme parasite qui n'est pas pris en compte par cette méthode de reconstruction. Tout ces phénomènes induisent une erreur sur l'estimation de Φ et sont ainsi à l'origine d'un "bruit de phase". Au final, ces deux types de bruits contribuent à dégrader la qualité des corrélations, qui peut être évaluée par un simple ajustement sinusoïdal de l'interférogramme.

On définit ainsi le "facteur de qualité des corrélations" (ou CQF pour "Correlation Quality Factor") comme :

$$\text{CQF} = \frac{A}{\epsilon} = \frac{C}{2\epsilon} \quad (4.1)$$

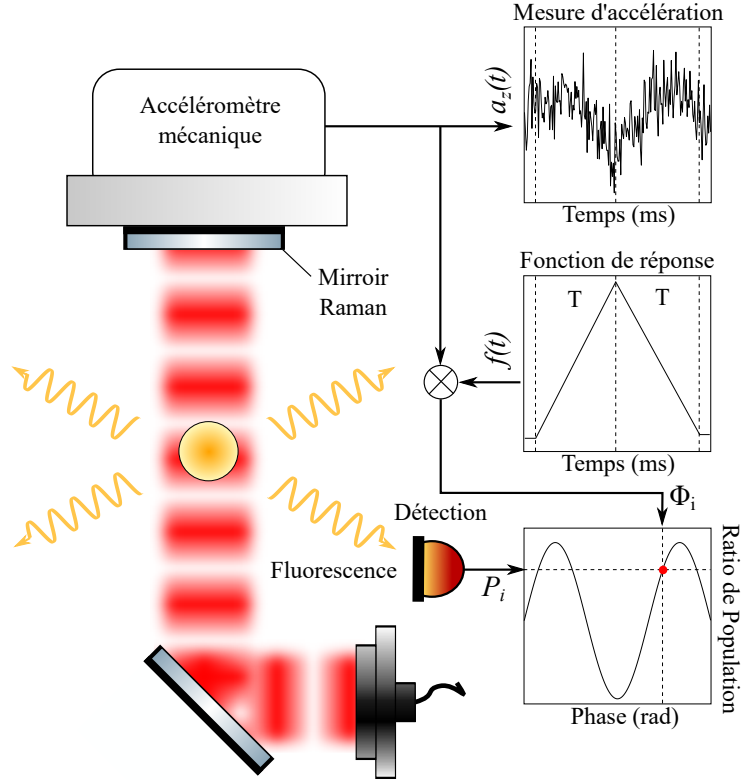


Figure 4.2 – Principe de la méthode FRAC - Les franges sont reconstruites en mesurant le profil temporel d'accélération $a_z(t)$ du miroir de référence à chaque nouvelle mesure. Ce profil est multiplié par la fonction de réponse $f(t)$ de l'interféromètre puis intégré afin d'estimer la phase interférométrique. La corrélation avec le ratio de population mesuré par détection permet de former la figure d'interférence.

où A et ϵ désignent respectivement l'amplitude et l'écart-type des résidus de l'ajustement sinusoïdal³ et $C = 2A$ le contraste.

On présente figure 4.3 un exemple de franges reconstruites par le biais de la méthode FRAC. Ces données ont été obtenues en gravité standard avec un échantillon thermique de ^{87}Rb . L'interféromètre est ici effectué dans le régime de simple diffraction, après un temps de vol initial de 7 ms permettant de lever la dégénérescence entre les deux paires de faisceaux contra-propageants. Le désaccord Raman doit aussi être varié linéairement afin de compenser le désaccord Doppler du à l'accélération des atomes dans le référentiel du miroir. La durée d'impulsion π et le temps d'interrogation sont fixés dans ce cas particulier à $\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$ et $T = 10 \text{ ms}$.

Pour cette durée d'interféromètre, on remarque que le niveau de vibration ambiant du laboratoire entraîne une excursion de la phase sur plusieurs dizaines de radians. L'ajustement sinusoïdal indique un CQF de 2.8.

En gravité standard, nous ne pouvons pas augmenter beaucoup plus le temps d'interrogation, puisque la chute libre des atomes les fait ensuite sortir de la zone de détection. C'est ce qui motive en grande partie le passage à un régime de micropesanteur. Comme nous le verrons au chapitre 5, l'extension du temps d'interrogation T , s'accompagne malheureusement d'une augmentation très rapide du bruit de phase. Pour les durées d'interféromètre que nous visons, de quelques centaines de millisecondes, on observe un brouillage complet des franges en raison notamment du bruit propre du capteur, s'accroissant comme T^2 . Il est alors nécessaire de mettre en place des méthodes alternatives, permettant d'évaluer la qualité intrinsèque du senseur atomique sans avoir recours à la mesure classique.

3. En notant (P_i, Φ_i) les points expérimentaux et $P(\Phi) = P_0 - A \cos(\Phi)$ l'équation de l'ajustement sinusoïdal, ϵ est défini comme l'écart-type de l'ensemble $\{P_i - P(\Phi_i)\}$.

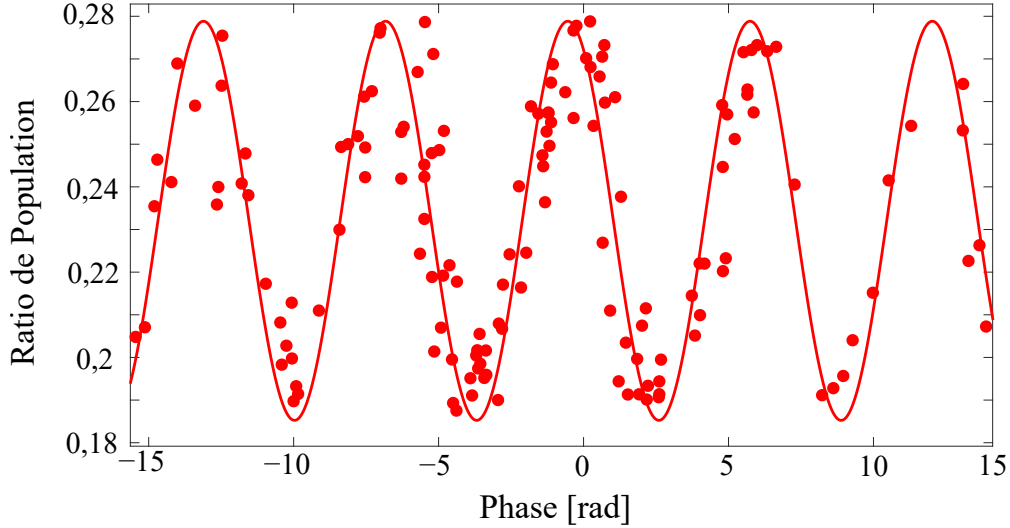


Figure 4.3 – Franges d’interférences reconstruites par la méthode FRAC dans le régime de simple diffraction - Le temps d’interrogation est ici $T = 10$ ms et la durée de l’impulsion π vaut $\tau_\pi = 30$ μ s. Un temps de vol initial de 7 ms permet de ne sélectionner qu’une seule des deux paires de faisceaux contra-propageants. L’ajustement sinusoïdal permet d’estimer le contraste à 9,4 % et le facteur de qualité de corrélation à 2,8.

4.2.2 Estimation de la qualité intrinsèque du senseur atomique : la méthode BAT

Le principal inconvénient de la méthode FRAC est qu’elle ne permet pas d’évaluer les contributions respectives des bruits de phase et d’amplitude. Pour pouvoir estimer la qualité intrinsèque du senseur atomique, indépendamment de celle du capteur classique, il faut alors procéder à une étude de la distribution statistique des N_m ratio de population mesurés P_i (avec $i = 1, \dots, N_m$). La technique que nous utilisons repose sur le fait que la probabilité de transition en sortie d’interféromètre est une fonction sinusoïdale du terme de phase Φ . Après un grand nombre de mesures, on peut donc s’attendre à ce que la distribution statistique des ratios mesurés converge vers celle d’un sinus. Le principe de la méthode "BAT" est justement de quantifier la proximité avec la densité de probabilité du sinus parfait pour en extraire les caractéristiques essentielles de l’interféromètre atomique, que sont le contraste et le rapport signal-à-bruit.

Densité de probabilité d’une fonction sinusoïdale

On considère tout d’abord le cas d’une mesure idéale, préservée de tout bruit d’amplitude, associée à un offset P_0 et un contraste $C = 2A$. On peut alors modéliser chaque mesure P_i comme un tirage de la variable aléatoire : $\mathcal{P} = P_0 + \frac{C}{2} \cos(\Phi)$. Pour une fluctuation de phase Φ uniformément distribuée dans l’intervalle $[0, \pi]$, on peut montrer que la densité de probabilité de \mathcal{P} est donnée par⁴ :

$$f_{\mathcal{P}}(p) = \begin{cases} \frac{1}{A\pi\sqrt{1-\left(\frac{P_0-p}{A}\right)^2}} & \text{si } p \in]P_0 - A, P_0 + A[\\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.2)$$

Comme on peut s’en apercevoir sur la figure 4.4.(a), cette distribution présente deux discontinuités en $P_0 \pm A$. Cela traduit le fait qu’il est plus probable pour la variable aléatoire de tomber en sommet de franges que sur les flancs⁵.

4. En pratique, la variable aléatoire Φ est plutôt distribuée selon une loi normale. Lorsque l’étendue de phase balayée est suffisamment large, de l’ordre de quelques dizaines de radians, on peut tout de même considérer en très bonne approximation que la distribution est uniforme après repliement sur $[0, \pi]$.

5. La forme caractéristique de cette distribution, évoquant celle du masque d’un célèbre super-héro, a donné son nom à la méthode BAT.

Dans le cas d'un interféromètre atomique réel, la mesure est aussi affectée d'un bruit d'amplitude que l'on assimile à un bruit gaussien d'écart-type σ_P . La densité de probabilité effective de la variable aléatoire s'exprime alors comme le produit de convolution entre la densité de probabilité "idéale" que l'on vient de présenter et une loi normale d'écart-type σ_P . Il vient :

$$\mathcal{F}_P(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{A\pi\sqrt{1 - \left(\frac{P_0 - p'}{A}\right)^2}} \cdot \frac{1}{\sigma_P\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(p - p')^2}{2\sigma_P^2}\right) dp' \quad (4.3)$$

ou bien de manière équivalente :

$$\mathcal{F}_P(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2}{C\pi\sqrt{1 - \left(\frac{2(P_0 - p')}{C}\right)^2}} \cdot \frac{1}{\sigma_P\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(p - p')^2}{2\sigma_P^2}\right) dp' \quad (4.4)$$

Cette fonction est donc caractérisée par trois paramètres, qui sont respectivement l'offset P_0 , le contraste C et le bruit d'amplitude σ_P . Nous présentons l'allure caractéristique de cette fonction sur la figure 4.4.(b) dans le cas où $P_0 = 0.5$, $C = 0.2$ et $\sigma_P = 0.02$.

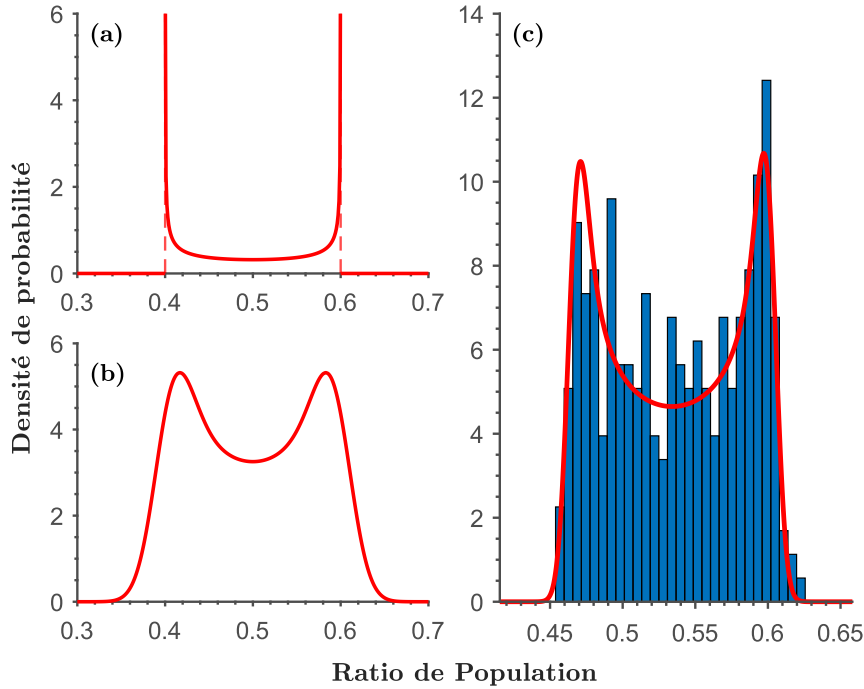


Figure 4.4 – Principe de la méthode BAT - (a) Densité de probabilité d'une fonction sinus caractérisée par un offset $P_0 = 0,5$ et un contraste $C = 0,2$. (b) Convolution avec une gaussienne d'écart-type $\sigma_P = 0,02$. (c) Exemple d'historgramme construit à partir de mesures expérimentales (bleu) et résultat de l'ajustement par la fonction \mathcal{F}_P définie à l'équation 4.4 (rouge). Dans cet exemple, $N_c = 30$, $\Delta_P = 0.0059$ et le triplet de paramètres estimés par l'ajustement est : $P_0 = 0.534$, $C = 0.1375$ et $\sigma_P = 0.0061$.

Construction de l'historgramme des ratio

La première étape de la méthode BAT consiste à calculer l'historgramme des N_m ratios mesurés. Une quantité clé à définir est alors le nombre de classes N_c composant cet histogramme. Ce paramètre doit être choisi avec précaution, puisque de trop nombreuses classes engendrent un effet de faible statistique sur le nombre de compte associé à chaque classe et produit finalement un histogramme bruité. Inversement, un trop petit nombre de classes se traduira par un mauvais échantillonnage de la structure bi-modale et un élargissement artificiel des pics latéraux.

En général, on essaie de choisir N_c de manière à ce qu'il y ait au moins 5 points de mesures, en moyenne, dans chaque classe de l'histogramme [Ménoret, 2012]. On fait aussi en sorte que la largeur d'une classe n'excède pas la valeur supposée du bruit d'amplitude.

Lorsque plusieurs centaines de points ont été mesurés dans les conditions typiques de bruit rencontrées en pratique, une valeur de $N_c = 30$ est souvent adaptée.

Une fois que ce nombre N_c à été défini, le calcul de la largeur Δ_P d'une classe est direct :

$$\Delta_P = \frac{\max(P_i) - \min(P_i)}{N_c} \quad (4.5)$$

avec $\max(P_i)$ et $\min(P_i)$ qui représentent les valeurs extrêmes du jeu de données mesurées.

Les centres de chaque classe sont alors donnés par :

$$\begin{cases} c_1 = \min(P_i) + \frac{\Delta_P}{2} \\ c_2 = c_1 + \Delta_P \\ \vdots \\ c_{N_c} = \max(P_i) - \frac{\Delta_P}{2} \end{cases} \quad (4.6)$$

On construit enfin l'histogramme en relevant le nombre n_l ($l = 1, \dots, N_c$) de mesures P_i contenues dans chaque classe et en appliquant un facteur de normalisation de manière à obtenir la densité de probabilité d_l associée :

$$d_l = \frac{n_l}{\Delta_P N_c} \quad (4.7)$$

Détermination des performances de l'interféromètre atomique

Finalement, l'offset P_0 , le contraste C et le bruit d'amplitude σ_P de l'interféromètre atomique sont estimés en effectuant un ajustement par la méthode des moindres carrés de l'histogramme (c_l, d_l) avec $l = 1, \dots, N_c$. C'est la fonction \mathcal{F}_P définie à l'équation 4.4 qui est utilisée dans ce cadre. Un exemple d'ajustement est fourni en guise d'illustration figure 4.4.

A partir des valeurs de contraste et de bruit estimées, il est possible d'évaluer le rapport-signal-à-bruit de l'interféromètre, défini comme :

$$\text{SNR} = \frac{C}{2\sigma_P} \quad (4.8)$$

On peut aussi en déduire la sensibilité par coup, donnée par :

$$S = \frac{1}{\text{SNR} k_{\text{eff}} T^2} \quad (4.9)$$

avec k_{eff} le vecteur d'onde effectif de la transition Raman et T le temps d'interrogation.

L'incertitude δS sur l'estimation de cette sensibilité est quant à elle directement liée aux incertitudes δC et $\delta\sigma_P$ sur la contraste et le bruit d'amplitude issues de l'ajustement. Des règles élémentaires de propagation des incertitudes mènent à :

$$\delta S = S \sqrt{\left(\frac{\delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma_P}{\sigma_P}\right)^2}. \quad (4.10)$$

Discussion

Un moyen simple de tester le bon fonctionnement de cette méthode BAT consiste à l'appliquer sur des données simulées, associées à des paramètres connus, plutôt que sur des données expérimentales. On peut alors comparer les valeurs estimées de contraste, offset et bruit d'amplitude aux valeurs réelles définies dans la simulation.

De tels tests confirment que l'efficacité de cette méthode statistique dépend fortement de la quantité de données accumulées et du rapport signal à bruit du jeu de données. Nous avons pu vérifier empiriquement que plusieurs centaines de points de mesures sont nécessaires pour produire des résultats significatifs. Il faut aussi s'assurer que l'étendue de phase balayée aléatoirement soit suffisamment large pour pouvoir considérer une distribution uniforme sur l'intervalle $[0, \pi]$ après repliement.

On insistera sur le fait que cette méthode ne nécessite aucune mesure de l'accéléromètre classique pour fonctionner puisqu'elle utilise simplement la donnée des ratios de populations mesurés. Elle permet donc découpler les deux types de bruits (amplitude et phase) et de prouver le bon fonctionnement de l'interféromètre atomique même lorsque les franges d'interférences sont complètement brouillées. Nous verrons au chapitre 5 que cela s'avère particulièrement utile lorsque nous opérons en micropesanteur avec de longs temps d'interrogation puisque nous sommes alors rapidement confrontés aux limites de notre accéléromètre classique. On notera, en revanche, que cette approche rejette complètement les effets liés à une éventuelle fluctuation de phase atomique et ne démontre donc pas le contrôle de celle-ci⁶.

6. Le bon contrôle de la phase atomique peut toujours être vérifié par ailleurs, en réalisant un interféromètre avec un balayage de cette dernière par exemple.

4.3 Franges de Ramsey

Nous terminons ce chapitre en mentionnant que d'autres types d'interféromètres atomiques, aux géométries et fonctions variées, peuvent être réalisés sur l'expérience. Notre dispositif est par exemple adapté à la réalisation d'interféromètres de Raman-Ramsey dont nous rappelons brièvement ici le principe et l'intérêt.

4.3.1 Éléments de contexte

Développée au début des années 50 [Ramsey, 1950], la méthode des champs oscillants séparés est aujourd'hui communément utilisée pour la spectroscopie de haute-résolution [Salomon, 1984]. Elle est notamment mise en oeuvre dans les horloges atomiques, qui cherchent à asservir leur oscillateur sur une raie aussi étroite que possible afin d'optimiser leur précision fréquentielle. Dans ce type d'application, on est confronté au fait que la finesse du pic de résonance se trouve fondamentalement limitée par la durée finie d'interaction cohérente entre l'atome et le champ⁷. La méthode des champs oscillants séparés permet de s'affranchir de cette limitation en utilisant non pas une, mais deux excitations séparées temporellement (et éventuellement spatialement). On génère de cette manière, à l'issue de la première excitation un dipôle oscillant librement à la fréquence de la transition atomique ω_0 . Celui-ci accumule durant sa durée d'évolution libre T un déphasage proportionnel à la quantité $\omega_0 T$.

L'interférence induite par la deuxième excitation entraîne finalement une modulation sinusoïdale du pic de résonance caractérisée par une période inversement proportionnelle à cette durée d'évolution libre. On peut ainsi former des franges de Ramsey en effectuant un balayage de la fréquence d'excitation ω , comme schématisé figure 4.5.(b).

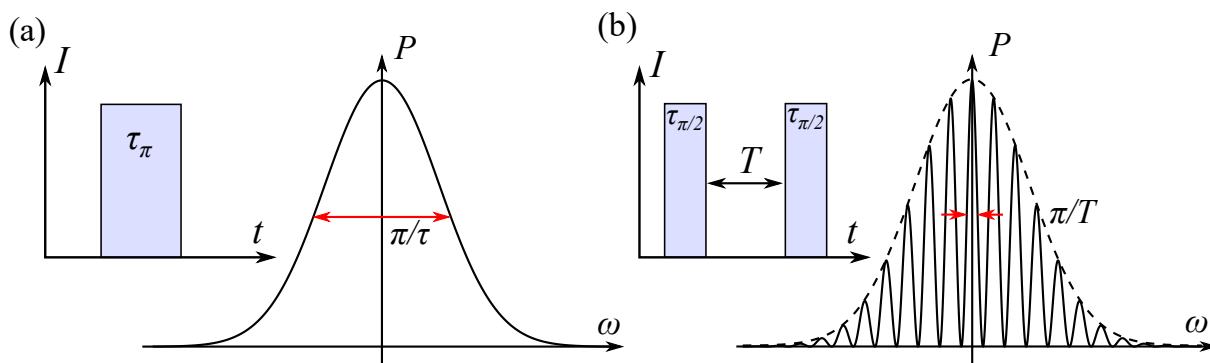


Figure 4.5 – Principe des franges de Ramsey - Probabilité de transition, tracée en fonction du désaccord à la résonance pour deux types d'excitations : (a) une seule impulsion π et (b) deux impulsions $\pi/2$ espacées d'une durée T .

En considérant que l'interféromètre est constitué de deux impulsions $\pi/2$ carrées de durée τ et que le désaccord δ reste très faible devant la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , la probabilité de transition en sortie s'écrit [Pottie, 2003] :

$$P(\delta, T) = \frac{1}{2} \sin^2(\Omega_r \tau) [1 + \cos(\delta T + \phi)] \quad (4.11)$$

avec $\Omega_r = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta^2}$ la pulsation de Rabi généralisée et ϕ un terme de phase éventuel lié au champ d'excitation. Cette technique permet donc de sonder la transition de manière potentiellement très précise : la finesse du pic de résonance étant uniquement limitée par le temps d'évolution libre T accessible.

Les horloges associant des cavités micro-ondes et des fontaines atomiques peuvent atteindre une largeur de résonance d'environ 1 Hz par le biais de cette technique.

Il est également possible de transposer cette méthode à des transitions Raman à deux photons : on parle alors d'interféromètres de Raman-Ramsey. Ce genre d'interféromètres ont par exemple été réalisés sur des jets de césium [Bouyer *et al.*, 1996] et de sodium [Thomas *et al.*, 1982] pour obtenir des largeurs de raies de 50 et 650 Hz respectivement. Il s'agit également de ceux que nous mettons en place sur notre expérience pour mesurer la transition entre les deux niveaux hyperfins de nos échantillons de ^{39}K ou de

7. Cette durée d'interaction cohérente est elle-même limitée par la pureté spectrale de la source radiative utilisée.

^{87}Rb . L'intérêt dans notre cas, est surtout de caractériser la stabilité de nos systèmes laser ou encore d'étudier des effets systématiques tels que des déplacements lumineux parasites.

4.3.2 Réalisation de l'interféromètre de Raman-Ramsey

Un exemple d'interféromètre de Raman-Ramsey réalisé en gravité standard est présenté figure 4.6. Il s'agit ici d'un jeu de données obtenues avec un échantillon thermique de potassium refroidi par mélasse grise. On opte pour une transition Raman copropageante afin d'éviter tout effet de sélection en vitesse. On bloque pour cela la rétro-réflexion du faisceau et on utilise une configuration de polarisation circulaire. L'interféromètre débute 12 ms après la fin de la mélasse et se compose de deux impulsions $\pi/2$ d'une durée $\tau_{\pi/2} = 15 \mu\text{s}$ séparées entre elles de $T = 100 \mu\text{s}$.

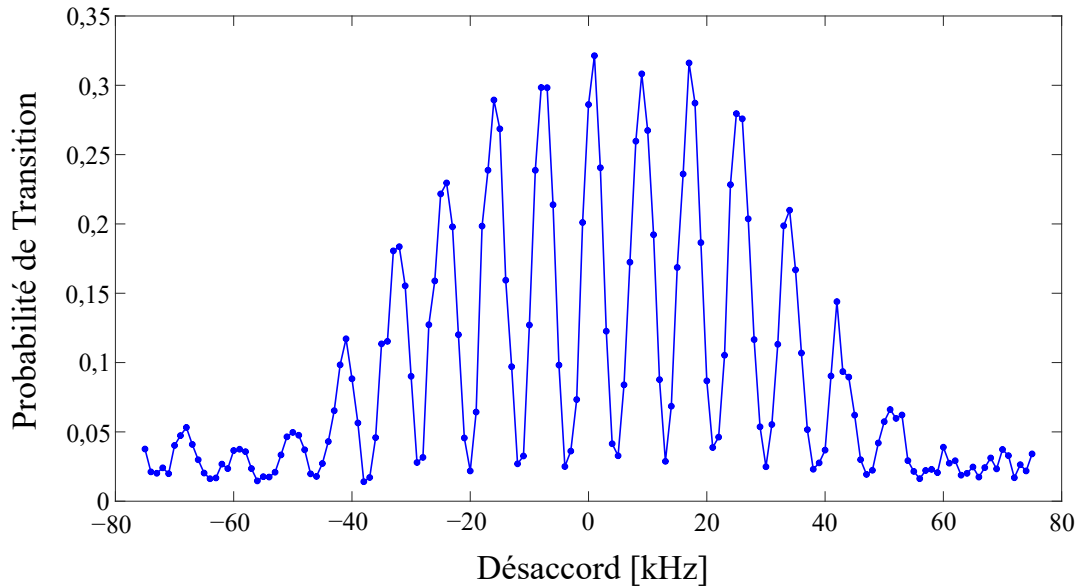


Figure 4.6 – Franges de Ramsey obtenues avec le potassium en gravité standard - La séquence expérimentale se compose ici de deux impulsions $\pi/2$ d'une durée $\tau_{\pi/2} = 15 \mu\text{s}$ séparées entre elles de $T = 100 \mu\text{s}$. Les franges sont parcourues en balayant le désaccord Raman autour de la résonance atomique.

On distingue très nettement les franges de Ramsey, associées ici à des pics de résonance de largeur 5 kHz. En gravité standard, la chute libre des atomes impose forcément une limite sur la durée d'évolution libre T et donc sur la résolution fréquentielle atteignable. Nous n'avons donc pas cherché à optimiser les performances de notre interféromètre dans ces conditions : les données présentées ici ayant simplement vocation à tester la stabilité du système laser potassium et valider la nouvelle architecture. Nous verrons par contre au chapitre 5, que le régime de micropesanteur peut-être mis à profit pour effectuer des mesures de très hautes sensibilités. Cela est particulièrement intéressant dans le cas du potassium car les fréquences d'horloges sont encore mal connues.

4.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre quelques résultats d'interférométrie obtenus au sol, en gravité standard. On a ainsi pu mettre en évidence tout le potentiel des échantillons ultra-froids, qui permettent de produire des franges d'interférences de très hauts contrastes. Les techniques essentielles au traitement des données expérimentales ont également été introduites. Nous avons notamment détaillé le principe de fonctionnement de la méthode FRAC, permettant de reconstruire les franges d'interférence par corrélation avec la mesure d'un accéléromètre classique, et la méthode BAT, utilisée pour évaluer la qualité intrinsèque du senseur atomique. Nous démontrerons dans le chapitre suivant toute l'utilité de cette dernière dans l'étude des interféromètres de haute sensibilité effectués en micropesanteur.

Chapitre 5

Opération de l'instrument sur les différentes plateformes d'accès à la micropesanteur

Bien que l'accéléromètre atomique puisse être opéré au sol, en configuration gravimètre, l'expérience ICE a été conçue spécifiquement pour fonctionner dans un environnement de micropesanteur. Comme nous l'avons déjà mentionné, celui-ci permet de s'affranchir de la chute des atomes par rapport à la chambre de science et donne ainsi accès à de longs temps d'interrogation. A l'heure actuelle, deux plateformes distinctes nous permettent d'accéder à ce régime. Il s'agit de l'avion OG de Novespace, et d'un "simulateur de micropesanteur" installé au laboratoire et développé spécialement dans le cadre cette expérience.

Ce chapitre sera notamment consacré à la description de chacun des deux dispositifs. Nous en profiterons pour discuter l'influence des effets inertiels parasites sur notre mesure et pour évoquer les techniques de correction qui peuvent être mises en oeuvre. Nous nous intéresserons enfin à l'opération de notre interféromètre dans les différents régimes de diffraction et présenterons les mesures de haute sensibilité ayant pu être réalisées dernièrement.

5.1 Le régime de micropesanteur

5.1.1 Chute libre et impesanteur : terminologie

L'impesanteur ou apesanteur¹ est définie comme l'état d'un système dans lequel aucune accélération ne peut être mesurée par un observateur interne.

Cet état se manifeste par exemple en l'absence de champ de gravité et de toute autre forme d'accélération. On le retrouve également lorsque la force gravitationnelle est la seule force s'exerçant sur le système : on parle alors de chute libre.

Le premier cas de figure est quasiment inaccessible en pratique, puisqu'il nécessite de se placer à très grande distance de toute source de gravitation, ou bien en un point particulier de l'espace pour lequel la résultante des champs de gravité induits par les astres environnants s'annule². La situation de chute libre peut quant à elle être reproduite beaucoup plus facilement, à bord d'un satellite par exemple, ou même sur Terre dès lors qu'on s'affranchit de toutes les forces autres que le poids. Il s'agit notamment d'éliminer ou de compenser les forces de frottement liées à la présence de l'atmosphère. Pour cela, une première approche consiste à produire un vide artificiel au sein duquel on laisse chuter le système physique d'intérêt. Une deuxième stratégie consiste à appliquer des forces externes sur l'objet de manière à lui faire suivre la trajectoire caractéristique de la chute libre, assimilable à une parabole.

En appliquant le principe fondamental de la dynamique pour un objet en chute libre dans le champ de gravitation $\vec{g} = g \vec{e}_z$ supposé uniforme et orienté selon l'axe vertical, on montre en effet que l'équation du mouvement s'écrit :

$$z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0t + z_0 \quad (5.1)$$

1. On privilégie généralement le terme d'"impesanteur" afin d'éviter la confusion orale entre l'"apesanteur" et "la pesanteur".

2. Un des points de Lagrange du système Terre-Soleil par exemple.

avec z l'altitude de l'objet, v_0 et z_0 les conditions initiales sur la vitesse et la position, et g la norme du champ gravitationnel.

En pratique, le suivi de cette trajectoire "cible" est rarement parfait, et l'état d'impesanteur n'est pas rigoureusement atteint : on parle alors plutôt de micropesanteur.

Le terme de "microgravité", désignant une absence quasi-totale de gravité, est souvent utilisé, par abus de langage, à la place de celui de "micropesanteur". En anglais, il n'existe en effet qu'un seul et même mot, "microgravity" pour désigner les deux situations.

En toute rigueur, les moyens dont nous disposons (ascenseur d'Einstein, avion, ou même satellite) permettent donc d'accéder à la micropesanteur, ou de "simuler" la microgravité, mais certainement pas d'accéder à la microgravité puisque le champ de gravité est toujours bien présent. Cela est d'ailleurs essentiel pour pouvoir tester le principe d'équivalence.

5.1.2 Intérêt et utilisation de la micropesanteur en physique atomique

La présence du champ de pesanteur terrestre constitue une limitation pour de nombreuses expériences de physique atomique. En particulier, toutes les applications qui cherchent à étudier le comportement d'un échantillon après relâchement du piège sont fondamentalement impactées par la chute des atomes. C'est notamment le cas des interféromètres atomiques pour lesquels la sensibilité de la mesure passe par l'augmentation du temps d'interrogation. Le potentiel gravitationnel représente aussi un obstacle vers l'obtention de températures extrêmement basses, puisqu'il perturbe les procédures d'évaporation en induisant un affaissement du piège.

Diverses techniques ont donc été mises en oeuvre pour essayer de s'affranchir de la pesanteur. Une première approche consiste à compenser la gravité en appliquant des forces magnétiques ou dipolaires qui s'y opposent [Leanhardt *et al.*, 2003]. Ces techniques ne sont cependant pas mises en oeuvre dans le domaine de l'interférométrie atomique puisqu'elles viennent inévitablement perturber le système par le biais de ces champs et interactions résiduels. On préfère donc s'orienter vers des solutions qui n'altèrent pas la chute libre des atomes mais permettent d'étudier celle-ci sur une plus longue durée.

Une première configuration expérimentale pouvant être envisagée est celle de la fontaine atomique. L'idée est ici de garder le dispositif expérimental fixe, au sol, mais de lancer les atomes vers le haut de manière à augmenter leur temps de vol. La taille de la chambre d'expérience est alors le facteur limitant et il convient d'agrandir celle-ci autant que possible. On notera qu'à l'heure actuelle, le test de plus haute sensibilité du principe d'équivalence avec des masses d'épreuves quantiques a été réalisé de cette manière [Asenbaum *et al.*, 2020]. L'équipe de Kasevich à Stanford est en effet parvenue à atteindre un temps d'interrogation de plus de 2 s à l'aide d'une chambre à vide de 10 m de haut. Les principales difficultés soulevées par de telles dimensions concernent la maîtrise de l'environnement magnétique tout au long de la trajectoire des atomes et le contrôle de la divergence des faisceaux laser d'interrogation [Kovachy *et al.*, 2015]. Le bruit Newtonien inhérent à l'opération terrestre constitue également l'une des limitations.

L'alternative consiste enfin à placer toute la tête de capteur dans un environnement de micropesanteur de manière à accompagner les atomes dans leur chute libre. Une grande diversité d'options ont été explorées jusqu'à présent et de nombreuses plateformes ont été développées dans ce cadre. Un récapitulatif de leurs caractéristiques principales est proposée table 5.1.

On peut tout d'abord mentionner la tour de chute libre de Brême, qui permet de catapulter une capsule de 80 cm de diamètre de 2.4 m de long sur une hauteur de 110 m et offre ainsi jusqu'à 9 s de micropesanteur [Müntinga *et al.*, 2013]. Le principal inconvénient de l'instrument est lié à son faible taux de répétition, qui se limite à quelques lancers par jour. Un temps de plus d'une heure est en effet nécessaire, après chaque trajectoire, pour remettre la tour sous vide. Le dispositif expérimental se doit aussi d'être compact et robuste puisqu'il doit pouvoir entrer dans la capsule et résister à de violentes accélérations à l'atterrissage³.

Toujours en Allemagne, le projet MAIUS utilise pour sa part des fusées sondes qui offrent jusqu'à 6 minutes de micropesanteur par lancer. Cette expérience a notamment été la première à démontrer la production d'un condensat de Bose-Einstein dans l'espace en 2017 [Becker *et al.*, 2018]. Au-delà des habituelles contraintes en terme de robustesse et de compacité, le principal frein à la conduite des expériences d'atomes froids sur cette plateforme est lié au coût d'un lancer et au très faible nombre de tirs effectués.

3. pouvant aller jusqu'à 50 g !

Plateforme / Instrument	Expérience	Durée de la chute libre	Taux de répétition	Accélération résiduelles
Fontaine atomique	Expérience de Ka-sevich	> 2 s	50 mHz	10 ng (avec un système actif d'atténuation des vibrations)
Tour de chute libre	QUANTUS-II	4.74 s ou 9.3 s en mode catapulte	< 3 trajectoires par jour	1 µg
Fusée sonde	MAIUS	360 s	1 à 2 tirs par an	< 10 µg
Station spatiale internationale	CAL	Plusieurs mois	-	10 - 100 mg
Avion 0g	I.C.E	22 s	31 paraboles/jour sur 3 jours pendant une campagne de vol	> 10 mg
Simulateur 0g	I.C.E	0.5 s	80 mHz	< 50 mg mais répétable à mieux que 5 mg

Table 5.1 – Caractéristiques principales des différentes plateformes d'accès à la micropesanteur.

Enfin, la mise en orbite représente la solution idéale en raison des durées de chute libre quasiment illimitées qu'elle propose. L'expérience CAL (Cold Atom Laboratory), récemment installée dans la station spatiale internationale [Elliott *et al.*, 2018], a par exemple démontré l'atteinte du régime de dégénérescence quantique [Aveline *et al.*, 2020]. L'opération dans l'ISS a l'avantage de permettre l'intervention humaine par le biais des astronautes, mais souffre en contrepartie d'un environnement extrêmement bruyant en raison du grand nombre d'instruments présents à bord et du haut-niveau de vibrations ambiant. La station spatiale internationale évolue en effet sur une orbite de basse altitude (400 km) à laquelle la force de traînée atmosphérique n'est pas négligeable. Cette orbite basse s'accompagne aussi d'importants taux de rotations.

De ce point de vue là, l'opération sur un satellite en orbite haute s'avèrerait plus avantageuse. Une telle plateforme se caractérise en effet par un niveau de vibration extrêmement faible et l'absence de perturbations externes. Actuellement, des projets d'atomes froids ont déjà été embarqués sur satellites [Liu *et al.*, 2018] où sont à l'étude pour l'être prochainement. On peut notamment citer le projet d'horloge atomique Pharaon [Laurent *et al.*, 2003] ou le projet de mission STE-QUEST pour le test du principe d'équivalence [Aguilera *et al.*, 2014].

