



HAL
open science

Condensation de Bose-Einstein tout-optique en microgravité pour l'interférométrie atomique

Martin Rabault

► **To cite this version:**

Martin Rabault. Condensation de Bose-Einstein tout-optique en microgravité pour l'interférométrie atomique. Optique [physics.optics]. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0193 . tel-02400279v2

HAL Id: tel-02400279

<https://theses.hal.science/tel-02400279v2>

Submitted on 9 Dec 2019

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

EDSPI

Spécialité : Lasers, matière et nanosciences

Par

Martin RABAULT

Sujet de la thèse :

**Condensation de Bose-Einstein tout optique en
microgravité pour l'interférométrie atomique**

Soutenue le 17 octobre 2019

devant le jury composé de :

M.	C. WESTBROOK	Président du jury
M.	P. KRUGER	Rapporteur
Mme.	S. GUELLATI-KHÉLIFA	Rapporteur
M.	N. GAALOUL	Examineur
M.	A. GAUGUET	Examineur
M.	T. LÉVÈQUE	Invité
M.	B. BATTELIER	Co-encadrant
M.	P. BOUYER	Directeur de thèse

Résumé

L'expérience I.C.E a pour objectif de tester le principe d'équivalence faible (WEP) à la base de la théorie de la relativité générale d'Einstein et postulant l'équivalence entre masse inertielle et masse grave. Si ce principe a toujours été vérifié jusqu'à aujourd'hui, il est d'un intérêt fondamental pour la physique moderne de poursuivre les mesures avec une précision accrue. En effet, de nouvelles théories d'unification de la mécanique quantique et de la relativité générale prévoient une violation de ce principe. Pour réaliser un test du WEP, il suffit de comparer les accélérations de deux objets en chute libre dans un même champ de gravitation, et c'est ce que réalise l'expérience I.C.E à l'échelle quantique (à la différence de la mission spatiale Microscope qui à ce jour a pu vérifier le WEP avec des objets macroscopiques avec une sensibilité sur le paramètre η de 2.10^{-14}). Ainsi, l'expérience consiste à réaliser, par une méthode interférométrique, la mesure de l'accélération de deux espèces atomiques (^{87}Rb et ^{39}K) de masses et de compositions différentes, en chute libre dans une enceinte à vide. La sensibilité de la mesure des effets inertiels auxquels les atomes sont sensibles (accélérations et rotations) est d'autant plus grande que la durée de chute libre des atomes est élevée et que la température des nuages est faible. Or, sur Terre au laboratoire, les atomes finissent par tomber au fond de l'enceinte les contenant sous l'effet de la gravité, ce qui limite grandement la sensibilité de la mesure. C'est pourquoi il est intéressant de placer l'expérience dans un environnement de micropesanteur dans lequel les atomes restent au centre de la chambre à vide afin d'atteindre des temps d'interrogation beaucoup plus longs. A ce titre, l'expérience est embarquée jusqu'à plusieurs fois par an, à bord de l'avion Zéro-g de la société Novespace. Les durées de micropesanteur proposées permettent d'atteindre des temps d'interrogation théoriques de l'ordre de la seconde ce qui doit porter le niveau de sensibilité à 10^{-11} . Cependant, nous sommes aujourd'hui très fortement limités par le niveau élevé de vibrations et de rotations de l'avion : la perte de contraste des franges d'interférence engendrée ainsi que le bruit de phase introduit, ne nous permettent pas de dépasser des temps d'interrogation de 5 ms en 0 g. En parallèle, le laboratoire s'est récemment doté d'un simulateur de microgravité sur lequel est montée l'expérience, donnant accès à des temps d'interrogation de plus de 200 ms avec des trajectoires paraboliques d'une très bonne répétabilité (de l'ordre de 3 mg). La cohérence d'une source atomique étant directement reliée à sa température, l'utilisation de nuages ultra-froids est d'un grand intérêt pour améliorer le contraste des franges d'interférence, d'autant plus pour les longs temps d'interrogation visés. Le présent manuscrit synthétise les travaux ayant permis de produire le tout premier condensat de Bose-Einstein (la source atomique ultime) de ^{87}Rb en microgravité par une méthode tout optique, et ce, de manière répétable toutes les 13,5 secondes. Nous démontrons l'efficacité de notre méthode de chargement du piège dipolaire basée sur l'association d'un refroidissement par mélasse grise et d'une modulation spatiale des faisceaux dipolaires. Ces résultats ouvrent la voie vers de futures mesures interférométriques très sensibles à grand facteur d'échelle.

Mots clés : Atomes ultra-froids, interférométrie atomique, principe d'équivalence, microgravité, piège dipolaire, mélasse grise

Abstract

The I.C.E experiment aims at testing the weak equivalence principle (WEP) underlying Einstein's theory of general relativity and which postulates the equivalence between inertial mass and gravitational mass. If this principle has always been verified until today, it is of fundamental interest for physics to continue the measurements with greater precision. Indeed, new unifying theories of quantum mechanics and general relativity predict a violation of this principle. To carry out a test of the WEP, it suffices to compare the accelerations of two objects in free fall in the same gravitational field. This is what the I.C.E experiment, on the quantum scale, achieves (unlike the spatial Microscope mission, which to date has been able to verify the principle of equivalence with macroscopic objects with a sensitivity on η of $2 \cdot 10^{-14}$). Thus, the experiment consists in performing, by an interferometric method, the measurement of the acceleration of two atomic species (^{87}Rb and ^{39}K) of different mass and composition in free fall in a vacuum chamber. The measurement sensitivity of the inertial effects to which the atoms are sensitive (accelerations and rotations) is all the greater as the free fall time of the atoms is high and their temperature is low. But on Earth, in the laboratory, the atoms eventually fall to the bottom of the vacuum chamber containing them under the effect of gravity, which greatly limits the measurement sensitivity achievable. This is why it is interesting to place the experiment in a microgravity environment in which the atoms stay in the center of the vacuum chamber in order to reach much longer interrogation times. As such, several times a year, the experiment is put aboard the aircraft Zero-g of the Novespace company. The available microgravity durations make it possible to reach theoretical interrogation times of the order of one second, which should raise the sensitivity level to 10^{-11} . However, we are today very strongly limited by the high level of vibrations of the aircraft as well as its rotations : the loss of contrast of the interference fringes and the phase noise caused, do not allow us to exceed 5 ms of interrogation times in 0 g. Since the coherence of an atomic source is directly related to its temperature, the use of ultra-cold clouds is of great interest to improve the contrast of the interference fringes, especially for the long interrogation times targeted. In parallel, the laboratory is now equipped with a microgravity simulator on which is mounted the experiment, giving access to interrogation times of more than 250 ms with parabolic trajectories of a very good repeatability (of the order of 3 mg). This manuscript synthesizes the work that produced the very first ^{87}Rb Bose-Einstein condensate in microgravity by all-optical methods, with a repetition rate of 13,5 seconds. We demonstrate the efficiency of our dipole trap loading method based on the association of a grey molasses cooling and a spatial modulation of the dipole beams. These results pave the way for future highly sensitive interferometric measurements with a large scale factor.