Le très haut niveau de maturité technologique exigé par ce genre d'applications a notamment motivé le développement de démonstrateurs tels que ICE. Dans le cas de notre expérience, ce sont deux autres moyens d'accès à la micropesanteur qui sont privilégiés : l'avion 0g de Novespace et un ascenseur d'Einstein, que nous décriront en détail dans la suite de chapitre. Comme on peut le constater dans la table 5.1, ces outils permettent d'explorer d'autres rapports cycliques (durée de micropesanteur/temps morts) par rapport à tous les moyens que nous venons de présenter.

5.2 L'avion 0-g de Novespace

Historiquement, les campagnes de vols paraboliques ont été le premier moyen d'accès à la micropesanteur pour l'expérience ICE. L'Airbus A310 Zero-G est en effet un véritable "laboratoire volant", spécialement aménagé afin de pouvoir accueillir simultanément plus d'une dizaine d'expériences scientifiques et jusqu'à une quarantaine d'expérimentateurs et sujets humains. Comme on peut le constater sur la photographie 5.1, l'intérieur de la cabine est entièrement capitonné et équipé au sol de rails de fixation sur lesquels toutes les expériences sont montées. Des filets de maintien et sangles de fixation sont également mis à la disposition des passagers.

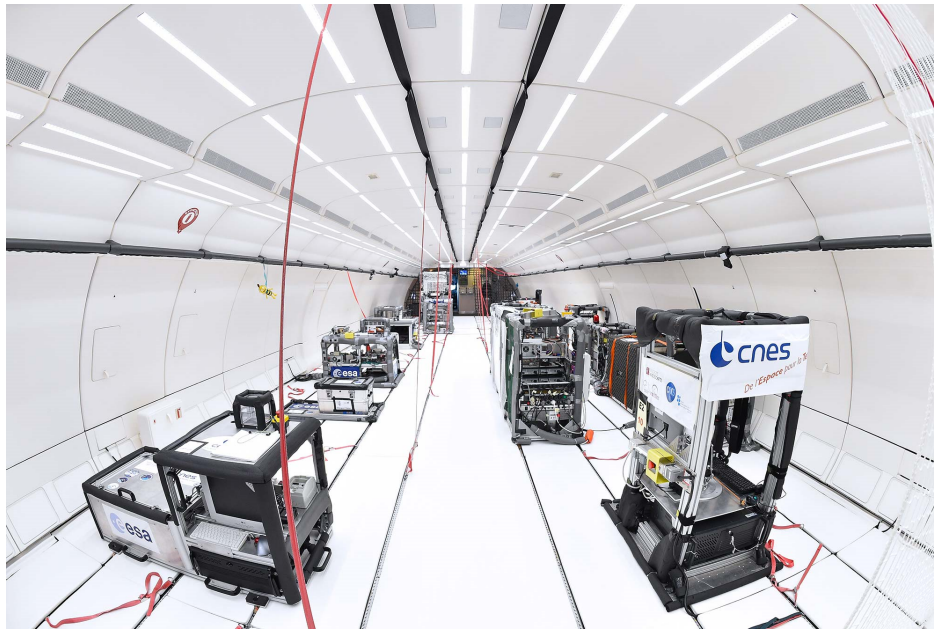


Figure 5.1 – Cabine de l'Airbus A310 Zero-G de Novespace - Photographie tirée du site Web : <https://www.airzerog.com>.

5.2.1 Déroulement d'une campagne de vol

Les vols paraboliques sont organisés par la société Novespace, basée à l'aéroport de Bordeaux-Mérignac, pour le compte des agences spatiales française (CNES), allemande (DLR) et européenne (ESA) qui effectuent la sélection des thématiques et des projets.

En raison de la grande diversité de phénomènes physiques, chimiques ou biologiques pouvant être étudiés de manière privilégiée dans un régime de micropesanteur, les expériences embarquées couvrent généralement des domaines très variés de la science et de l'ingénierie.

Novespace organise, chaque année, entre 5 et 6 campagnes de vol à vocations scientifiques. Une campagne de vol se déroule typiquement sur deux semaines, la première étant consacrée à la préparation et à l'installation des expériences, aux vérifications de sécurité et au briefing des futurs passagers. Les vols sont effectués au cours de la deuxième semaine, sur trois jours différents et à raison d'un vol par jour. L'Airbus A310 Zero-G décolle chaque matin de l'aéroport de Bordeaux-Mérignac, et rejoint l'une des zones aériennes réservées à ce type d'essai au large des côtes françaises de l'Atlantique ou de la Méditerranée⁴. Chaque vol dure un peu plus de trois heures et se compose de 31 manoeuvres paraboliques successives permettant chacune d'accéder à 22 secondes d'impesanteur. Les après-midi sont consacrées à l'analyse des données expérimentales et à la résolution d'éventuels problèmes techniques en vue du prochain vol.

5.2.2 La manoeuvre parabolique

La manoeuvre parabolique permettant de recréer l'état d'apesanteur à bord de l'appareil est représentée schématiquement figure 5.2. Elle se décompose en trois phase : la ressource d'entrée, la parabole propre-

4. Effectuer les manoeuvres au-dessus d'une zone maritime non habitée constitue une mesure de précaution mais permet aussi d'opérer dans des zones sans relief, généralement moins sujettes aux turbulences atmosphériques.

ment dite, et la ressource de sortie.

La réalisation de cette trajectoire nécessite l'action coordonnée de 3 pilotes qui contrôlent respectivement le tangage (angle de cabré ou de piqué), le roulis (maintien des ailes à l'horizontale) et le régime moteur.

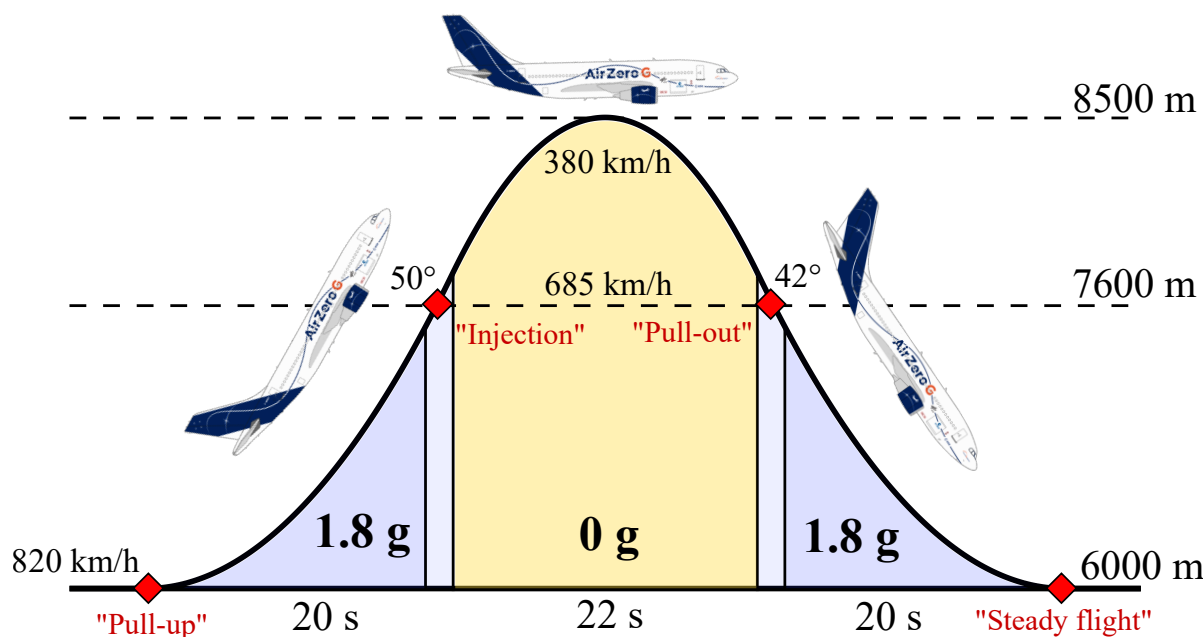


Figure 5.2 – Principe de la manoeuvre parabolique effectuée par l'avion 0-G de Novespace.

Juste avant l'initiation de la manoeuvre, l'avion évolue dans un régime de vol stationnaire à une altitude de 6000 m et à une vitesse de 820 km/h, proche de la limite maximale autorisée pour l'appareil. La manoeuvre débute par la phase de ressource d'entrée, qui dure 20 secondes, et pendant laquelle l'assiette est progressivement redressée jusqu'à atteindre une inclinaison de 50°. La courbure de la trajectoire s'accompagne alors d'une intense accélération, équivalente à 1.8 fois celle de la gravité terrestre, qui induit un régime d'hyperpesanteur au sein de l'appareil. A l'issue de cette première phase, la vitesse de l'aéronef n'est plus que de 685 km/h et son altitude se situe aux alentours de 7600 m.

Les pilotes procèdent alors à l'"injection" de l'appareil dans la parabole en diminuant brusquement le régime des moteurs. L'Airbus A310 se comporte alors comme un objet en chute libre, lancé dans les airs à une vitesse de plusieurs centaines de km/h, et se met à décrire la fameuse trajectoire parabolique. A l'intérieur de l'appareil, le régime d'hyperpesanteur qui régnait jusqu'alors laisse place, en moins de deux secondes, au régime d'impesanteur caractéristique de la chute libre. Dans son élan, l'appareil poursuit sa montée jusqu'à atteindre le sommet de sa trajectoire aux alentours de 8500 m. Sa vitesse est alors minimale, et vaut seulement 380 km/h. Tout au long de cette phase de micropesanteur, les pilotes contrôlent finement le résidu de puissance moteur de manière à compenser au mieux la force de traînée et jouent également sur l'assiette de l'appareil pour passer progressivement d'une inclinaison de +50° à -42°. A eux trois, les pilotes maintiennent ainsi un niveau d'accélération résiduelle quasi-nul selon les trois axes de l'espace et garantissent une précision d'impesanteur de l'ordre de ± 20 mg.

Pour retrouver le régime de vol stationnaire, ils redressent enfin la trajectoire de l'avion tout en ré-augmentant la puissance moteur. Cette ressource de sortie est quasi-symétrique à la ressource d'entrée puisqu'elle dure également 20 secondes et s'accompagne elle aussi d'une hyperpesanteur de 1.8 g. A l'issue de cette dernière phase, l'Airbus A310 a retrouvé son altitude initiale et évolue à nouveau horizontalement.

La manoeuvre typique que l'on vient de décrire s'étend donc sur une durée totale de plus d'une minute, et

est répétée 31 fois au cours de chaque vol. On réalise ainsi 6 séries de 5 paraboles successives⁵ : les temps morts entre deux paraboles d'une même série et entre deux séries consécutives étant respectivement fixés à 1 et 5 minutes.

Un compteur rappelle aux passagers le nombre de paraboles déjà effectuées et chaque nouvelle phase de la manoeuvre est indiquée par une annonce des pilotes : "Pull-up" pour la ressource d'entrée, "Injection" pour la parabole, "Pull-out" pour la ressource de sortie et "Steady flight" pour le retour au régime de vol stationnaire.

5.2.3 Contraintes et limitations

L'avion 0G de Novespace est une plateforme de test exceptionnelle, ayant déjà permis à l'expérience ICE d'obtenir des résultats scientifiques de premier plan en démontrant la réalisation d'un senseur inertielle à ondes de matières bi-espèce en micropesanteur [Barrett *et al.*, 2016]. L'opération dans un tel environnement s'accompagne néanmoins de certaines contraintes et difficultés que nous détaillons ici.

Action des expérimentateurs

Bien que les expérimentateurs soient en mesure de modifier certains paramètres de l'expérience en cours de vol, leur action est rendue difficile en pratique par la succession des différents régimes de gravité au cours de la manoeuvre. La prise de mesure doit donc être automatisée autant que possible et ne nécessiter qu'un minimum d'intervention humaine.

Perturbations électromagnétiques

La cabine de l'appareil s'avère aussi être un environnement bruyé dans tous les sens du terme : le niveau sonore atteint typiquement les 80 dB acoustiques tandis que les nombreuses expériences voisines peuvent être sources de perturbations électromagnétiques. Le blindage magnétique de notre tête de senseur à évidemment pour fonction de rejeter autant que possible ces perturbations extérieures, mais ne permet pas de nous en prémunir complètement. Les signaux analogiques délivrés par nos différents capteurs, accéléromètres mécaniques ou photodétecteurs par exemple, peuvent notamment être altérés au cours de leur propagation dans les câbles à l'extérieur du blindage.

Variations de température

La température de la cabine n'est pas régulée pendant la nuit et elle peut descendre en dessous de 0°C durant les campagnes d'hiver. Il convient alors d'être précautionneux lors du rallumage des équipements le matin et de prévoir un temps de chauffe suffisant. Ces fortes variations thermiques causent néanmoins un stress important sur les composants et augmentent inévitablement le risque d'endommagement et de défaillances.

Pendant le vol, la température à l'intérieur de la cabine est maintenue à une valeur comprise entre 17 et 20°C. On notera cependant la disparition du phénomène de convection thermique dans un environnement d'impesanteur⁶. La thermalisation des éléments chauffants est alors réalisée avec moins d'efficacité, ce qui se traduit par un risque de surchauffe accru. Pour cette raison, un soin particulier est apporté à la ventilation mécanique des équipements critiques et à l'ajout de dissipateurs thermiques.

Contraintes mécaniques et désalignement du piège dipolaire croisé

La manoeuvre parabolique engendre d'importantes contraintes mécaniques au sein de l'appareil, aussi bien au niveau de la structure mécanique de notre tête de senseur que de celle de l'avion lui-même. Un léger désalignement des deux faisceaux de notre piège dipolaire peut alors survenir sous l'effet de ces déformations mécaniques. Bien que le déplacement relatif entre les deux bras soit très faible (de l'ordre de quelques dizaines de micromètres) il est suffisant pour induire un mauvais recouvrement des deux faisceaux et donc une perte totale de l'efficacité de chargement. Il est difficile d'identifier l'origine exacte de ce désalignement, mais nous supposons qu'il provient d'un très léger mouvement relatif entre les trois plateformes du piège dipolaire (cf. section 2.4.3). Pour tenter de résoudre ce problème au cours des prochaines campagnes, nous prévoyons d'expérimenter une nouvelle architecture mécanique dans laquelle une seule et même plateforme, en forme de lettre "L", ferait le tour de la chambre à vide et supporterait l'ensemble des optiques dédiées au piège dipolaire. On espère ainsi rigidifier l'ensemble du chemin optique du faisceau en le découplant autant que possible du reste de la structure mécanique pour

5. Une première parabole de test est aussi effectuée en amont de la première série.

6. Il ne peut y avoir de poussée d'Archimède en l'absence de pesanteur. La variation de masse volumique de l'air sous l'effet de la température ne s'accompagne donc d'aucun mouvement ascendant/descendant

éviter au maximum la transmission des déformations. Tout comme le breadboard de la tête de senseur, cette nouvelle plateforme sera réalisée en fibre de carbone afin de bénéficier des propriétés de rigidité et de légèreté de ce matériau. Nous envisageons aussi de modifier le mode de fixation de notre tête de senseur afin d'être moins sensibles aux déformations de la carcasse de l'avion. Nous étudions notamment la possibilité d'inclure des amortisseurs mécaniques qui joueront le rôle d'interface entre les rails de l'avion et les plaques d'embase de l'expérience.

Si ces modifications ne s'avèrent pas suffisantes, nous prévoyons enfin de rétroagir en temps réel sur l'orientation du miroir de renvoi installé en amont du second passage. Cette rétroaction est rendue envisageable par l'ajout de la monture picomotrice présentée en section 2.4.3.

Taux de répétition

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, la durée totale de notre séquence expérimentale s'étend typiquement entre 1 et 3 secondes en fonction du régime de température visé. Pour des échantillons thermiques, la durée de la séquence est fixée par celle de chargement du piège magnéto-optique, qui vaut environ 500 ms. Pour des échantillons ultra-froids, la procédure d'évaporation forcée impose une durée supplémentaire de l'ordre de 1 à 2 secondes. Il faut également prendre en compte les 500 ms qui correspondent à l'écriture/mise à jour dans les buffers de sortie des cartes électroniques de contrôle. Durant les 600 secondes d'impesanteur offertes en cumulée par un vol parabolique, nous ne pouvons donc réaliser que quelques centaines de points de mesures expérimentaux tout au plus. Étant donné qu'un spectre Raman requiert plusieurs dizaines de mesures successives et que le traitement statistique d'un jeu de franges en nécessite plusieurs centaines, il est essentiel de bien planifier en amont les mesures à effectuer.

Niveaux de vibrations et de rotations

Enfin, les effets inertiels de l'avion (vibrations résiduelles et taux de rotations) constituent un réel obstacle pour la réalisation de mesures de haute sensibilité. Nous développerons ce point dans la section suivante.

5.3 Opération de l'interféromètre atomique dans l'avion 0-g

L'opération de notre expérience dans l'environnement exigeant de l'avion 0G entraîne comme nous l'avons vu de nombreuses difficultés d'ordre pratique. La plupart d'entre elles peuvent néanmoins être surmontées par une conception et une préparation minutieuse du dispositif expérimental.

Les limitations liées aux effets inertiels sont quant à elles plus gênantes, car elles affectent fondamentalement notre mesure. Nous détaillons dans cette partie l'influence que peuvent avoir les vibrations et rotations de l'avion sur notre instrument, et discutons les méthodes qui peuvent être mises en place pour améliorer la qualité de notre mesure dans de telles conditions.

5.3.1 Influence des effets inertiels

Rotations et accélérations parasites peuvent chacune induire deux types d'effets : une perte du contraste de la mesure d'une part, et l'ajout d'un terme de phase inertiel d'autre part. Nous explicitons dans la suite l'origine de ces différents phénomènes.

5.3.1.1 Chutes de contraste liées aux vibrations du miroir de référence

Les vibrations du miroir de référence peuvent tout d'abord induire une chute de contraste par décalage Doppler de la condition de résonance Raman. Sous l'influence des accélérations parasites, le miroir de rétro réflexion acquiert en effet une vitesse non nulle dans le référentiel inertiel associé au centre du nuage. Le décalage Doppler $\delta_{\text{vib}}(t)$ de la fréquence laser effectivement perçue par les atomes est alors obtenu par intégration du profil temporel de vibrations $\vec{a}_{\text{vib}}(t)$ auquel est soumis le miroir :

$$\delta_{\text{vib}}(t) = \vec{k}_{\text{eff}} \cdot \int_{t_0}^t \vec{a}_{\text{vib}}(t') dt' \quad (5.2)$$

avec t_0 l'instant correspondant au début de la chute libre des atomes.

Une particule donnée percevra donc une fréquence laser différente lors de chacune des trois impulsions Raman, et la fréquence de Rabi effective s'en trouvera également affectée. Cela engendre une modification des amplitudes de probabilités associées au différents bras de l'interféromètre et induit finalement une chute du contraste en sortie de celui-ci.

On peut modéliser ce phénomène de manière quantitative, en adoptant une description semi-classique de l'interaction avec chacune des impulsions Raman. La méthode consiste à propager une fonction d'onde atomique à travers l'interféromètre de Mach-Zender en utilisant le formalisme des opérateurs introduit au chapitre 1. Mathématiquement, l'effet des vibrations se traduit par l'ajout du terme de décalage Doppler à celui du désaccord Raman dans les matrices d'évolutions associées à chacune des différentes impulsions. Pour un temps d'interrogation T et un profil de vibration $\vec{a}_{\text{vib}}(t)$ bien déterminé, on est alors en mesure de simuler le comportement de chaque classe de vitesse et d'en déduire le contraste effectif en sortie d'interféromètre. Les autres paramètres à prendre en compte dans la simulation sont la nature de l'échantillon atomique, sa température, ainsi que la classe de vitesse initialement sélectionnée par le faisceau laser et la durée de l'impulsion π .

Dans l'avion 0g, les profils d'accélération ne sont pas reproductibles et la chute de contraste varie évidemment d'une mesure à l'autre. On s'intéresse alors au comportement moyen pour les niveaux de vibrations typiquement rencontrés, et on modélise l'accélération moyenne subie sur la durée typique d'un interféromètre par une variable aléatoire d'écart-type σ_a^{vib} . D'après les mesures effectuées au cours des campagnes de vol précédentes, nous fixons classiquement la valeur de ce bruit de vibration à $\sigma_a^{\text{vib}} = 30 \text{ mg}$ durant la phase d'impesanteur. On considère donc, à un instant t quelconque de l'interféromètre, un décalage Doppler typique :

$$\delta_{\text{rms}}^{\text{vib}}(t) = k_{\text{eff}} \cdot \sigma_a^{\text{vib}} \cdot (t - t_0) \quad (5.3)$$

Nous estimons finalement la chute de contraste en effectuant la simulation évoquée plus haut et en injectant cette quantité $\delta_{\text{rms}}^{\text{vib}}(t)$ dans l'expression des opérateurs associés aux différentes impulsions Raman. Les résultats de ces simulations sont présentés figure 5.3 pour les paramètres expérimentaux que nous utilisons habituellement. On constate ainsi que les vibrations de l'avion induisent une chute de contraste significative après un temps d'interrogation de quelques dizaines de millisecondes seulement.

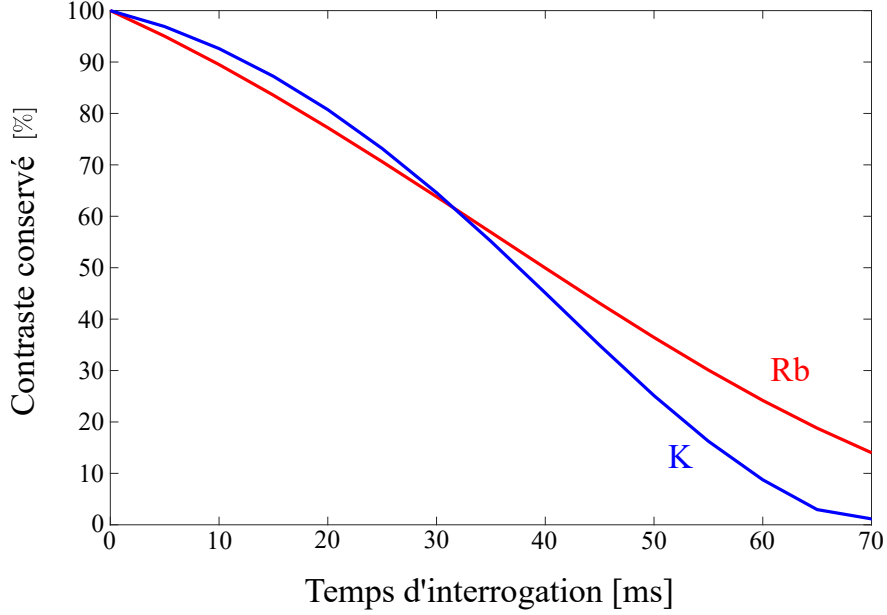


Figure 5.3 – Estimation des chutes de contraste liées aux vibrations de l’avion 0G - On considère ici un interféromètre réalisé dans le régime de double-simple diffraction avec des échantillons thermiques de rubidium (trait plein rouge) et potassium (trait plein bleu). Les paramètres de la simulation sont les suivants. Températures : $\mathcal{T}_{\text{Rb}} = 6 \mu\text{K}$ et $\mathcal{T}_{\text{K}} = 8 \mu\text{K}$. Durées d’impulsions π : $\tau_{\text{Rb}} = 20 \mu\text{s}$ et $\tau_{\text{K}} = 30 \mu\text{s}$. Classes de vitesses sélectionnées par le désaccord Raman initial : $v_{\text{Rb}}^{\text{sel}} = 2 \text{ cm/s}$ et $v_{\text{K}}^{\text{sel}} = 3 \text{ cm/s}$. Bruit de vibration : $\sigma_a^{\text{vib}} = 30 \text{ mg}$.

5.3.1.2 Phase induite par les vibrations du miroir de référence

En plus d’engendrer une perte de contraste, on notera qu’un niveau de vibration important peut aussi complexifier la reconstitution des franges par la méthode FRAC. L’estimation de la phase interférométrique repose en effet sur la mesure, forcément imparfaite, délivrée par notre accéléromètre classique. Le moindre erreur de facteur d’échelle ou instabilité de celui-ci se traduit donc par une erreur sur la phase estimée d’autant plus grande que le niveau de vibration est important. A titre d’exemple, les vibrations de l’avion peuvent induire un balayage de la phase interférométrique dans un intervalle de plusieurs centaines de radians pour un temps d’interrogation de 10 ms seulement. Même une faible erreur relative sur l’estimation engendre alors un bruit de phase significatif. Le spectre des vibrations au sein de l’avion fait également apparaître des vibrations hautes-fréquences, situées en dehors de la bande passante de notre accéléromètre classique, qui dégradent la qualité de la corrélation.

5.3.1.3 Chutes de contraste liées aux rotations

Les rotations du miroir de référence au cours de l’interféromètre peuvent également induire une chute de contraste des franges. Sous l’effet des rotations, le vecteur d’onde effectif \vec{k}_{eff} change en effet d’orientation entre les différentes impulsions. Si l’on se place dans un référentiel inertiel \mathcal{R} , on constate alors que les quantités de mouvements reçues par les atomes ne sont pas toutes orientées selon la même direction de l’espace. En sortie d’interféromètre, cela se traduit par un mauvais recouvrement des paquets d’ondes ayant empruntés les différentes bras, ce qui est à l’origine de la chute de contraste. Cette situation est schématisée figure 5.4.

On peut quantifier cet effet d’interféromètre "ouvert" en calculant l’intégrale de recouvrement entre les paquets d’ondes en sortie d’interféromètre. Sous certaines approximations raisonnables, détaillées dans [Roura *et al.*, 2014], cette intégrale de recouvrement peut s’exprimer comme :

$$C \propto \left| \int \exp(i\Delta\vec{\chi} \cdot \vec{r}/\hbar) |\psi_c(\vec{r}, 2T)|^2 d^3\vec{r} \right| \quad (5.4)$$

avec $|\psi_c(\vec{r}, t)\rangle$ la fonction d’onde atomique associée à l’état d’impulsion du centre de masse $|\vec{p} + \frac{1}{2}\hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $\Delta\vec{\chi}$ le déplacement effectif dans l’espace des impulsions en sortie d’interféromètre ($t = 2T$), entre les paquets d’ondes ayant empruntés chacun des deux bras. Ce déplacement s’écrit :

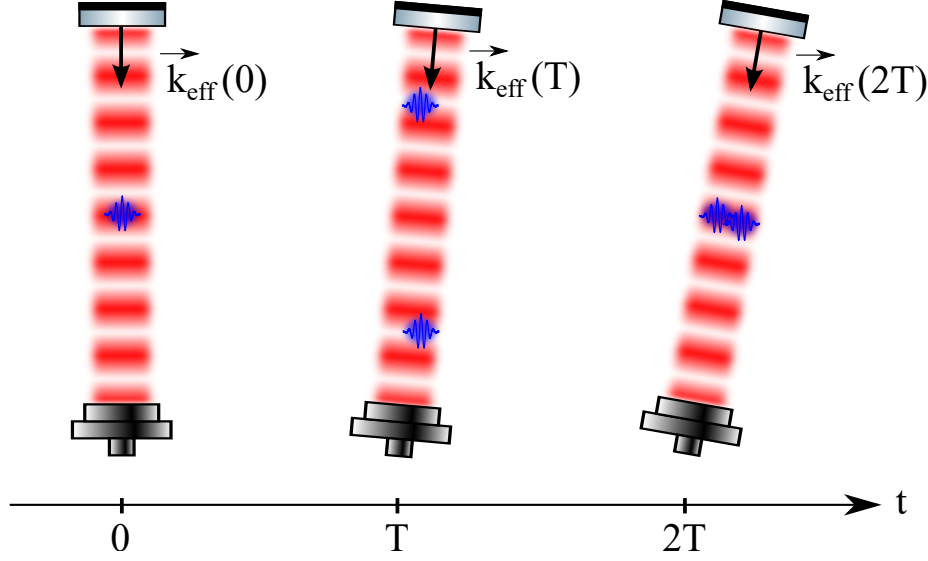


Figure 5.4 – Interféromètre ouvert et recouvrement partiel des paquets d’ondes - Vue schématique du phénomène de non-recouvrement des paquets d’ondes engendré par une rotation du faisceau Raman selon un de ses axes transverses. On représente ici les situations successives du point de vue d’un observateur situé dans le référentiel inertiel \mathcal{R} .

$$\Delta\vec{\chi} = M \left(\Delta\vec{v} - \frac{\Delta\vec{r}}{2T} \right) \quad (5.5)$$

où $\Delta\vec{v}$ et $\Delta\vec{r}$ représentent les écartements dans l’espace des vitesses et des positions respectivement. Le calcul de cette quantité peut être effectué en résolvant l’équation d’Euler-Lagrange afin d’évaluer les trajectoires classiques des paquets d’ondes au sein de l’interféromètre. On utilise alors le Lagrangien

$$L(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{1}{2}M \left(\vec{v} + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \right)^2 + M\vec{a} \cdot \vec{r} \quad (5.6)$$

décrivant le mouvement de particules de masse M , sans interactions entre elles, subissant une accélération \vec{a} et un taux de rotation $\vec{\Omega}$ supposés tout deux constants, et où les vecteurs position \vec{r} et vitesse $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ sont définis dans le référentiel tournant.

En notant $\{\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z\}$ les composantes du vecteur vitesse angulaire selon les trois axes de l’espace, et en considérant un faisceau Raman aligné selon l’axe z du référentiel tournant ($\vec{k}_{\text{eff}} = k_{\text{eff}} \vec{e}_z$), il vient [Barrett *et al.*, 2016] :

$$\Delta\vec{\chi} = \frac{\hbar\vec{k}_{\text{eff}}}{2} \begin{pmatrix} 2\Omega_y T + 3\Omega_x \Omega_z T^2 \\ -2\Omega_x T + 3\Omega_y \Omega_z T^2 \\ -3(\Omega_x^2 + \Omega_y^2) T^2 \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Cette quantité étant indépendante de l’accélération \vec{a} , de la vitesse initiale \vec{v}_0 et de la position initiale \vec{r}_0 de la particule, la perte de contraste liée aux rotations s’avère indépendante de celle induite par les vibrations.

On modélise alors la chute de contraste sur notre expérience en injectant ce résultat dans l’équation 5.4 et en considérant un paquet d’onde gaussien associé à une température \mathcal{T} . On aboutit finalement à :

$$C \propto \exp \left[- \left(\frac{\vec{k}_{\text{eff}} T^2 \sigma_r(2T)}{2} \right)^2 (\Omega_x^2 + \Omega_y^2) \left(1 + \frac{9}{4} |\vec{\Omega}|^2 T^2 \right) \right] \quad (5.8)$$

où $\sigma_r(t) = \sqrt{(\hbar/\sigma_p)^2 + (\sigma_p t/M)^2}$ est le rayon à $1/e$ du paquet d’onde gaussien dans l’espace des positions et $\sigma_p = \sqrt{2k_B M \mathcal{T}}$ est la largeur correspondante dans l’espace des impulsions.

Pour les taux de rotations typiquement rencontrés dans l’avion et pour des temps d’interrogation de quelques dizaines de millisecondes, on vérifie toujours les conditions :

$$\begin{cases} |\vec{\Omega}| T \ll 1 \\ T \gg (\hbar/2k_B \mathcal{T}) \end{cases} \quad (5.9)$$

On obtient alors une expression simplifiée du taux de chute de contraste, donné par :

$$C \propto \exp \left[- \left(\vec{k}_{\text{eff}} \sigma_v T \right)^2 (|\Omega_T| T)^2 \right] \quad (5.10)$$

avec $\sigma_v = \sigma_p/M = \sqrt{2k_B \mathcal{T}/M}$ et $|\Omega_T| = \sqrt{\Omega_x^2 + \Omega_y^2}$ la composante du taux de rotation dans le plan transverse à l'axe du faisceau. Cette chute de contraste dépend évidemment du taux de rotation et du temps d'interrogation, mais on note qu'elle est aussi fonction de la température, qui définit l'extension spatiale des paquets d'ondes et donc leur recouvrement en sortie.

Comme nous l'avons vu à la section précédente l'avion passe d'une inclinaison de $+50^\circ$ au début de la parabole, à un angle de -42° à l'issue de celle-ci, 22 secondes plus tard. Durant cette phase d'impesanteur, l'aéronef subit ainsi un taux de rotation moyen d'environ $\Omega_y = 5^\circ/\text{s}$ selon l'axe de tangage. Les vitesses angulaires selon les axes de roulis et de lacets sont quant à elles plus modérées, de l'ordre de $\Omega_x = 1^\circ/\text{s}$ et $\Omega_z = 0.5^\circ/\text{s}$ respectivement. On constate d'après notre modèle, que de tels taux de rotations induisent une perte totale du contraste interférométrique après seulement quelques millisecondes de temps d'interrogation pour des échantillons thermiques (cf. figure 5.5). Même pour nos échantillons ultra-froids de rubidium, le temps d'interrogation ne peut être étendu que jusqu'à quelques dizaines de millisecondes tout au plus. Les rotations constituent donc une limitation majeure de notre dispositif dans ce cadre particulier et impactent, plus généralement, le fonctionnement de tout interféromètre atomique embarqué.

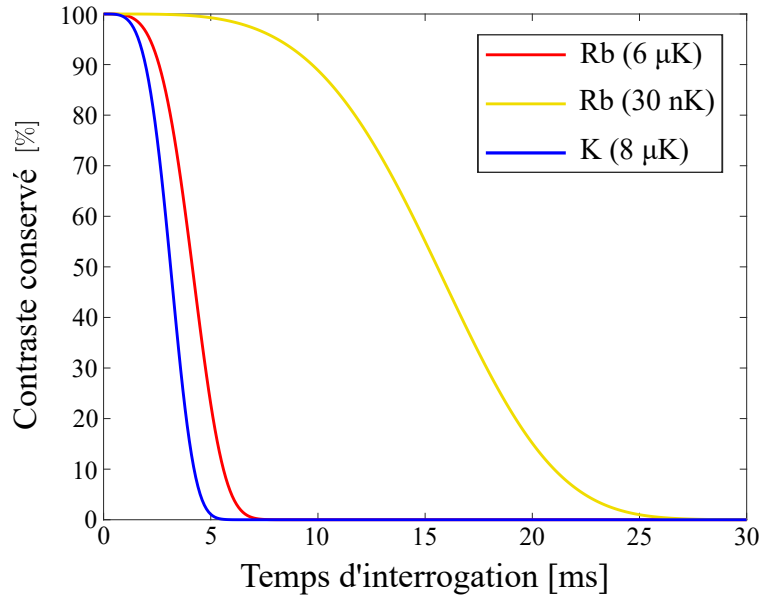


Figure 5.5 – Chutes de contraste induites par les rotations de l'avion 0G - Valeurs de chutes de contraste tracées en fonction du temps d'interrogation pour les taux de rotation typiques de l'avion 0G : $\Omega_x = 1^\circ/\text{s}$, $\Omega_y = 5^\circ/\text{s}$ et $\Omega_z = 0.5^\circ/\text{s}$. Ces estimations ont été effectuées pour des échantillons thermiques de rubidium (trait plein rouge) et potassium (trait plein bleu) associés à des températures de 6 et 8 μK respectivement. Le trait plein jaune correspond pour sa part à un échantillon ultra-froid de rubidium à 30 nK.

5.3.1.4 Phase induite par les rotations

On rappelle enfin que les rotations subies par l'expérience font apparaître un terme d'accélération de Coriolis qu'il convient de prendre en compte lorsqu'on cherche à décrire rigoureusement le mouvement des atomes dans le référentiel tournant. On peut démontrer que le terme de phase associé à cette accélération de Coriolis vaut [Barrett *et al.*, 2016], [Canuel, 2007] :

$$\Phi_{\Omega} = - \int w_{\Omega}(t) \left(\vec{k}_{\text{eff}} \wedge \vec{v}(t) \right) \cdot \vec{\Omega}(t) dt \quad (5.11)$$

$$- \int \int_t^{\infty} w_{\Omega}(t') \left(\vec{k}_{\text{eff}} \wedge \vec{a}(t') \right) \cdot \vec{\Omega}(t) dt' dt, \quad (5.12)$$

avec $w_{\Omega}(t)$ une fonction de pondération liée à la fonction de sensibilité $g(t)$ définie au chapitre 1 par :

$$w_{\Omega}(t) = tg(t) + \int_t^{\infty} g(t') dt' \quad (5.13)$$

5.3.2 Développement d'un système de compensation active des rotations

Si l'on souhaite augmenter sensiblement le temps d'interrogation atteignable dans l'avion 0G, nous venons de voir qu'il est absolument nécessaire de limiter la chute de contraste induite par les rotations. Pour cela, la méthode la plus simple consiste à agir directement sur l'orientation du miroir de référence permettant la rétro-réflexion du faisceau Raman. C'est en effet la normale à ce miroir qui définit la direction du vecteur d'onde effectif $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Il s'agit donc de faire en sorte que la normale à ce miroir conserve une orientation fixe vis à vis d'un référentiel inertiel quelconque, au moment de chacune des trois impulsions Raman (cf. figure 5.6.(a)).

On notera bien sûr que l'application d'un angle α sur l'orientation du miroir brise la colinéarité entre les directions des faisceaux "aller" et "retour". Les vecteurs d'ondes \vec{k}_1 et \vec{k}_2 forment alors entre eux un angle 2α et la norme du vecteur d'onde effectif $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$ se trouve réduite d'un facteur $\cos(\alpha)$ par rapport à sa valeur nominale. Pour de petits angles, cet effet n'intervient cependant qu'au second ordre et peut souvent être négligé.

Le fait d'appliquer une rotation à la surface faisant office de référence de phase engendre également une modification du terme de phase laser imprimé sur les fonctions d'onde atomiques par translation du faisceau Raman. Pour des rotations importantes, il peut être nécessaire de prendre en considération ces effets dans le cadre de notre méthode de reconstruction des franges par exemple.

Malgré ces légers inconvénients, ce type de technique de correction a déjà été mise en oeuvre avec succès dans des gravimètres à atomes froids opérés au sol [Lan *et al.*, 2012]. Dans ce cas de figure, c'est la rotation de la Terre par rapport à un référentiel inertiel que l'on cherche à compenser. Le taux de rotation subit par l'expérience est alors constant et sa projection dans le plan transverse au faisceau dépend uniquement de la latitude du laboratoire et de l'orientation de l'expérience par rapport aux points cardinaux. Les expérimentateurs sont ainsi en mesure d'appliquer au miroir un mouvement de rotation pré-déterminé qui compense parfaitement celui de l'expérience.

Des méthodes analogues ont également montré leur utilité pour des gyromètres à atomes froids [Zhao *et al.*, 2021]. La vitesse angulaire appliquée à l'expérience, bien plus importante, est ici contrôlée finement à l'aide d'une platine de rotation tandis que l'orientation du miroir de rétro-réflexion est compensée de manière synchrone.

Dans notre cas, l'orientation et la norme du vecteur vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ ne sont ni constants dans le temps, ni parfaitement reproductibles d'une parabole sur l'autre. Ce problème d'imprévisibilité se pose aussi, de manière plus générale, dans la grande majorité des applications embarquées. La seule solution réside alors dans la mise en place d'une compensation active en temps réel basée sur la mesure des taux de rotations instantanés de l'expérience. Les premiers mois de ma thèse ont été consacrés à la conception et à la réalisation d'un système assurant cette fonction, que je présente brièvement dans la suite.

On insistera, tout d'abord, sur la grande précision de pointage requise pour cette application. La figure 5.6.(b) présente les chutes de contraste attendues d'après notre modèle, en fonction de l'erreur d'angle sur la position finale du miroir (à $t = 2T$) par rapport à la correction idéale. La contrainte sur la précision de pointage dépend bien sûr du type d'échantillon utilisé ainsi que du temps d'interrogation T et du taux de conservation de contraste visé. Pour obtenir un gain substantiel à $T = 50$ ms par exemple, on constate que la précision de pointage doit être de l'ordre de quelques dizaines de microradians typiquement.

5.3.2.1 Présentation du système

La structure fonctionnelle de notre boucle de compensation active des rotations est présentée sur la figure 5.7.(a). L'idée consiste ici à mesurer les rotations subies par la tête de senseur et à rétroagir en temps

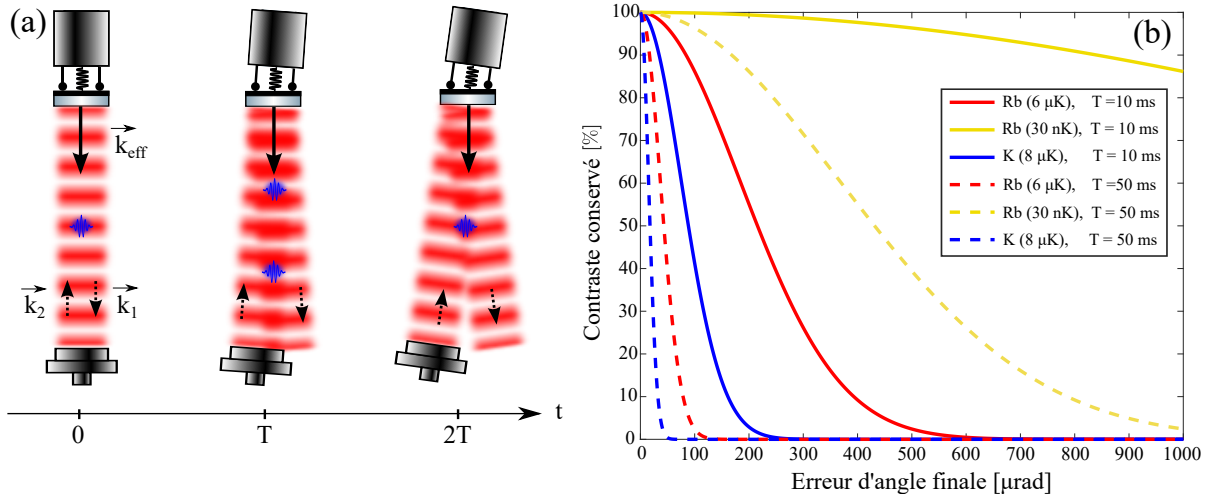


Figure 5.6 – Compensation des rotations du miroir de référence - (a) Principe de la correction. (b) Estimation du pourcentage de contraste conservé en fonction de l'erreur de pointage du système de compensation active à l'issue de l'interféromètre. On fait ici la supposition que la qualité du pointage se dégrade linéairement avec le temps, et que la vitesse de rotation résiduelle effectivement subie par la normale au miroir est constante au cours de l'interféromètre. Ces estimations sont effectuées pour les différentes sources atomiques que nous utilisons et pour plusieurs temps d'interrogation (traits pleins : $T = 10$ ms, traits pointillés : $T = 50$ ms).

réel sur l'orientation du miroir de réflexion Raman.

Afin que l'angle de celui-ci puisse être contrôlé de manière dynamique, la monture fixe habituellement utilisée sur notre expérience a été remplacée par une plateforme "tip-tilt" à actionneurs piézoélectriques (modèle S335 de chez Physik Instrumente). Cette monture offre une dynamique compatible avec nos contraintes temporelles ainsi qu'une amplitude de correction suffisante pour cette application (course de $\pm 1^\circ$ sur chacun des deux axes). Cette plateforme intègre également des jauges de contraintes permettant de mesurer avec une grande précision l'allongement des actionneurs.

Elle est pilotée par une électronique de contrôle (modèle E-727 de chez Physik Instrumente) qui lui délivre, par l'intermédiaire d'un câble blindé, les hautes-tensions nécessaires à la déformation des actionneurs piézoélectriques. L'excellente précision de pointage, spécifiée au microradian, est assurée via un régulateur PID qui récupère les valeurs données par les jauges de contraintes et ajuste en conséquence les tensions de contrôle.

La mesure des taux de rotations Ω_x et Ω_y selon les axes transverses au miroir, est quant à elle effectuée à l'aide de deux gyromètres à fibre optique (modèle DSP-1750 du fabricant KVH). L'ensemble constitué de la monture tip-tilt et des gyromètres est intégré à l'intérieur d'un seul et même boîtier métallique monté verticalement au-dessus de notre chambre à vide. Une vue éclatée de l'agencement interne du boîtier est fournie sur la figure 5.7.(b). Chacun des gyromètres fournit une tension de sortie analogique proportionnelle à la projection du vecteur vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ selon son axe : le facteur d'échelle étant ici de $60 \text{ mV}/(^\circ/\text{s})$. Leurs performances en terme de bande passante (1 kHz), instabilités de biais ($2^\circ/\text{h}$) et de facteur d'échelles, dérives en température et "Angle Random Walk" ($0.05^\circ/\sqrt{\text{h}}$) les rendent compatibles avec la précision de pointage visée jusqu'à des temps d'interrogation de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes.

Un autre élément essentiel de notre dispositif de compensation, est le micro-contrôleur de type Arduino Due mettant en oeuvre l'algorithme de correction.

Celui-ci communique avec les convertisseurs analogiques/numériques rapides (AD977ARZ) sur lesquels sont envoyés les signaux de sortie des gyromètres et récupère ainsi les taux de rotations mesurés sur chacun des deux axes. Il communique également avec le contrôleur de la monture tip-tilt par l'intermédiaire d'une liaison SPI (Serial Peripheral Interface) afin d'envoyer les dernières consignes de position angulaires calculées. Les composants électroniques utilisés dans le cadre de ces diverses communications sont tous intégrés au sein d'un circuit électronique d'interface spécialement réalisé pour cette application.

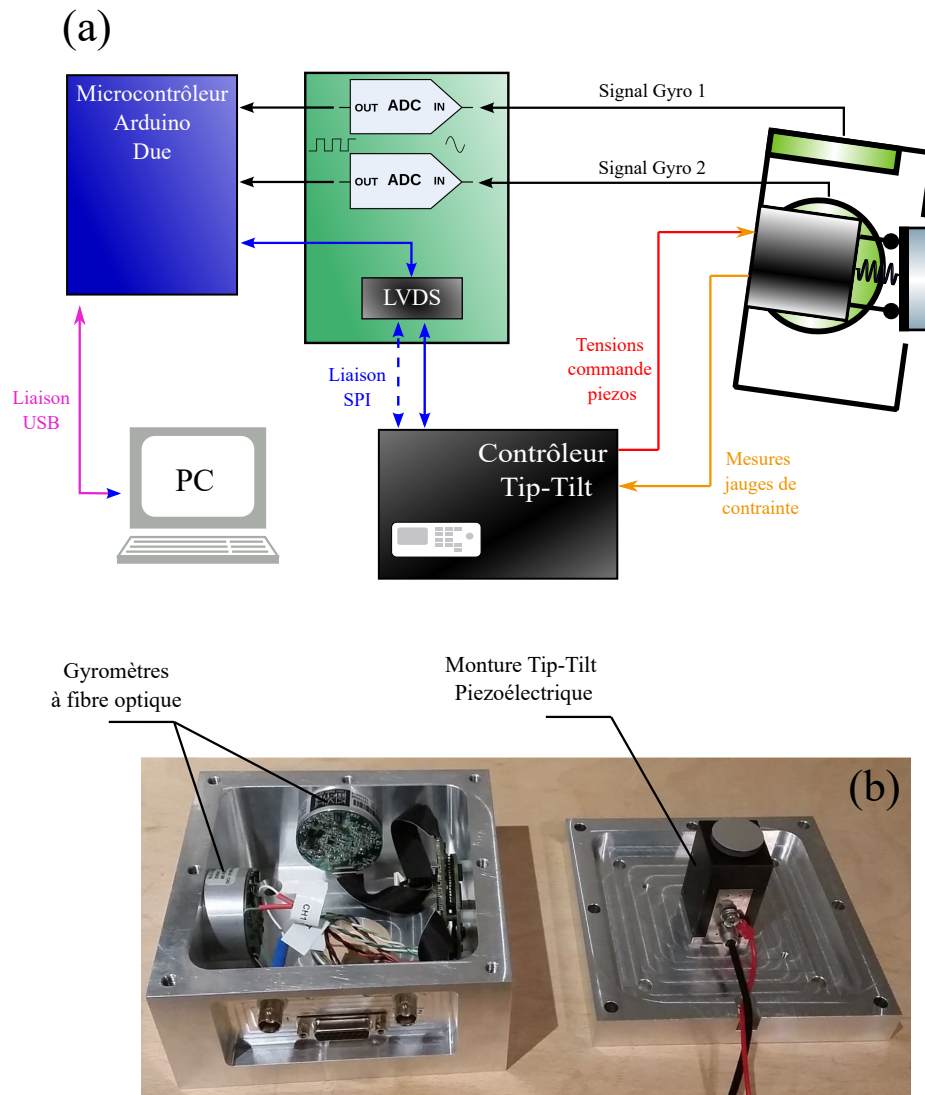


Figure 5.7 – Système de compensation active des rotations - (a) Schéma fonctionnel de la boucle de rétroaction temps réel. (b) Vue éclatée du boîtier mécanique intégrant les deux gyromètres à fibre optique et la monture tip-tilt du miroir de référence. ADC : Convertisseur Analogique-Numérique, LVDS : Pilote et Récepteur de ligne différentielle, SPI : Serial Peripheral Interface.

Un signal numérique issu du séquenceur de notre expérience, est envoyé au micro-contrôleur afin d'indiquer le début ou la fin d'un interféromètre atomique et déclencher ou désactiver alors la procédure de correction en temps réel.

Une nouvelle phase de correction est ainsi lancée à chaque nouvelle itération de notre séquence expérimentale. A l'issue de chacune d'elles, le micro-contrôleur replace le miroir à sa position angulaire médiane et transfère toutes les données pertinentes gardées en mémoire (historique des taux de rotations mesurés et des consignes de positions angulaires envoyées) vers l'ordinateur principal de l'expérience afin que celles-ci puissent être traitées et archivées.

5.3.2.2 Algorithme de compensation

Lorsque la correction est active, l'algorithme exécuté par le micro-contrôleur traque l'évolution temporelle (dans le référentiel tournant \mathcal{R}') du vecteur \vec{n}_i (attaché au référentiel inertiel \mathcal{R}) repérant l'orientation initiale de la normale au miroir. La boucle de compensation, répétée à intervalle de temps régulier Δt , fait ainsi intervenir les étapes suivantes :

1. Récupération des taux de rotations $\Omega_x(t)$ et $\Omega_y(t)$ après conversion analogique/numérique des signaux gyrométriques.
2. Calcul du vecteur vitesse angulaire effectif $\vec{\Omega}(t) = \Omega_x(t)\vec{e}_x(t) + \Omega_y(t)\vec{e}_y(t)$ et du vecteur résultant $\vec{\theta}(t) = \vec{\Omega}(t)\Delta t$ décrivant la rotation subie par l'expérience depuis la dernière mesure réalisée, à $t - \Delta t$.
3. Application de la matrice rotation $R[-\vec{\theta}(t)]$ au vecteur \vec{n}_i afin de calculer sa nouvelle orientation dans le référentiel tournant : $\vec{n}_i(t) = R[-\vec{\theta}(t)] \cdot \vec{n}_i(t - \Delta t)$
4. Estimation des consignes de position angulaire $\{\theta_1, \theta_2\}$ à envoyer au actionneurs du miroir tip-tilt⁷ afin de ramener la position effective de sa normale sur la valeur cible $\vec{n}_i(t)$.
5. Envoi des nouvelles consignes au contrôleur de la monture tip-tilt.

La valeur du taux de répétition Δt de cette boucle est en pratique limité à 20 μs par le contrôleur de la monture piézoélectrique. Cette durée est suffisamment courte pour qu'on puisse considérer le vecteur vitesse angulaire approximativement constant entre deux mesures successives.

La description de cet algorithme appelle plusieurs autres commentaires :

On rappelle tout d'abord que l'opération mathématique de rotation n'est pas commutative. Il n'est donc pas possible de déterminer la consigne de compensation à appliquer selon un axe donné par une simple intégration du taux de rotation selon cet axe. La procédure rigoureuse à appliquer est plutôt celle que l'on vient de décrire.

On remarque ensuite que nous ne mesurons les taux de rotations que sur deux des trois axes de l'espace. Nous assimilons donc le vecteur vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ à sa projection dans le plan XY transverse au faisceau Raman. Cela constitue une approximation tout à fait raisonnable dans la mesure où la composante Ω_z de ce vecteur n'a qu'une influence négligeable sur l'orientation effective de la normale au miroir.

On note enfin que nous avons ici opté pour une correction "continue", basée sur un nouvel envoi des consignes de position à chaque exécution de la boucle de compensation. L'orientation effective du miroir reste donc proche de la valeur cible en chaque instant. On peut cependant envisager une procédure alternative dans laquelle seule la mesure des taux de rotations serait réalisée de manière continue. Les nouvelles consignes de positions angulaires n'étant alors envoyées que ponctuellement, juste avant la réalisation d'une impulsion Raman.

5.3.2.3 Performances et limitations

Test du système

Avant son installation sur l'expérience, les performances intrinsèques de ce système de compensation active ont été quantifiées à l'aide du banc de test schématisé figure 5.8.(a).

⁷. Ces consignes angulaires ne sont pas notées $\{\theta_x, \theta_y\}$ ici car les axes des actionneurs piézoélectriques sont disposés dans notre cas avec un angle de 45° par rapport à ceux des gyromètres.

Le boîtier mécanique contenant les gyromètres et le miroir a ainsi été monté sur une plateforme rotative de sorte que la surface du miroir coïncide avec l'axe de rotation de celle-ci. Le miroir était éclairé par un faisceau laser collimaté, préalablement mis en forme par un jeu de lentilles de manière à minimiser son diamètre. On récupérait finalement la position du faisceau réfléchi sur un détecteur de position quatre-cadrant (modèle DL100-7 PCBA3 de chez First Sensor), ce qui nous permettait de déduire l'orientation effective de la surface réfléchissante. La plateforme rotative dont nous disposions n'étant pas motorisée, les rotations étaient appliquées à la main.

Le résultat typique d'une mesure est fourni sur la figure 5.8.(b). On y représente l'évolution temporelle de l'écartement angulaire du miroir par rapport à une position de référence arbitrairement définie. On discerne très distinctement deux phases, l'une en absence de correction et l'autre avec. Sans correction, le miroir reste immobile dans le référentiel tournant et on enregistre donc d'importantes fluctuations de positions angulaires sous l'effet des rotations appliquées.

A partir du moment où la boucle de compensation est activée, l'orientation du miroir ne varie quasiment plus dans le référentiel fixe du laboratoire (supposé inertiel) malgré la rotation de la platine sur lequel il est monté. Cela témoigne du bon fonctionnement de la compensation active et permet d'évaluer, dans ce cas précis, la précision de pointage à $220 \mu\text{rad}$ même après une durée de correction de 400 ms. Nous avons cependant constaté que la qualité de pointage pouvait varier d'un facteur 2 d'une itération à l'autre, même pour des taux de rotations et des durées de correction similaires. Plus généralement, on estimera donc que la qualité de pointage est comprise dans la gamme $300 \pm 150 \mu\text{rad}$.

Les performances ne sont donc pas suffisantes par rapport au cahier des charges que nous avons défini initialement et ne sont pas compatibles, d'après notre modèle, avec une conservation significative du contraste pour de longs temps d'interrogation. On peut néanmoins s'attendre à un effet visible sur notre interféromètre atomique pour des temps d'interrogation intermédiaires, entre 10 et 20 ms.

On notera que la précision de pointage ne dépend que très peu de la durée de correction. Les instabilités de biais des gyromètres ont pu être évaluées par un test en statique et ne semblent pas être le facteur limitant la qualité de la correction. D'autres sources potentielles d'erreurs, telles que l'instabilité du facteur d'échelle ou un mauvais alignement entre les axes des gyromètres et ceux de la monture tip-tilt, nécessiteraient l'application de taux de rotations parfaitement contrôlés pour pouvoir être évaluées. Il est également possible que la qualité de pointage soit limitée par la dynamique de la monture tip-tilt. Lorsque le régulateur PID est paramétré de manière optimale, le temps d'établissement est en effet mesuré à 5 ms tandis que nous lui envoyons des nouvelles consignes de position toutes les $20 \mu\text{s}$. On se place alors dans une situation de "suivi de rampe", qui engendre ici un léger décalage entre la consigne instantanée de position angulaire et la valeur mesurée par les jauges de contraintes. Pour des taux de rotations constants ou lentement variables, une stratégie de correction ponctuelle en amont de chaque impulsion Raman (avec anticipation de la position cible) peut donc s'avérer plus efficace.

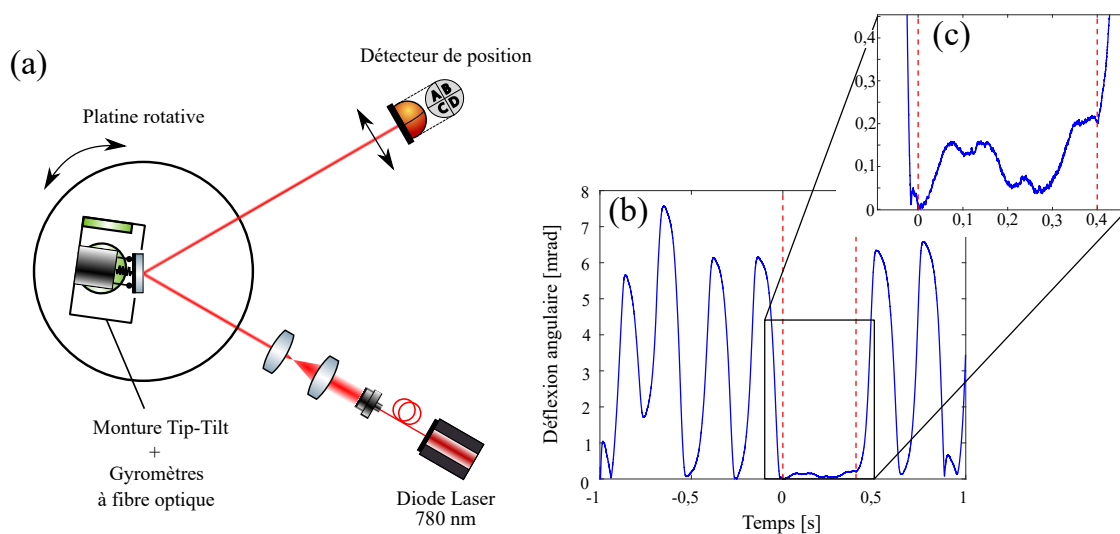


Figure 5.8 – Performances du système de compensation active des rotations - (a) Banc de test utilisé pour l'évaluation de la qualité de pointage. (b) Évolution temporelle de la déflexion angulaire mesurée. Les traits verticaux pointillés indiquent la période durant laquelle la correction est active.

Validation du modèle de chute de contraste

Après avoir installé le système de compensation active sur notre tête de senseur, nous avons utilisé la monture tip-tilt pour valider notre modèle de chute de contraste. L'idée est alors de dégrader volontairement le contraste des franges en appliquant une rotation contrôlée sur le miroir de rétro réflexion Raman. On peut ainsi simuler l'effet d'une rotation de la tête de senseur, qui reste pourtant immobile au laboratoire. On réalise donc des jeux de franges pour différents taux de rotations appliqués et différents temps d'interrogation et estimons pour chacun d'eux la valeur du contraste de l'interféromètre. Les résultats obtenus sont présentés figure 5.9.(a) et sont en bon accord avec notre modèle.

Afin de s'assurer que la chute de contraste observée est bien liée à la rotation du miroir pendant l'interféromètre, et non pas simplement à son inclinaison, nous avons aussi réalisé cette étude en statique. L'orientation du miroir est alors gardée fixe pendant l'interféromètre, mais varie d'un jeu de franges à l'autre. On constate sur la figure 5.9.(b) que l'orientation absolue du miroir n'a qu'un effet marginal sur le contraste interférométrique. C'est bien l'évolution de cette orientation au cours de l'interféromètre qui est à l'origine de la perte de contraste.

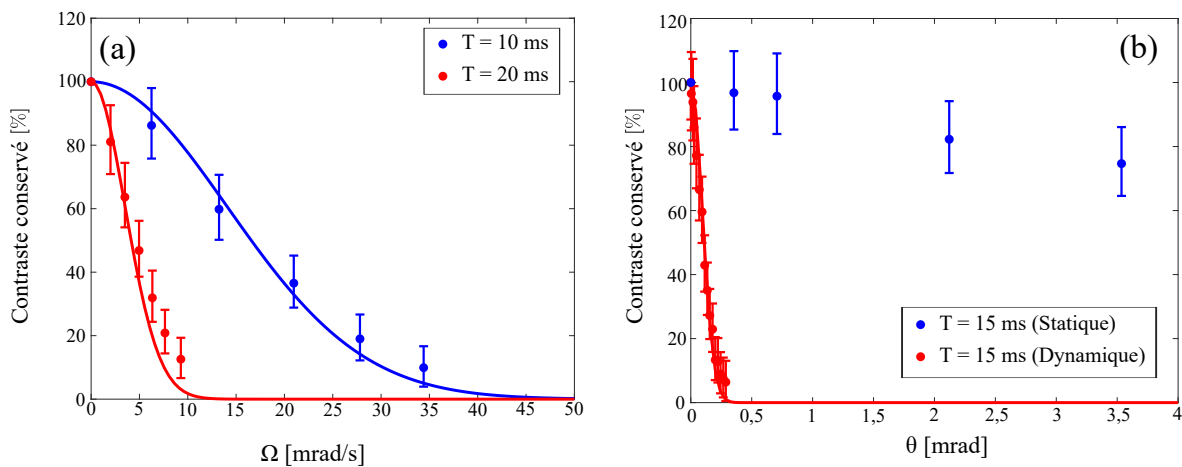


Figure 5.9 – Validation du modèle de chute de contraste - (a) Chutes de contrastes mesurées pour différents taux de rotations appliqués pendant l'interféromètre, et comparaison avec les valeurs prévues par le modèle. L'étude est menée pour un temps d'interrogation de 10 ms (bleu) et 20 ms (rouge). (b) Chutes de contrastes mesurées pour différentes positions angulaires du miroir Raman à la fin de l'interféromètre. On distingue le cas dynamique (rouge), dans lequel le miroir est tourné à vitesse constante au cours de l'interféromètre jusqu'à atteindre cette position finale, et le cas statique, dans lequel le miroir conserve cette position tout au long de l'interféromètre. Cette étude a été réalisée avec un temps d'interrogation de 15 ms.

Résultats obtenus dans l'avion 0G

L'apport de cette compensation active a été testée dans l'avion 0G au cours de la campagne de vol d'Avril 2019. Malheureusement, nous n'avons pas été en mesure de démontrer formellement la restitution du contraste de l'interféromètre grâce à notre correction en temps réel. Cela peut s'expliquer tout d'abord par le temps d'interrogation relativement modeste ($T \approx 10$ ms), à partir duquel notre qualité de pointage ne permet plus de conserver le contraste de manière significative. Il n'est d'ailleurs pas exclu que les conditions difficiles de l'avion aient détérioré la qualité de notre correction par rapport aux tests effectués au laboratoire⁸. Le fait que la qualité de pointage puisse varier d'une itération à l'autre induit aussi, forcément, une fluctuation du contraste se traduisant par un bruit d'amplitude important.

Pour un temps d'interrogation de 10 ms, nous avons tout de même relevé une différence notable entre les mesures effectuées avec ou sans compensation des rotations. Avec la correction active, nous avons pu constater une plus grande excursion du ratio de population autour de sa valeur moyenne. La distribution statistique de ce ratio ne s'approchant pas de celle d'un sinus, il est néanmoins impossible d'en conclure une restitution du contraste.

Il est donc difficile de déterminer si ce résultat décevant est directement imputable à notre système de compensation ou bien découle aussi d'autres perturbations affectant la qualité de notre mesure dans

8. A cause des fortes variations de températures au sein du blindage ou des perturbations électromagnétiques ambiantes pouvant affecter les signaux des gyromètres par exemple.

l'avion 0-G. Il semble en tout cas évident que les vibrations de l'avion ne facilitent pas l'extraction d'un signal utile et devront nécessairement être atténuées et/ou corrigées dans le futur.

Résultats obtenus sur l'expérience iXAtom

L'étude concernant la compensation active des rotations a par la suite été transférée vers le laboratoire commun iXAtom, issu de la collaboration entre le LP2N et iXBlue. Cette expérience est pleinement confrontée à ces problématiques de chutes de contraste puisqu'elle a pour but de développer un accéléromètre atomique trois axes appliqué à la navigation inertielle [Templier, 2021].

Le dispositif expérimental, similaire à celui de ICE sous de nombreux aspects, présente néanmoins l'avantage d'être encore plus compact et de pouvoir être monté sur une plateforme de rotation motorisée trois axes. Il est alors possible d'évaluer l'apport de la compensation dans des conditions mieux contrôlées et plus facilement reproductibles.

En s'inspirant de notre méthode, l'équipe d'iXAtom a pu démontrer la conservation de 95 % du contraste après un temps d'interrogation de 10 ms pour des taux de rotations d'environ $10^\circ/\text{s}$. La reconstitution de franges par la méthode FRAC a même été rendue possible grâce à cette compensation en temps réel. Ces résultats ont été obtenus avec un nuage de ^{87}Rb porté à une température de $4\mu\text{K}$.

Bien que la monture tip-tilt utilisée soit la même que dans notre cas, on peut mentionner quelques différences entre les deux dispositifs. Tout d'abord, iXAtom a pu bénéficier de l'expertise d'iXBlue dans le domaine des gyromètres à fibre optique en installant des modèles, produits en interne (modèle bluSeis-3A), offrant des performances exceptionnelles en terme de bruit ($300\text{ nrad}/\sqrt{\text{s}}$). Les gyromètres en question ont aussi l'avantage de délivrer des signaux de sortie numériques, moins susceptibles d'être parasités par l'environnement électromagnétique. Une autre spécificité notable est l'adoption d'une stratégie de correction "ponctuelle", basée sur l'envoi des consignes de position angulaire 6 ms avant chaque nouvelle impulsion Raman⁹. La position cible faisant office de consigne est alors calculée par extrapolation, en considérant le vecteur $\vec{\Omega}$ constant entre l'instant de la dernière mesure effectuée et celui de l'impulsion Raman.

5.3.3 Compensation active des vibrations : stratégies envisagées

Comme nous l'avons vu, le niveau de vibration qui règne dans l'avion 0g constitue une limitation importante dont on cherche également à s'affranchir. Je décris brièvement ici des stratégies qui peuvent être adoptées dans cette optique.

5.3.3.1 Amortissement des vibrations du miroir de référence

La première solution envisagée consiste à atténuer mécaniquement les vibrations du miroir de référence en l'intégrant dans un système d'amortissement actif, analogue à celui développé dans la référence [Hensley *et al.*, 1999].

Le mouvement du miroir est alors découplé de celui du reste de l'expérience par l'intermédiaire d'un ressort de constante de raideur k et d'amortissement β le reliant à son bâti (cf. schéma 5.10.(a)). Bien qu'il possède un pouvoir filtrant au-delà de la fréquence de coupure du système masse-ressort, un dispositif passif tel que celui-ci présente l'inconvénient de sur-osciller à cette fréquence de coupure (cf. fonction de transfert de la figure 5.10.(c)). Il est cependant possible de résoudre ce problème en appliquant deux forces F_a et F_v sur le miroir, respectivement proportionnelle à son accélération $a = \ddot{z}$ et sa vitesse $v = \dot{z}$. L'idée consiste donc à mettre en oeuvre la boucle d'asservissement schématisée figure 5.10.(b). La mesure d'accélération est effectuée à l'aide d'un accéléromètre classique solidaire du miroir, tandis que la force de rétroaction est appliquée par l'intermédiaire d'un actuateur magnétique piloté en courant. Les gains G et H correspondent ici aux facteurs de proportionnalité intervenant dans le calcul des forces F_a et F_v respectivement. Un choix judicieux de ces quantités permet de compenser les termes cinétiques et inertiels de l'équation du mouvement. On fait ainsi disparaître cette sur-oscillation tout en diminuant la fréquence de coupure effective, comme peut en témoigner la fonction de transfert du système en boucle-fermé présentée figure 5.10.(c).

9. Ce délai correspond au temps d'établissement du régulateur PID de la monture tip-tilt.

Transposer ce genre de techniques à notre application pourrait donc permettre de réduire le niveau de vibration effectif dans l'avion 0G. L'intérêt serait double, car en plus de limiter la chute de contraste, un tel dispositif faciliterait la corrélation avec l'accéléromètre classique et la reconstruction des franges interférométriques. L'originalité et la complexité dans notre cas proviendra de la succession des différents régimes de gravité (0, 1 ou 1.8 g). Il s'avèrera également difficile de combiner ce système avec une correction active des rotations.

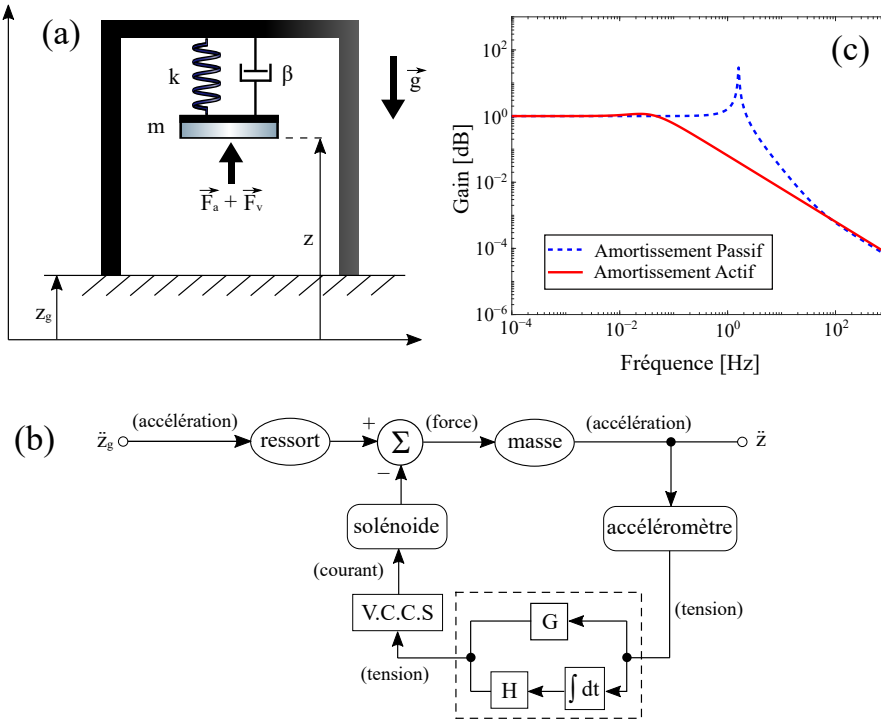


Figure 5.10 – Système d’amortissement actif des vibrations - (a) Vue schématique du système masse-ressort asservi. (b) Schéma fonctionnel de la boucle de rétroaction. (c) Comparaison entre les fonctions de transfert théoriques avec (trait rouge plein) et sans (trait bleu pointillé) activation de la boucle d’avertissement. Les expressions analytiques des fonctions de transfert et les paramètres utilisés dans cette simulation sont ceux présentés dans [Hensley *et al.*, 1999]. VCCS : Source de courant contrôlée en tension.

5.3.3.2 Compensation de l’effet Doppler via une rétroaction temps réel sur la fréquence laser

Une seconde stratégie, plus prometteuse et facile à réaliser, consiste à effectuer une compensation en temps réel de l’effet Doppler via une rétroaction sur la fréquence laser.

Il s’agit, concrètement, de mesurer les accélérations résiduelles du miroir de rétro-réflexion, par l’intermédiaire de l’accéléromètre classique qui en est mécaniquement solidaire. L’intégration de cette mesure permet d’en déduire, en temps réel, la vitesse relative des atomes par rapport au miroir ainsi que le décalage Doppler qui en résulte. Avant chaque impulsion lumineuse, il est alors possible de mettre à jour la différence entre les deux fréquences Raman de manière à maintenir la condition de résonance.

Cette méthode a déjà été mise en oeuvre avec succès sur l’expérience iXAtom par l’intermédiaire d’un système temps réel basé sur un circuit FPGA [Templier, 2021]. Cela représente un moyen simple et très efficace de s’affranchir des chutes de contraste liées aux vibrations parasites, et rien n’empêche à priori la transposition de cette technique à notre expérience.

5.4 Le simulateur de micropesanteur

Il y a quelques années, l'expérience ICE s'est dotée d'un "simulateur 0G" permettant d'accéder au régime de micropesanteur directement au laboratoire. Cet outil, unique en son genre, est capable d'offrir jusqu'à 500 ms d'impesanteur toutes les 13.5s. Ce rapport cyclique élevé offre la possibilité d'accumuler rapidement une longue durée de micropesanteur (près d'une heure par jour lorsque le simulateur fonctionne de manière ininterrompue). L'autre avantage majeur de cet outil est qu'il permet d'opérer dans les conditions expérimentales habituelles du laboratoire puisque seule la tête de senseur est mise en mouvement. Nous présentons dans cette section le principe de fonctionnement de cet instrument ainsi que ses principales caractéristiques techniques. Nous nous intéressons également à ses performances en terme de vibrations et rotations résiduelles et évaluons l'impact de ces effets inertiels sur notre interféromètre atomique.

5.4.1 Principe de fonctionnement

On se réfère souvent au simulateur 0G comme à un "ascenseur d'Einstein" en raison de l'analogie évidente entre son principe de fonctionnement et la célèbre expérience de pensée du physicien. Ce simulateur permet en effet de répliquer la trajectoire d'un objet en chute libre lancé verticalement dans le champ de gravité terrestre. Pour cela, la charge utile que l'on souhaite placer en impesanteur est montée sur une plateforme animée d'un mouvement vertical extrêmement bien contrôlé.

On peut s'intéresser en premier lieu aux considérations ayant guidées le choix du profil temporel d'accélération. On rappelle tout d'abord que pendant la phase d'impesanteur, l'évolution temporelle de la position du plateau doit reproduire fidèlement le profil parabolique solution de l'équation du mouvement pour un objet uniquement soumis à son poids :

$$z(t) = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0t + z_0 \quad (5.14)$$

où v_0 et z_0 sont les conditions initiales sur la vitesse et la position.