Keywords : Ultra-cold atoms, atom interferometry, equivalence principle, microgravity, dipole trap, grey molasses

À mes parents

Table des matières

	Page
Introduction	7
1 Interférométrie atomique en microgravité : éléments théoriques	13
1.1 Introduction	14
1.2 Les transitions Raman simple diffraction	15
1.2.1 Description de l'interaction atome-lasers	15
1.2.2 Evolution des amplitudes de probabilités du système à 3 niveaux	17
1.2.3 Sélectivité en vitesse des impulsions Raman contra-propageantes	19
1.2.4 Considérations techniques	21
1.3 L'interféromètre de Mach-Zehnder simple diffraction	21
1.3.1 Le régime de simple diffraction	21
1.3.2 Les éléments d'un interféromètre simple diffraction	22
1.3.2.1 L'impulsion $\pi/2$	23
1.3.2.2 L'impulsion π	23
1.3.2.3 L'évolution libre	23
1.3.2.4 L'interféromètre de Mach-Zehnder	23
1.3.3 Déphasage en sortie de l'interféromètre	24
1.3.3.1 Cas d'une accélération constante	24
1.3.3.2 Réponse de l'interféromètre soumis aux vibrations	26
1.4 L'interféromètre de Mach-Zehnder en microgravité	26
1.4.1 Régime de faible accélération et faible vitesse	26
1.4.1.1 Le double interféromètre simple diffraction	27
1.4.1.2 La double diffraction	27
1.4.1.3 Spectroscopie Raman en microgravité	28
1.4.2 Etude théorique de la double diffraction	29
1.4.2.1 Modélisation d'une transition à 5 états couplés	29
1.4.2.2 Prise en compte des ordres de diffraction supérieurs	32
1.4.2.3 Résolution numérique du système d'équations couplées	32
1.4.2.4 Calcul du déphasage interférométrique d'un interféromètre de Mach-Zehnder	34
1.4.3 De la nécessité des atomes ultra-froids	36
2 Dispositif expérimental	39
2.1 Introduction	40
2.1.1 Les campagnes de vols paraboliques	40
2.1.1.1 Déroulement d'une campagne	40
2.1.1.2 La manoeuvre parabolique	40

2.1.2	Contraintes liées aux vols paraboliques	41
2.2	Le système laser Télécom doublé	43
2.2.1	L'architecture laser pour les raies D2 du ^{87}Rb et du ^{39}K	43
2.2.2	Partie basse puissance à $1,5\ \mu\text{m}$	44
2.2.2.1	Architecture actuelle	44
2.2.2.2	Premiers pas vers l'asservissement en phase esclave 1 - esclave 2	46
2.2.3	Partie haute puissance	47
2.2.3.1	Amplification et doublage de fréquence	47
2.2.3.2	Combinaison/séparation des différents faisceaux	49
2.2.4	Laser Potassium sur la raie D1 et combinaison D1-D2	52
2.2.5	Génération des fréquences d'horloge	52
2.2.5.1	Chaîne de fréquences actuelle	52
2.2.5.2	Nouvelle architecture micro-onde	54
2.3	Description de la chambre d'expérience	55
2.3.1	L'enceinte à vide	55
2.3.2	Les faisceaux MOT et Raman	56
2.3.3	Champs magnétiques	56
2.3.4	Détection des atomes par fluorescence	58
2.3.5	Imagerie spatiale	60
2.3.5.1	L'imagerie par absorption	60
2.3.5.2	Mise en place sur l'expérience	61
2.4	La source Rubidium 87	63
2.4.1	Refroidissement des atomes	63
2.4.2	Préparation d'état	64
2.5	Conclusion	64
3	Le simulateur de microgravité	67
3.1	Introduction	68
3.1.1	La chute libre	68
3.1.2	Objectifs et intérêt de la microgravité	68
3.1.3	Principe de fonctionnement du simulateur	71
3.2	Description technique et performances	73
3.2.1	Caractéristiques techniques	73
3.2.1.1	Présentation générale	73
3.2.1.2	Le plateau et les chariots	74
3.2.1.3	La motorisation	74
3.2.1.4	Système de compensation du poids	75
3.2.1.5	Course	76
3.2.1.6	Interfaçage avec l'expérience	76
3.2.1.7	Utilisation du simulateur	77
3.2.2	Performances globales	78
3.2.2.1	Niveau de vibrations	79
3.2.2.2	Rotations	81
3.2.2.3	Environnement magnétique	81
3.3	Interférométrie atomique sur le simulateur 0g	82
3.3.1	Impact des vibrations sur l'interféromètre atomique	82

3.3.1.1	Bruit de phase induit par les vibrations	82
3.3.1.2	Chute de contraste par effet Doppler	88
3.3.2	Impact des rotations sur l'interféromètre atomique	90
3.3.3	Interférométrie atomique sur simulateur : premiers résultats avec un nuage thermique	91
3.3.3.1	Séquence expérimentale	92
3.3.3.2	Spectroscopie Raman	92
3.3.3.3	Interféromètre de Mach-Zehnder en régime de double simple diffraction	95
3.3.3.4	Franges de Ramsey en microgravité	97
3.4	Conclusion	101
4	Le piège dipolaire modulé à 1550 nm	103
4.1	Le potentiel dipolaire	104
4.1.1	La force dipolaire électrique : modèle semi-classique	104
4.1.1.1	Force radiative moyenne sur un atome à deux niveaux	104
4.1.1.2	La force dipolaire	106
4.1.1.3	La force de pression de radiation	107
4.1.2	Calcul des déplacements lumineux induits par le FORT	108
4.1.2.1	Hamiltonien de couplage hyperfin	109
4.1.2.2	Hamiltonien d'interaction Stark	109
4.1.2.3	Les polarisabilités dynamiques scalaire et tensorielle	110
4.1.2.4	Cas du ^{87}Rb et d'un FORT à 1550 nm	111
4.1.3	Paramètres d'un piège dipolaire pour un faisceau gaussien	113
4.1.3.1	Profondeur de piège	114
4.1.3.2	Fréquences de piège	114
4.1.4	Potentiel modulé	116
4.1.4.1	Potentiel harmonique	116
4.1.4.2	D'autres formes de potentiel	118
4.2	Dispositif expérimental	120
4.2.1	La source laser	120
4.2.1.1	Description technique	120
4.2.1.2	Performances	121
4.2.2	Le banc optique	122
4.2.2.1	Description du montage	122
4.2.2.2	L'AOM et la modulation spatiale du faisceau	124
4.3	Chargement du piège dipolaire	127
4.3.1	Densité dans l'espace des phases	127
4.3.2	Revue des méthodes de chargement d'un piège dipolaire optique	128
4.3.2.1	QUEST à $10,6 \mu\text{m}$	128
4.3.2.2	FORT à 1064 nm	129
4.3.2.3	FORT à 1550 nm	130
4.3.3	Notre méthode de chargement du FORT à 1550 nm	130
4.3.3.1	Principe de la mélasse grise	131
4.3.3.2	Mélasse grise sur la raie D2 du ^{87}Rb	133
4.3.3.3	Chargement du piège	134
4.3.4	Tomographie des déplacements lumineux	137