Deux options peuvent alors être envisagées. La première consiste à laisser simplement chuter la plateforme depuis une hauteur z_0 sans lui transmettre la moindre vitesse initiale. La seconde alternative, plus avantageuse, consiste à "catapulter" l'expérience de manière à bénéficier du régime d'impesanteur sur la phase de descente, mais également sur celle de montée qui précède. Les deux parties du mouvement étant symétriques l'une de l'autre, on double ainsi la durée d'impesanteur pour une même course verticale parcourue. On se ramène alors à une situation similaire à celle de l'avion 0G, à la différence notable que le mouvement est réalisé ici selon une seule dimension d'espace.

Dans ce second cas de figure, qui est celui adopté en pratique, l'amplitude du mouvement $z_{0g} = z_{\max} - z_0$ et la durée totale d'apesanteur t_{0g} sont toutes deux liées à la vitesse d'injection v_0 par¹⁰ :

$$z_{0g} = \frac{v_0^2}{2g} \quad (5.15)$$

et

$$t_{0g} = \frac{2v_0}{g} \quad (5.16)$$

ce qui conduit aussi à :

$$t_{0g} = 2\sqrt{\frac{2z_{0g}}{g}} \quad (5.17)$$

On remarque ainsi que la durée maximale d'apesanteur atteignable est directement fixée par l'amplitude du mouvement qu'on s'autorise et varie comme la racine carrée de celle-ci.

Comme pour l'avion, la phase d'impesanteur est nécessairement intercalée entre deux phases d'hypergravité : la ressource d'entrée, qui fournit l'accélération nécessaire à l'atteinte de la vitesse d'injection v_0 , et la ressource de sortie, qui freine le mouvement jusqu'à retrouver l'immobilité. La course z_{res} de la phase de ressource vient s'ajouter à celle de la phase d'impesanteur pour former l'amplitude totale du mouvement z_{tot} .

10. On suppose implicitement dans ces calculs que la phase d'impesanteur se termine lorsque le plateau ré-atteint sa hauteur initiale z_0 .

5.4.1.1 Trajectoire typique

Une étape essentielle dans la conception du système consista à déterminer le profil temporel d'accélération verticale $a(t)$ le plus adapté à notre application. En théorie, de fortes valeurs d'accélération peuvent sembler avantageuses puisqu'elles minimisent la course z_{res} nécessaires pour atteindre la vitesse d'injection choisie. En pratique, le choix résulte plutôt d'un compromis avec des considérations d'ordre technique tel que l'effort impulsif à fournir pour les moteurs, les contraintes mécaniques appliquées sur la structure ou encore le niveau de vibrations produit par l'à-coup¹¹.

La figure 5.11 présente les profils théoriques d'accélération, vitesse et position utilisés par le simulateur pour générer 400 ms d'impesanteur. Les ressources d'entrée et de sortie, symétriques l'une de l'autre par rapport au temps, durent chacune 425 ms et comprennent toutes deux une phase d'accélération constante de 2 g. On notera que les transitions entre les différents régimes de gravité se font par l'intermédiaire de rampes d'accélération relativement douces afin de limiter l'à-coup. L'"injection", portion finale de la ressource d'entrée permettant le passage de la phase de 2 g à celle de 0g, est ainsi réalisée en 125 ms et aboutit à une vitesse d'injection dans la parabole $v_0 = 2$ m/s. La trajectoire complète se caractérise finalement par une amplitude de mouvement d'environ 70 cm avec les courses associées aux phases de ressources et d'impesanteur qui valent respectivement $z_{res} \approx 50$ cm et $z_{0g} \approx 20$ cm.

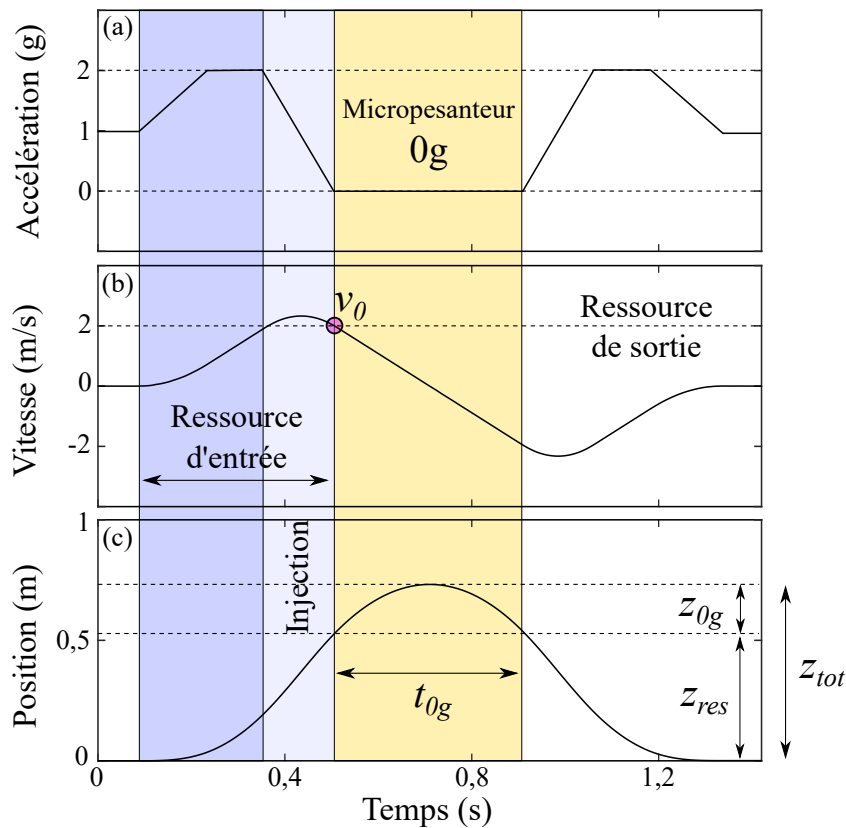


Figure 5.11 – Trajectoire typique du simulateur 0G - Profils cibles d'accélération (a) vitesse (b) et position (c) devant être suivis par la plateforme du simulateur pour produire 400 ms de micropesanteur.

5.4.1.2 D'autres types de mouvements

On précisera cependant que différents profils d'accélération peuvent être appliqués en fonction de la durée de micropesanteur souhaitée. Nous pouvons ainsi effectuer, au choix, des trajectoires pré-programmées produisant entre 100 et 500 ms d'impesanteur. Nous représentons sur la figure 5.12, les profils d'accélération qui sont effectivement subis lors de trajectoires associées à différentes durées d'impesanteur.

11. Le terme d'"à-coup" ("jerk" en anglais) fait référence en mécanique à la dérivée temporelle de l'accélération. Un "à-coup" important s'accompagne d'une modification des déformations élastiques du solide, et génère donc des vibrations.

Ces mesures ont été effectuées à l'aide des accéléromètres mécaniques montés sur notre miroir de rétro-réflexion Raman. On s'aperçoit que l'augmentation de la durée de micropesanteur jusqu'à 500 ms requiert une atteinte plus rapide de la vitesse d'injection et donc un à-coup plus important lors des phases de transitions. Cela se traduit par des vibrations plus importantes au début de la phase de 0G. Si l'on s'intéresse aux évolutions temporelles de position correspondant à ces différents cas de figure, on constate évidemment que l'amplitude totale du mouvement croît avec celle de la durée de micro-pesanteur.

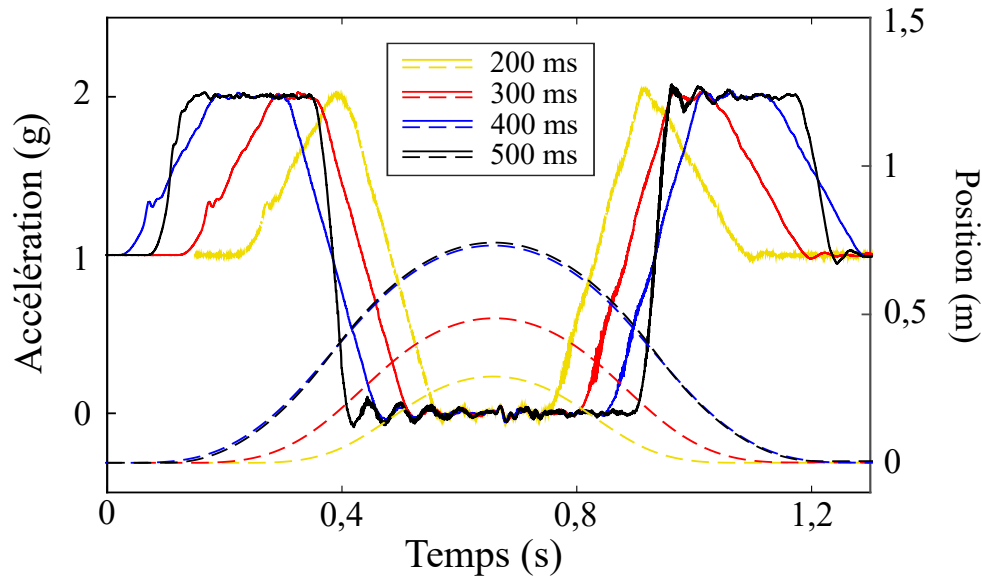


Figure 5.12 – Différentes trajectoires pouvant être programmées sur le simulateur 0G - (Traits pleins) Profils d'accélération mesurés par les accéléromètres mécaniques de l'expérience lors de trajectoires associés à diverses durées de micropesanteur, allant de 200 à 500 ms. (Traits pointillés) Évolutions temporelles de positions associées à ces trajectoires.

On mentionnera enfin que n'importe quel régime de gravité compris entre 0 et 1 g peut également être simulé à l'aide de ce dispositif. Il suffit pour cela d'effectuer une simple dilatation temporelle de la trajectoire $z(t)$ programmée. En choisissant un facteur de dilatation adéquat, il est alors possible de simuler la gravité partielle rencontrée sur la Lune (0.17 g) ou sur Mars (0.38 g) par exemple¹².

5.4.2 Description technique de l'instrument

Le simulateur 0g a été conçu et réalisé par la société française Symétrie, spécialisée dans le développement d'hexapodes pour le positionnement et le mouvement de très haute précision. Une vue générale du simulateur et de ses différents éléments constitutifs est présentée sur la figure 5.13.

La charge utile, pouvant atteindre jusqu'à 250 kg, est montée sur un plateau déplacé verticalement entre deux colonnes en granit mesurant chacune plus de 2 m de hauteur. Les deux chariots faisant office d'interface entre le plateau et les colonnes ne sont pas en contact direct avec le granit mais plutôt encastrés et guidés par l'intermédiaire d'un système de patins à air permettant d'éviter les frottements. Ces chariots intègrent également des moteurs linéaires qui assurent leur mise en mouvement. L'effort très important requis pour s'opposer à la gravité et permettre le décollage de la masse mobile est quant à lui fourni par un ensemble de quatre vérins à air attachés aux chariots. La pression injectée dans ces vérins est délivrée par un circuit à air comprimé incluant notamment un régulateur de pression et deux réservoirs, disposés de part et d'autres du simulateur.

Ce dispositif applique une force qui compense le poids des éléments mobiles (charge utile + plateau + chariots) de manière à ce que les moteurs linéaires n'aient pas à lutter contre la gravité et génèrent uniquement l'effort requis pour l'accélération/décélération de la masse en mouvement. L'ensemble constitué

¹². On note que la durée de simulation atteignable est d'autant plus importante que le régime de gravité visé se rapproche de celui de la Terre.

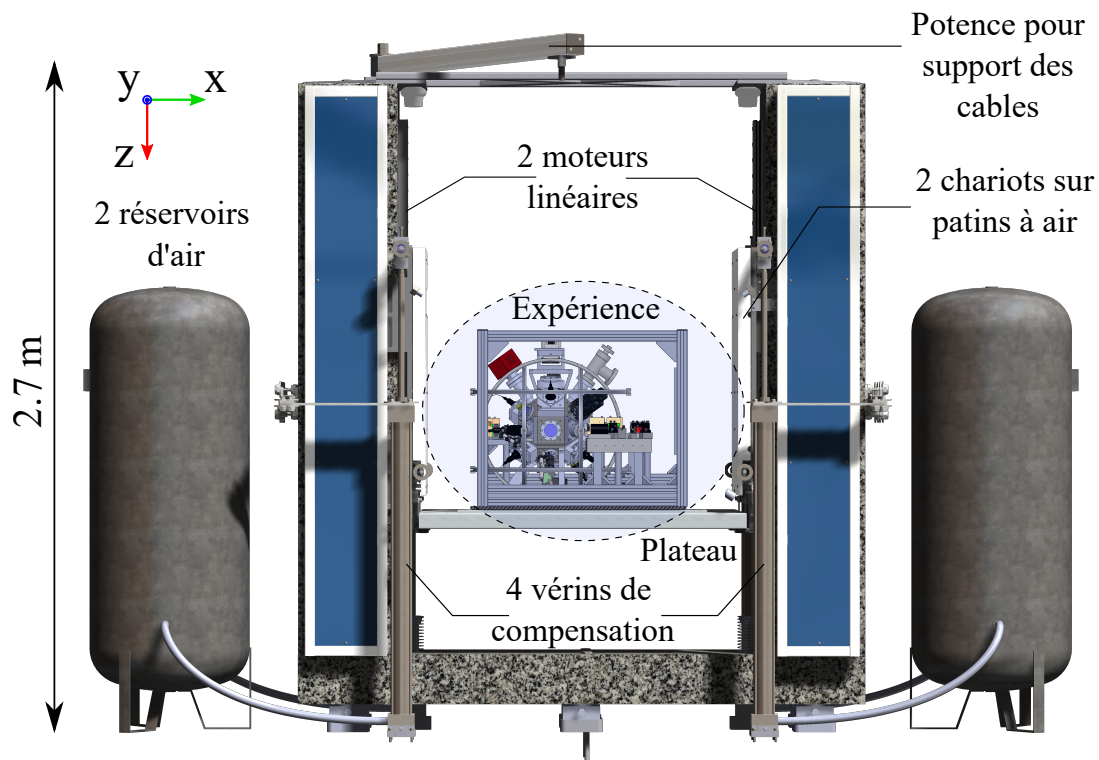


Figure 5.13 – Vue d'ensemble du simulateur 0G de Symétrie.

du simulateur et de sa charge utile pèse au total 3900 kg et repose sur six pieds de forme carrés mesurant chacun 17 cm de côté.

On notera que le suivi de la trajectoire de consigne est effectué via un asservissement en position, beaucoup plus fiable et robuste qu'un asservissement en accélération car non soumis à une dérive. Les colonnes en granit intègrent ainsi des règles micrométriques permettant de connaître la position absolue du plateau grâce des têtes de lecture optique placée dans chacun des chariots qui leur font face. Ce sont ces mesures de position qui sont utilisées par le contrôleur rétroagissant sur l'effort des moteurs linéaires. Le système ne nécessite donc aucune mesure inertielle pour fonctionner.

5.4.2.1 Course

La figure 5.14 représente différentes positions caractéristiques du plateau atteintes au cours d'un cycle d'utilisation du simulateur. La position "0" correspond la hauteur de référence à laquelle le plateau vient se placer au début et à la fin de chaque trajectoire. Elle se situe à 240 mm au dessus de la surface du granit qui constitue la base du simulateur. On atteint la butée supérieure 913 mm au dessus de la position de référence, ce qui définit la course maximale envisageable d'un point de vue mécanique. Quant le simulateur est éteint, la masse mobile repose complètement sur des amortisseurs faisant office de cales. Le plateau est alors positionné à environ 90 mm au dessus du marbre, soit 150 mm en dessous de l'altitude "0". Lorsque la procédure de décollage est achevée et que le poids de la partie mobile est compensé par les vérins, les ressorts retrouvent leur longueur naturelle et repoussent le plateau qui s'élève alors de quelques centimètres. Il faut tout de même activer les moteurs linéaires et l'asservissement en position pour que le plateau se rende à la hauteur de référence.

5.4.2.2 Le plateau et les chariots

La partie mobile du simulateur, constituée du plateau et des deux chariots, est représentée en détail figure 5.15.

Le plateau du simulateur est réalisé en aluminium et dispose d'une structure interne en nid d'abeille

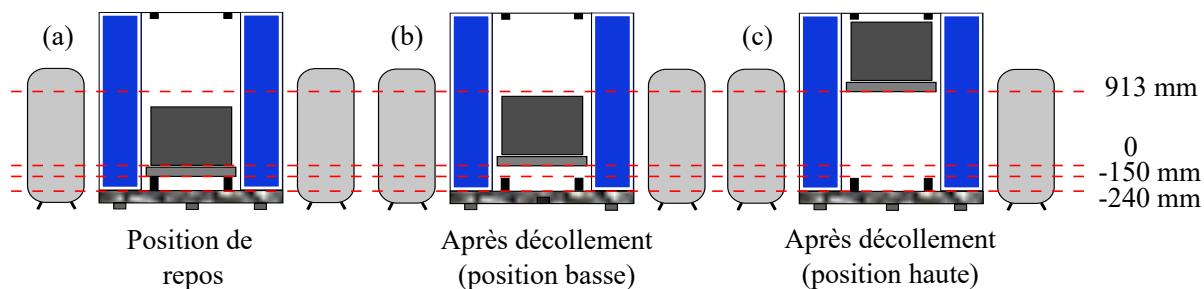


Figure 5.14 – Positions du plateau - (a) Aucune pression n'est injectée dans les vérins de compensation et la plateau repose alors sur ses butées mécaniques. (b) Le plateau se situe à la position de référence suite à la procédure de décollement. (c) Le plateau se situe en bout de course, au niveau des butées mécaniques supérieures.

lui conférant une masse raisonnable malgré ses larges dimensions (130 par 110 cm). Il offre sur sa face supérieure plusieurs trous taraudés M12 et M8 permettant la fixation de notre expérience et celle d'une boîte d'interface dédiée au passage des câbles électriques. On mentionnera qu'un soin particulier doit être apporté au centrage de l'expérience sur le plateau : idéalement, on souhaite aligner à quelques centimètres près le centre de masse de la charge utile avec celui de la plateforme. Ce bon centrage est essentiel puisqu'il conditionne l'équilibrage entre les efforts fournis sur les deux chariots et limite le risque d'usures et de défaillances.

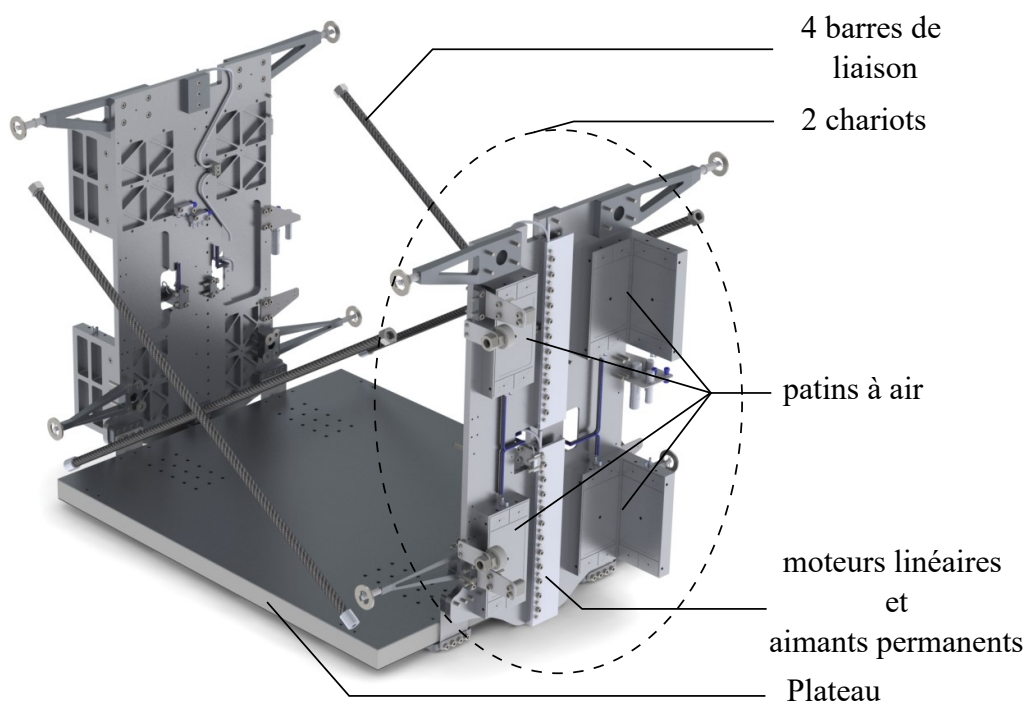


Figure 5.15 – Plateau et chariots du simulateur.

5.4.2.3 Système pneumatique de compensation du poids

Un élément essentiel dans le fonctionnement du simulateur est le système pneumatique de "compensation" qui applique sur le chariot une force s'opposant au poids de la partie mobile. Comme nous l'avons vu, l'effort nécessaire au décollement du plateau est généré par l'intermédiaire de quatre vérins à air alimentés

tés par deux réservoirs. La pression interne du système pneumatique est ajustée à l'aide d'un régulateur connecté au réseau d'air comprimé du bâtiment. A l'allumage de la machine, le régulateur procède donc au remplissage des vérins et du réservoir jusqu'à atteindre une valeur de pression suffisante pour permettre le décollement du plateau (de l'ordre de 2 bars typiquement). A partir de ce moment, les vannes sont closes et l'ensemble (vérins + réservoirs) se comporte comme un système fermé.

Il est souhaitable que l'effort exercé par les vérins reste le plus stable possible durant une trajectoire. Les fluctuations de hauteur du chariot induisent néanmoins une variation du volume des vérins qui s'accompagne inévitablement d'une variation de pression interne : on observe une détente pendant la phase ascendante du mouvement, et une re-compression pendant la phase de descente. Au total, la course des vérins induit une variation de volume d'environ 22 L. Ces considérations ont guidées le dimensionnement du volume de réserve, qui a été choisi suffisamment grand (1000 L) pour limiter le changement de pression.

Le débit d'air important (800 L/min) engendré par ces variations brusques de volume entraîne également ce que l'on appelle des pertes de charges. Il s'agit des chutes de pression qui se manifestent lors de l'écoulement d'un fluide dans une canalisation. Ces pertes proviennent des frottements avec les parois, et dépendent notamment de la longueur des tuyaux. Elles ont donc motivé la répartition du volume de réserve entre deux contenants, disposés de part et d'autres des colonnes en granit. Chacun de ces réservoirs peut ainsi desservir les deux vérins d'un même chariot par l'intermédiaire de canalisations aussi courtes que possible (moins de 2 m de long). Finalement, ces précautions nous permettent de limiter les fluctuations de l'effort fourni par les vérins à moins de 5% au cours d'une trajectoire.

5.4.2.4 Motorisation et positionnement

Dans des conditions de chargement normales, une mise en mouvement compatible avec le profil d'accélération souhaitée requiert un effort de l'ordre de 4500 N au maximum¹³.

Celui-ci est produit à l'aide des moteurs linéaires intégrés à chacun des deux chariots. Ces moteurs sont placés dans un champ magnétique intense et très localisé généré par des aimants permanents solidaires des colonnes en granit. Lorsqu'ils sont parcourus par un courant électrique, les moteurs génèrent alors une force de translation verticale pouvant atteindre jusqu'à 5000 N. La production d'un tel effort requiert l'utilisation d'un intense courant induisant une élévation de température des moteurs. Il convient alors de laisser un temps suffisant entre deux trajectoires pour éviter tout risque de surchauffe. C'est en pratique cette durée de refroidissement des moteurs linéaires qui limite fondamentalement le temps de cycle du simulateur à environ 13 s.

Les règles incrémentales utilisées pour la mesure de la position du plateau sont disposées verticalement le long de chacune des colonnes en granit. Pendant le mouvement du chariot, le déplacement de la tête de lecture optique au dessus de la règle génère des signaux TTL fournissant la position du plateau avec une précision de 0.5 μm .

On notera enfin la présence de quatre barres transversales en fibre de carbone permettant de solidariser entre eux les deux chariots. Ces barres ne jouent pas un rôle indispensable puisque c'est le système de pilotage qui assure la synchronisation du mouvement des deux chariots. Elles constituent essentiellement une mesure de précaution en cas de défaillance, et peuvent facilement être démontées pour faciliter l'accès à la tête de capteur lorsque le simulateur est éteint.

5.4.2.5 Système de guidage

Comme nous l'avons déjà évoqué, c'est un système de patins à air qui assure le guidage des chariots le long des colonnes en granit. Chaque patin injecte de l'air sur sa périphérie et en aspire en son centre de manière à créer une zone de pression/dépression entre sa surface et celle du granit. Un réglage adapté des débits d'injection et d'aspiration produit alors un coussin d'air assurant un "collage" du patin à 10 μm de la paroi du granit. Lorsque tout fonctionne correctement, cette approche garantit qu'il n'y ait aucun contact mécanique entre le chariot et la colonne au cours de la trajectoire et assure un glissement dépourvu de tout frottement.

13. Un peu plus en réalité, puisqu'il faut aussi tenir compte de la légère baisse de pression dans les vérins de compensation durant la montée.

Après quelques années d'expérience dans l'utilisation du simulateur, il semble cependant que ce système de guidage soit le principal point faible de la machine. Il fut effectivement impliqué dans plusieurs défaillances ayant conduit à une dégradation progressive de l'état de surface des patins et du granit. Ces défauts ont à leur tour détérioré l'efficacité du guidage et augmenté la probabilité de survenue d'une nouvelle panne. Ce cercle vicieux a finalement abouti à un arrêt complet du simulateur sur les derniers mois de ma thèse. Un remplacement des chariots ainsi qu'une reprise de l'état de surface du marbre sont donc planifiés dans un futur proche. Le principe du guidage restera le même à l'avenir, mais une nouvelle conception mécanique permettra l'ajout de patins supplémentaires. On s'orientera également vers une nouvelle technologie de patins, dits "poreux", plus robustes et performants.

5.4.2.6 Interface et synchronisation avec l'expérience

Le simulateur dispose d'une interface électrique permettant la synchronisation des trajectoires avec le reste de la séquence expérimentale. Au total, quatre signaux numériques sont échangés entre le séquenceur et le simulateur 0G (cf. figure 5.16). Un premier signal de déclenchement, nommé "FDIN", est envoyé par le séquenceur pour demander la réalisation d'un nouveau cycle. Le simulateur s'exécute alors, et renvoie 3 signaux de synchronisation repérant chacun un instant particulier de la trajectoire :

- "FDOUT1", qui annonce le départ d'un nouveau cycle.
- "FDOUT2", qui indique le début effectif de la mise en mouvement ¹⁴.
- "FDOUT3", qui marque l'initiation de la phase d'apesanteur.

Le délai entre la réception du signal de déclenchement et le départ d'un nouveau cycle est soumis à une gigue temporelle (ou "jitter") de l'ordre de quelques millisecondes qui peut être potentiellement problématique pour notre application. Les signaux de synchronisation "FDOUT" s'avèrent donc particulièrement utiles puisqu'ils sont quant à eux précis à la microseconde près. L'un de ces trois signaux est donc généralement choisi pour synchroniser la suite de la séquence expérimentale avec le mouvement du simulateur. La séquence est concrètement mise en pause sur une étape particulière (pendant laquelle tous les paramètres expérimentaux sont maintenus constants) puis reprend son cours dès réception du signal "FDOUT". On utilise pour cela l'option de déclenchement externe ¹⁵ de Cicero par le biais du circuit FPGA qui lui est associé (cf. Chapitre 2).

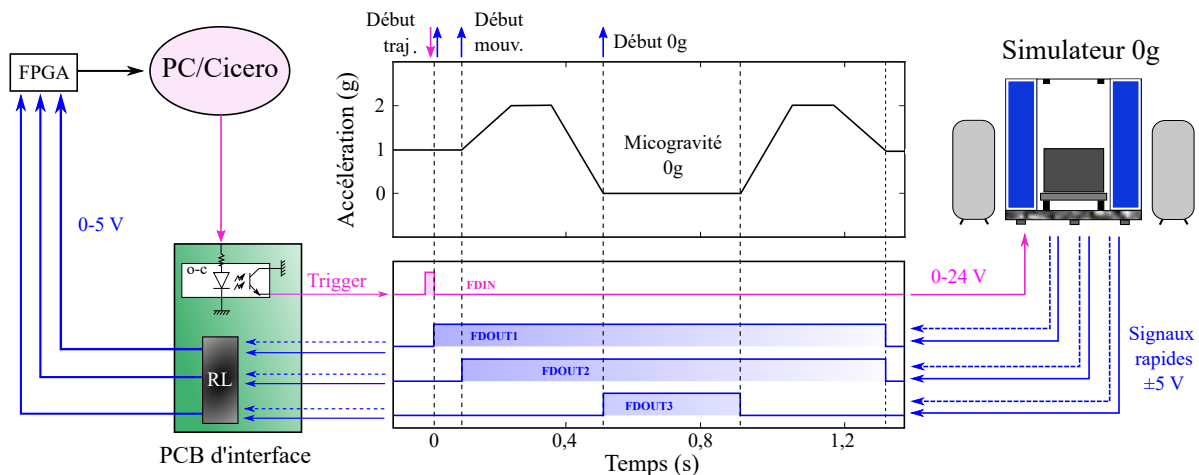


Figure 5.16 – Interface électrique et signaux de synchronisation - Le mouvement du simulateur est déclenché par le signal "FDIN" en provenance du PC de l'expérience. Le simulateur renvoie quant à lui trois signaux de synchronisation : "FDOUT1", "FDOUT2" et "FDOUT3" pour marquer le début du cycle, de la mise en mouvement et de la phase de micropesanteur respectivement. N'importe lequel de ces signaux peut être utilisé pour la synchronisation de la séquence expérimentale. Un circuit d'interface contenant un récepteur de ligne différentielle et un optocoupleur permet l'adaptation des signaux électroniques.

On notera que le mouvement du simulateur doit être déclenché à l'aide d'un signal d'amplitude 24 V qui nécessite une adaptation du signal de sortie numérique du séquenceur (5 V). Afin d'améliorer la réjection

14. Il s'écoule typiquement 80 ms entre le début du cycle et le début du mouvement.

15. Il s'agit de l'option "Hold then retrigger", littéralement "Attente avant re-déclenchement".

des bruits parasites et la qualité de la transmission, les 3 signaux de sortie rapides du simulateur sont quant à eux délivrés en mode différentiel. Avant d'être transmis au système de séquençage de notre expérience, ils doivent donc être convertis en signaux asymétriques simples. Les différentes adaptations sont assurées au sein d'un circuit imprimé d'interface réalisé par mon prédécesseur. Ce circuit contient des récepteurs de ligne différentielle pour la conversion des signaux "FDOUT" et un optocoupleur pour celle de "FDIN". En plus d'effectuer l'adaptation en tension, cet optocoupleur crée une isolation galvanique entre la baie électrique du simulateur et le reste de notre expérience. Cela évite la génération de boucles de masse et assure la protection du reste du dispositif expérimental vis à vis des hautes tensions du simulateur.

5.4.3 Performances

Nous avons déjà vu que les vibrations et rotations du miroir de référence dégradent le contraste de notre mesure et induisent des termes de phases qui perturbent notre méthode de reconstruction des franges d'interférence. Les effets inertiels importants dans l'avion 0G comptent d'ailleurs parmi les principales limitations de cette plateforme et ont en partie motivé le développement du simulateur. Tout naturellement, nous avons donc cherché à quantifier les performances de ce nouvel instrument en terme d'accélération et de vitesses angulaires parasites pour en évaluer l'impact dans le cadre de notre application.

Nous avons ainsi procédé à l'enregistrement des vibrations et taux de rotations associés à 300 trajectoires successives. Ce nombre de cycles a été choisi car il correspond typiquement à celui que l'on utilise pour la reconstruction d'un jeu de franges. Le type de trajectoire étudié ici est celui permettant de générer 400 ms d'impesanteur¹⁶. Les profils d'accélération ont été mesurés selon les trois axes de l'espace par l'intermédiaire de l'accéléromètre mécanique Colibrys solidaire du miroir de rétro-réflexion. Les vitesses angulaires selon les axes transverses X et Y ont quant à elles été relevées à l'aide des gyromètres à fibre optique (KVH-DSP 1750) utilisés dans le cadre de la compensation active des rotations (cf. section 5.3.2).

Les résultats de cette étude sont résumés ci-dessous.

5.4.3.1 Niveau de vibrations

Répétabilité

Le simulateur se différencie notamment de l'avion par la grande répétabilité des trajectoires qu'il produit. Bien que l'accélération résiduelle durant la phase de 0g ne soit pas nulle, on s'aperçoit que les profils temporels de vibration sont extrêmement similaires d'une parabole sur l'autre. Il s'avère alors pertinent d'effectuer une étude statistique de ces signaux pour séparer la partie "déterministe" de la composante purement stochastique.

On s'intéresse tout d'abord aux profils de vibrations "typiques", obtenus par un moyennage des 300 accélérations ayant été mesurées en un même instant de la trajectoire.

La figure 5.17.(a) offre une vue des accélérations moyennes sur un cycle complet tandis que la figure 5.17.(b) se restreint à la phase d'impesanteur.

On constate que les vibrations résiduelles moyennes selon l'axe vertical Z se limitent à une amplitude pic d'environ 40 mg en micropesanteur. Les accélérations les plus importantes sont observées au milieu de la phase de 0g, lorsque le plateau atteint le sommet de sa trajectoire et change son sens de déplacement. On note que les accélérations selon l'axe Z restent sensiblement inférieures à celles mesurées selon les directions transverses X et Y . Ces dernières sont cependant nettement moins gênantes pour notre application. On soulignera aussi que les niveaux de vibrations sont systématiquement moins élevés durant la phase de 0G que pendant celles d'hypergravité.

Les densités spectrales de puissances associées aux signaux d'accélération sont également fournies figure 5.17.(c). Ces tracés ne sont cette fois issus d'aucun moyennage et ont simplement été calculés à partir de profils temporels de vibrations quelconques. Ils donnent un aperçu des composantes fréquentielles selon chacun des trois axes au cours de la phase de micropesanteur. On constate une prédominance des basses fréquences (inférieures à 100 Hz), qui se situent donc en plein dans la bande passante de notre accéléromètre atomique pour des temps d'interrogation de quelques dizaines de millisecondes.

16. Il s'agit du type de trajectoire qu'on effectue le plus souvent en pratique.

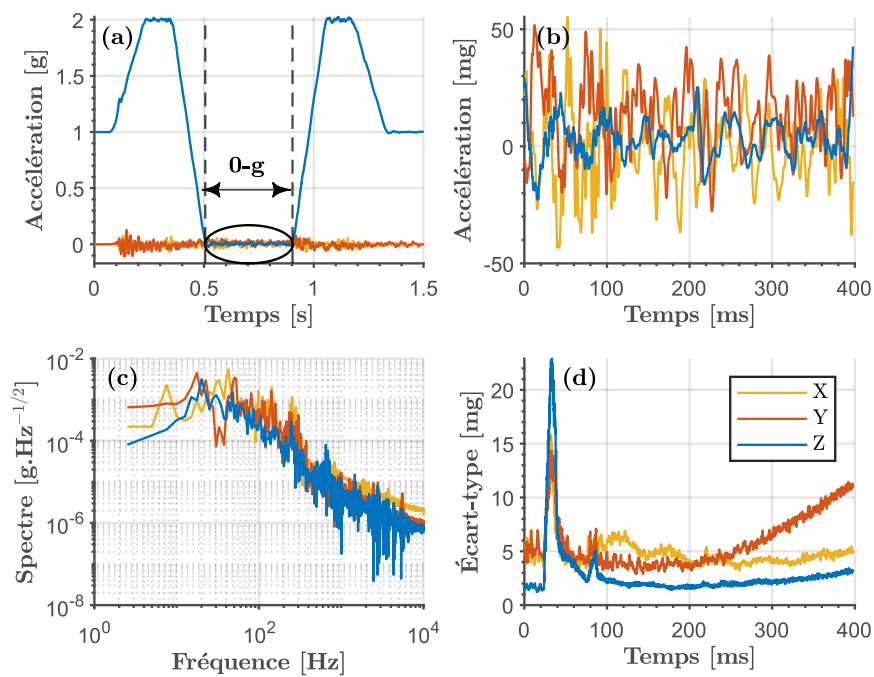


Figure 5.17 – Profils d’accélération résiduels sur le simulateur 0G - (a) Profils d’accélération moyens calculés à partir des mesures effectuées sur 300 trajectoires successives. (b) Zoom sur la phase de micropesanteur. (c) Densités spectrales de puissances des signaux d’accélération associés à une trajectoire typique. (d) Écart-type sur les 300 accélérations mesurées, calculé en chaque instant de la phase de micropesanteur. Toutes les mesures ont été réalisées selon les trois axes de l’espace simultanément avec l’accéléromètre Colibrys solidaire du miroir de rétro réflexion Raman.

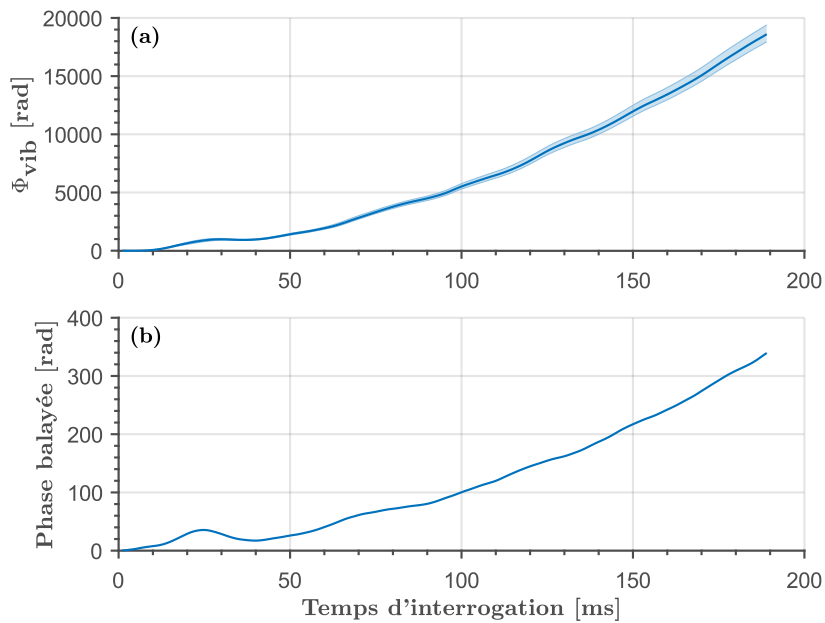


Figure 5.18 – Estimation de la phase balayée par les vibrations résiduelles du simulateur - (a) Estimation des phases accumulées sous l'effet des vibrations pour chacune des 300 trajectoires mesurées. Ces estimations sont tracées en fonction du temps d'interrogation de l'interféromètre considéré. La ligne bleue foncée indique la valeur moyenne calculée sur l'ensemble des 300 trajectoires et les zones colorées sont délimitées par les valeurs extrêmes obtenues. (b) Écart-types sur les 300 trajectoires, donnant une indication sur l'étendue de phase balayée.

La composante aléatoire des vibrations peut quant à elle être évaluée, pour chaque instant de la trajectoire, en calculant l'écart-type des 300 mesures d'accélération qui lui sont associées. Les faibles valeurs obtenues confirment le caractère quasi-déterministe des vibrations. Sur l'axe vertical par exemple, l'écart-type se situe autour de 3 mg tout au long de la phase de micropesanteur.

On précise que les pics observés au début de la trajectoire sont produits par des bruits hautes fréquences émergeant sur tous les signaux accélérométriques à ce moment du cycle. On peut affirmer que ce signal ne correspond à aucune accélération réelle puisque ses composantes spectrales se situent en dehors de la bande passante du capteur. Comme nous le verrons par la suite, ce bruit provient certainement des perturbations électromagnétiques causées par les moteurs linéaires.

Chute de contraste estimée

L'influence des vibrations du simulateur sur le contraste de notre interféromètre atomique peut être évaluée en reprenant la méthode évoquée en section 5.3.1.1. D'après les mesures d'accélération effectuées, nous avons estimée une chute de contraste de l'ordre de quelques pourcents seulement, même pour des temps d'interrogation de l'ordre de 200 ms. La différence majeure par rapport au cas de l'avion provient du fait que les fréquences mises en jeu sont plus élevées et ne permettent pas aux atomes d'acquérir une vitesse trop importante vis à vis du miroir Raman. Le décalage Doppler reste donc petit en chaque instant et la chute de contraste n'intervient que marginalement.

Phase induite

Le caractère très répétable des vibrations est également un avantage pour la mise en oeuvre de la méthode FRAC, puisque ce sont les variations du profil d'accélération d'une parabole à l'autre qui balayent les franges d'interférences, et non la forme du profil de vibration "moyen".

Cela est mis en évidence sur la figure 5.18.(a) où sont représentés, pour chaque temps d'interrogation envisagé, les 300 termes de phases accélérométriques calculés à partir de notre jeu de données.

Le trait épais correspond au terme de phase moyen sur les 300 trajectoires tandis que la zone grisée délimite les valeurs extrêmes rencontrées. La variation "shot-to-shot" de ce terme de phase peut aussi être quantifiée par son écart-type sur les 300 trajectoires, que l'on a tracé figure 5.18.(b).

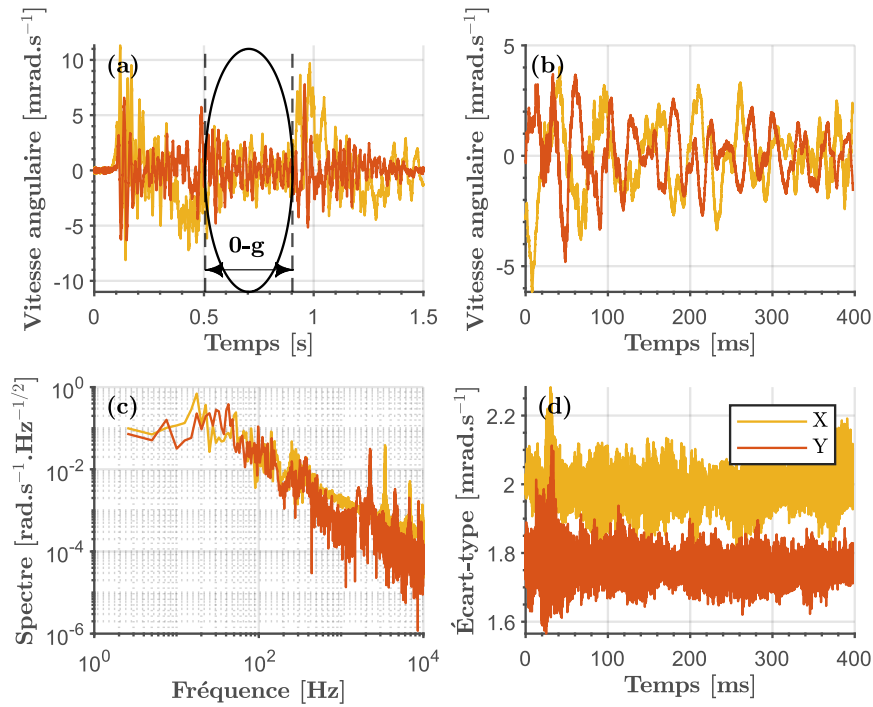


Figure 5.19 – Profils de vitesses angulaires résiduels sur le simulateur 0G - (a) Profils de vitesses angulaires calculés à partir des mesures effectuées sur 300 trajectoires successives. (b) Zoom sur la phase de micropesanteur. (c) Densités spectrales de puissances des signaux de vitesses angulaires associés à une trajectoire typique. (d) Écart-types sur les 300 mesures, calculés en chaque instant de la phase de micropesanteur. Toutes les mesures ont été réalisées selon les deux axes horizontaux simultanément avec les gyromètres à fibre optique KVH DSP-1750.

On constate alors que les fluctuations de phase d'une mesure sur l'autre sont très petites devant la valeur "moyenne" de cette phase. La composante aléatoire de l'accélération résiduelle suffit pourtant à balayer plusieurs dizaines de radians pour des temps d'interrogation de quelques dizaines de millisecondes seulement.

5.4.3.2 Rotations

Une étude statistique similaire fut effectuée pour les taux de rotations instantanés, et les résultats sont présentés figure 5.19.

Durant la phase de micropesanteur, on constate que les vitesses angulaires résiduelles sont comprises dans la gamme ± 5 mrad/s, alors qu'elles sont plutôt de l'ordre de 100 mrad/s dans le cas de l'avion. Le profil est en plus centré autour de zéro ici, ce qui constitue un réel avantage.

On observe toujours une certaine répétabilité, mais le caractère déterministe de ces signaux est tout de même moins marqué que dans le cas des accélérations : les écarts-types instantanés se situant typiquement autour de 2 mrad/s.

Une fois encore, ce sont les ressources d'entrée et de sortie qui s'accompagnent des effets inertiels les plus importants.

Chute de contraste estimée

Les vitesses angulaires résiduelles sur le simulateur sont nettement moins importante que dans l'avion 0G, ce qui représente un réel atout dans le cadre notre application.

Les chutes de contraste attendues, présentées figure 5.20, deviennent tout de même significatives au delà d'un temps d'interrogation de 50 ms pour des échantillons thermiques ($7 \mu\text{K}$). Les fluctuations de cette chute de contraste avec l'augmentation du temps d'interrogation s'expliquent par les oscillations du profil de vitesse angulaire moyen autour d'une valeur nulle. Certaines localisations temporelles sont ainsi plus favorables que d'autres pour effectuer les impulsions Raman. Pour des échantillons ultra-froids (30 nK)

par contre, il semble que ces pertes de contraste puissent être négligées quelque soit le temps d'interrogation considéré.

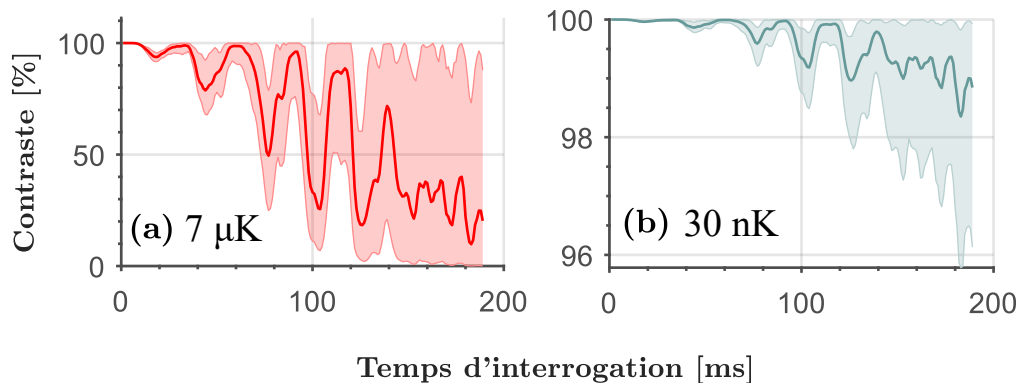


Figure 5.20 – Estimation de la chute de contraste induite par les rotations résiduelles du simulateur - Ces chutes de contraste sont estimées à partir des taux de rotations mesurés sur les 300 trajectoires successives. Les traits épais repèrent les valeurs moyennes tandis que les zones colorées indiquent les valeurs extrêmes. Ces estimations sont réalisés pour un échantillon de rubidium porté à une température de (a) 7 µK et (b) 30 nK.

Phase induite

L'estimation du terme de phase induit par l'accélération de Coriolis est quant à elle fournie sur la figure 5.18.

On remarque que ce terme de phase est inférieur, de plusieurs ordres de grandeurs, à celui généré par les vibrations. Les fluctuations de cette phase additionnelle d'une mesure à l'autre atteignent tout même 600 mrad pour de très longs temps d'interrogation : elles devront donc être prises en considération pour la reconstruction des franges.

5.4.3.3 Bruit électromagnétique et limites de ces mesures

On insistera pour finir sur le caractère "imparfait" de nos mesures et des estimations qui en découlent. Les capteurs utilisés (accéléromètres et gyromètres) sont en effet affectés de légers biais et instabilités qui peuvent être interprétés, à tort, comme des instabilités du simulateur lui-même. Les estimations que nous avons réalisées sont donc probablement assez pessimistes, notamment celles qui concernent les fluctuations du terme de phase.

Nous avons également remarqué que les moteurs linéaires du simulateur provoquent des perturbations électromagnétiques importantes sur nos signaux analogiques. Celles-ci se caractérisent notamment par l'ajout d'un bruit très hautes fréquences, au delà du mégahertz.

Le blindage magnétique protège la tête de senseur et nos capteurs vis à vis de ces perturbations, mais ne protège pas les câbles qui acheminent les signaux jusqu'à nos cartes d'acquisition situées plus loin dans le laboratoire. On peut d'ailleurs mentionner que toute les mesures que nous venons de présenter ont été réalisées avec l'ajout de filtres passe-bas disposant d'une fréquence de coupure de 10 kHz. Ces filtres n'atténuent que partiellement ces bruits, mais ont tout de même permis une amélioration déterminante dans la reconstruction des franges d'interférences sur le simulateur. Une piste d'amélioration envisageable est d'installer un système de conversion analogique/numérique à l'intérieur même du blindage magnétique de manière à protéger l'ensemble de nos signaux expérimentaux vis à vis de ce type de perturbations.

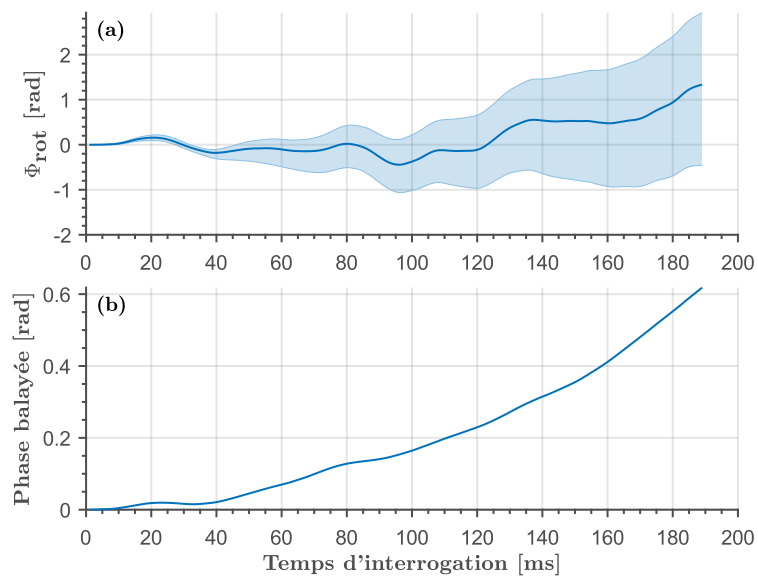


Figure 5.21 – Estimation de la phase balayée par les rotations résiduelles du simulateur - (a) Estimation des phases accumulées sous l'effet des rotations pour chacune des 300 trajectoires mesurées. Ces estimations sont tracées en fonction du temps d'interrogation de l'interféromètre considéré. La ligne bleue foncée indique la valeur moyenne calculée sur l'ensemble des 300 trajectoires et les zones colorées sont délimitées par les valeurs extrêmes obtenues. (b) Écart-types sur les 300 trajectoires, donnant une indication sur l'étendue de phase balayée.

5.5 Opération de l'interféromètre atomique de ^{87}Rb sur le simulateur de micropesanteur

Cette dernière section est consacrée aux résultats expérimentaux ayant été obtenus jusqu'à présent sur le simulateur de micropesanteur.

Nous présentons notamment les mesures interférométriques de haute sensibilité dernièrement réalisées avec des échantillons thermiques de ^{87}Rb . Nous détaillons également notre méthode de production du condensat de Bose-Einstein sur cette nouvelle plateforme, ainsi que les progrès réalisés vers l'obtention d'un interféromètre dans le régime de double diffraction avec cette source ultra-froide.

On précise que ces premières mesures, très prometteuses, ont dues être stoppées brusquement en raison des défaillances de la machine survenues au cours de la dernière année. Le potassium n'ayant été ré-introduit sur l'expérience que quelques mois après la panne du simulateur, aucune donnée n'est pour l'instant disponible avec cette seconde espèce atomique.

5.5.1 Séquence expérimentale

Lorsque nous opérons sur le simulateur de micropesanteur, une seule séquence expérimentale est réalisée lors de chaque parabole. Les différentes étapes de la séquence sont donc synchronisées avec les mouvements de la plateforme par l'intermédiaire des divers signaux numériques que nous avons présentés précédemment.

On rappelle aussi que deux trajectoires successives doivent être séparées d'un temps de latence de 13 s afin que le refroidissement des moteurs s'effectue de manière satisfaisante. C'est ainsi le simulateur qui limite fondamentalement le taux de répétition de notre expérience.

Le déroulement d'un cycle typique pour un échantillon thermique est présenté figure 5.22. Chaque nouvelle trajectoire du simulateur est déclenchée par un signal en provenance du séquenceur de l'expérience. Le chargement du MOT et la phase de ressource d'entrée sont effectués simultanément. La durée de chargement du MOT est cependant paramétrable et peut débuter avant ou après le début du mouvement selon le souhait de l'expérimentateur¹⁷. Après avoir reçu le signal en provenance du simulateur lui indiquant le début de la phase de micropesanteur, le système de contrôle enclenche la suite de la séquence expérimentale constituée notamment de la phase de mélasse, de la préparation d'état, des impulsions Raman et de l'étape de détection ou d'imagerie.

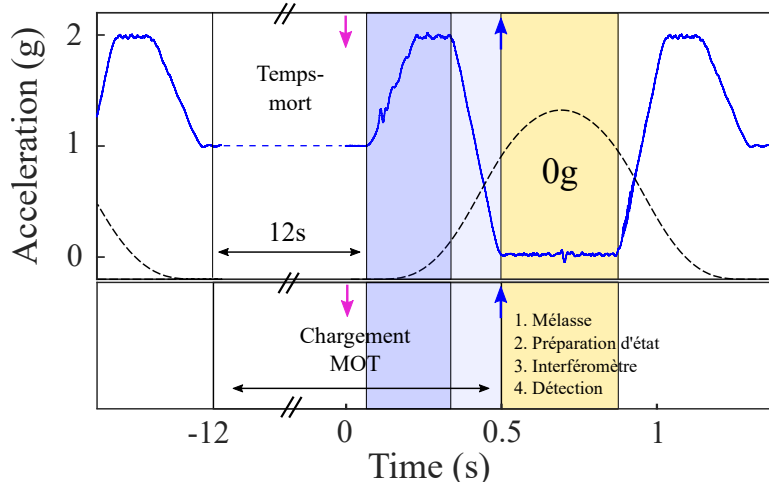


Figure 5.22 – Synchronisation du mouvement du simulateur et de la séquence expérimentale - Le chargement du MOT est effectué en amont de la phase de micropesanteur. Le signal de synchronisation indiquant le début de celle-ci permet de déclencher la suite de la séquence : mélasse optique, préparation d'état, interférométrie et détection.

17. Nous pourrions même mettre à profit l'intégralité du temps-mort entre deux paraboles pour augmenter la durée de chargement du MOT, mais cela ne présente aucun intérêt en pratique.

5.5.2 Spectroscopie Raman avec des échantillons thermiques

La figure 5.23 présente deux spectres Raman obtenus dans le régime de micropesanteur avec un échantillon thermique de ^{87}Rb initialement préparé dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Il s'agit de spectres contrapropageants réalisés avec deux intensités laser distinctes, après un même temps de vol de 7 ms. La durée de l'impulsion Raman correspond à chaque fois à celle d'une impulsion π et vaut respectivement 20 μs et 65 μs .

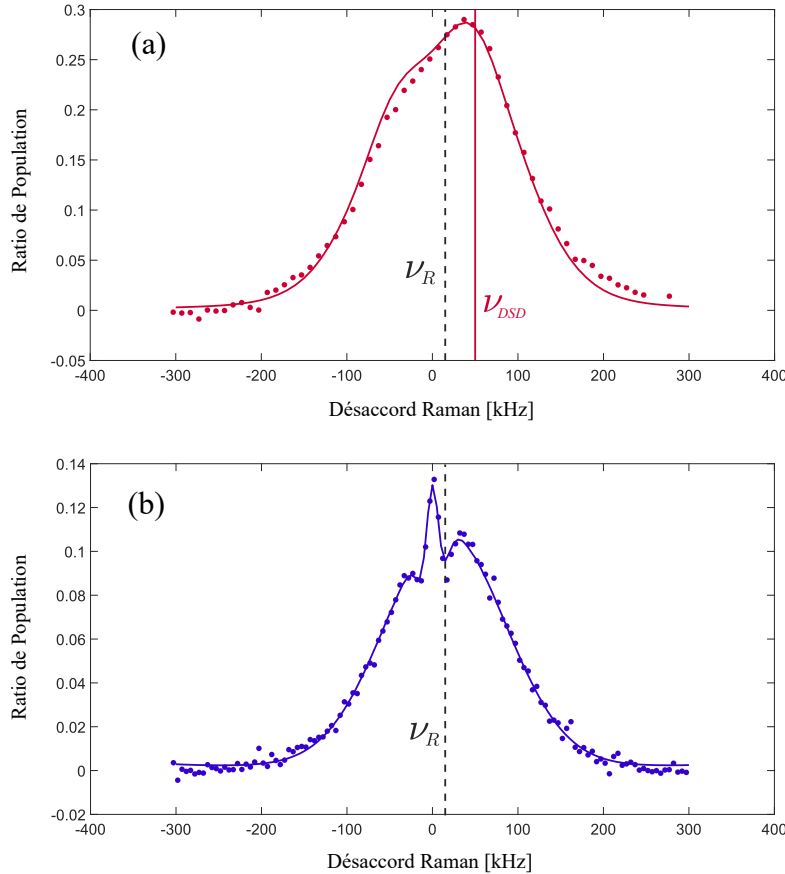


Figure 5.23 – Spectres Raman obtenus en micropesanteur avec des échantillons thermiques de rubidium - Ces spectres Raman contrapropageants sont associés à des durées d'impulsion π de (a) 20 μs et (b) 65 μs . Les traits continus représentent les résultats des ajustements effectués à l'aide du modèle théorique à 10 niveaux présenté au chapitre 1, tenant compte des effets d'une polarisation circulaire résiduelle. Les jeux de paramètres extraits des ajustements sont : $\{\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 15 \text{ kHz}, \mathcal{T} = 7.5 \mu\text{K}, \eta = 0.07\}$ dans la situation (a) et $\{\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 4.5 \text{ kHz}, \mathcal{T} = 7.5 \mu\text{K}, \eta = 0.2\}$ dans la situation (b). Les traits verticaux repèrent la fréquence de recul à deux photons $\nu_R \approx 15 \text{ kHz}$ et la valeur de désaccord $\nu_{DSD} = 50 \text{ kHz}$ choisie pour la réalisation de l'interféromètre dans le régime de double-simple diffraction.

Les points expérimentaux sont ajustés par une courbe théorique obtenue à partir du modèle à 10 niveaux tenant compte des effets d'une polarisation circulaire résiduelle (cf. chapitre 1). Les paramètres libres de l'ajustement comprennent la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} , la température \mathcal{T} et la paramètre η lié au ratio d'extinction de polarisation.

Les associations de paramètres permettant les meilleurs ajustements sont respectivement $\{\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 15 \text{ kHz}, \mathcal{T} = 7.5 \mu\text{K}, \eta = 0.07\}$ pour $\tau_\pi = 20 \mu\text{s}$ et $\{\Omega_{\text{eff}} = 2\pi \times 4.5 \text{ kHz}, \mathcal{T} = 7.5 \mu\text{K}, \eta = 0.2\}$ pour $\tau_\pi = 65 \mu\text{s}$.

La très bonne qualité des ajustements valide complètement le modèle, et nous permet d'estimer la température de l'échantillon à environ 7.5 μK . Pour une impulsion courte, moins sélective en vitesse, on observe comme attendu des taux de transitions plus importants et une résonance plus large en raison du plus grand nombre d'atomes adressés simultanément par le faisceau Raman. L'influence de la transition copropageante parasite, localisée autour d'un désaccord Raman nul, se trouve alors réduite.

5.5.3 Interférométrie dans le régime de double simple diffraction

Conditions expérimentales

Le simulateur 0G a récemment permis de démontrer la réalisation de mesures inertielles de très hautes sensibilités dans un régime de micropesanteur. Ces résultats marquants ont été obtenus avec des échantillons thermiques de ^{87}Rb , initialement préparés dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$. L'interféromètre de Mach-Zender permettant d'extraire le signal inertiel est alors effectué en se plaçant dans le régime de double-simple diffraction¹⁸. On choisit pour cela une fréquence Raman désaccordée de 50 kHz par rapport au centre de la distribution en vitesse. On sélectionne ainsi deux classes de vitesses symétriques : $v_{\text{sel}} \approx \pm 2 \text{ cm/s}$. Les impulsions Raman contra-propageantes sont quant à elles effectuées avec un faisceau laser délivrant la puissance maximale disponible. On minimise ainsi la sélectivité en vitesse de l'impulsion et on adresse le plus grand nombre d'atomes possible. Dans ces conditions, les durées des impulsions π et $\pi/2$ sont respectivement de 20 μs et 10 μs . On se ramène donc à une situation analogue à celle du spectre 5.23.(a). Le trait vertical y indique la localisation du désaccord Raman choisi pour notre interféromètre.

Résultats expérimentaux

Nous présentons tout d'abord les franges d'interférences reconstruites par le biais de la méthode FRAC pour un temps d'interrogation $T = 10 \text{ ms}$ (cf. figure 5.24). On estime sur ce jeu de données un contraste de 15.4% et un facteur de qualité de corrélation de 2.9.

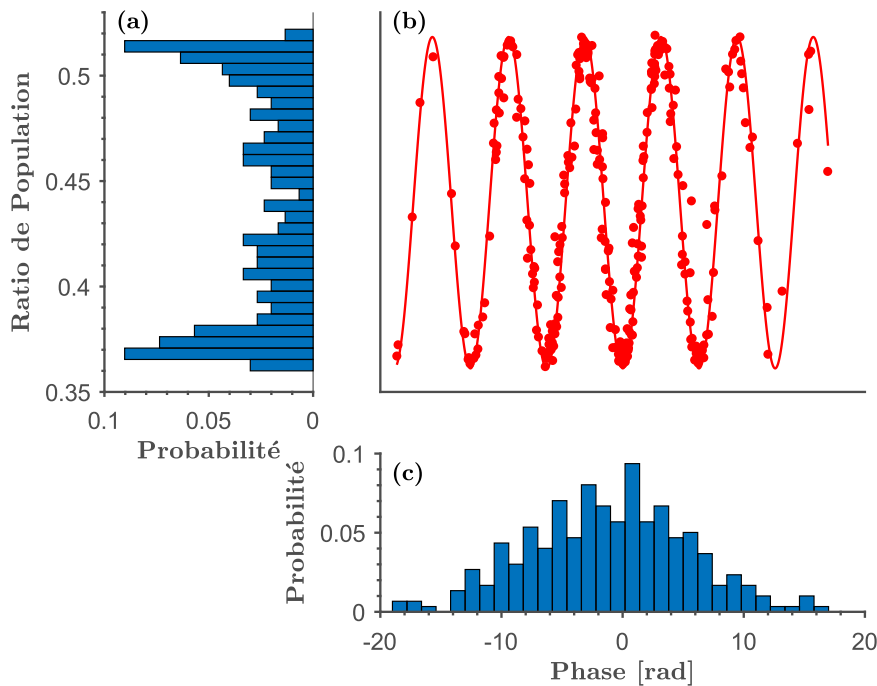


Figure 5.24 – Résultats d'interférométrie obtenus dans le régime de double-simple diffraction en micropesanteur - (b) Franges d'interférences reconstruites grâce à la méthode FRAC pour un temps d'interrogation $T = 10 \text{ ms}$. Ces résultats ont été obtenus avec un échantillon thermique de rubidium en opérant dans le régime de double-simple diffraction sur le simulateur de micropesanteur. L'ajustement sinusoïdal permet d'estimer le contraste à 15.4% et le facteur de qualité de corrélation à 2.9. On présente également les histogrammes du ratio de population (a) et de la phase estimée (b) dont les formes respectives rappellent les densités de probabilités d'un sinus et d'une gaussienne.

On note cependant que la qualité des corrélations se dégrade rapidement lorsqu'on cherche à augmenter le

¹⁸. On rappelle que cette configuration est la plus adaptée dans le cas d'un nuage thermique puisqu'elle sélectionne deux classes de vitesses symétriques et augmente ainsi le nombre d'atomes participant à l'interféromètre par rapport au régime de double-diffraction. La sensibilité est par contre deux fois plus faible.

temps d'interrogation : au delà de $T = 20$ ms, les franges ne sont plus discernables. Ce brouillage n'est pas lié à l'interféromètre atomique lui-même mais provient essentiellement du bruit propre de l'accéléromètre classique¹⁹. Celui-ci devient en effet prépondérant et nous empêche d'estimer la phase avec une précision suffisante dans le cadre de la procédure de reconstruction des franges.

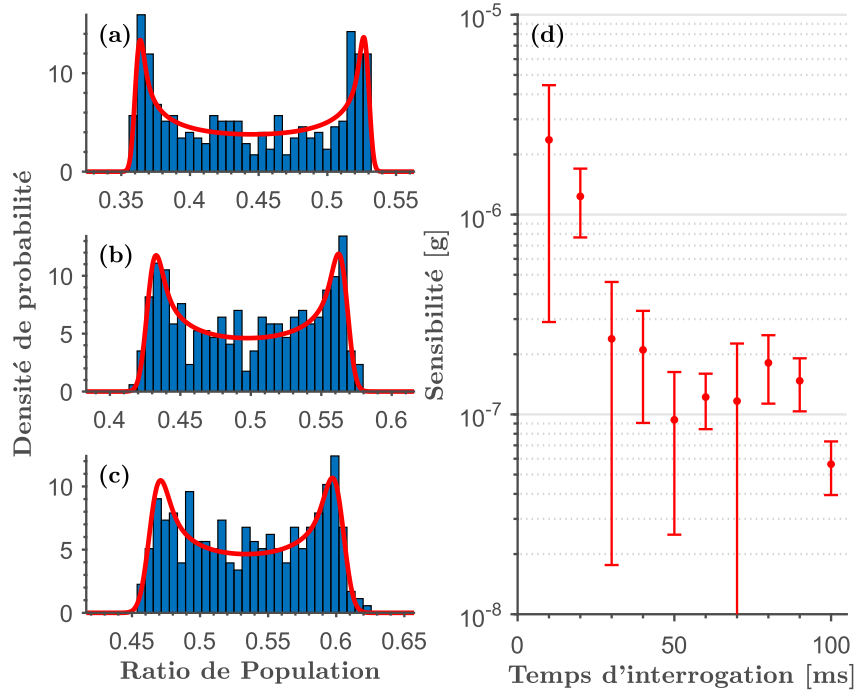


Figure 5.25 – Estimation de la sensibilité de l'interféromètre via la méthode BAT - Histogrammes des ratios de population mesurés en sortie de l'interféromètre de Mach-Zender (bleu) et résultats des ajustements permettant d'extraire les caractéristiques de l'interféromètre (rouge). Ces données correspondent à des temps d'interrogation T de : (a) 30 ms, (b) 60 ms et (c) 100 ms. (d) Estimation de la sensibilité de l'interféromètre en fonction du temps d'interrogation T de l'interféromètre. La meilleure sensibilité est obtenue pour $T = 100$ ms et vaut $5.6(\pm 1.7) \cdot 10^{-8}$ g par coup. Les barres d'erreurs délimitent l'intervalle de confiance au seuil de 95 %.

Malgré la perte des corrélations, on observe une conservation très nette du contraste de l'interféromètre. Il suffit pour s'en convaincre de se référer aux histogrammes des ratios mesurés (cf. figure 5.25.(a),(b) et (c)) qui affichent la distribution bimodale caractéristique d'une distribution sinusoïdale jusqu'à $T = 100$ ms. C'est alors l'occasion de mettre en oeuvre la méthode "BAT", présentée au chapitre 4, qui permet d'évaluer la qualité intrinsèque de la mesure atomique même en l'absence de corrélation avec le capteur classique. On peut ainsi estimer, pour chaque jeu de données, le contraste C , et le bruit d'amplitude σ_P pour en déduire le rapport signal à bruit et la sensibilité de la mesure donnés respectivement par :

$$\text{SNR} = \frac{C}{2\sigma_P} \quad (5.18)$$

et

$$S = \frac{1}{\text{SNR} k_{\text{eff}} T^2} \quad (5.19)$$

Les résultats de cette étude sont résumés sur la figure 5.25.(d). On y représente l'évolution de la sensibilité S estimée pour les différents temps d'interrogation T réalisés. Les barres d'erreur indiquent ici les intervalles de confiance à 95 % sur l'estimation du paramètre. La meilleure sensibilité, obtenue pour $T = 100$ ms, atteint la valeur de $5.6(\pm 1.7) \times 10^{-8}$ g par coup. Cela représente la plus haute sensibilité jamais atteinte par un accéléromètre atomique opérant dans un régime de micropesanteur. Ces performances

19. Sur le simulateur, le signal analogique du Colibrys semble aussi subir les perturbations électromagnétiques induites par les moteurs linéaires, qui viennent s'ajouter aux imperfections intrinsèques du capteur.

sont également comparables à celles spécifiées pour les meilleurs gravimètres quantiques commerciaux utilisés au sol dans des applications de géophysique par exemple. Ce résultat met en évidence tout le potentiel du simulateur puisqu'il représente une amélioration d'un facteur 20 sur le temps d'interrogation, et d'un facteur 600 sur la sensibilité par rapport aux meilleures mesures ayant préalablement été réalisées dans l'avion [Barrett *et al.*, 2016]. On précise que le temps d'interrogation de 100 ms ne semble même pas constituer une véritable limite, la prise de données ayant simplement été stoppée en raison de la panne de la machine.

Interprétation de la chute de contraste

Nous avons tout de même cherché à comprendre l'évolution non-monotone de la sensibilité en fonction de la durée de l'interféromètre. Celle-ci s'explique par des fluctuations, également non-monotones, du contraste sous l'effet de l'augmentation du temps d'interrogation. Il est alors intéressant de comparer l'évolution du contraste effectif avec la perte de contraste théorique à laquelle on peut s'attendre sous l'effet des rotations parasites du simulateur. Cette comparaison est effectuée sur la figure 5.26 en reprenant la perte de contraste théorique de la section 5.3.1.3 calculée à partir des taux de rotations mesurés, en considérant une température $\mathcal{T}_{\text{Rb}} = 7 \mu\text{K}$. Bien que la correspondance ne soit pas parfaite, on constate tout de même une ressemblance frappante entre les deux profils. Il est donc bien possible que ces chutes de contraste puissent être une manifestation des rotations parasites, et que le léger décalage observé soit simplement du aux imperfections de la mesure des gyromètres (telles qu'un biais ou un délai par exemple).

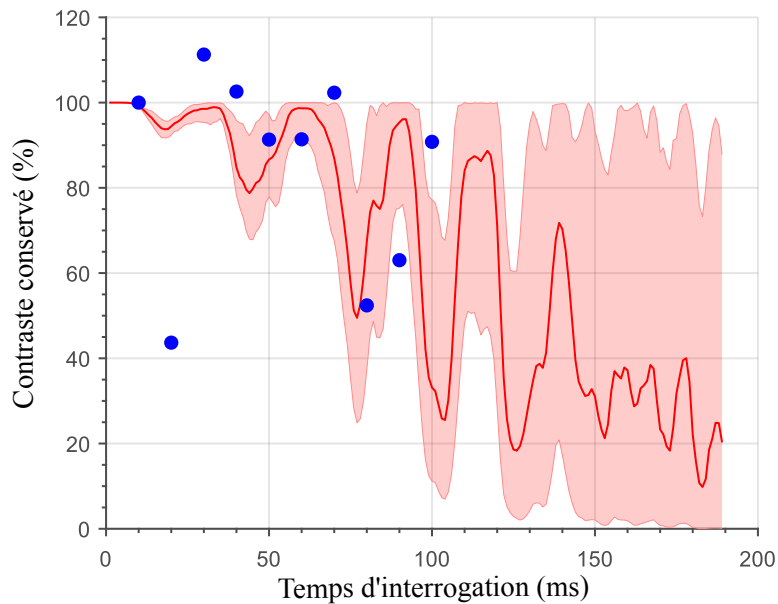


Figure 5.26 – Comparaison des chutes de contraste attendues et observées sur le simulateur de micropesanteur - Les tracés rouges indiquent la proportion de contraste que l'on s'attend à conserver au vu des profils de rotations mesurés sur le simulateur. Les points bleus repèrent quant à eux les chutes observées lors de la réalisation des interféromètres. Les valeurs sont ici normalisées par rapport au contraste mesuré pour $T = 10$ ms.

5.5.4 Spectroscopie Ramsey

Bien que ce ne soit pas le but premier de notre expérience, l'accès au régime de micropesanteur nous permet aussi d'accroître le temps d'interrogation de nos interféromètres de Ramsey et de réaliser ainsi de la spectroscopie de haute résolution.

Pour rappel, nous utilisons alors des impulsions Raman à deux photons en configuration co-propageante et effectuons la séquence expérimentale classique composée d'une succession de deux impulsions $\pi/2$ séparées d'une durée T . Les franges d'interférence sont alors obtenues en balayant la fréquence Raman autour de la fréquence d'horloge et en mesurant le ratio de population en sortie d'interféromètre.

Nous présentons ici les résultats obtenus avec nos échantillons thermiques de ^{87}Rb en utilisant une durée d'impulsion de $25\ \mu\text{s}$. Les franges de Ramsey observées en micropesanteur pour différents temps d'interrogation T sont tracées figure 5.27.