4.4	Conclusion	138
5	Condensation de Bose-Einstein tout optique en microgravité	141
5.1	Notions sur les gaz ultrafroids	142
5.1.1	La condensation de Bose-Einstein d'un gaz sans interactions	142
5.1.1.1	Saturation des états excités du gaz parfait	142
5.1.1.2	Condensation dans un piège harmonique 3D	143
5.1.2	Effet des interactions	147
5.1.2.1	Méthode variationnelle	147
5.1.2.2	Equation de Gross-Pitaevskii stationnaire	148
5.1.2.3	BEC dans un piège harmonique et approximation de Thomas-Fermi	149
5.1.2.4	Conclusion	151
5.1.3	Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif	151
5.1.3.1	Principe	151
5.1.3.2	Les processus de collisions	152
5.1.3.3	Loi d'échelles	154
5.2	Résultats expérimentaux	156
5.2.1	Evaporation en gravité standard	156
5.2.1.1	Séquence expérimentale	156
5.2.1.2	Le condensat de Bose-Einstein en 1 g	160
5.2.1.3	Mesure des fréquences de piège	164
5.2.2	Evaporation sur le simulateur 0g	165
5.2.3	Résultats préliminaires d'interférométrie avec des atomes ultra-froids	169
5.2.3.1	Interférométrie au sol	169
5.2.3.2	Interférométrie sur simulateur	170
5.3	Conclusion	172
	Conclusion	173

Table des figures

1.1	Schéma du système à 3 niveaux en interaction avec deux faisceaux laser . . .	15
1.2	Sélectivité en vitesse d'une impulsion Raman	20
1.3	Schéma de la configuration des lasers	21
1.4	Schéma de principe des impulsions Raman $\pi/2$ et π	22
1.5	Schéma d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder	25
1.6	Schéma de principe d'une séparatrice en microgravité	28
1.7	Diagramme énergie-impulsion du système à 5 états couplés	30
1.8	Simulations des oscillations de Rabi en double et simple diffraction	33
1.9	Simulation de spectres Raman en microgravité	34
1.10	Schéma d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder en double diffraction	36
2.1	Infographie d'un vol parabolique	41
2.2	Disposition de l'expérience dans l'avion	42
2.3	Structure atomique des raies D2 du ^{87}Rb et du ^{39}K	43
2.4	Architecture laser pour les raies D2	45
2.5	Asservissement en phase esclave 1 - esclave 2	46
2.6	Boîtier pour PPLN asservi en température	48
2.7	Vue éclatée de l'étage haute puissance du système laser du Rubidium	49
2.8	Combineur/séparateur micro-optique	50
2.9	Tests de stabilité thermique du banc micro-optique de combinaison $^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$	52
2.10	Schéma de la chaîne de fréquences	53
2.11	Chambre de science	55
2.12	Vue éclatée du blindage magnétique	57
2.13	Courants de Foucault	58
2.14	Schéma de la détection par fluorescence	59
2.15	Schéma du système d'imagerie	62
2.16	Calibration de l'imagerie	63
3.1	Photo du simulateur 0g	71
3.2	Profil de trajectoire balistique	72
3.3	Vue globale du simulateur 0g	74
3.4	Vue de la partie mobile du simulateur 0g	75
3.5	Schéma des positions du plateau du simulateur	76
3.6	Signaux d'interface du simulateur	77
3.7	Les différentes trajectoires sur le simulateur	78
3.8	Profils d'accélération X, Y, Z du simulateur 0g	79
3.9	Répétabilité des vibrations du simulateur 0g	80
3.10	Spectres des vibrations dans l'avion et sur le simulateur	81
3.11	Vitesses de rotation du simulateur	82

3.12	Champ magnétique sur le simulateur	82
3.13	Schéma de la méthode FRAC	84
3.14	Calcul de la phase interférométrique	87
3.15	Calcul du décalage Doppler sur le simulateur	89
3.16	Impact des rotations sur le contraste interférométrique	90
3.17	Séquence interférométrique sur le simulateur	91
3.18	Expansion du MOT en 0 g	92
3.19	Spectroscopie Raman en 1 g et 0 g	94
3.20	Franges d'interférences sur le simulateur	96
3.21	Principe des franges de Ramsey	97
3.22	Franges de Ramsey en microgravité	99
3.23	Performances de l'interféromètre de Ramsey	100
4.1	Polarisabilités dynamiques des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb	111
4.2	Déplacements des niveaux d'énergie du ^{87}Rb	112
4.3	Profil simulé du potentiel créé par un faisceau gaussien	115
4.4	Potentiel modulé	117
4.5	Profil simulé du potentiel modulé	119
4.6	Formats de modulation et potentiel moyenné sur les atomes	119
4.7	Mesure de stabilité long terme de la puissance laser et RIN	121
4.8	Schéma du piège dipolaire	123
4.9	Calibration de l'AOM du piège dipolaire.	124
4.10	Modulation spatiale du faisceau dipolaire	125
4.11	Influence de la fréquence de modulation sur le faisceau diffracté	126
4.12	Efficacité de la modulation selon la fréquence et l'amplitude	127
4.13	Déplacements lumineux induits par le FORT	130
4.14	Principe des états non couplés à la lumière	131
4.15	VSCPT sur la raie D2	132
4.16	Etude du chargement par mélasse grise	134
4.17	Etude du chargement par mélasse rouge	136
4.18	Tomographie des déplacements lumineux	137
5.1	Densité spatiale dans l'approximation de Thomas-Fermi	150
5.2	Principe du processus d'évaporation	154
5.3	Efficacité du dépompage des atomes avec et sans modulation	157
5.4	Trajectoire d'évaporation au cours du temps en 1 g	158
5.5	Efficacité de l'évaporation en 1 g	159
5.6	Triptique du condensat en 1 g	160
5.7	Durée de vie du condensat	161
5.8	Analyse Stern & Gerlach	162
5.9	Principe de la distillation de spin	163
5.10	Résultats de la distillation de spin en 1 g	163
5.11	Deux méthodes de mesure des fréquences de piège	165
5.12	Fréquences de piège en fonction de la puissance	166
5.13	Caractéristiques du piège dipolaire lors du mouvement du simulateur 0g	167
5.14	BEC en microgravité	168
5.15	Interférométrie avec atomes ultra-froids en gravité standard	169
5.16	Spectroscopie avec atomes ultra-froids en microgravité	171

5.17 Interférométrie en double diffraction	172
--	-----

Liste des tableaux

2.1	Performances du combineur micro-optique du laser Rubidium	50
2.2	Caractéristiques des différentes paires de bobines sur l'expérience	57
3.1	Comparatif des moyens d'accès à la microgravité	69
4.1	Éléments de matrice réduits des transitions dipolaires du ^{87}Rb	111
4.2	Caractéristiques du piège dipolaire	120
5.1	Performances de l'interféromètre selon la température du nuage atomique .	170

Introduction

Notre compréhension la plus profonde de l'Univers repose aujourd'hui sur deux théories bien distinctes : la mécanique quantique (ou théorie quantique des champs) et la théorie de la relativité générale. La première est une théorie décrivant le monde de l'infiniment petit, et a connu un succès immense pour sa capacité à décrire les phénomènes observés dans les expériences de physique des particules, de physique atomique ou encore de physique des hautes énergies. La théorie quantique des champs est ainsi le socle commun à trois des quatre interactions fondamentales présentes et connues dans l'Univers. Elle a en effet permis l'unification de l'interaction électromagnétique, de l'interaction faible et de l'interaction forte qui forment à elles trois, avec la classification de toutes les particules élémentaires connues, le modèle standard de la physique des particules. Bien que des questions restent en suspens au sein du modèle standard, il s'agit de la théorie la plus convaincante que nous ayons à ce jour pour décrire les interactions fondamentales à l'échelle microscopique. La relativité générale, elle, s'attèle à la description de la quatrième interaction : la force gravitationnelle. Elle est la pierre angulaire de notre compréhension du monde physique à l'échelle macroscopique puisqu'elle permet de décrire la mécanique des corps massifs en général, de la pomme aux galaxies, la formation et l'évolution des étoiles, la propagation des ondes électromagnétiques au voisinage de corps massifs ou encore le ralentissement du temps en présence de gravité, la dynamique de l'Univers dans son ensemble. Nous disposons donc de deux théories décrivant séparément, avec une extraordinaire exactitude et ayant conduit à des succès impressionnants, des phénomènes physiques de différentes natures. Mais elles échouent ensemble à expliquer les situations physiques nécessitant l'utilisation des deux simultanément (c'est le cas par exemple de la singularité présente au centre des trous noirs ou des premiers instants après le Big Bang) car leurs formalismes mathématiques sont inconciliables. Le problème est profond. D'un côté, la mécanique quantique est fondée sur l'existence d'une métrique de fond statique au sein de laquelle le temps est une variable d'évolution externe indépendante, de l'autre, la relativité générale est une théorie de l'espace-temps même, dont la métrique est dynamique (déformée par la présence de matière) et pour laquelle la notion de temps en tant que variable externe est erronée.

L'un des grands enjeux de la physique moderne est donc de dépasser ce paradigme binaire et de parvenir à établir une théorie globale réconciliant la mécanique quantique et la relativité générale. Diverses théories unifiant la gravité aux quatre autres interactions fondamentales ont vu le jour à partir de la fin du XX^{ème} siècle, parmi lesquelles la théorie des cordes [Greene et al., 1998] est le plus sérieux candidat, bien que toujours sujet à controverses. La théorie des cordes est en quelque sorte l'héritière de la démarche d'unification qui a permis l'émergence du modèle standard et le succès qu'on lui connaît aujourd'hui. La deuxième grande théorie tentant de concilier relativité générale et théorie

quantique est celle de la gravité quantique à boucles [Rovelli, 1998], qui à l'inverse n'est pas une théorie d'unification mais dont l'approche consiste seulement à traiter de manière quantique le champ gravitationnel sans y intégrer la description des autres interactions. L'inconvénient de ces nouvelles théories est leur incapacité à établir des prédictions quantitatives et qui puissent être vérifiées expérimentalement. Toutefois, une des prédictions commune à la plupart d'entre elles et vérifiable de manière réaliste, est la violation d'un des postulats de base de la relativité générale : le principe d'équivalence d'Einstein (EEP) [Damour and Polyakov, 1994, Antoniadis et al., 1998, Taylor and Veneziano, 1988]. Par exemple, la théorie des cordes suggère l'existence de nouveaux champs scalaires dont le couplage avec le champ gravitationnel implique de multiples violations du EEP. C'est également le cas des théories alternatives à l'existence de matière noire et d'énergie sombre telles que la théorie des champs caméléon.

Nous exposons ci-dessous les trois principes qui sous-tendent le EEP :

- **Le principe d'équivalence faible (WEP) où universalité de la chute libre (UFF) :** ce principe stipule que, localement¹, la trajectoire d'un objet dans un champ de pesanteur donné est indépendante de sa masse et de sa structure interne. Cette hypothèse, qui s'interprète dans le cadre newtonien comme l'équivalence entre masse inertielle et masse gravitationnelle², a pour conséquence directe l'équivalence entre accélération et gravitation. Ainsi, dans un référentiel inertiel (c'est-à-dire en chute libre, soumis uniquement à son poids) tous les objets semblent immobiles par rapport à lui, si bien que tout se passe comme si la conséquence du poids (qui est la chute) annulait la cause (qui est le poids). C'est donc à partir de ce postulat que la relativité générale a pu aboutir sur une géométrisation de l'espace-temps en tant que prédiction du mouvement de tout corps indépendamment de sa masse. Les expériences de chute libre qui consistent à comparer l'accélération de deux corps de masses différentes dans un même champ gravitationnel (les accélérations doivent être égales si le WEP est vrai), apparaissent comme l'outil le plus précis pour mettre en évidence une éventuelle violation du WEP.
- **L'invariance locale de Lorentz (LLI) :** ce principe établit que, localement, le résultat de toute expérience non gravitationnelle est indépendant de la vitesse et de l'orientation du référentiel inertiel dans lequel elle est pratiquée. Les tests du LLI reposent principalement sur la comparaison de la fréquence d'oscillation de deux horloges dont la vitesse et/ou l'orientation sont différentes [Mattingly, 2005, Sanner et al., 2019].
- **L'invariance locale de position (LPI) :** ce dernier principe énonce que, localement, le résultat de toute expérience non gravitationnelle est indépendant de la position et l'instant auxquels elle est réalisée. Les expériences cherchant à vérifier le LPI sont généralement des mesures du décalage d'Einstein³ (*gravitational red-shift* en anglais) pour deux horloges atomiques à des endroits différents [Peil et al., 2013].

1. C'est-à-dire dans une région de l'espace-temps suffisamment petite pour que le champ gravitationnel puisse être considéré comme homogène.

2. Le fait qu'un corps massif soit plus difficile à mettre en mouvement (c'est l'inertie), est en fait exactement compensé par le fait qu'il est plus intensément couplé avec le champ gravitationnel.

3. Effet prédit par les équations de la relativité générale qui consiste en un décalage vers le rouge de toute fréquence générée dans un champ de gravitation donné et vue d'un champ de gravitation moindre. Il tire son origine de la dilatation du temps induit par la gravitation, et est vérifié expérimentalement pour la première fois en 1959.

La différence de fréquence attendu si le LPI est vrai, est égale à $\Delta U/c^2$ avec ΔU la différence de potentiel gravitationnel.

A titre d'information, le principe d'équivalence fort (SEP) est une généralisation du EEP appliqué aux corps massifs pour lesquels l'auto-gravité n'est pas négligeable, ainsi qu'aux expériences impliquant la gravité en général. Les tests du SEP sont aujourd'hui réalisés en testant le WEP pour des objets massifs tels que la Lune et la Terre en chute libre dans le champ de pesanteur du Soleil : il s'agit de l'expérience LLR (*Laser Lunar Ranging*) [Murphy, 2013].

Le principe d'équivalence d'Einstein est à l'origine de la nature si particulière de la gravitation qui la différencie de toutes les autres interactions, elles, définies comme des champs évoluant au sein de l'espace-temps. En effet, la gravitation est un attribut géométrique de l'espace-temps lui-même. Initialement énoncé par Einstein comme simple hypothèse, le EEP est finalement érigé au rang de principe tant son rôle est central dans la généralisation de la relativité restreinte. Les tests menés avec un degré de précision toujours plus important au fil des années, même sans observer de violation, permettent de guider les nouvelles théories de gravité quantique ou d'unification qui peinent à quantifier le degré de violation du EEP. Au-delà de la nécessité d'introduire une violation de ce principe pour satisfaire à ces nouvelles théories, il est naturel de se pencher sur son éventuelle invalidité en tant que pilier d'une théorie aussi bien établie et utilisée que la relativité générale.