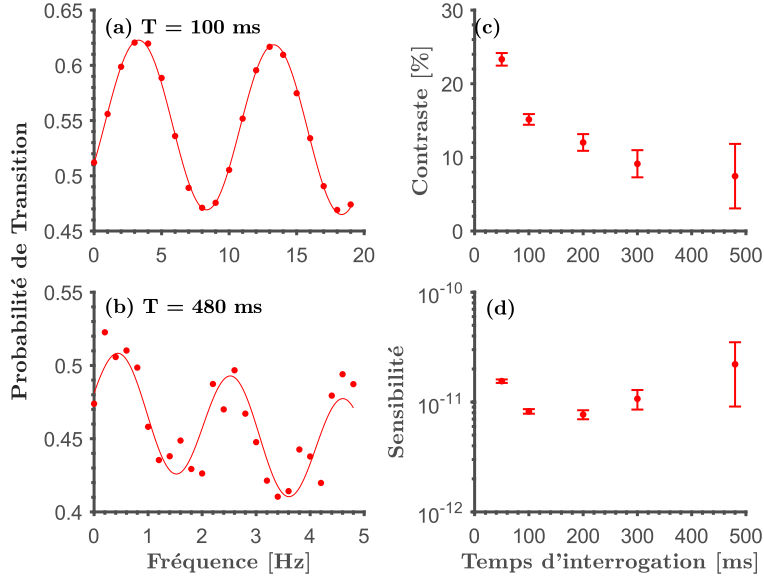


Figure 5.27 – Franges de Ramsey obtenues en micropesanteur - Exemples de franges réalisées pour des temps d'interrogation de : (a) 100 ms et (b) 480 ms. Évolution du contraste des franges (c) et de la sensibilité de la mesure (d) en fonction du temps d'interrogation T . L'optimum sur la sensibilité ($\sigma = 7.7(\pm 0.7) \times 10^{-12}$) est atteint pour $T = 200$ ms.

L'ajustement sinusoïdal des franges permet de déterminer le contraste et le rapport signal à bruit pour chaque jeu de données. On en déduit alors la sensibilité par coup, définie comme [Santarelli *et al.*, 1999] :

$$\sigma = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu}{\nu_{Rb}} \frac{1}{\text{SNR}}. \quad (5.20)$$

avec $\Delta\nu = 1/2T$ la largeur à mi-hauteur de la résonance, ν_{Rb} la fréquence d'horloge et SNR le rapport signal à bruit. L'évolution du contraste et de la sensibilité par coup en fonction du temps d'interrogation sont respectivement tracés sur les figures 5.27.(c) et (d). La chute de contraste constatée s'explique notamment par l'expansion thermique du nuage : le système de détection utilisé n'étant pas adapté à la taille de l'échantillon après des temps de vol de plusieurs centaines de millisecondes. La meilleure sensibilité par coup ($\sigma = 7.7(\pm 0.7) \times 10^{-12}$) est ainsi obtenue pour $T = 200$ ms. Les franges de Ramsey restent cependant tout à fait observables jusqu'à $T = 480$ ms, le plus long temps accessible compte tenu de la durée limitée de micropesanteur. Cela représente, à ce jour, le plus long temps d'interrogation ayant été réalisé en micropesanteur²⁰ et correspond à une résolution fréquentielle $\Delta\nu$ de l'ordre du Hertz. Nous pouvons encore envisager d'atteindre de plus longs temps d'interrogation et de meilleures sensibilités dans l'avion 0g, mais il faudra alors nécessairement utiliser des sources ultra-froides pour limiter la chute de contraste liée à l'expansion thermique du nuage.

5.5.5 Vers un interféromètre dans le régime de double diffraction avec des échantillons ultra-froids

Bien que les résultats d'interférométrie obtenus avec les échantillons thermiques de ^{87}Rb soient extrêmement prometteurs, l'objectif "ultime" de l'expérience ICE reste évidemment le test du principe d'équivalence à long temps d'interrogation avec des sources ultra-froides. Je présente donc ici notre méthode

²⁰. On mentionnera tout de même qu'un temps d'interrogation de 400 ms a été atteint en embarquant une horloge atomique compacte à bord de l'avion 0G dans le cadre de l'expérience Rubiclock [Langlois *et al.*, 2017]

de production du condensat de Bose-Einstein sur le simulateur et l'état d'avancement vers la réalisation d'un interféromètre de Mach-Zender dans le régime de double-diffraction.

5.5.5.1 Évaporation sur le simulateur et condensation de Bose-Einstein

Ajustement des paramètres de l'évaporation

Si l'on souhaite exploiter l'intégralité de la phase de micropesanteur pour réaliser notre interféromètre, il faut nécessairement produire la source atomique ultra-froide en amont de celle-ci. La fin de la procédure d'évaporation forcée coïncide dans ce cas avec le régime d'hypergravité associé à la phase de ressource d'entrée.

Notre stratégie consiste alors à modifier légèrement la synchronisation de notre séquence avec le mouvement du simulateur et à ajuster la rampe d'évaporation pour tenir compte de ce potentiel gravitationnel fluctuant.

On met donc à profit le temps-mort entre deux trajectoires pour effectuer le chargement du MOT et celui du piège dipolaire, procéder aux étapes de dépompage et de compression, et lancer la procédure d'évaporation. Les deux premières rampes d'évaporation, représentant une durée totale de 800 ms, sont alors effectuées de manière "habituelle" (cf. Chapitre 3). A l'issue de la deuxième rampe d'évaporation, on rappelle que la puissance du piège dipolaire est de 125 mW par faisceau tandis que la profondeur de piège vaut 2 μ K. A ce stade, le séquenceur de l'expérience envoie au simulateur le signal de déclenchement d'une nouvelle trajectoire et attend en retour le signal de synchronisation indiquant le début effectif du mouvement. Celui-ci est reçu 80 ms plus tard environ. Pendant ce laps de temps, les paramètres expérimentaux sont gardés constants.

Après réception de ce signal de synchronisation, on débute la procédure d'évaporation "modifiée" permettant de s'adapter aux variations temporelles d'accélération imposées par le simulateur. Les paramètres de la séquence ont été optimisés expérimentalement de sorte à trouver le meilleur compromis entre température et nombre d'atomes à l'issue de celle-ci. La première étape effectuée correspond à une compression adiabatique de 80 ms pendant laquelle la puissance du faisceau dipolaire est augmentée linéairement jusqu'à atteindre 215 mW, soit une profondeur de piège de 4 μ K. L'objectif est ici de conserver un potentiel de piégeage suffisant pour maintenir les atomes malgré l'affaiblissement induit par l'hyperpesanteur. On diminue ensuite progressivement la puissance laser par l'intermédiaire de deux rampes linéaires successives. La première, d'une durée de 200 ms, va jusqu'à la fin de la phase de 2 g. La seconde s'étend quant à elle sur toute la durée de la phase d'injection (165 ms) et aboutit à une puissance de 30 mW. Cette séquence permet d'atteindre le seuil de condensation 100 ms avant le début de la phase de micropesanteur pour 5×10^4 atomes à une température critique de 140 nK. On estime les fréquences de piège au seuil de condensation à $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (110, 105, 70)$ Hz.

Les premiers instants de la phase de micropesanteur sont finalement utilisés pour décompresser le piège et abaisser la température. La puissance du faisceau est ainsi portée à 10 mW en 40 ms et les fréquences de piège valent alors : $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \times (50, 40, 30)$ Hz.

La procédure que l'on vient de décrire permet de produire un échantillon de 4×10^4 atomes à une température de 35 nK.

On précise que ce nombre d'atome correspond à celui qui est obtenu en l'absence de préparation d'état. Lorsqu'on souhaite préparer l'échantillon dans l'état insensible au champ magnétique $|m_F = 0\rangle$, on met en oeuvre la technique de purification présentée au chapitre 3. Pour rappel, la démarche consiste alors à introduire un gradient de champ magnétique au cours de l'évaporation forcée à l'aide des bobines MOT. Contrairement au cas de la gravité standard, où l'efficacité de la préparation dans $|m_F = 0\rangle$ dépend fortement de la position des faisceaux dipolaires, le processus s'avère systématiquement efficace ici. On aboutit alors à un échantillon de 2×10^4 atomes peuplant exclusivement $|F = 1, m_F = 0\rangle$.

Pendant tout le reste de la séquence expérimentale, les gradients de champs magnétique et les faisceaux dipolaires sont évidemment éteints pour libérer les atomes. On note cependant que l'AOM en espace libre ne dispose pas d'un taux d'extinction infini et qu'une puissance optique d'au moins 2 mW est systématiquement transmise. Cela peut être potentiellement problématique dans un régime de micropesanteur étant donné que les atomes ne chutent pas par rapport au faisceau et peuvent alors interagir avec la puissance laser résiduelle. Pour éviter cela, nous jouons sur la tension de commande V_{DC} présentée au chapitre 2 de manière à déplacer les faisceaux dipolaires dans le plan horizontal.

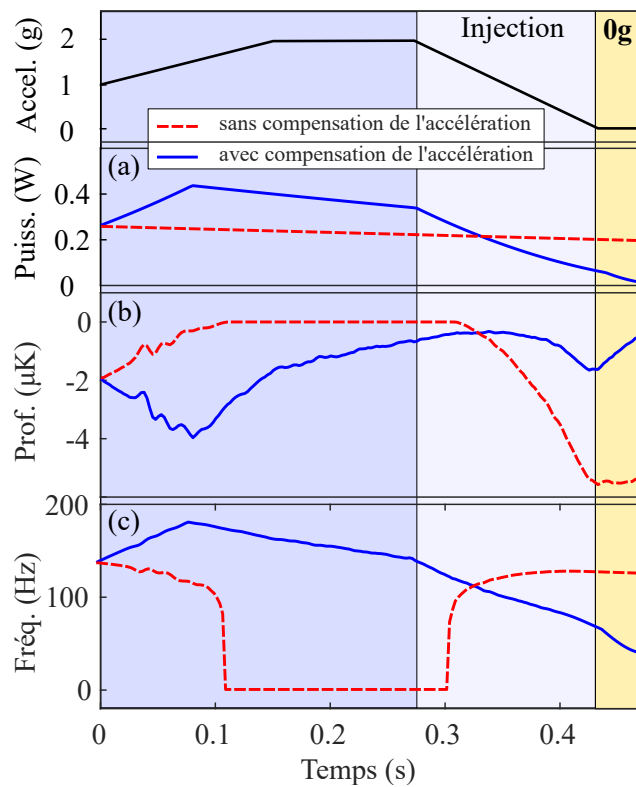


Figure 5.28 – Adaptation de la rampe d'évaporation au mouvement du simulateur - Évolutions temporelles de (a) la puissance laser, (b) la profondeur de piège et (c) la fréquence de piège moyenne durant la procédure d'évaporation forcée accompagnant le mouvement de simulateur. Les fréquences et profondeurs de pièges sont calculés à partir des calibrations de la puissance du faisceau dipolaire et des profils d'accélération. Les traits pleins bleu correspondent à la situation réelle et les traits rouges pointillés sont quant à eux associés à une situation hypothétique dans laquelle la procédure d'évaporation n'aurait pas été modifiée par rapport à la gravité standard.

Évolution temporelle des caractéristiques du piège dipolaire

La figure 5.28 résume l'évolution temporelle des caractéristiques du piège au cours de la procédure d'évaporation que l'on vient de présenter.

La puissance indiquée ici correspond à la puissance totale vue par les atomes, qui inclut donc la contribution des deux passages du faisceau. Profondeur et fréquence de piège moyenne sont quant à elles estimées via un modèle numérique qui prend en compte le potentiel dipolaire induit par les faisceaux ainsi que le potentiel gravitationnel généré par les accélérations de la plateforme.

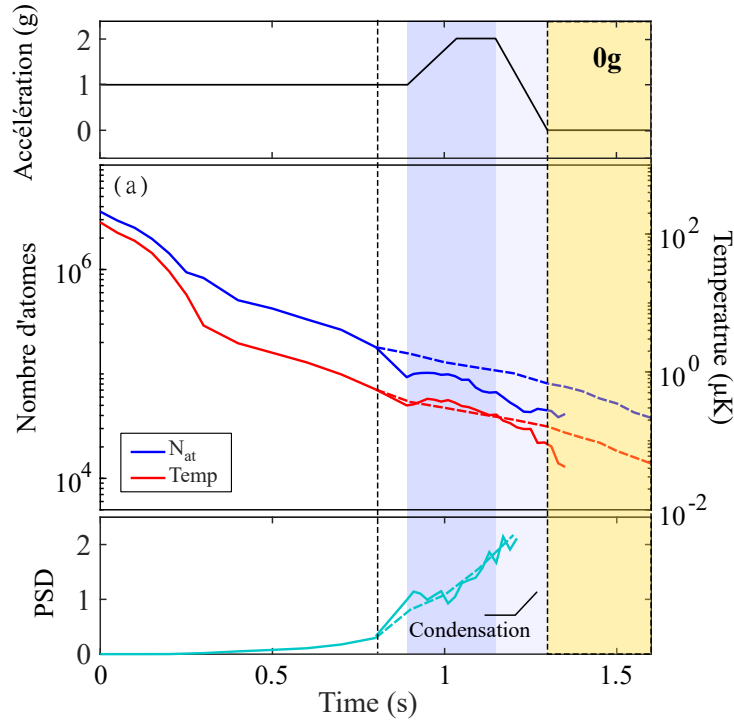


Figure 5.29 – Trajectoire d'évaporation sur le simulateur de micropesanteur - Évolutions temporelles du nombre d'atomes (bleu), de la température (rouge) et de la PSD (cyan) au cours de la procédure d'évaporation. On distingue les trajectoires d'évaporation suivies avec le simulateur (traits pleins) de celles obtenues en gravité standard (traits pointillés).

Afin de démontrer la nécessité d'adapter la séquence expérimentale aux mouvements du simulateur, nous avons tracé en pointillé la situation qui serait obtenue en conservant la rampe d'évaporation "habituelle" utilisée en gravité standard. On constate que la profondeur de piège atteindrait dans ce cas une valeur nulle après seulement 110 ms, et on comprends ainsi qu'il est indispensable d'augmenter la puissance laser lors de la ressource d'entrée.

Pour la séquence effectivement réalisée en pratique (trait plein), on note une ré-augmentation de la profondeur de piège sur la fin de la phase d'injection en raison de la disparition progressive du potentiel gravitationnel.

La fréquence de piège moyenne continue quant à elle de s'abaisser et le refroidissement se poursuit. Ce n'est plus un phénomène d'évaporation qui est à l'oeuvre ici, mais une simple décompression du piège. On vérifie d'ailleurs que le nombre d'atomes piégés ne diminue plus de manière significative à partir de cet instant tandis que la température atteint finalement 35 nK.

5.5.5.2 Spectroscopie Raman avec des échantillons ultra-froids de ^{87}Rb

Nous présentons figure 5.30 des résultats de spectroscopie obtenus en micropesanteur avec notre source ultra-froide de ^{87}Rb . L'échantillon est initialement préparé dans l'état insensible au champ magnétique $|F = 1, m_F = 0\rangle$ puis soumis à une impulsion Raman contrapropageante et on estime la probabilité de transition vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$ à l'aide de notre méthode de détection. On observe sur les figures 5.30.(a) et (b) les oscillations de Rabi et spectres Raman obtenus pour différentes puissances du faisceau. Les tracés

rouges correspondent à la puissance laser maximale disponible, tandis que les tracés bleu correspondent à une puissance volontairement réduite. Les oscillations de Rabi associées à chacune des deux situations permettent d'estimer la durée d'impulsion π à $\tau_\pi = 20 \mu\text{s}$ et $60 \mu\text{s}$ respectivement. On note une efficacité de transfert sensiblement meilleure pour l'impulsion la plus courte, moins sélective en vitesse. Cela démontre que la distribution en vitesse du nuage joue encore un rôle important dans ce régime de faibles températures (35 nK). Cette constatation est confirmée par les spectres Raman, qui présentent des pics dont la largeur et la hauteur dépendent de la durée d'impulsion π . Dans le cas de la haute puissance (tracé rouge), la largeur de la résonance est très clairement limitée par la transformée de Fourier de l'impulsion Raman plutôt que par la distribution en vitesse du nuage. L'impulsion de durée $\tau_\pi = 60 \mu\text{s}$ permet quant à elle de sonder plus finement cette distribution en vitesse.

Comme attendu, les pics de résonance sont systématiquement centrés autour d'un désaccord Raman égal à la fréquence de recul ($\omega_R/2\pi \approx +15 \text{ kHz}$ pour le ^{87}Rb).

L'obtention du régime de double diffraction est confirmée par les images, présentées en inserts, qui ont été prises pour différentes valeurs de désaccord laser. Celles-ci ont été obtenues en effectuant l'impulsion Raman, puis en imageant les atomes par absorption après un temps de vol permettant une séparation spatiale des nuages suffisante (10 ms). A résonance, on distingue très nettement les ordres de diffraction caractéristiques du régime de double diffraction (cf. figure 5.30.(d)).

On remarque tout de même une efficacité de transfert limitée vers les ordres $|F = 2, \vec{p} = \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$. Le spectre et l'image permettent chacun de constater que le peuplement de l'état initial $|F = 1, \vec{p} = \vec{0}\rangle$ reste significatif à l'issue de l'impulsion Raman : nos méthodes de détection et d'imagerie s'accordent à estimer une efficacité de diffraction aux alentours de 85 % seulement.

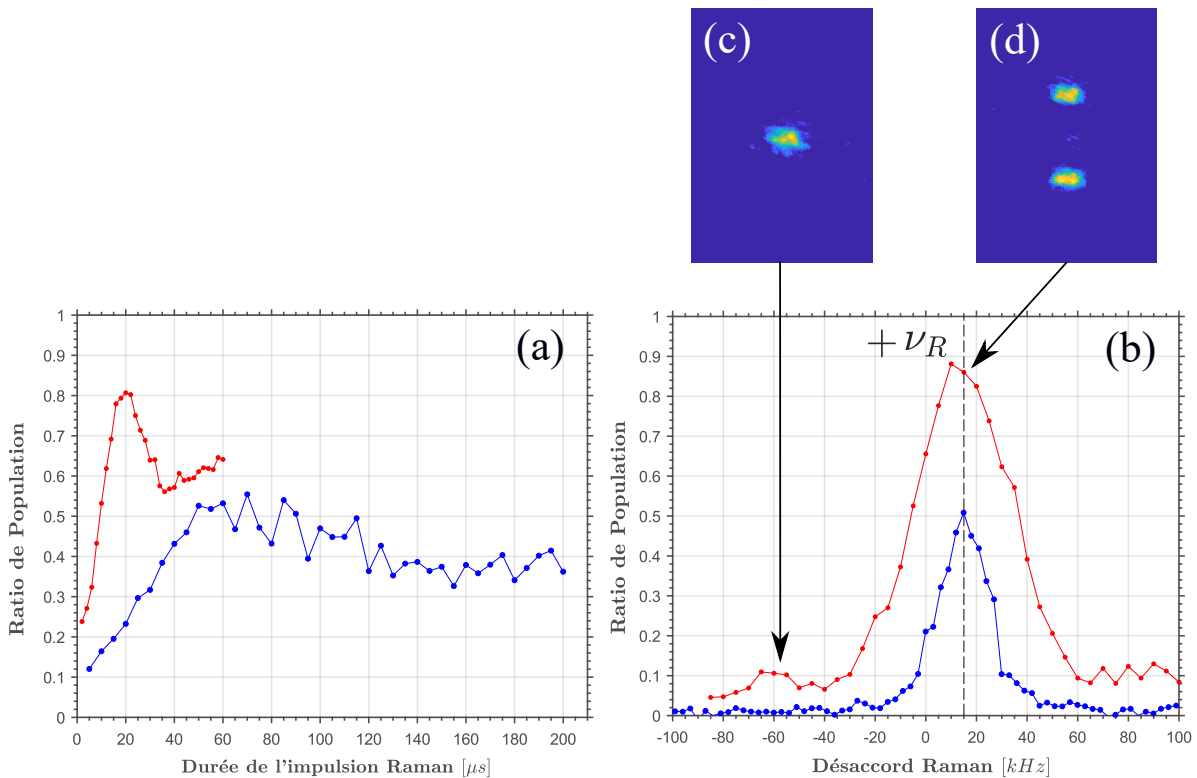


Figure 5.30 – Impulsion Raman dans le régime de double diffraction avec des échantillons ultra-froids - (a) Oscillations de Rabi associées à différentes puissances du faisceau Raman. Le tracé rouge correspond à la puissance maximale délivrée par le système laser de l'expérience et le tracé bleu correspond à une valeur de puissance réduite. Les durées d'impulsion π associées sont $\tau_\pi = 20 \mu\text{s}$ (rouge) et $60 \mu\text{s}$ (bleu). (b) Spectres Raman en double diffraction obtenues en réalisant des impulsions de durées τ_π dans chacune des deux configurations de puissance. Les inserts sont des images par absorption prises respectivement hors de résonance (c) et à résonance (d) après avoir laissé un temps de vol de 10 ms à la suite de l'impulsion Raman.

5.5.5.3 Stratégie envisagée pour la réalisation d'un interféromètre dans le régime de double diffraction

L'obtention d'un interféromètre de Mach-Zender dans le régime de double diffraction passe nécessairement par la réalisation de deux types d'impulsion Raman : une "séparatrice" permettant le passage de l'état d'impulsion initial $|\vec{p} = \vec{0}\rangle$ vers une superposition des états $|\vec{p} = \pm \hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$, et un "miroir", transférant l'état $|\vec{p} = +\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ vers $|\vec{p} = -\hbar \vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ (ou inversement).

Dans les conditions expérimentales actuelles, on vient de voir que l'efficacité de la séparatrice est cependant limitée à environ 80 %, et on précise que le taux de transfert est encore bien plus faible dans le cas du miroir, de l'ordre de 40 %. Pour essayer de comprendre ce phénomène, nous avons simulé les oscillations de Rabi attendues dans le cadre du modèle à 10 niveaux présenté au chapitre 1. Même en considérant une configuration de polarisation idéale, on vérifie alors que l'efficacité de transfert est fondamentalement limitée par la distribution en vitesse de l'échantillon. Pour les températures et pulsations de Rabi effectivement utilisées en pratique, il semble alors cohérent d'obtenir un taux de diffraction sensiblement inférieur à l'unité. On estime qu'il faudrait encore gagner un facteur 10 sur la température (3 nK) pour s'approcher d'un transfert idéal.

Cela a évidemment un répercussion directe sur l'interféromètre complet. La succession de trois impulsions "imparfaites" s'accompagne notamment d'interférences parasites en sortie (cf. figure 5.31.(a)) qui conduisent à une perte quasi-totale du contraste. Pour s'affranchir de cet effet, on peut néanmoins intercaler une impulsion "Pousseur" entre deux impulsions Raman successives de manière à se débarrasser du résidu de population dans l'un des deux états internes [Lévêque, 2010]. On se place alors dans la situation schématisée figure 5.31.(b). En pratique, nous avons remarqué qu'il est plus facile de "pousser" de manière sélective les atomes se trouvant dans l'état interne de plus haute énergie. Cela nous encourage donc à choisir $|F = 2\rangle$ plutôt que $|F = 1\rangle$ comme état de départ de l'interféromètre²¹. Bien qu'indispensable, cette stratégie n'est cependant pas suffisante pour garantir l'obtention d'un signal exploitable puisque de faibles efficacités de transfert se traduisent nécessairement par une réduction du nombre d'atomes impliqués dans l'interféromètre utile. Cela représente ici une difficulté en raison du faible nombre d'atomes initialement disponible et des temps d'interrogation visés.

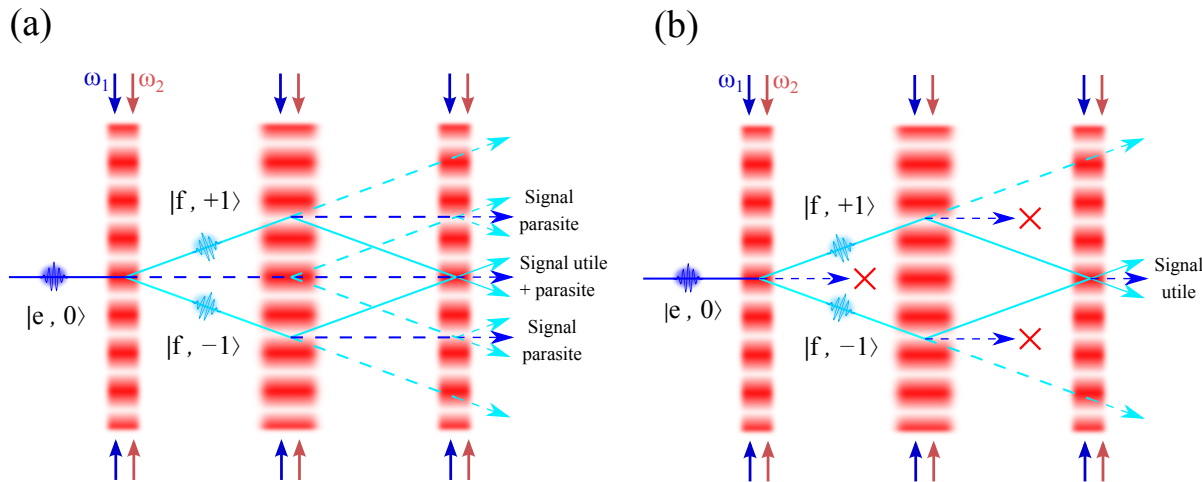


Figure 5.31 – Stratégie envisagée pour la réalisation d'un interféromètre dans le régime de double diffraction - (a) Apparition des interféromètres parasites dans un schéma de double diffraction caractérisé par des séparatrices et miroirs imparfaits. (b) Ajout d'impulsions "Pousseur" sélectives permettant de se débarrasser des atomes résiduels dans l'un des deux états internes. La stratégie consiste à les intercaler entre deux impulsions Raman successives afin d'éliminer les interféromètres parasites. On choisit de préférence de débuter l'interféromètre dans l'état interne $|e\rangle$ car les impulsions "Pousseur" sélectives sont alors plus faciles à réaliser.

Nos premières tentatives de réalisation d'un interféromètre complet dans le régime de double diffraction

21. Il suffit par exemple d'utiliser une impulsion micro-onde pour transférer les atomes de $|F = 1, m_F = 0\rangle$ vers $|F = 2, m_F = 0\rangle$ avant le début de l'interféromètre.

n'ont pas été fructueuses et la panne du simulateur a, là encore, empêché la poursuite de l'étude. Dès que la machine redeviendra opérationnelle, cela constituera néanmoins l'un des axes de travail prioritaires sur l'expérience.

5.6 Conclusion

Nous avons proposé dans ce chapitre une description détaillée des différents moyens d'accès à la micropesanteur qui sont utilisés dans le cadre de l'expérience ICE. De par leurs caractéristiques respectives, l'avion 0G de Novespace et le simulateur du laboratoire apparaissent aujourd'hui comme deux plateformes de test complémentaires. L'avion permet d'accéder à de longs temps d'impesanteur, jusqu'à 20 s par parabole, mais impose des conditions expérimentales difficiles liées en particulier aux effets inertiels qui accompagnent la manoeuvre parabolique. Dans cet environnement, la réalisation d'un interféromètre atomique à longs temps d'interrogation nécessitera la mise en place de stratégies de compensation active des vibrations et rotations qui sont actuellement à l'étude. De ce point de vue, l'ascenseur d'Einstein installé au laboratoire s'avère être une plateforme mieux adaptée à l'opération du senseur quantique puisqu'il génère une trajectoire moins bruitée et plus répétable. Nous avons notamment pu y démontrer la réalisation d'une mesure accélérométrique de sensibilité inédite dans le régime de micropesanteur, associée à une durée totale d'interféromètre $2T = 200$ ms. Nous utilisons donc, d'ores et déjà, une portion significative de la demi-seconde de micropesanteur offerte par la machine. Ces résultats marquants, obtenus avec notre échantillon thermique de ^{87}Rb dans le régime de double-simple diffraction, doivent désormais être étendus à la source ultra-froide. Les premières études du régime de double-diffraction laissent cependant entrevoir la nécessité de s'orienter vers des sources encore plus froide. On envisage notamment de profiter du régime de micropesanteur pour mettre en oeuvre des méthodes de refroidissement complémentaires de type delta-kick [Ammann et Christensen, 1997] ou lentilles à atomes. De longs temps de chute libre étant nécessaires pour ce genre de techniques, c'est plutôt une mise en oeuvre dans l'avion 0G qui serait privilégiée. L'avion pourrait également permettre de démontrer la réalisation intégrale de la procédure d'évaporation forcée en micropesanteur. Tout cela motive donc la participation à de nouvelles campagnes de vol dans le futur, qui pourront maintenant être préparées dans de très bonnes conditions à l'aide du simulateur.

Chapitre 6

Vers un test de haute sensibilité du principe d'équivalence en impesanteur

Nous revenons dans ce dernier chapitre sur le principe d'équivalence faible, dont le test constitue la finalité de l'expérience ICE. Nous rappelons tout d'abord quelques éléments de définition, et proposons un état de l'art des différentes expériences ayant été menées sur ce sujet jusqu'à aujourd'hui. Nous nous intéressons notamment aux plusieurs tests faisant intervenir des techniques d'interférométrie atomique à travers le monde.

Les travaux que j'ai menés durant ma thèse permettent d'envisager très prochainement la réalisation de mesures accélérométriques différentielles à longs temps d'interrogation entre les deux espèces atomiques. Je présente ici les diverses méthodes d'extraction du signal différentiel ayant été développées dans ce cadre, ainsi que la stratégie envisagée à court terme sur le simulateur de micropesanteur.

6.1 Définition et état de l'art

6.1.1 Le principe d'équivalence

Au début du XVII^{ème} siècle, Galilée fut le premier à introduire les idées fondamentales qui conduiront plus tard à la formulation du principe d'équivalence. Il observe en effet que les objets chutent selon le même mouvement lorsqu'ils sont lâchés dans le champ de pesanteur terrestre et fait de ce constat l'un des éléments centraux de ses *Discours concernant deux sciences nouvelles*.

Quelques décennies plus tard, Newton propose les lois de la dynamique des corps, et fait apparaître deux grandeurs essentielles : la masse pesante (aussi appelée masse "grave" ou "gravitationnelle") m_g et la masse inerte (ou "inertielle") m_i . La première détermine le poids d'un corps dans un champ gravitationnel ($\vec{P} = m_g \vec{g}$) tandis que la seconde fait le lien entre la force appliquée à un objet et l'accélération qui en résulte ($\vec{F} = m_i \vec{a}$). Les deux notions semblent bien distinctes au premier abord, mais Newton constate pourtant l'équivalence entre ces deux quantités. De cette égalité découle immédiatement le principe d'Universalité de la chute libre qui stipule que l'accélération d'un objet soumis uniquement à son poids est indépendante de sa masse ou de sa composition.

Au XX^{ème} siècle, Einstein va encore plus loin en établissant l'équivalence complète entre champ de gravité et champ d'accélération, ce qui pose les fondements de sa théorie de la Relativité Générale. Il affirme qu'une mesure réalisée *localement* ne peut permettre de faire la distinction entre la présence d'un champ de gravité ou le fait de subir une accélération. Dans sa célèbre expérience de pensée de l'ascenseur aux parois opaques, il montre notamment qu'un observateur interne n'a aucun moyen de savoir si l'ascenseur est posé sur la surface de la Terre ou bien constamment accéléré dans le vide inter-galactique. Le caractère "local" de la mesure est ici important : si les dimensions de la cabine étaient suffisamment vastes, le physicien pourrait commencer à explorer son environnement et vérifier si les caractéristiques du champ de gravitation correspondent à celles qui règnent autour d'un centre de gravité (modification du champ avec l'altitude, non parallélisme, etc.).

Dans sa formulation actuelle, le principe d'équivalence d'Einstein (EEP) stipule que les effets d'un champ gravitationnel sont *localement* identiques à ceux d'une accélération du référentiel de l'observateur

pour toute expérience n'impliquant pas la gravitation¹. Ce principe repose lui-même sur trois postulats [Will, 2014] :

1. Le principe d'équivalence faible (WEP), ou universalité de la Chute libre (UFF), qui affirme donc que la trajectoire d'un objet en chute libre dans un champ de gravitation est indépendante de sa masse ou de sa structure interne.
2. L'invariance locale de Lorentz (LLI), qui énonce que le résultat de n'importe quelle expérience locale non-gravitationnelle est indépendante de la vitesse du référentiel dans lequel elle est réalisée pourvu que celui-ci soit en chute libre.
3. L'invariance locale de position (LPI), qui établit que le résultat de n'importe quelle expérience locale non-gravitationnelle est indépendante de la position et de l'instant à laquelle elle est réalisée.

Les vérifications expérimentales du LLI reposent principalement sur la comparaison de la fréquence d'oscillation d'horloges associées à différentes vitesses ou orientations [Mattingly, 2005] [Sanner *et al.*, 2019]. Les tests du LPI quant à eux, sont généralement basés sur des mesures du décalage vers le rouge gravitationnel (ou "décalage d'Einstein")² réalisées avec des horloges atomiques positionnées en des endroits différents [Peil *et al.*, 2013].

On mentionne enfin l'existence du principe d'équivalence fort (SEP), qui généralise le principe d'équivalence d'Einstein aux expériences portant sur la gravitation elle-même. Dans ce principe, la notion de *localité* est étendue : on peut ainsi considérer que le système solaire dans son ensemble est une expérience gravitationnelle menée dans un référentiel inertiel nettement plus grand. Les tests du SEP peuvent d'ailleurs être réalisés en étudiant la chute libre d'objets massifs tels que la Lune ou la Terre dans le champ de pesanteur du Soleil par l'intermédiaire des mesures du Laser Lunar Ranging [Murphy Jr, 2013] qui permettent d'évaluer la distance Terre-Lune par des méthodes de télémétrie laser³.

6.1.2 Tests du principe d'équivalence faible avec des objets de nature classique

La manière naturelle de tester le principe d'équivalence faible consiste à mesurer l'accélération différentielle entre deux corps de compositions et/ou de masses distinctes. La grandeur pertinente pour quantifier cette différence d'accélération est le paramètre d'Eötvös η , défini comme le rapport de la différence des accélérations mesurées sur leur moyenne :

$$\eta = \frac{\Delta a}{a} = 2 \times \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} = 2 \times \frac{\left(\frac{m_g}{m_i}\right)_1 - \left(\frac{m_g}{m_i}\right)_2}{\left(\frac{m_g}{m_i}\right)_1 + \left(\frac{m_g}{m_i}\right)_2} \quad (6.1)$$

avec a_1 et a_2 les accélérations subies par chacun des deux corps, $\Delta a = a_1 - a_2$ l'accélération différentielle et $a = (a_1 + a_2)/2$ l'accélération moyenne. Pour conclure à la validité du WEP, il faut donc que la mesure de ce paramètre donne zéro. Toute valeur significativement différente traduirait quant à elle une violation.

Diverses méthodes "classiques" ont historiquement été utilisées pour accéder à cette quantité : Galilée faisait rouler des boules le long d'un plan incliné, Newton mesurait la période d'oscillation de pendules pesants et Eötvös utilisait un dispositif appelé balance de torsion. Le principe de fonctionnement de cet instrument est le suivant : deux masses d'épreuve de compositions différentes sont reliées par une tige rigide qui est elle-même suspendue en son centre par un fil. Une différence d'accélération entre les deux masses dans le plan transverse à l'axe du fil se traduit alors par une variation de l'angle de la tige. Vu depuis le référentiel du laboratoire, les forces agissant sur les masses d'épreuves sont leur poids, la force de rappel exercée par la tension du fil et la force centrifuge induite par la rotation de la Terre. L'attraction gravitationnelle dépend de la masse grave tandis que la force centrifuge fait intervenir la masse inerte. L'expérience est conçue de telle sorte que si les deux types de masse diffèrent, alors les deux forces n'agissent pas exactement de la même manière sur les deux masses d'épreuves et la tige se met à décrire un mouvement de rotation autour de l'axe du fil.

1. A titre d'exemple, la mesure de l'attraction gravitationnelle entre deux corps massifs est ce que l'on peut appeler une expérience gravitationnelle tandis que la mesure de la force électrostatique entre deux particules chargées ne l'est pas.

2. Il s'agit d'un décalage vers le rouge de toute fréquence produite dans un champ de gravitation donné lorsqu'elle est observée depuis un lieu où la gravitation est moindre.

3. On mesure concrètement le temps de vol aller-retour d'une impulsion laser émise depuis la Terre et retroréfléchi grâce à des systèmes catadioptriques ayant été disposés sur la Lune lors des missions Apollo.

Ce type d'instrument est utilisé, aujourd'hui encore, dans des expériences de très hautes précisions. On peut notamment citer le projet Eöt-Wash qui a effectué une mesure caractérisée par une incertitude relative de l'ordre de 10^{-13} ($\eta = (0.3 \pm 1.8) \times 10^{-13}$) [Schlamminger *et al.*, 2008].

A ce jour, le test de plus haute sensibilité du principe d'équivalence faible a été réalisé dans le cadre du programme spatial MICROSCOPE (MICROSatellite à traînée COmpensée pour le test du Principe d'Équivalence), fruit de la collaboration entre le CNES et l'ONERA. La charge utile, montée sur un satellite en orbite héliosynchrone, était alors composée de deux cylindres concentriques de masses et compositions différentes (titane et platine) faisant office de masses d'épreuve. Ces deux masses étaient asservies en position via l'application d'une force électrostatique, et il s'agissait donc de vérifier que la force à appliquer pour les maintenir en équilibre était équivalente dans les deux cas. La mission a pu démontrer de cette manière une précision de l'ordre de 2×10^{-14} sur la mesure du paramètre d'Eötvös [Touboul *et al.*, 2017].