C'est dans ce contexte que le projet de mission spatiale STE-QUEST (*Space-Time Explorer and QUantum Equivalence Space Test*) [Altschul et al., 2015, Aguilera et al., 2014] a été proposé en 2010. Visant à tester les différents aspects du EEP à l'aide de capteurs quantiques et à chercher une éventuelle violation, il ne sera finalement pas retenu par l'Agence Spatiale Européenne (ESA) en 2013, mais ce concept de mission est aujourd'hui toujours à l'étude. La mission avait donc pour but de réaliser des tests quantiques du principe d'équivalence, l'une des idées sous-jacente étant l'espoir d'observer des détails dans les couplages aux nouveaux champs scalaires, indétectables avec des tests classiques. Au-delà de ces considérations, il est en fait légitime de s'interroger sur l'interprétation du principe d'équivalence du point de vue de la mécanique quantique, la description du mouvement étant fondamentalement différente de celle dans le point de vue classique. En particulier, comment comprendre l'universalité de la chute libre en mécanique quantique ? Cette question apparaît de manière flagrante lorsque que l'on compare l'équation de Schrödinger décrivant l'évolution d'une particule en mécanique quantique avec l'équation du mouvement de Newton. En mécanique quantique, et même en l'absence de toute autre force que la gravité, les termes de masse ne se simplifient pas, ce qui signifie que l'on peut mesurer la masse des particules quantiques en observant leur chute dans un champ de gravitation⁴ [Viola and Onofrio, 1997]. Pour autant, le EEP n'est pas remis en cause par ce constat, mais celui-ci interroge quant à l'interprétation purement géométrique de la gravitation au sein d'une théorie non-locale telle que la mécanique quantique. A ce titre, la question se pose également sur la façon dont les particules quantiques déforment l'espace temps lorsqu'elles sont placées dans une superposition d'état par exemple, et ce qu'il en est après la mesure et donc la réduction du paquet d'onde. Ainsi, bien qu'aucune nouvelle théorie de gravité quantique n'impose strictement de réaliser des tests quantiques du principe

4. Statistiquement, la durée de la chute est en moyenne conforme à la valeur classique $T = \sqrt{2z_0/g}$, z_0 étant la position initiale de la fonction d'onde décrivant la particule. C'est l'écart-type sur toutes les mesures qui lui dépend de la masse.

d'équivalence, on constate qu'il existe un certain nombre de difficultés qui apparaissent à la frontière entre mécanique quantique et relativité générale, due à l'absence de théorie de gravité quantique, et qui suggèrent la pertinence d'effectuer de telles expériences.

D'un point de vue expérimental, alors que les approches basées sur des tests macroscopiques atteignent aujourd'hui leurs limites, les technologies quantiques ouvrent au contraire des perspectives très prometteuses pour améliorer la sensibilité des mesures. Néanmoins, la marche reste grande pour atteindre la précision de 2.10^{-14} du meilleur test macroscopique du WEP réalisé par la mission MICROSCOPE (MICROSatellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) [Touboul et al., 2017], et le besoin en technologies de rupture compatibles avec l'espace est important. L'expérience I.C.E⁵ (Interférométrie Cohérente pour l'Espace) [Nyman et al., 2006] s'inscrit dans ce contexte de développement de technologies quantiques destinées à être envoyées dans l'espace à des fins de tests de physique fondamentale⁶. En particulier, l'expérience vise à démontrer la faisabilité d'un test du principe d'équivalence faible à bord d'un satellite en orbite autour de la Terre par des méthodes d'interférométrie atomique [Kasevich and Chu, 1991, Bordé, 1997, Wolf et al., 2011]. L'idée est de comparer les accélérations de deux espèces atomiques différentes (en masse et composition) sous l'effet d'un champ gravitationnel, en échantillonnant leurs trajectoires à différents instants à l'aide de faisceaux laser. Plus précisément, il s'agit de faire interférer les atomes d'une même espèce entre eux et de comparer en sortie, la phase accumulée le long de l'interféromètre par chaque espèce. Le terme de phase en question dépendant directement des effets inertiels auxquels sont soumis les atomes, notamment l'accélération de la pesanteur, il est alors facile de remonter à l'accélération de chaque espèce. Evidemment, la mesure est d'autant plus sensible que la durée de chute libre est importante (elle croît précisément comme le carré du temps d'interrogation) et que la différence de masse entre les particules utilisées est grande. Réaliser ce genre d'expérience dans l'espace, là où les durées d'interrogation atteignables sont de l'ordre de la dizaine de secondes, prend alors tout son sens. Mais l'espace reste aujourd'hui encore difficile d'accès et coûteux. C'est pourquoi, l'expérience I.C.E, qui se veut un démonstrateur de principe, est embarquée dans l'avion Zéro-g plusieurs fois par an afin d'être testée dans un environnement de microgravité très comparable à l'espace. Les vols paraboliques constituent un moyen facile d'accès à la microgravité et permettent, en plus de réaliser des tests du principe d'équivalence à plus longs temps d'interrogation, de tester la fiabilité des technologies utilisées dans un environnement extrême (niveaux de vibrations et de rotations, fluctuations de températures), bien que pas exactement comparable à l'espace. Historiquement, le défi de I.C.E fut donc de réaliser une expérience d'interférométrie atomique transportable, compacte et robuste, afin d'être compatible avec les conditions de l'avion Zéro-g. Si initialement, la mission STE-QUEST avait opté pour deux isotopes du Rubidium (le ⁸⁵Rb et le ⁸⁷Rb) pour des raisons évidentes liées à la commodité du refroidissement simultané de ces deux atomes, le choix des espèces atomiques pour le test du WEP s'est finalement porté sur le ⁸⁷Rb et le ⁴¹K. Sur ICE le ³⁹K a été préféré au ⁴¹K. En plus de la différence de masse importante entre ces deux espèces alcalines, elles présentent

5. Le projet est le fruit d'une collaboration entre le LP2N (Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences) et le LNE-Syrte (Laboratoire National de métrologie et d'Essais - SYstème de Références Temps-Espace) de l'Observatoire de Paris et bénéficie du soutien financier du CNES (Centre National d'Etudes Spatiales).

6. Les applications de l'interférométrie atomique vont en fait bien au-delà de la physique fondamentale. On citera en particulier la navigation inertielle, la surveillance de l'activité sismique ainsi que la géodésie.

l'avantage de pouvoir être manipulées par des lasers de longueurs d'onde suffisamment proches (respectivement 780,2 nm et 766,7 nm) pour permettre leur combinaison au sein de mêmes fibres optiques. Ces deux longueurs d'onde sont d'ailleurs compatibles avec la technologie laser fibrée Télécom doublé [Ménoret et al., 2011], particulièrement robuste et adaptée au spatial.

L'interférométrie atomique est une technique tirant parti du comportement ondulatoire de la matière qui se révèle à basse température, et a donc pu émerger grâce aux progrès spectaculaires qu'a connus le domaine des atomes froids à la fin des années 1980 [Chu, 1998, Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989]. Depuis les premières expériences d'interférométrie atomique en tant que senseurs inertiels, la course vers l'accroissement de la sensibilité des mesures est de mise, et passe nécessairement par l'augmentation des durées d'interrogation des atomes qui va de paire avec la recherche de températures toujours plus basses. Dans ce cadre, de nombreuses expériences à travers le monde, telles que QUANTUS [van Zoest et al., 2010], MAIUS [Becker et al., 2018] ou encore CAL [Elliott et al., 2018], se consacrent à la production de sources atomiques ultra-froides en microgravité, avec pour objectif ultime leur utilisation en tant que masses tests pour des tests de physique fondamentale, notamment le WEP.

A mon arrivée au LP2N en octobre 2016, l'équipe I.C.E venait de réaliser à bord de l'avion Zéro-g, le premier test du principe d'équivalence en microgravité avec un interféromètre atomique double espèce [Barrett et al., 2016]. En parallèle, le laboratoire était sur le point de recevoir son simulateur de microgravité pouvant offrir jusqu'à 500 ms de chute libre. L'expérience arrivait alors à un moment charnière, où le besoin se faisait sentir d'aller vers des sources atomiques plus froides afin de gagner en sensibilité et d'espérer pouvoir augmenter le temps d'interrogation des mesures. Il a ainsi été fait le choix d'orienter ma thèse vers la production d'une source atomique ultra-froide. Au début du projet en 2005, la volonté avait été affichée d'utiliser une méthode de refroidissement tout-optique, particulièrement adaptée aux expériences d'interférométrie atomique. Après un changement de système laser du Rubidium (passage au tout fibré), la mise en place d'un piège dipolaire sur l'expérience constitua ainsi la première avancée vers l'obtention d'atomes ultra-froids. Logiquement, nous avons commencé par travaillé sur le chargement et le refroidissement du ^{87}Rb , espèce plus facile à manipuler et bien plus conciliante avec le refroidissement évaporatif que le ^{39}K . Après l'obtention de notre premier condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb en mars 2018, nous avons installé l'expérience sur le simulateur 0g. Très vite, les premiers atomes froids ($3\ \mu\text{K}$), puis les premières franges d'interférences en microgravité ont été obtenus. S'en est suivie la longue quête vers l'obtention d'un condensat en microgravité. Celle-ci fut accomplie en janvier 2019 et ouvre désormais la voie à de futures mesures interférométriques de grande sensibilité. Si l'embarquabilité de l'expérience à bord de l'avion est toujours d'actualité (trois campagnes de vol ont été effectuées au cours de ma thèse), l'avenir à court et moyen terme s'inscrit plutôt au laboratoire, où nous pouvons dorénavant bénéficier de microgravité tout en opérant dans un environnement sain et contrôlé.

Plan du mémoire

Ce manuscrit est divisé en 5 chapitres.

Au chapitre 1, je rappelle le principe de fonctionnement d'un interféromètre atomique utilisant des transitions Raman stimulées. Le chapitre est orienté vers la description des

concepts de base nécessaires à la compréhension du régime particulier dans lequel fonctionne notre interféromètre en microgravité, la double diffraction.

Le chapitre 2 est lui consacré à la présentation du dispositif expérimental et de son évolution au cours de ma thèse. J'expose en particulier, la nouvelle architecture laser et son électronique, la chambre d'expérience, la chaîne de fréquence, les systèmes de détection ainsi que la source d'atomes froids de ^{87}Rb .

Dans le chapitre 3, je détaille le fonctionnement du simulateur de microgravité, ses caractéristiques techniques ainsi que ses performances et leur impact sur l'interféromètre. Les premiers résultats d'interférométrie avec des atomes refroidis à $3 \mu\text{K}$ sont ensuite présentés.

Le chapitre 4 porte quant à lui sur le piège dipolaire croisé à 1550 nm . Des concepts théoriques sur la force dipolaire à l'étude du chargement à l'aide d'une méthode novatrice basée sur l'utilisation d'une mélasse grise et d'une modulation des faisceaux, en passant bien sûr par la description du dispositif.

Enfin, j'expose dans le chapitre 5 les résultats relatifs à la production du condensat de Bose-Einstein au sol et en microgravité. Je m'attache dans ce chapitre à décrire la méthode qui nous a permis d'évaporer au cours du mouvement du simulateur ainsi qu'à caractériser au mieux la source ultra-froide. Une dernière partie a pour but de présenter les premiers résultats d'interférométrie obtenus avec cette nouvelle source atomique.

CHAPITRE 1

Interférométrie atomique en microgravité : éléments théoriques

Dans ce chapitre introductif à l'interférométrie atomique, nous présentons les concepts de base nécessaires à la compréhension de notre interféromètre, basé sur l'utilisation de transitions Raman comme miroirs et séparatrices atomiques et ayant pour vocation d'opérer en microgravité. La particularité de cet environnement amène à se pencher sur un régime de fonctionnement bien particulier, sous-jacent à l'absence d'effet Doppler en microgravité et rendu possible grâce à la configuration rétro-réfléchie des faisceaux d'interférométrie : la double diffraction. Ce régime permet d'accroître la sensibilité de l'interféromètre aux effets inertiels en doublant son aire au moyen de séparatrices imposant une déviation angulaire correspondant à $2\hbar k_{\text{eff}}$ entre les 2 bras. Nous présentons notamment quelques résultats de simulations numériques de la double diffraction utiles à la compréhension des dynamiques de peuplement des états atomiques en jeu lors de l'interaction avec les faisceaux laser.

Sommaire

1.1	Introduction	14
1.2	Les transitions Raman simple diffraction	15
1.2.1	Description de l'interaction atome-lasers	15
1.2.2	Evolution des amplitudes de probabilités du système à 3 niveaux	17
1.2.3	Sélectivité en vitesse des impulsions Raman contra-propageantes	19
1.2.4	Considérations techniques	21
1.3	L'interféromètre de Mach-Zehnder simple diffraction	21
1.3.1	Le régime de simple diffraction	21
1.3.2	Les éléments d'un interféromètre simple diffraction	22
1.3.3	Déphasage en sortie de l'interféromètre	24
1.4	L'interféromètre de Mach-Zehnder en microgravité	26
1.4.1	Régime de faible accélération et faible vitesse	26
1.4.2	Etude théorique de la double diffraction	29
1.4.3	De la nécessité des atomes ultra-froids	36

1.1 Introduction

Un interféromètre atomique est réalisé en séparant une onde de matière incidente en une superposition cohérente d'états quantiques puis en les recombinant après une évolution libre. La probabilité de présence dans l'un des états en sortie de l'interféromètre dépend alors de la différence de phase accumulée le long de chaque chemin de l'interféromètre. La probabilité mesurée lorsque cette différence de phase varie donne une figure d'interférence. Pour réaliser la séparation et la recombinaison cohérente d'une onde de matière atomique, on utilise en général des faisceaux lasers qui constituent alors pour l'onde de matière un réseau de diffraction. L'avantage notable des séparatrices lumineuses par rapport aux séparatrices matérielles est le contrôle précis de la phase induite sur la fonction d'onde atomique lors du processus de diffraction. Parmi les régimes de diffraction, on distingue ceux qui n'induisent pas de changement d'état interne de l'atome (Bragg [Martin et al., 1988] et Raman-Nath [Raman and Nagendra Nath, 1936, Moharam and Young, 1978]) des processus qui adressent des états internes différents (Raman [Moler et al., 1992, Bordé, 1997]). Quelque soit le schéma, le processus de diffraction crée des superpositions d'états atomiques dans l'espace des impulsions séparés par des entiers multiples de l'impulsion du photon, via des processus d'absorption et d'émission stimulée. La méthode des transitions de Bragg permet en pratique de créer de grandes séparations spatiales via un transfert d'impulsion multiphotonique ce qui est d'un intérêt majeur puisque la séparation spatiale influence directement la sensibilité de la mesure interférométrique. Des expériences récentes ont ainsi été en mesure de réaliser un transfert de $408\hbar k$ [Greene et al., 1998]. Puisque l'onde de matière est diffractée dans le même état interne, elle est insensible à certains effets systématiques tels que les déplacements lumineux et les variations temporelles de l'effet Zeeman [Lévêque, 2010], mais oblige à utiliser des sources très collimatées afin de pouvoir imager spatialement la distribution du paquet d'onde atomique en sortie de l'interféromètre.