6.1.3 Tests par des méthodes d'interférométrie atomique

Les expériences mentionnées ci-dessus ont toutes été réalisées avec des masses d'épreuves macroscopiques mais bon nombre de groupes de recherches à travers le monde s'attachent aussi à tester le WEP avec des objets quantiques. Accéder à la mesure du paramètre d'Eötvös via des méthodes d'interférométrie atomique permet non seulement de confirmer ces résultats à une échelle microscopiques mais aussi de confronter plus directement les lois de la gravitation à celles de la mécanique quantique. La manipulation des degrés de libertés intrinsèques des atomes (états internes, spin...) permet aussi d'envisager une plus grande diversité de paramètres expérimentaux.

Bien que les précisions des mesures quantiques soient aujourd'hui encore de plusieurs ordres de grandeurs inférieures à celles de MICROSCOPE, elles offrent une réelle complémentarité vis à vis des méthodes classiques et disposent d'un fort potentiel d'amélioration. Dans l'optique de futurs projets spatiaux, le fait que la mesure soit réitérée à chaque nouveau cycle expérimental permet de s'affranchir des difficultés liés à des dérives long terme du satellite. Il n'est donc pas nécessaire d'implémenter un système de compensation de traînée, ce qui constitue par exemple un point technologique critique pour les projets tels que MICROSCOPE.

Comme nous l'avons déjà évoqué, la principale limitation actuelle des mesures interférométrique est liée à la chute libre des atomes dans la chambre d'expérience. Parmi les expériences du domaine, on retrouve donc en partie celles que nous avons évoquées au chapitre 5 lors de la présentation des différentes plateformes d'accès à la micropesanteur.

On peut citer notamment le projet QUANTUS qui utilise la tour de chute libre du ZARM pour réaliser des transitions de Bragg avec des condensats de Bose-Einstein [Müntinga *et al.*, 2013], et le projet MAIUS qui a pour but d'installer un interféromètre double-espèce $^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$ dans une fusée-sonde [Becker *et al.*, 2018].

Au sol, on retrouve l'expérience ATLAS [Schlippert *et al.*, 2014] qui teste le principe d'équivalence avec ces deux mêmes espèces atomiques, ainsi que les fontaines atomiques de larges dimensions (10 m) de Stanford [Dickerson *et al.*, 2013] et Wuhan [Zhou *et al.*, 2011]. L'expérience de Kasevich à Stanford, qui utilise les isotopes 85 et 87 du rubidium, est actuellement celle ayant démontré la meilleure précision sur la mesure du paramètre d'Eötvös par des méthodes d'interférométrie atomique ($\eta = (1.6 \pm 5.2) \times 10^{-12}$) [Asenbaum *et al.*, 2020]. On mentionnera également d'autres équipes, qui utilisent les couples $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ [Bonnin, 2015] ou $^{87}\text{Sr}/^{88}\text{Sr}$ [Tarallo *et al.*, 2014].

6.2 Mesure de l'accélération différentielle entre les deux espèces atomiques

Un test du principe d'équivalence faible par des méthodes d'interférométrie atomique consiste donc à mesurer l'accélération relative entre les différentes espèces mises en jeu. En pratique, cela peut être fait de deux manières : soit en mesurant l'accélération absolue de chaque masse d'épreuve (notées a_1 et a_2 respectivement) et en calculant ensuite leur différence, soit en accédant directement à la valeur d'accélération différentielle Δa via une estimation de la phase interférométrique différentielle ϕ_d . Idéalement, les mesures sont effectuées de manière simultanée afin de tirer parti des corrélations entre les bruits des deux senseurs atomiques, ce qui permet de réduire l'incertitude sur Δa . La méthode reposant sur une mesure directe de ϕ_d requiert d'ailleurs absolument cette simultanéité ainsi qu'une corrélations de phase entre les deux senseurs atomiques pour pouvoir rejeter le bruit de mode-commun (vibrations du miroir de référence par exemple). Lorsque ces conditions sont vérifiées, on parle alors de "senseurs couplés". C'est cette situation qui nous intéresse dans la suite.

De manière très générale, la sortie délivrée par un ensemble de deux accéléromètres atomiques couplés, peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} y_1(a) &= A_1 \cos(S_1 a + \phi_1) + B_1 \\ y_2(a) &= A_2 \cos(S_2 a + \phi_2) + B_2 \end{aligned} \quad (6.2)$$

où A_j et B_j représentent respectivement l'amplitude et l'offset des franges interférométriques associées à l'accéléromètre j ($j = 1, 2$). Ces paramètres peuvent en principe être mesurés et utilisés pour ré-écrire les sorties sous formes normalisées : $n_j = (y_j - B_j) / A_j$.

$$\begin{aligned} n_1(a) &= \cos(S_1 a + \phi_1) \\ n_2(a) &= \cos(S_2 a + \phi_2) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Ici, a représente l'accélération moyenne, commune aux deux espèces atomiques, tandis que S_j et ϕ_j sont respectivement le facteur d'échelle et le terme de phase supplémentaire associés à l'interféromètre j . On rappelle que dans le cas d'une accélération a constante, l'expression exacte du facteur d'échelle est donnée par :

$$S_j = k_{\text{eff}}^j \int f_j(t) dt = k_{\text{eff}}^j (T_j + 2\tau_j) \left(T_j + \frac{4\tau_j}{\pi} \right) \quad (6.4)$$

avec k_{eff}^j le vecteur d'onde effectif, f_j la fonction de réponse, T_j le temps d'interrogation et τ_j la durée d'impulsion $\pi/2$ de l'interféromètre j .

Pour des temps d'interrogation grands devant les durées d'impulsions Raman ($T_j \gg \tau_j$) on retrouve la relation bien connue :

$$S_j \approx k_{\text{eff}}^j T_j^2 \quad (6.5)$$

Le terme de phase ϕ_j peut quant à lui s'écrire comme la somme de trois contributions :

$$\phi_j = \phi_j^{\text{laser}} + \phi_j^{\text{sys}} + \phi_j^{\text{WEP}} \quad (6.6)$$

Ici, ϕ_j^{laser} est le terme de phase laser, que l'on contrôle, tandis que ϕ_j^{sys} est le terme lié aux effets systématiques⁴, que l'on cherche à minimiser (ou du moins à estimer). Enfin, ϕ_j^{sys} est le déphasage induit par une éventuelle violation du WEP, qui peut s'écrire comme :

$$\phi_j^{\text{WEP}} = S_j (a_j - a) \quad (6.7)$$

avec a_j l'accélération absolue de l'espèce j . Dans le cas idéal où l'on parvient à éliminer tous les effets systématiques et à conserver une phase laser nulle, le terme de phase interférométrique totale Φ_j contient

4. On désigne par le terme d'"effets systématiques" l'ensemble des phénomènes, généralement liés aux paramètres expérimentaux et aux conditions environnementales, qui entraînent un déphasage en sortie de l'interféromètre n'étant pas induit par l'accélération des atomes.

uniquement le décalage due à l'accélération moyenne ainsi que le terme lié à la violation du WEP. On obtient alors :

$$\Phi_j = S_j a + \phi_j = S_j a + \phi_j^{\text{WEP}} = S_j a_j \quad (6.8)$$

Dans ce cas de figure, le paramètre d'Eötvös peut être relié à la phase totale de chaque interféromètre par :

$$\eta = \frac{a_1 - a_2}{a} = \frac{\Phi_1/S_1 - \Phi_2/S_2}{a} \quad (6.9)$$

En raison des facteurs d'échelles S_j qui interviennent au dénominateur, on constate que la sensibilité sur le test du WEP augmente comme le carré du temps d'interrogation $T \sim T_1 \sim T_2$.

Afin de réduire le nombre de paramètres libres dans le système d'équation 6.3 on introduit généralement trois nouvelles grandeurs : une phase commune ϕ_c , une phase différentielle ϕ_d et un rapport de facteurs d'échelle κ . En choisissant par exemple le second accéléromètre comme référence, ces trois quantités s'écrivent respectivement :

$$\phi_c = S_2 a + \phi_2 \quad (6.10)$$

$$\phi_d = \phi_1 - \kappa \phi_2 \quad (6.11)$$

et

$$\kappa = \frac{S_1}{S_2} \quad (6.12)$$

On vérifie alors que :

$$\kappa \Phi_c + \Phi_d = S_1 a + \phi_1 \quad (6.13)$$

Le système d'équation 6.3 peut ainsi être ré-écrit en prenant ϕ_c comme paramètre principal :

$$\begin{aligned} n_1(\phi_c) &= \cos(\kappa \phi_c + \phi_d) \\ n_2(\phi_c) &= \cos(\phi_c) \end{aligned} \quad (6.14)$$

L'utilisation des équations précédentes permet finalement d'établir la proportionnalité entre le paramètre d'Eötvös et la phase différentielle :

$$\eta = \frac{\phi_d}{S_1 a} \quad (6.15)$$

6.2.1 Les méthodes d'extraction de la phase différentielle

6.2.1.1 La méthode de l'ellipse

On fait tout d'abord remarquer que le système d'équation 6.14 décrit la forme générale d'une figure de Lissajous. Dans le cas particulier où les facteurs d'échelles des deux interféromètres sont égaux ($\kappa = 1$) le tracé paramétrique dans un plan se ramène simplement à celui d'une ellipse dont l'excentricité est déterminée par la phase différentielle ϕ_d . Les premières méthodes d'extraction de la phase différentielle consistaient ainsi à procéder à un ajustement ellipsoïdal des données expérimentales [Foster *et al.*, 2002]. Cette technique a notamment pu être mise à profit pour mesurer des gradients de gravité [Sorrentino *et al.*, 2014] où bien encore la constante universelle de gravitation G [Fixler *et al.*, 2007]. L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle n'est valide que lorsque $\kappa = 1$. Elle retourne aussi une estimation biaisée de la phase différentielle ϕ_d en présence de bruit sur l'offset ou l'amplitude des franges. Son utilisation n'est donc pas indiquée dans le cadre de notre application.

6.2.1.2 La méthode Bayésienne

L'analyse Bayésienne représente une alternative plus efficace pour résoudre le problème. L'idée consiste à produire un modèle statistique qui décrit la distribution des données sous l'effet des différentes sources de bruits, et de s'en servir pour guider l'estimation de ϕ_d .

Dans le domaine de l'interférométrie atomique, l'approche Bayésienne fut d'abord proposée pour l'extraction de la phase différentielle entre deux senseurs de même facteur d'échelle [Stockton *et al.*, 2007].

La méthode fut ensuite étendue à la résolution de problèmes plus complexes pour les besoins de notre expérience [Barrett *et al.*, 2015]. L'approche que je présente dans la suite peut ainsi permettre une estimation non-biaisée de ϕ_d même lorsque $\kappa \neq 1$, lorsque du bruit affecte simultanément tous les paramètres du système et lorsque ϕ_c balaye un intervalle (raisonnablement) large au cours des différentes mesures successives. Une description très complète de la méthode peut être trouvée dans [Barrett *et al.*, 2015].

Rappels généraux sur l'inférence Bayésienne

L'inférence bayésienne est une méthode statistique par laquelle on calcule les probabilités de diverses causes hypothétiques à partir de l'observation d'événements connus. Elle s'appuie principalement sur la règle de Bayes, qui peut être formulée de la façon suivante :

$$P(V|M) = \frac{p(V) L(M|V)}{N(M)} \quad (6.16)$$

Ici, V est la variable que l'on cherche à estimer à partir des mesures M de certaines quantités du système. $P(V|M)$ correspond à la densité de probabilité de V "postérieure" à la prise en compte de la mesure M . Comme on peut le constater, elle dépend notamment de la densité de probabilité "antérieure" à la mesure $p(V)$ ainsi que de la quantité $L(M|V)$ qui traduit la "plausibilité" d'obtenir un certain résultat pour M en supposant une valeur particulière pour V . Cette distribution $L(M|V)$, basée sur un modèle spécifique du bruit affectant le système, joue un rôle central dans l'intégralité du processus d'estimation. Enfin, le dénominateur $N(M)$ correspond à un facteur de normalisation, défini comme la probabilité de mesurer M intégrée sur toute les valeurs possibles de V :

$$N(M) = \sum_V p(V) L(M|V) \quad (6.17)$$

L'approche consiste donc à mettre à jour la "connaissance" sur la variable V au fil des mesures M successives : chaque information additionnelle permettant d'affiner la distribution de probabilité associée à V . Un exemple bien connu de ce type d'analyse récursive est le filtre de Kalman [Kalman, 1960], largement utilisé dans le domaine du guidage et de la navigation.

Algorithme d'estimation

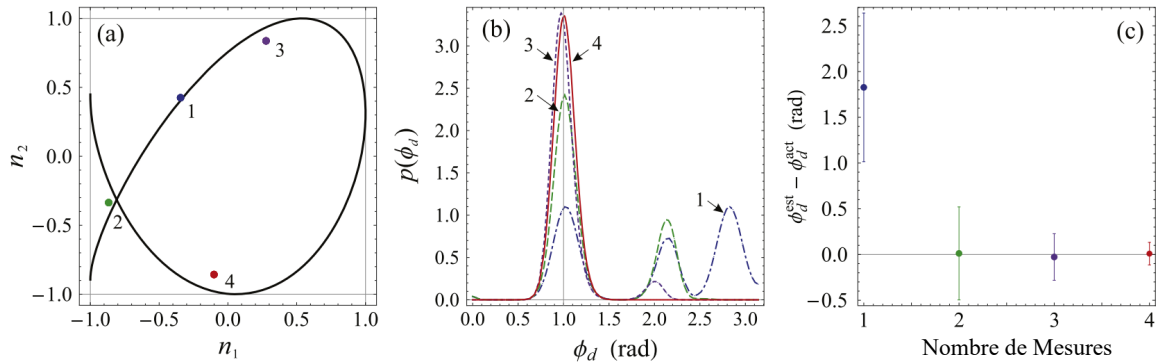


Figure 6.1 – Principe de la méthode Bayésienne pour estimation de la phase différentielle ϕ_d - (a) Génération de points synthétiques (numérotés de 1 à 4) suivant une courbe de Lissajous avec ajout d'un bruit gaussien sur les paramètres n_1 et n_2 . A des fins d'illustration, la courbe de Lissajous (trait noir) a été tracée ici en choisissant $\kappa = 0.8$ et une valeur effective de phase différentielle $\Phi_d^{\text{act}} = 1$ rad. (b) Densité de probabilité $p(\phi_d)$ calculée à partir de l'algorithme de Bayes après chaque nouvelle mesure. La ligne verticale indique la valeur de la phase différentielle effectivement utilisée dans la simulation. (c) Évolution de l'erreur associée à l'estimation Bayésienne à l'issue des mesures successives. Les points représentent la différence entre Φ_d^{est} et Φ_d^{act} . L'estimation Bayésienne Φ_d^{est} est déterminée à partir de la distribution (b). Les barres d'erreurs indiquent les incertitudes statistiques, calculées à partir de l'écart-type de la distribution (b). Figure tirée de [Barrett *et al.*, 2015].

Dans le cas particulier qui nous intéresse ici, celui des interféromètres atomiques couplés, la variable d'intérêt est ϕ_d tandis que la i -ème mesure du système est donnée par la paire $M_i = \{n_1, n_2\}_i$. La règle de Bayes s'exprime donc de cette manière :

$$P(\phi_d | \{n_1, n_2\}_i) = \frac{p(\phi_d)_i L(\{n_1, n_2\}_i | \phi_d)}{N(\{n_1, n_2\}_i)} \quad (6.18)$$

et l'algorithme permettant d'estimer la phase différentielle se compose des étapes suivantes :

1. Choix d'une distribution initiale $p(\phi_d)_{i=1}$ appropriée : généralement une distribution uniforme dans l'intervalle $\phi_d \in [0, \pi]$ et nulle partout ailleurs.
2. Enregistrement d'une nouvelle mesure $\{n_1, n_2\}_i$ et calcul de $L(\{n_1, n_2\}_i | \phi_d)$ à partir du modèle de bruit.
3. Calcul de la distribution de probabilité conditionnelle $P(\phi_d | \{n_1, n_2\}_i)$ d'après la règle de Bayes.
4. Établissement de la nouvelle distribution de probabilité "antérieure" : $p(\phi_d)_{i+1} = P(\phi_d | \{n_1, n_2\}_i)$
5. Répétition des étapes 2 à 4 jusqu'à ce que la largeur de la distribution de probabilité conditionnelle passe sous une valeur seuil préalablement définie.
6. Estimation de la variable d'intérêt ϕ_d à partir de la distribution de probabilité finale.

La figure 6.1 illustre cette procédure. Les données sont ici simulées à partir des équations de Lissajous 6.14 en ajoutant un bruit gaussien sur les offsets. Après chaque nouvelle mesure du système, la nouvelle distribution de probabilité s'affine et certains pics additionnels sont supprimés. La méthode Bayésienne construit de cette manière une information à partir des précédentes mesures ce qui facilite l'estimation de ϕ_d .

Avantages et limites

La méthode que l'on vient de présenter converge typiquement vers la valeur de ϕ_d avec une incertitude sur l'estimation qui diminue comme $1/\sqrt{N}$, avec N le nombre de mesures effectuées (cf. figure 6.2). La principale limitation de cette approche est le fait qu'elle nécessite une connaissance du système *a priori*. Il est en effet essentiel que le calcul de la quantité $L(\{n_1, n_2\}_i | \phi_d)$ se base sur un modèle de bruit pertinent. Cette technique requiert également une puissance de calcul importante en raison des nombreuses intégrales qui doivent être évaluées.

6.2.1.3 La méthode de reconstruction des franges : FRAC différentiel

Une méthode alternative consiste à appliquer la méthode FRAC (cf. Chapitre 4) à chacun des deux senseurs atomiques : on parle alors de FRAC différentiel. Pour rappel, cette technique consiste à placer un accéléromètre classique à l'arrière du miroir de rétro-réflexion Raman, afin d'enregistrer le profil temporel d'accélération durant la séquence interférométrique. Ces signaux sont ensuite pondérés par la fonction de réponse de l'interféromètre et intégrés pour estimer la phase inertielle induite par les vibrations. Cette phase, balayée aléatoirement, est calculée à chaque nouvelle itération de l'expérience et permet de reconstruire les franges par corrélation avec la sortie de l'interféromètre. Cette procédure peut être étendue sans difficultés à un nombre arbitraire d'interféromètres atomiques ce qui présente plusieurs avantages notables dans le cadre du test du WEP. Cette approche fournit tout d'abord une estimation précise et non-biaisée de ϕ_d puisqu'elle repose sur un ajustement sinusoïdal de chaque jeu de franges individuellement. Contrairement à la méthode Bayésienne, elle ne requiert aucune information *a priori* sur les bruits affectant le système. Elle ne nécessite pas non plus que les deux interféromètres soient temporellement superposés. Les modalités de synchronisation peuvent être choisies librement à condition tout de même que l'intervalle de temps sur lequel sont mesurés les accélérations englobe la localisation temporelle des deux interféromètres.

Elle est également simple, rapide, et nécessite de faibles ressources de calcul ce qui autorise une utilisation en temps réel.

Le principal inconvénient du FRAC différentiel est le même que celui du FRAC "classique", à savoir sa sensibilité aux bruits de mesures des accéléromètres classique (cf. Chapitre 4). L'efficacité de la méthode est donc fondamentalement limitée par le niveau de performance des capteurs classiques utilisés et la qualité de leur couplage avec le miroir de référence. Dans le cas particulier où les deux interféromètres sont réalisés de manière simultanée et où le bruit propre du capteur reste raisonnable, on peut néanmoins démontrer que la mesure différentielle permet de descendre en dessous du bruit intrinsèque du capteur par réjection du mode commun [Dos Santos, 2015].

6.2.2 Stratégie envisagée sur le simulateur de micropesanteur

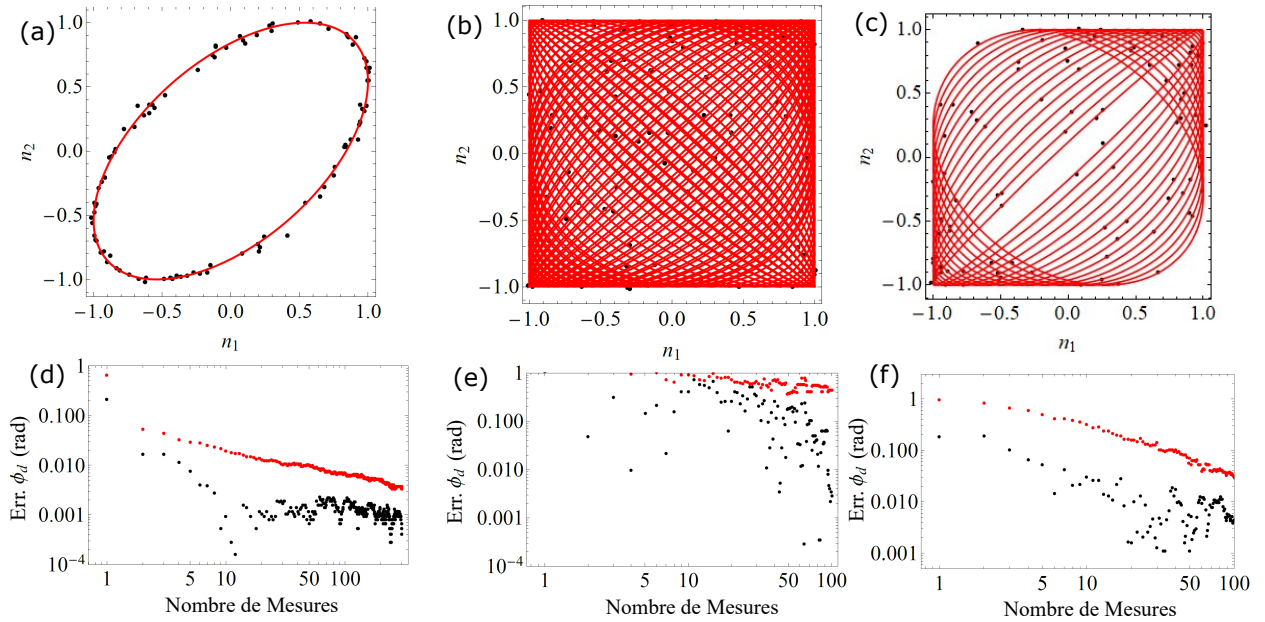


Figure 6.2 – Simulations de l'efficacité de la méthode Bayésienne dans des conditions expérimentales typiques - (Première ligne) Figures de Lissajous (rouges) déterminées à partir des points simulés (noirs). (Deuxième ligne) Incertitudes statistiques (rouge) et erreurs (noir) associées à l'estimation de la phase différentielle. L'incertitude statistique est donnée par la largeur de la distribution de probabilité de ϕ_d . Trois cas de figure sont ici présentés : (Première colonne) $\kappa = 1$ et $\phi_c \in [-150, +150 \text{ rad}]$. (Deuxième colonne) $\kappa = 1.018$ et $\phi_c \in [-150, +150 \text{ rad}]$. (Troisième colonne) $\kappa = 1.018$ et $\phi_c \in [-50, +50 \text{ rad}]$. Ces simulations ont été effectuées avec un bruit de phase différentielle $\sigma_{\Phi_d} = 5 \text{ mrad}$.

A court-terme, l'un des objectifs majeurs de l'expérience ICE consiste à réaliser un test du principe d'équivalence à long temps d'interrogation sur le simulateur de micropesanteur. Nous discutons ici brièvement la stratégie envisagée pour extraire la phase différentielle dans ces conditions.

On remarque en premier lieu que les vecteurs d'ondes effectifs $k_{\text{eff}}^{\text{Rb}}$ et $k_{\text{eff}}^{\text{K}}$ associés à chacune des deux espèces atomiques ont des valeurs légèrement différentes, leur rapport étant donné par : $k_{\text{eff}}^{\text{K}}/k_{\text{eff}}^{\text{Rb}} = 1.018$. Dans le cas d'une mesure simultanée ($T_{\text{Rb}} = T_{\text{K}}$), cette valeur se répercute donc sur celle du rapport des facteurs d'échelles κ . Celui-ci n'étant pas unitaire, la méthode de l'ellipse n'est pas envisageable.

Comme nous l'avons évoqué au chapitre précédent, l'accéléromètre classique que nous utilisons dans le cadre de la méthode FRAC ne permet pas une reconstruction efficace des franges au delà d'un temps d'interrogation de quelques dizaines de millisecondes. Même l'utilisation des meilleurs capteurs actuellement disponibles sur le marché⁵ et les bénéfices de la mesure différentielle ne permettraient pas d'exploiter toute la durée de micropesanteur offerte par le simulateur OG (500 ms). Le FRAC différentiel ne semble donc pas non plus être la solution la plus adaptée à notre problème.

L'analyse Bayésienne des courbes de Lissajous représente pour sa part une alternative plus prometteuse. Nous avons pu vérifier cela en appliquant la méthode à des jeux de données simulés, représentatifs des conditions expérimentales sur le simulateur de micropesanteur. Nous avons notamment considéré le rapport signal à bruit typique obtenu en opérant l'interféromètre atomique dans le régime de double simple diffraction, et avons supposé plusieurs étendues de balayage de la phase commune ϕ_c sous l'effet des vibrations. La figure 6.2 présente le résultat de ces simulations. Dans les situations (a),(b),(d) et (e) on considère une phase balayée sur l'intervalle $[-150, +150 \text{ rad}]$, ce qui correspond aux conditions typiques attendues pour un temps d'interrogation $2T = 380 \text{ ms}$ sur le simulateur. Les situations (c) et (f) correspondent quant à elles à un balayage moins important, restreint à l'intervalle $[-50, +150 \text{ rad}]$.

5. A titre d'exemple, un accéléromètre bas-bruit pour la sismologie tel que le Nanometrics Titan présente un bruit propre estimé à $3 \times 10^{-8} \text{ g.Hz}^{-1/2}$ et une bande passante de 400 Hz.

Les tracés (a) et (d) sont simplement présentés ici dans un but illustratif, puisqu'ils correspondent au cas où $\kappa = 1$. La figure de Lissajous est alors une ellipse parfaite, et la méthode Bayésienne converge très efficacement. Dans le cas réel qui nous intéresse ($\kappa = 1.018$ et $\phi_c \in [-150, +150 \text{ rad}]$), on constate que l'algorithme éprouve plus de difficultés à converger. Cela est dû essentiellement au large intervalle de phase balayée, qui produit une figure de Lissajous caractérisée par une très grande densité de traits. Une très légère erreur sur le placement des points expérimentaux peut alors conduire à des ambiguïtés et à une mauvaise estimation de ϕ_d . Un rétrécissement de cette intervalle d'un facteur 3 permet cependant d'améliorer sensiblement l'efficacité de la méthode. On observe dans ce cas une erreur sur l'estimation inférieure à 10 mrad après une centaine de points expérimentaux, ce qui permettrait d'atteindre ainsi une erreur sur la mesure d'accélération différentielle de l'ordre de 10^{-9} g . On comprends alors tout l'intérêt de réduire le niveau de vibrations ambiants sur le simulateur de micropesanteur et nous envisageons, dans ce cadre, la possibilité de mettre en oeuvre un système d'amortissement actifs comme celui présenté au chapitre 5. Il est important de préciser que ces simulations considèrent le cas optimiste dans lequel le rapport signal à bruit des interféromètres est conservé malgré l'extension du temps d'interrogation ($2T = 380 \text{ ms}$). En pratique, ce seront plutôt des échantillons ultra-froids qui permettront de se rapprocher de cette situation idéale, ce qui a motivé en grande partie nos efforts pour le développement de ces nouvelles sources.

6.3 Conclusion

Nous avons proposé dans ce dernier chapitre une recontextualisation de l'expérience ICE dans le domaine de recherche, assez vaste, consacré au test du principe d'équivalence. Nous avons également décrit les diverses méthodes permettant d'extraire la phase différentielle d'un accéléromètre atomique double-espèce simultané. Nous avons établi que dans notre cas, la stratégie la plus adaptée consiste à associer une méthode d'analyse Bayésienne à un amortissement du niveau de vibrations ambiant sur le simulateur 0G. Les simulations préliminaires qui ont été menées nous permettent ainsi d'espérer une estimation de la phase différentielle avec une précision de l'ordre de 10 mrad après un temps de d'interrogation $2T = 380 \text{ ms}$. Il convient tout de même de rappeler qu'en pratique, de nombreux effets systématiques peuvent venir perturber la mesure en introduisant des termes de phases parasites. Parmi les effets prépondérants, on peut notamment évoquer l'effet Zeemann quadratique, les raies parasites liées à la présence de fréquences laser additionnelles⁶, les déplacements lumineux à un et deux photons, les aberrations du front d'onde, les gradients de gravité et de champs magnétiques ou encore la force de Coriolis. Le lecteur intéressé pourra trouver une évaluation détaillée des différents effets systématiques sur notre expérience dans [Barrett *et al.*, 2022]. On précisera cependant que l'étude en question a été réalisée avec des atomes thermiques, en gravité standard. Du point de vue de certains effets, en particulier ceux liés à la position et à la vitesse des atomes, le régime de micropesanteur devrait s'avérer plus favorable.

6. Ces fréquences laser additionnelles sont les raies de Bessel générées par la modulation de phase.

Conclusion

Les développements entrepris au cours des dernières années dans le cadre du projet ICE laissent entrevoir de nombreuses perspectives à court et moyen terme. Aujourd'hui, tous les éléments semblent en effet réunis pour réaliser un test du principe d'équivalence de haute sensibilité sur le simulateur de micropesanteur dès que celui-ci redeviendra opérationnel. Les résultats obtenus avec les échantillons thermiques de rubidium dans le régime de double-simple diffraction ont en effet démontré notre capacité à étendre le temps d'interrogation sur cette plateforme jusqu'à au moins $2T = 200$ ms. Le développement d'un nouveau système laser entièrement fibré dédié à la manipulation du potassium, permet d'espérer l'obtention de résultats similaires avec cette seconde espèce atomique à très court terme. Bien que le contraste des franges et le rapport signal à bruit soient intrinsèquement moins élevés avec le potassium, on peut tout de même s'attendre à une nette amélioration de la sensibilité par rapport aux mesures différentielles ayant été historiquement réalisées dans l'avion 0g. Les longs temps d'interrogation visés nécessiteront cependant l'utilisation d'une méthode d'analyse Bayésienne et l'amortissement des vibrations résiduelles du simulateur pour extraire efficacement la phase différentielle. L'extension du temps d'interrogation nécessite également une réduction de la température des échantillons.

A terme, l'opération avec des atomes ultra-froids dans le régime de double diffraction reste donc l'objectif ultime de l'expérience, puisqu'il s'agit de la configuration qui sera probablement privilégiée dans le cadre de futures missions spatiales cherchant à tester le principe d'équivalence faible. Les dernières années ont ainsi été marquées par des avancées significatives en ce qui concerne la source ultra-froide de rubidium. L'utilisation du piège dipolaire croisé modulé en position et la mise en oeuvre de techniques de refroidissement évaporatif ont permis d'atteindre le régime de dégénérescence quantique au sol, en gravité standard, mais également en micropesanteur, sur le simulateur 0G. La panne de la machine ne nous ayant pas permis, pour l'heure, d'effectuer un tel interféromètre en impesanteur, nous nous sommes provisoirement rabattus vers une étude de ce régime en gravité standard, en nous plaçant dans une configuration Raman horizontale. Dans ces conditions, nous avons pu démontrer la réalisation d'un interféromètre complet en adoptant la stratégie mentionnée au chapitre 5 (départ dans l'état $|e\rangle$ et ajout d'une impulsion pousseur après chacune des deux premières impulsions Raman). Ces résultats préliminaires, obtenus très récemment, n'ont pas été présentés dans ce manuscrit mais permettent de valider cette stratégie, qui devrait pouvoir être transposée sans trop de difficultés à un régime de micropesanteur.

La production d'une source ultra-froide de potassium par des méthodes tout-optique constitue certainement le plus grand défi à surmonter à moyen terme. Les études préliminaires d'efficacité de chargement dans le piège dipolaire croisée sont encourageantes, mais on s'attend à ce que les principales difficultés proviennent de la procédure d'évaporation elle-même (on rappelle que le potassium présente de faibles taux de collisions ainsi que de faibles longueurs de diffusion). Il s'agira alors de mettre en oeuvre des méthodes innovantes si l'on souhaite s'affranchir des lourdes contraintes expérimentales associées à l'utilisation des résonances de Feshbach. L'utilisation du piège magnéto-optique 2D nouvellement installé jouera également un rôle important puisqu'elle permettra d'augmenter le nombre d'atomes chargés initialement tout en améliorant le niveau de vide résiduel dans la chambre principale.

Bien que l'usage du simulateur 0G ait révolutionné notre façon d'accéder à la micropesanteur, on mentionnera pour terminer que l'avion 0G conserve toute son utilité dans le cadre de l'expérience ICE. Les longs temps d'impesanteur offerts autorisent notamment la mise en oeuvre des techniques de refroidissement complémentaires de type delta-kick ou lentilles à atomes et peuvent potentiellement permettre d'accéder à un nouveau régime de température. En raison des importants effets inertiels qu'il induit, l'aéronef représente un environnement particulièrement exigeant pour l'opération d'un interféromètre atomique. Nous avons vu que des méthodes de compensation des vibrations et rotations néanmois être envisagées, notamment pour des échantillons ultra-froids. L'avion 0g reste enfin un moyen idéal de valider la robustesse des choix technologiques réalisés dans l'optique de futures missions spatiales.

Bibliographie

- [Aguilera *et al.*, 2014] AGUILERA, D., AHLERS, H., BATTELIER, B., BAWAMIA, A., BERTOLDI, A., BONDARESCU, R., BONGS, K., BOUYER, P., BRAXMAIER, C., CACCIAPUOTI, L., CHALONER, C., CHWALLA, M., ERTMER, W., FRANZ, M., GAALLOUL, N., GEHLER, M., GERARDI, D., GESA, L., GÜRLEBECK, N., HARTWIG, J., HAUTH, M., HELLMIG, O., HERR, W., HERRMANN, S., HESKE, A., HINTON, A., IRELAND, P., JETZER, P., JOHANN, U., KRUTZIK, M., KUBELKA, A., LÄMMERZAHN, C., LANDRAGIN, A., LLORO, I., MASSONNET, D., MATEOS, I., MILKE, A., NOFRARIAS, M., OSWALD, M., PETERS, A., POSSO-TRUJILLO, K., RASEL, E., ROCCO, E., ROURA, A., RUDOLPH, J., SCHLEICH, W., SCHUBERT, C., SCHULDIT, T., SEIDEL, S., SENGSTOCK, K., SOPENA, C. F., SORRENTINO, F., SUMMERS, D., TINO, G. M., TRENKEL, C., UZUNOGLU, N., von KLITZING, W., WALSER, R., WENDRICH, T., WENZLAWSKI, A., WESSELS, P., WICHT, A., WILLE, E., WILLIAMS, M., WINDPASSINGER, P. et ZAHZAM, N. (2014). STE-QUEST - Test of the Universality of Free Fall Using Cold Atom Interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 31(11):115010.
- [Ammann et Christensen, 1997] AMMANN, H. et CHRISTENSEN, N. (1997). Delta Kick Cooling : A New Method for Cooling Atoms. *Physical Review Letters*, 78(11):2088–2091.
- [Anderson *et al.*, 1995] ANDERSON, M. H., ENSHER, J. R., MATTHEWS, M. R., WIEMAN, C. E. et CORNELL, E. A. (1995). Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269(5221):198–201.
- [Antoine et Bordé, 2003] ANTOINE, C. et BORDÉ, C. J. (2003). Exact phase shifts for atom interferometry. *Physics Letters A*, 306(5-6):277–284.
- [Antoni-Micollier, 2016] ANTONI-MICOLLIER, L. (2016). *Interféromètre à atomes froids de 39K et 87Rb pour tester le principe d'équivalence en micropesanteur*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux.
- [Antoni-Micollier *et al.*, 2017] ANTONI-MICOLLIER, L., BARRETT, B., CHICHET, L., CONDON, G., BATTELIER, B., LANDRAGIN, A. et BOUYER, P. (2017). Generation of high-purity, low-temperature samples of 39K for applications in metrology. *Physical Review A*, 96(2):023608.
- [Antoniadis *et al.*, 1998] ANTONIADIS, I., DIMOPOULOS, S. et DVALI, G. (1998). Millimetre-Range Forces in Superstring Theories with Weak-Scale Compactification. *Nuclear Physics B*, 516(1-2):70–82.
- [Asenbaum *et al.*, 2020] ASENBAUM, P., OVERSTREET, C., KIM, M., CURTI, J. et KASEVICH, M. A. (2020). Atom-interferometric test of the equivalence principle at the 10^{-12} level. *Physical Review Letters*, 125(19):191101.
- [Aveline *et al.*, 2020] AVELINE, D. C., WILLIAMS, J. R., ELLIOTT, E. R., DUTENHOFFER, C., KELLOGG, J. R., KOHEL, J. M., LAY, N. E., OUDRHIRI, K., SHOTWELL, R. F., YU, N. et THOMPSON, R. J. (2020). Observation of Bose-Einstein condensates in an Earth-orbiting research lab. *Nature*, 582(7811):193–197.
- [Bali *et al.*, 1999] BALI, S., O'HARA, K. M., GEHM, M. E., GRANADE, S. R. et THOMAS, J. E. (1999). Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss. *Physical Review A*, 60(1):R29–R32.
- [Barrett *et al.*, 2015] BARRETT, B., ANTONI-MICOLLIER, L., CHICHET, L., BATTELIER, B., GOMINET, P.-A., BERTOLDI, A., BOUYER, P. et LANDRAGIN, A. (2015). Correlative methods for dual-species quantum tests of the weak equivalence principle. *New Journal of Physics*, 17(8):085010.
- [Barrett *et al.*, 2016] BARRETT, B., ANTONI-MICOLLIER, L., CHICHET, L., BATTELIER, B., LÉVÈQUE, T., LANDRAGIN, A. et BOUYER, P. (2016). Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness. *Nature Communications*, 7(1):13786.
- [Barrett *et al.*, 2022] BARRETT, B., CONDON, G., CHICHET, L., ANTONI-MICOLLIER, L., ARGUEL, R., RABAULT, M., PELLUET, C., JARLAUD, V., LANDRAGIN, A., BOUYER, P. et BATTELIER, B. (2022). Testing the universality of free fall using correlated 39K-87Rb atom interferometers. *AVS Quantum Science*, 4:014401.