Sur notre expérience, nous utilisons pour l'heure des transitions Raman stimulées. Il s'agit de transitions à deux photons couplant deux niveaux atomiques d'énergie différentes. Contrairement aux transitions de Bragg, la séparation angulaire du paquet d'onde est associée à un changement d'état interne des atomes ce qui permet d'effectuer une mesure de la probabilité de transition des atomes via la mesure des populations des états internes par fluorescence. La contrainte sur la dispersion en vitesse de la source atomique est ainsi levée puisqu'il n'est dès lors plus nécessaire que les deux voies de sorties de l'interféromètre soient résolues spatialement. Dans notre cas, les transitions Raman couplent les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de Rubidium, dont la séparation en énergie correspond à une fréquence de 6,834 GHz. La durée de vie de ces deux états étant très grande devant la durée typique de l'interféromètre, on évite ainsi toute perte de cohérence par émission spontanée entre les deux niveaux mis en jeu. De même que pour les transitions de Bragg, l'obtention de grandes séparations spatiales sur de courtes durées passe par l'utilisation de deux faisceaux laser contra-propageants, la quantité de mouvement fournie à la source atomique valant alors deux fois l'impulsion de photons optiques.

Comme nous le verrons plus loin, en microgravité, de part la configuration des faisceaux lasers permettant de réaliser les transitions Raman (appelés faisceaux Raman), le régime de fonctionnement d'un interféromètre diffère de celui, classique, en gravité standard. Nous introduisons dans ce chapitre les concepts d'interférométrie nécessaires à la

compréhension de ce régime de fonctionnement particulier connu sous le nom de double diffraction.

1.2 Les transitions Raman simple diffraction

1.2.1 Description de l'interaction atome-lasers

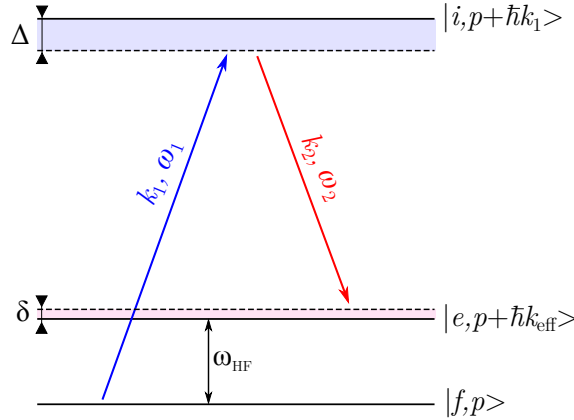


Figure 1.1 – Schéma d'une transition Raman au sein d'une famille d'impulsion \mathbf{p} . Un atome initialement dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ est transféré dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ via une transition à 2 photons par l'intermédiaire de l'état $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$.

Dans cette section nous présentons les principales étapes de développement du calcul des transitions Raman dans le cas simple d'un système atomique à trois niveaux internes en interaction avec deux lasers de pulsations ω_1 et ω_2 et de vecteurs d'onde \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 . Le système atomique considéré est représenté sur la Figure 1.1, et a pour hamiltonien :

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

Les états propres de l'hamiltonien externe $\frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2M}$ étant les ondes planes $|\mathbf{p}\rangle$ de de Broglie, les états propres atomiques sont donnés par le produit tensoriel de l'état interne $|\alpha\rangle$ et du moment externe $|\mathbf{p}\rangle$: $|\alpha, \mathbf{p}\rangle = |\alpha\rangle \otimes |\mathbf{p}\rangle$. Le principe de la transition Raman repose sur le couplage des deux états stables $|f\rangle$ et $|e\rangle$ par l'intermédiaire du niveau $|i\rangle$ de durée de vie finie $1/\Gamma$. Ce couplage s'exprime par le biais de l'hamiltonien d'interaction dipolaire :

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}. \quad (1.2)$$

où $\hat{\mathbf{d}}$ est l'opérateur moment dipolaire électrique et \mathbf{E} le champ électrique total :

$$\mathbf{E}(\hat{\mathbf{R}}, t) = \frac{1}{2}\boldsymbol{\epsilon}_1 E_1 e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varphi_1)} + \frac{1}{2}\boldsymbol{\epsilon}_2 E_2 e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varphi_2)} + h.c \quad (1.3)$$

Nous considérons que E_1 couple seulement les états $|f\rangle$ et $|i\rangle$ tandis que E_2 couple les états $|e\rangle$ et $|i\rangle$, ce qui est vrai pour certaines combinaisons de structure atomique-polarisation de la lumière, selon les règles de sélection des transitions atomiques. Dans tous les cas, cette

hypothèse est une bonne approximation si l'écart hyperfin est grand devant les désaccords aux transitions optiques. Dans l'approximation du champ tournant (RWA pour *Rotating Wave Approximation*) qui consiste à négliger les termes anti-résonants, et en posant la pulsation de Rabi :

$$\Omega_{\alpha n} = -\frac{\langle \alpha | \hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_n E_n | i \rangle}{2\hbar}, \quad (1.4)$$

le potentiel d'interaction se réécrit sous la forme :

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar\Omega_{f1}e^{i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varphi_1)} |i\rangle \langle f| + \hbar\Omega_{e2}e^{i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varphi_2)} |i\rangle \langle e| + h.c. \quad (1.5)$$

L'opérateur $e^{i\mathbf{k}_n \cdot \hat{\mathbf{R}}}$ qui apparaît dans l'expression de l'hamiltonien d'interaction est l'opérateur de translation de l'impulsion et s'exprime :

$$e^{\pm i\mathbf{k}_n \cdot \hat{\mathbf{R}}} = \int |\mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_n\rangle \langle \mathbf{p}| d^3\mathbf{p} \quad (1.6)$$

Cette relation exprime le fait que l'absorption (ou l'émission) d'un photon de (dans) l'onde laser \mathbf{k}_n entraîne en plus du changement d'état interne, un changement d'impulsion de l'atome d'une quantité $\hbar\mathbf{k}_n$. Par conséquent, il existe une correspondance directe entre état atomique interne et état externe, et le champ lumineux induit des transitions à 1 photon au sein d'une famille d'états fermée : $|f, \mathbf{p}\rangle$, $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ avec $\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. Un atome initialement dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ interagit avec le champ laser et subit alors un cycle d'absorption-émission stimulée au cours duquel il est transféré dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ par l'intermédiaire de l'état $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$.

Dans la représentation d'interaction¹, la fonction d'onde atomique décrivant une famille d'impulsion \mathbf{p} s'exprime dans la base des états propres de l'hamiltonien atomique :

$$|\Psi_{\mathbf{p}}(t)\rangle = c_f(p, t)e^{i\left(\omega_f + \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar}\right)t} |f, \mathbf{p}\rangle \quad (1.7)$$

$$+ c_i(p, t)e^{i\left(\omega_i + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar}\right)t} |i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle \quad (1.8)$$

$$+ c_e(p, t)e^{i\left(\omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar}\right)t} |e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \quad (1.9)$$

et l'hamiltonien total s'écrit sous la forme :

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_f + \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} & 0 & \Omega_{f1}e^{-i(\omega_1 t - \phi_1)} \\ 0 & \omega_i + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar} & \Omega_{e2}e^{-i(\omega_2 t - \phi_2)} \\ \Omega_{f1}^*e^{i(\omega_1 t - \phi_1)} & \Omega_{e2}^*e^{i(\omega_2 t - \phi_2)} & \omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

où l'expression de la phase laser est donnée par :

$$\phi_n = \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}(t) - \varphi_n \quad (1.11)$$

On pose alors les 2 désaccords suivants :

1. Cette représentation consiste à effectuer le changement de variable : $C_\alpha = c_\alpha e^{-(i\omega_\alpha t + \phi_\alpha)}$ permettant de se placer dans la base tournante.