- [Barrett *et al.*, 2014] BARRETT, B., GOMINET, P.-A., CANTIN, E., ANTONI-MICOLLIER, L., BERTOLDI, A., BATTELIER, B., BOUYER, P., LAUTIER, J. et LANDRAGIN, A. (2014). Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers.
- [Battelier *et al.*, 2016] BATTELIER, B., BARRETT, B., FOUCHÉ, L., CHICHET, L., ANTONI-MICOLLIER, L., PORTE, H., NAPOLITANO, F., LAUTIER, J., LANDRAGIN, A. et BOUYER, P. (2016). Development of compact cold-atom sensors for inertial navigation. *SPIE Photonics Europe*. arXiv :1605.02454.
- [Battelier *et al.*, 2021] BATTELIER, B., BERGÉ, J., BERTOLDI, A., BLANCHET, L., BONGS, K., BOUYER, P., BRAXMAIER, C., CALONICO, D., FAYET, P., GAALOUL, N., GUERLIN, C., HEES, A., JETZER, P., LÄMMERZAHN, C., LECOMTE, S., PONCIN-LAFITTE, C. L., LORIANI, S., MÉTRIS, G., NOFRARIAS, M., RASEL, E., REYNAUD, S., RODRIGUES, M., ROTHACHER, M., ROURA, A., SALOMON, C., SCHILLER, S., SCHLEICH, W. P., SCHUBERT, C., SOPUERTA, C., SORRENTINO, F., SUMNER, T. J., TINO, G. M., TUCKEY, P., KLITZING, W. v., WÖRNER, L., WOLF, P. et ZELAN, M. (2021). Exploring the Foundations of the Physical Universe with Space Tests of the Equivalence Principle. *Experimental Astronomy*.
- [Becker *et al.*, 2018] BECKER, D., LACHMANN, M. D., SEIDEL, S. T., AHLERS, H., DINKELAKER, A. N., GROSSE, J., HELLMIG, O., MÜNTINGA, H., SCHKOLNIK, V., WENDRICH, T., WENZLAWSKI, A., WEPS, B., CORGIER, R., LÜDTKE, D., FRANZ, T., GAALOUL, N., HERR, W., POPP, M., AMRI, S., DUNCKER, H., ERBE, M., KOHFELDT, A., KUBELKA-LANGE, A., BRAXMAIER, C., CHARRON, E., ERTMER, W., KRUTZIK, M., LÄMMERZAHN, C., PETERS, A., SCHLEICH, W. P., SENGSTOCK, K., WALSER, R., WICHT, A., WINDPASSINGER, P. et RASEL, E. M. (2018). Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry. *Nature*, 562(7727):391–395.
- [Boiron *et al.*, 1995] BOIRON, D., TRICHÉ, C., MEACHER, D. R., VERKERK, P. et GRYNBERG, G. (1995). Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses. *Physical Review A*, 52(5):R3425–R3428.
- [Bonnin, 2015] BONNIN, A. (2015). *Interférométrie Simultanée avec Deux Espèces Atomiques Rb/Rb et Applications aux Mesures Inertielles*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay.
- [Bonnin *et al.*, 2015] BONNIN, A., ZAHZAM, N., BIDEL, Y. et BRESSON, A. (2015). Characterization of a Simultaneous Dual-Species Atom Interferometer for a Quantum Test of the Weak Equivalence Principle. *Physical Review A*, 92(2):023626.
- [Bordé, 2002] BORDÉ, C. J. (2002). Atomic clocks and inertial sensors. *Metrologia*, 39(5):435–463.
- [Bouchendira *et al.*, 2011] BOUCHENDIRA, R., CLADÉ, P., GUELLATI-KHÉLIFA, S., NEZ, F. et BIRABEN, F. (2011). New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics. *Physical Review Letters*, 106(8):080801. arXiv : 1012.3627.
- [Bouyer *et al.*, 1996] BOUYER, P., GUSTAVSON, T. L., HARITOS, K. G. et KASEVICH, M. A. (1996). Microwave signal generation with optical injection locking. *Optics Letters*, 21(18):1502–1504.
- [Brantut, 2009] BRANTUT, J.-P. (2009). *Manipulation d’atomes froids dans des potentiels lumineux*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI.
- [Burchianti *et al.*, 2014] BURCHIANTI, A., VALTOLINA, G., SEMAN, J. A., PACE, E., DE PAS, M., INGUSCIO, M., ZACCANTI, M. et ROATI, G. (2014). Efficient all-optical production of large 6Li quantum gases using D1 gray-molasses cooling. *Physical Review A*, 90(4):043408.
- [Canuel, 2007] CANUEL, B. (2007). *Étude d’un gyromètre à atomes froids*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI.
- [Canuel *et al.*, 2020] CANUEL, B., ABEND, S., AMARO-SEOANE, P., BADARACCO, F., BEAUFILS, Q., BERTOLDI, A., BONGS, K., BOUYER, P., BRAXMAIER, C., CHAIBI, W., CHRISTENSEN, N., FITZEK, F., FLOURIS, G., GAALOUL, N., GAFFET, S., ALZAR, C. L. G., GEIGER, R., GUELLATI-KHELIFA, S., HAMMERER, K., HARMS, J., HINDERER, J., HOLYNSKI, M., JUNCA, J., KATSANEVAS, S., KLEMP, C., KOZANITIS, C., KRUTZIK, M., LANDRAGIN, A., ROCHE, I. L., LEYKAUF, B., LIEN, Y.-H., LORIANI, S., MERLET, S., MERZOUGUI, M., NOFRARIAS, M., PAPADAKOS, P., SANTOS, F. P. d., PETERS, A., PLEXOUSAKIS, D., PREVEDELLI, M., RASEL, E. M., ROGISTER, Y., ROSAT, S., ROURA, A., SABULSKY, D. O., SCHKOLNIK, V., SCHLIPPERT, D., SCHUBERT, C., SIDORENKOV, L., SIEMSS, J.-N., SOPUERTA, C. F., SORRENTINO, F., STRUCKMANN, C., TINO, G. M., TSAGKATAKIS, G., VICERÉ, A., KLITZING, W. v., WOERNER, L. et ZOU, X. (2020). ELGAR—a European Laboratory for Gravitation and Atom-interferometric Research. *Classical and Quantum Gravity*, 37(22):225017.
- [Canuel *et al.*, 2018] CANUEL, B., BERTOLDI, A., AMAND, L., di POZZO, E. B., FANG, B., GEIGER, R., GILLOT, J., HENRY, S., HINDERER, J., HOLLEVILLE, D., LEFÈVRE, G., MERZOUGUI, M., MIELEC, N., MONFRET, T., PELISSON, S., PREVEDELLI, M., REYNAUD, S., RIOU, I., ROGISTER, Y., ROSAT, S.,

- CORMIER, E., LANDRAGIN, A., CHAIBI, W., GAFFET, S. et BOUYER, P. (2018). Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer. *Scientific Reports*, 8(1):14064.
- [Carraz *et al.*, 2012] CARRAZ, O., CHARRIÈRE, R., CADORET, M., ZAHZAM, N., BIDEL, Y. et BRESSON, A. (2012). Phase shift in an atom interferometer induced by the additional laser lines of a Raman laser generated by modulation. *Physical Review A*, 86(3):033605.
- [Castin *et al.*, 1994] CASTIN, Y., BERG-SO/RENSEN, K., DALIBARD, J. et MO/LMER, K. (1994). Two-dimensional Sisyphus cooling. *Physical Review A*, 50(6):5092–5115.
- [Cheinet, 2006] CHEINET, P. (2006). *Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [Cheinet *et al.*, 2008] CHEINET, P., CANUEL, B., PEREIRA DOS SANTOS, F., GAUGUET, A., YVERLEDUC, F. et LANDRAGIN, A. (2008). Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 57(6):1141–1148.
- [Chichet, 2017] CHICHET, L. (2017). *Interférométrie atomique embarquée double espèce, 87Rb et 39K, appliqué au test du principe d'équivalence faible et à la navigation inertielle*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux.
- [Cohen-Tannoudji, 1991] COHEN-TANNOUDJI, C. (1991). Nouveaux mécanismes de refroidissement laser - Etude générale de la configuration delta. Cours au Collège de France.
- [Cohen-Tannoudji, 1992] COHEN-TANNOUDJI, C. (1992). Interférométrie atomique. Cours au Collège de France.
- [Cohen-Tannoudji, 1996] COHEN-TANNOUDJI, C. (1996). Atomes ultrafroids - Piègeage non dissipatif et refroidissement évaporatif. Cours au Collège de France.
- [Condon *et al.*, 2019] CONDON, G., RABAULT, M., BARRETT, B., CHICHET, L., ARGUEL, R., ENERIZ-IMAZ, H., NAIK, D., BERTOLDI, A., BATTELIER, B., LANDRAGIN, A. et BOUYER, P. (2019). All-Optical Bose-Einstein Condensates in Microgravity. *Physical Review Letters*, 123(24):240402. arXiv : 1906.10063.
- [Couvert, 2009] COUVERT, A. (2009). *Production et étude de lasers à atomes guidés, et de leur interaction avec des défauts contrôlés*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [Dalibard, 1999] DALIBARD, J. (1999). Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases. *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases*, pages 321–349.
- [Dalibard et Brossel, 2005] DALIBARD, J. et BROSSEL, L. K. (2005). Les condensats de Bose-Einstein.
- [Damour et Polyakov, 1994] DAMOUR, T. et POLYAKOV, A. M. (1994). The String Dilaton and a Least Coupling Principle. *Nuclear Physics B*, 423(2-3):532–558.
- [Dick, 1987] DICK, G. J. (1987). Local Oscillator Induced Instabilities in Trapped Ion Frequency Standards.
- [Dickerson *et al.*, 2013] DICKERSON, S. M., HOGAN, J. M., SUGARBAKER, A., JOHNSON, D. M. S. et KASEVICH, M. A. (2013). Multiaxis Inertial Sensing with Long-Time Point Source Atom Interferometry. *Physical Review Letters*, 111(8):083001.
- [Dos Santos, 2015] DOS SANTOS, F. P. (2015). Differential phase extraction in an atom gradiometer. *Physical Review A*, 91(6):063615.
- [Elliott *et al.*, 2018] ELLIOTT, E. R., KRUTZIK, M. C., WILLIAMS, J. R., THOMPSON, R. J. et AVELINE, D. C. (2018). NASA's Cold Atom Lab (CAL) : system development and ground test status. *npj Microgravity*, 4(1):1–7.
- [Fernandes *et al.*, 2012] FERNANDES, D. R., SIEVERS, F., KRETZSCHMAR, N., WU, S., SALOMON, C. et CHEVY, F. (2012). Sub-Doppler laser cooling of fermionic 40K atoms in three-dimensional gray optical molasses. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(6):63001.
- [Feynman, 1948] FEYNMAN, R. P. (1948). Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 20(2):367–387.
- [Fixler *et al.*, 2007] FIXLER, J. B., FOSTER, G. T., MCGUIRK, J. M. et KASEVICH, M. A. (2007). Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity. *Science*, 315(5808):74–77.
- [Fortágh et Zimmermann, 2007] FORTÁGH, J. et ZIMMERMANN, C. (2007). Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Reviews of Modern Physics*, 79(1):235–289.
- [Foster *et al.*, 2002] FOSTER, G. T., FIXLER, J. B., MCGUIRK, J. M. et KASEVICH, M. A. (2002). Method of phase extraction between coupled atom interferometers using ellipse-specific fitting. *Optics Letters*, 27(11):951–953.

- [Fouche, 2015] FOUCHE, L. (2015). *Gaz quantiques de potassium 39 à interactions contrôlables*. Thèse de doctorat, Institut d'Optique Graduate School.
- [Geiger, 2011] GEIGER, R. (2011). *Senseur inertielle à ondes de matière aéroporté*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI.
- [Geiger et al., 2011] GEIGER, R., MÉNORET, V., STERN, G., ZAHZAM, N., CHEINET, P., BATTELIER, B., VILLING, A., MORON, F., LOURS, M., BIDEL, Y., BRESSON, A., LANDRAGIN, A. et BOUYER, P. (2011). Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 2(1):474.
- [Gensemer et al., 2000] GENSEMER, S. D., GOULD, P. L., LEO, P. J., TIESINGA, E. et WILLIAMS, C. J. (2000). Ultracold 87Rb ground-state hyperfine-changing collisions in the presence and absence of laser light. *Physical Review A*, 62(3):030702.
- [Gerlich et al., 2011] GERLICH, S., EIBENBERGER, S., TOMANDL, M., NIMMRICHTER, S., HORNBERGER, K., FAGAN, P. J., TÜXEN, J., MAYOR, M. et ARNDT, M. (2011). Quantum interference of large organic molecules. *Nature Communications*, 2(1):263.
- [Gokhroo et al., 2011] GOKHROO, V., RAJALAKSHMI, G., EASWARAN, R. K. et UNNIKRISSHANNAN, C. S. (2011). Sub-Doppler deep-cooled bosonic and fermionic isotopes of potassium in a compact 2D + -3D MOT set-up. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 44(11):115307.
- [Gominet, 2015] GOMINET, P. A. (2015). *Accéléromètre atomique double espèce 87Rb/39K aéroporté pour un test du principe d'équivalence*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux.
- [Greene et al., 1998] GREENE, B. R., MORRISON, D. R. et POLCHINSKI, J. (1998). String theory. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 95(19):11039–11040.
- [Grier et al., 2013] GRIER, A. T., FERRIER-BARBUT, I., REM, B. S., DELEHAYE, M., KHAYKOVICH, L., CHEVY, F. et SALOMON, C. (2013). Delta-enhanced Sub-Doppler Cooling of Lithium Atoms in D1 Gray Molasses. *Physical Review A*, 87(6):063411.
- [Grimm et al., 1999] GRIMM, R., WEIDEMÜLLER, M. et OVCHINNIKOV, Y. B. (1999). Optical dipole traps for neutral atoms. *arXiv :physics/9902072*.
- [Hensley et al., 1999] HENSLEY, J. M., PETERS, A. et CHU, S. (1999). Active low frequency vertical vibration isolation. *Review of Scientific Instruments*, 70(6):2735–2741.
- [Hess, 1986] HESS, H. F. (1986). Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Physical Review B*, 34(5):3476–3479.
- [Kalman, 1960] KALMAN, R. E. (1960). A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems. *Journal of Basic Engineering*, 82(1):35–45.
- [Kaluza, 2018] KALUZA, T. (2018). On the Unification Problem in Physics. *International Journal of Modern Physics D*, 27(14):1870001.
- [Kasevich et Chu, 1991] KASEVICH, M. et CHU, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2):181–184.
- [Keil et al., 2016] KEIL, M., AMIT, O., ZHOU, S., GROSWASSER, D., JAPHA, Y. et FOLMAN, R. (2016). Fifteen Years of Cold Matter on the Atom Chip : Promise, Realizations, and Prospects. *Journal of Modern Optics*, 63(18):1840–1885.
- [Keshet et Ketterle, 2013] KESHET, A. et KETTERLE, W. (2013). A Distributed GUI-based Computer Control System for Atomic Physics Experiments. *Review of Scientific Instruments*, 84(1):015105.
- [Kien et al., 2013] KIEN, F. L., SCHNEEWEISS, P. et RAUSCHENBEUTEL, A. (2013). Dynamical polarizability of atoms in arbitrary light fields : general theory and application to cesium. *The European Physical Journal D*, 67(5):92.
- [Kovachy et al., 2015] KOVACHY, T., ASENBAUM, P., OVERSTREET, C., DONNELLY, C. A., DICKERSON, S. M., SUGARBAKER, A., HOGAN, J. M. et KASEVICH, M. A. (2015). Quantum superposition at the half-metre scale. *Nature*, 528(7583):530–533.
- [Kuhn et al., 2014] KUHN, C. C. N., McDONALD, G. D., HARDMAN, K. S., BENNETTS, S., EVERITT, P. J., ALTIN, P. A., DEBS, J. E., CLOSE, J. D. et ROBINS, N. P. (2014). A Bose-condensed, simultaneous dual species Mach-Zehnder atom interferometer. *New Journal of Physics*, 16(7):073035.
- [Lan et al., 2012] LAN, S.-Y., KUAN, P.-C., ESTEY, B., HASLINGER, P. et MUELLER, H. (2012). Influence of the Coriolis force in atom interferometry. *Physical Review Letters*, 108(9):090402.
- [Landini et al., 2011] LANDINI, M., ROY, S., CARCAGNI, L., TRYPOGEOGOS, D., FATTORI, M., INGUSCIO, M. et MODUGNO, G. (2011). Sub-Doppler laser cooling of potassium atoms. *Physical Review A*, 84(4):043432.

- [Langlois *et al.*, 2017] LANGLOIS, M., CALDANI, R., TRIMECHE, A., MERLET, S. et SANTOS, F. P. D. (2017). Differential phase extraction in dual interferometers exploiting the correlation between classical and quantum sensors.
- [Laurent *et al.*, 2003] LAURENT, P., CLAIRON, A., LEMONDE, P., SANTARELLI, G., SALOMON, C., SIRMAIN, C., PICARD, F., DELAROCHE, C., GROSJEAN, O., SACCOCCIO, M., CHAUBET, M., GUILLIER, L. et ABADIE, J. (2003). The space clock PHARAO : functioning and expected performances. *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003.*
- [Lautier-Blisson, 2014] LAUTIER-BLISSON, J. (2014). *Développement d'un accéléromètre atomique compact pour la gravimétrie de terrain et la navigation inertielle*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [Leanhardt *et al.*, 2003] LEANHARDT, A. E., PASQUINI, T. A., SABA, M., SCHIROTZEK, A., SHIN, Y., KIELPINSKI, D., PRITCHARD, D. E. et KETTERLE, W. (2003). Cooling Bose-Einstein condensates below 500 picokelvin. *Science (New York, N.Y.)*, 301(5639):1513–1515.
- [Lemonde, 1997] LEMONDE, P. (1997). *PHARAO : Étude d'une horloge spatiale utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [Lin *et al.*, 2009] LIN, Y.-J., PERRY, A. R., COMPTON, R. L., SPIELMAN, I. B. et PORTO, J. V. (2009). Rapid production of 87Rb BECs in a combined magnetic and optical potential. *Physical Review A*, 79(6):063631.
- [Liu *et al.*, 2018] LIU, L., LÜ, D.-S., CHEN, W.-B., LI, T., QU, Q.-Z., WANG, B., LI, L., REN, W., DONG, Z.-R., ZHAO, J.-B., XIA, W.-B., ZHAO, X., JI, J.-W., YE, M.-F., SUN, Y.-G., YAO, Y.-Y., SONG, D., LIANG, Z.-G., HU, S.-J., YU, D.-H., HOU, X., SHI, W., ZANG, H.-G., XIANG, J.-F., PENG, X.-K. et WANG, Y.-Z. (2018). In-orbit operation of an atomic clock based on laser-cooled 87Rb atoms. *Nature Communications*, 9(1):2760.
- [Luiten *et al.*, 1996] LUITEN, O. J., REYNOLDS, M. W. et WALRAVEN, J. T. M. (1996). Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Physical Review A*, 53(1):381–389.
- [Lévêque, 2010] LÉVÈQUE, T. (2010). *Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- [Lévêque *et al.*, 2021] LÉVÈQUE, T., FALLET, C., MANDEA, M., BIANCALE, R., LEMOINE, J. M., TARDIVEL, S., DELAVAUULT, S., PIQUEREAU, A., BOURGOGNE, S., SANTOS, F. P. D., BATTELIER, B. et BOUYER, P. (2021). Gravity Field Mapping Using Laser Coupled Quantum Accelerometers in Space. *Journal of Geodesy*, 95(1):15.
- [Malossi *et al.*, 2010] MALOSSI, N., BODART, Q., MERLET, S., LÉVÈQUE, T., LANDRAGIN, A. et SANTOS, F. P. D. (2010). Double diffraction in an atomic gravimeter. *Physical Review A*, 81(1):013617.
- [Martin *et al.*, 1988] MARTIN, P. J., OLDAKER, B. G., MIKLICH, A. H. et PRITCHARD, D. E. (1988). Bragg scattering of atoms from a standing light wave. *Physical Review Letters*, 60(6):515–518.
- [Mattingly, 2005] MATTINGLY, D. (2005). Modern tests of Lorentz invariance.
- [Modugno *et al.*, 2001] MODUGNO, G., FERRARI, G., ROATI, G., BRECHA, R. J., SIMONI, A. et INGUSCIO, M. (2001). Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling. *Science*, 294(5545):1320–1322.
- [Moharam et Young, 1978] MOHARAM, M. G. et YOUNG, L. (1978). Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes. *Applied Optics*, 17(11):1757–1759.
- [Moler *et al.*, 1992] MOLER, K., WEISS, D. S., KASEVICH, M. et CHU, S. (1992). Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Physical Review A*, 45(1):342–348.
- [Murphy Jr, 2013] MURPHY JR, T. W. (2013). Lunar laser ranging : the millimeter challenge. *Reports on Progress in Physics*, 76(7):076901.
- [Ménoret, 2012] MÉNORET, V. (2012). *Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du Principe d'Equivalence*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI.
- [Müntinga *et al.*, 2013] MÜNTINGA, H., AHLERS, H., KRUTZIK, M., WENZLAWSKI, A., ARNOLD, S., BECKER, D., BONGS, K., DITTUS, H., DUNCKER, H., GAALLOUL, N., GHERASIM, C., GIESE, E., GRZESCHIK, C., HÄNSCH, T. W., HELLMIG, O., HERR, W., HERRMANN, S., KAJARI, E., KLEINERT, S., LÄMMERZAHN, C., LEWOCZKO-ADAMCZYK, W., MALCOLM, J., MEYER, N., NOLTE, R., PETERS, A., POPP, M., REICHEL, J., ROURA, A., RUDOLPH, J., SCHIEMANGK, M., SCHNEIDER, M., SEIDEL, S. T., SENGSTOCK, K., TAMMA, V., VALENZUELA, T., VOGEL, A., WALSER, R., WENDRICH, T., WINDPASSINGER,

- P., ZELLER, W., van ZOEST, T., ERTMER, W., SCHLEICH, W. P. et RASEL, E. M. (2013). Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9):093602.
- [Nath *et al.*, 2013] NATH, D., EASWARAN, R. K., RAJALAKSHMI, G. et UNNIKRISHNAN, C. S. (2013). Quantum interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses. *Physical Review A*, 88(5):053407.
- [Nyman *et al.*, 2006] NYMAN, R., VAROQUAUX, G., LIENHART, F., CHAMBON, D., BOUSSEN, S., CLÉMENT, J.-F., MÜLLER, T., SANTARELLI, G., PEREIRA DOS SANTOS, F., CLAIRON, A., BRESSON, A., LANDRAGIN, A. et BOUYER, P. (2006). I.C.E. : a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity. *Applied Physics B*, 84(4):673–681.
- [O’Hara *et al.*, 2001] O’HARA, K. M., GEHM, M. E., GRANADE, S. R. et THOMAS, J. E. (2001). Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Physical Review A*, 64(5):051403. Publisher : American Physical Society.
- [Pappa *et al.*, 2011] PAPPA, M., CONDYLLIS, P. C., KONSTANTINIDIS, G. O., BOLPASI, V., LAZOUZIS, A., MORIZOT, O., SAHAGUN, D., BAKER, M. et von KLITZING, W. (2011). Ultra-sensitive atom imaging for matter-wave optics. *New Journal of Physics*, 13(11):115012.
- [Peil *et al.*, 2013] PEIL, S., CRANE, S., HANSEN, J. L., SWANSON, T. B. et EKSTROM, C. R. (2013). Tests of local position invariance using continuously running atomic clocks. *Physical Review A*, 87(1):010102.
- [Pethick et Smith, 2008] PETHICK, C. J. et SMITH, H. (2008). *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. Cambridge University Press.
- [Pottie, 2003] POTTIE, P.-E. (2003). *Etude du refroidissement laser en cellule : contribution au développement d’une horloge atomique miniature A 133 Cs*. Thèse de doctorat, Paris 6.
- [Rabault, 2019] RABAULT, M. (2019). *Condensation de Bose-Einstein tout-optique en microgravité pour l’interférométrie atomique*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux.
- [Ramsey, 1950] RAMSEY, N. F. (1950). A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. *Physical Review*, 78(6):695–699. Publisher : American Physical Society.
- [Rocco *et al.*, 2014] ROCCO, E., PALMER, R. N., VALENZUELA, T., BOYER, V., FREISE, A. et BONGS, K. (2014). Fluorescence detection at the atom shot noise limit for atom interferometry. *New Journal of Physics*, 16(9):093046.
- [Rosi *et al.*, 2014] ROSI, G., SORRENTINO, F., CACCIAPUOTI, L., PREVEDELLI, M. et TINO, G. M. (2014). Precision Measurement of the Newtonian Gravitational Constant Using Cold Atoms. *Nature*, 510(7506): 518–521.
- [Rosi *et al.*, 2018] ROSI, S., BURCHIANTI, A., CONCLAVE, S., NAIK, D. S., ROATI, G., FORT, C. et MINARDI, F. (2018). Delta-enhanced grey molasses on the D2 transition of Rubidium-87 atoms. *Scientific Reports*, 8(1):1301.
- [Roura *et al.*, 2014] ROURA, A., ZELLER, W. et SCHLEICH, W. P. (2014). Overcoming loss of contrast in atom interferometry due to gravity gradients. *New Journal of Physics*, 16(12):123012.
- [Rovelli, 1997] ROVELLI, C. (1997). Loop Quantum Gravity. page 34.
- [Rudolph *et al.*, 2015] RUDOLPH, J., HERR, W., GRZESCHIK, C., STERNKE, T., GROTE, A., POPP, M., BECKER, D., MÜNTINGA, H., AHLERS, H., PETERS, A., LÄMMERZAHN, C., SENGSTOCK, K., GAALOUL, N., ERTMER, W. et RASEL, E. M. (2015). A high-flux BEC source for mobile atom interferometers. *New Journal of Physics*, 17(6):065001.
- [Salomon, 1984] SALOMON, C. (1984). Franges de Ramsey et spectroscopie laser à ultra-haute résolution dans l’infrarouge. page 398.
- [Salomon, 2014] SALOMON, G. (2014). *Production tout optique de condensats de Bose-Einstein de ^{39}K : des interactions contrôlables pour l’étude de gaz quantiques désordonnés en dimensions réduites*. Thèse de doctorat, Institut d’Optique Graduate School.
- [Salomon *et al.*, 2014] SALOMON, G., FOUCHÉ, L., LEPOUTRE, S., ASPECT, A. et BOURDEL, T. (2014). All-optical cooling of ^{39}K to Bose-Einstein condensation. *Physical Review A*, 90(3):033405.
- [Salomon *et al.*, 2013] SALOMON, G., FOUCHÉ, L., WANG, P., ASPECT, A., BOUYER, P. et BOURDEL, T. (2013). Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density. *EPL (Europhysics Letters)*, 104(6):63002.
- [Sanner *et al.*, 2019] SANNER, C., HUNTEMANN, N., LANGE, R., TAMM, C., PEIK, E., SAFRONOVA, M. S. et PORSEV, S. G. (2019). Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing. *Nature*, 567(7747): 204–208.

- [Santarelli *et al.*, 1999] SANTARELLI, G., LAURENT, P., LEMONDE, P., CLAIRON, A., MANN, A. G., CHANG, S., LUITEN, A. N. et SALOMON, C. (1999). Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard. *Physical Review Letters*, 82(23):4619–4622.
- [Schlamminger *et al.*, 2008] SCHLAMMINGER, S., CHOI, K.-Y., WAGNER, T. A., GUNDLACH, J. H. et ADELBERGER, E. G. (2008). Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance. *Physical Review Letters*, 100(4):041101.
- [Schlippert *et al.*, 2014] SCHLIPPERT, D., HARTWIG, J., ALBERS, H., RICHARDSON, L. L., SCHUBERT, C., ROURA, A., SCHLEICH, W. P., ERTMER, W. et RASEL, E. M. (2014). Quantum Test of the Universality of Free Fall. *Physical Review Letters*, 112(20):203002.
- [Shang *et al.*, 1994] SHANG, S.-Q., LU, Z.-T. et FREEDMAN, S. J. (1994). Comparison of the cold-collision losses for laser-trapped sodium in different ground-state hyperfine sublevels. *Physical Review A*, 50(6):R4449–R4452.
- [Sievers *et al.*, 2015] SIEVERS, F., KRETZSCHMAR, N., FERNANDES, D. R., SUCHET, D., RABINOVIC, M., WU, S., PARKER, C. V., KHAYKOVICH, L., SALOMON, C. et CHEVY, F. (2015). Simultaneous sub-Doppler laser cooling of fermionic 6Li and 40K on the D1 line : Theory and Experiment. *Physical Review A*, 91(2):023426.
- [Sorrentino *et al.*, 2014] SORRENTINO, F., BODART, Q., CACCIAPUOTI, L., LIEN, Y.-H., PREVEDELLI, M., ROSI, G., SALVI, L. et TINO, G. M. (2014). Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer. *Physical Review A*, 89(2):023607.
- [Steck, 2003] STECK, D. A. (2003). Rubidium 87 D Line Data.
- [Stockton *et al.*, 2007] STOCKTON, J. K., WU, X. et KASEVICH, M. A. (2007). Bayesian estimation of differential interferometer phase. *Physical Review A*, 76(3):033613.
- [Storey et Cohen-Tannoudji, 1994] STOREY, P. et COHEN-TANNOUJDI, C. (1994). The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial. *Journal de Physique II*, 4(11):1999–2027.
- [Tarallo *et al.*, 2014] TARALLO, M., MAZZONI, T., POLI, N., SUTYRIN, D., ZHANG, X. et TINO, G. (2014). Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms : Search for Spin-Gravity Coupling Effects. *Physical Review Letters*, 113(2):023005.
- [Taylor et Veneziano, 1988] TAYLOR, T. et VENEZIANO, G. (1988). Dilaton couplings at large distances.
- [Templier, 2021] TEMPLIER, S. (2021). *Three-axis Hybridized Quantum Accelerometer for Inertial Navigation*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux.
- [Thomas *et al.*, 1982] THOMAS, J. E., HEMMER, P. R., EZEKIEL, S., LEIBY, Jr., C. C., PICARD, R. H. et WILLIS, C. R. (1982). Observation of Ramsey Fringes Using a Stimulated, Resonance Raman Transition in a Sodium Atomic Beam. *Physical Review Letters*, 48:867–870. ADS Bibcode : 1982PhRvL..48..867T.
- [Tiecke, 2019] TIECKE, T. G. (2019). Potassium Properties.pdf.
- [Touboul *et al.*, 2017] TOUBOUL, P., MÉTRIS, G., RODRIGUES, M., ANDRÉ, Y., BAGHI, Q., BERGÉ, J., BOULANGER, D., BREMER, S., CARLE, P., CHHUN, R., CHRISTOPHE, B., CIPOLLA, V., DAMOUR, T., DANTO, P., DITTUS, H., FAYET, P., FOULON, B., GAGEANT, C., GUIDOTTI, P.-Y., HAGEDORN, D., HARDY, E., HUYNH, P.-A., INCHAUSPE, H., KAYSER, P., LALA, S., LÄMMERZAHN, C., LEBAT, V., LESEUR, P., LIORZOU, F., LIST, M., LÖFFLE, F., PANET, I., POUILLOUX, B., PRIEUR, P., REBRAY, A., REYNAUD, S., RIEVERS, B., ROBERT, A., SELIG, H., SERRON, L., SUMNER, T., TANGUY, N. et VISSER, P. (2017). The MICROSCOPE mission : first results of a space test of the Equivalence Principle. *Physical Review Letters*, 119(23):231101.
- [Will, 2014] WILL, C. M. (2014). The Confrontation between General Relativity and Experiment. *Living Reviews in Relativity*, 17(1):4.
- [Wolf *et al.*, 2007] WOLF, P., LEMONDE, P., LAMBRECHT, A., BIZE, S., LANDRAGIN, A. et CLAIRON, A. (2007). From Optical Lattice Clocks to the Measurement of Forces in the Casimir Regime. *Physical Review A*, 75:063608.
- [Zhao *et al.*, 2021] ZHAO, Y., YUE, X., CHEN, F. et HUANG, C. (2021). Extension of the rotation-rate measurement range with no sensitivity loss in a cold-atom gyroscope. *Physical Review A*, 104(1):013312.
- [Zhou *et al.*, 2015] ZHOU, L., LONG, S., TANG, B., CHEN, X., GAO, F., PENG, W., DUAN, W., ZHONG, J., XIONG, Z., WANG, J., ZHANG, Y. et ZHAN, M. (2015). Test of Equivalence Principle at 10^{-8} Level by a Dual-species Double-diffraction Raman Atom Interferometer. *Physical Review Letters*, 115(1):013004.

[Zhou *et al.*, 2011] ZHOU, L., XIONG, Z. Y., YANG, W., TANG, B., PENG, W. C., HAO, K., LI, R. B., LIU, M., WANG, J. et ZHAN, M. S. (2011). Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement. *General Relativity and Gravitation*, 43(7):1931–1942.

Interféromètre à ondes de matière ultra-froides pour le test du principe d'équivalence faible en micropesanteur

Résumé : Au cours des dernières décennies, des avancées majeures ont été réalisées dans le domaine du piègeage et du refroidissement d'atome par des méthodes optiques. Ces nouvelles techniques ont ouvert la voie vers la métrologie de haute-précision pour de nombreuses applications, s'étendant de la géodésie à la navigation inertielle en passant par des tests de physique fondamentale. Ces travaux de thèses s'inscrivent dans ce contexte et se sont déroulés dans le cadre du projet ICE, qui a pour but de développer un accéléromètre à ondes de matière, bi-espèce (^{87}Rb et ^{39}K), appliqué au test du principe d'équivalence faible.

Afin de s'affranchir des limitations liées à la chute libre des atomes, l'instrument a été conçu pour opérer dans un environnement de micropesanteur, ce qui en fait un démonstrateur technologique de choix pour de futures applications spatiales. Le régime d'impesanteur est concrètement atteint par le biais de deux plateformes complémentaires : l'avion 0G de Novespace, et un simulateur de micropesanteur fonctionnant sur le principe de l'ascenseur d'Einstein, installé au laboratoire. La réalisation d'interféromètres à longs temps d'interrogation ($2T = 200$ ms) ainsi que les progrès ayant été réalisés sur l'expérience en terme de cohérence de la source atomique laissent entrevoir, à moyen terme, un test de haute sensibilité du paramètre d'Eötvös avec des ondes de matières ultra-froides en micropesanteur.

Mots-clés : Interférométrie atomique, Atomes ultra-froids, Accéléromètre à ondes de matières, Principe d'Équivalence, Micropesanteur

Ultra-cold matter-wave interferometer applied to the test of the weak equivalence principle in microgravity

Abstract : Over the past decades, major leaps forward have been made in trapping and cooling atoms by optical methods. These new techniques paved the way to high-precision metrology in many applications, going from geodesy to inertial navigation, not forgetting fundamental physics. This work has been conducted in the framework of the ICE experiment, aiming to develop a bi-species atom accelerometer (^{87}Rb et ^{39}K), dedicated to the test of the weak equivalence principle. In order to get rid of limitations related to atoms free falling in the experimental setup, this instrument has been designed to operate in a microgravity environment, making it a key technological demonstrator for future space applications. The weightlessness regime is concretely accessed by means of two complementary platforms, namely the Novespace 0G-aircraft and an Einstein elevator installed in the laboratory. The realization of long interrogation time interferometer ($2T = 200$ ms) and progress which have been made in terms of atomic sources coherence give a glimpse, in the medium term, to a high sensitivity test of the Eötvös parameter with ultra-cold matter waves in microgravity.

Keywords : Atom interferometry, Ultra-cold atoms, Matter-wave accelerometer, Equivalence Principle, Microgravity