- Le désaccord Raman δ de $\omega_1 - \omega_2$ par rapport à la transition $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$:

$$\delta = \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} + \omega_f - \frac{(\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar} - \omega_e \right] - (\omega_2 - \omega_1) \quad (1.12)$$

$$= \omega_{\text{eff}} - (\omega_{\text{HF}} + \omega_{\text{R}} + \omega_{\text{D}}) \quad (1.13)$$

$$= \delta^{\text{RF}} - \omega_{\text{R}} - \omega_{\text{D}} \quad (1.14)$$

où l'on a posé $\omega_{\text{eff}} = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_{\text{HF}} = \omega_e - \omega_f$ la pulsation correspondant à l'écart hyperfin, $\omega_{\text{R}} = \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}^2 / 2m$ la pulsation de recul et $\omega_{\text{D}} = \mathbf{p} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}} / m$ la pulsation Doppler.

- Le grand désaccord Δ de ω_1 par rapport à la transition $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |i, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1\rangle$:

$$\Delta = \left[\frac{(\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar} + \omega_i - \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} - \omega_f \right] - \omega_1 \quad (1.15)$$

fixé par le choix de la fréquence laser.

Notons que nous avons négligé ici les couplages entre les niveaux $|f\rangle$ et $|i\rangle$ par la fréquence laser 2 et entre $|e\rangle$ et $|i\rangle$ par la fréquence laser 2. Lorsqu'ils sont pris en compte, ces termes font apparaître des termes de déplacements lumineux.

1.2.2 Evolution des amplitudes de probabilités du système à 3 niveaux

On peut alors écrire l'évolution des coefficients c_α à partir de l'équation de Schrödinger [Moler et al., 1992] :

$$\begin{cases} \dot{c}_f = -i\Omega_{f1} e^{i(\Delta t + \phi_1)} c_i \\ \dot{c}_e = -i\Omega_{e2} e^{i((\Delta - \delta)t + \phi_2)} c_i \\ \dot{c}_i = -i\Omega_{f1}^* e^{-i(\Delta t + \phi_1)} c_f - i\Omega_{e2}^* e^{-i((\Delta - \delta)t + \phi_2)} c_e \end{cases} \quad (1.16)$$

Si ce système d'équations peut se résoudre analytiquement dans le cas où $\delta = 0$ [Brewer and Hahn, 1975], ce n'est pas le cas pour un désaccord Raman quelconque. La détermination des coefficients c_α passe alors par l'élimination adiabatique du niveau intermédiaire. Cette approximation consistant à supposer que les variations temporelles du niveau intermédiaire sont beaucoup plus rapides que l'évolution des niveaux fondamentaux, requiert la condition :

$$\Delta \gg |\Omega_{f1}|, |\Omega_{e2}|, \delta \quad (1.17)$$

et permet de se ramener à un système à deux équations en prenant c_f et c_e constants dans la troisième équation puis en reportant l'expression de c_i dans les deux premiers membres. On obtient finalement :

$$\begin{cases} \dot{c}_f = i \frac{|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} c_f + i \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i(\delta t + \phi_{\text{eff}})} c_e \\ \dot{c}_e = i \frac{\Omega_{\text{eff}}^*}{2} e^{-i(\delta t + \phi_{\text{eff}})} c_f + i \frac{|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} c_e \end{cases} \quad (1.18)$$

où l'on a posé respectivement la pulsation de Rabi effective ainsi que la phase effective :

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

$$\phi_{\text{eff}} = \phi_1 - \phi_2 \quad (1.20)$$

Ce système d'équations est analogue à celui décrivant l'évolution d'un atome à deux niveaux interagissant avec une onde électromagnétique de pulsation ω_{eff} , de vecteur d'onde \mathbf{k}_{eff} et de phase $\varphi_{\text{eff}} = \varphi_1 - \varphi_2$. On vérifie bien que les fréquences d'évolution des coefficients c_f et c_e qui sont de l'ordre de Ω_{eff} (typiquement 50 kHz), sont petites devant celle de c_i qui est de l'ordre de Δ (typiquement 1 GHz), ce qui satisfait aux conditions d'élimination adiabatique. Par ailleurs, le choix d'un paramètre Δ tel que $\Delta \gg \Gamma$ se justifie afin de limiter l'émission spontanée de l'état $|i\rangle$ vers les deux états fondamentaux qui entraîne une perte de cohérence entre $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Le taux d'émission spontanée évoluant en $1/\Delta^2$ et la fréquence de Rabi d'une transition Raman en $1/\Delta$, il est possible de limiter la décohérence en choisissant un grand Δ et en compensant par une augmentation de la puissance laser.

L'évolution de la fonction d'onde atomique au cours d'une impulsion laser de durée τ obtenue par la résolution analytique du système (1.18) peut alors s'écrire sous forme matricielle en introduisant la matrice de transfert de l'impulsion Raman $S(t_0, \tau, \phi)$ [Ramsey, 1950] :

$$|\Psi_p(t_0 + \tau)\rangle = S(t_0, \tau, \phi) |\Psi_p(t_0)\rangle \quad (1.21)$$

où

$$S(t_0, \tau, \phi) = \begin{pmatrix} \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) - i \cos \Theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] e^{-i\tilde{\omega}_f \tau} & -i \sin \Theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) e^{i\Phi_0} e^{-i\tilde{\omega}_f \tau} \\ -i \sin \Theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) e^{-i\Phi_0} e^{-i\tilde{\omega}_e \tau} & \left[\cos\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) + i \cos \Theta \sin\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \right] e^{-i\tilde{\omega}_e \tau} \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

avec :

$$\Omega_r = \sqrt{|\Omega_{\text{eff}}|^2 + \delta^2} \quad (1.23)$$

la pulsation de rabi généralisée, et le paramètre Θ tel que :

$$\cos \Theta = -\frac{\delta}{\Omega_r} \quad \text{et} \quad \sin \Theta = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_r} \quad (1.24)$$

Nous avons également utilisé les notations :

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_f &= \omega_f + \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} - \frac{\delta}{2} \\ \tilde{\omega}_e &= \omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar} + \frac{\delta}{2} \\ \Phi_0 &= (\omega_1 - \omega_2)t_0 + \phi \end{aligned} \quad (1.25)$$

Notons que cette matrice donne l'évolution des amplitudes de probabilité des niveaux dans la base $\{|f, \mathbf{p}\rangle, |e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle\}$ et qu'un changement de variable a dû être effectué pour quitter la représentation d'interaction.

Si l'on prend comme condition initiale $c_f(t_0) = 1$ et $c_e(t_0) = 0$, alors la probabilité de

transition de l'état $|f\rangle$ à l'état $|e\rangle$ s'exprime comme :

$$|c_e|^2 = \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{\Omega_r^2}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_r \tau}{2}\right) \quad (1.26)$$

L'évolution de $|c_e|^2$ correspond à des oscillations de Rabi, dépendantes de la durée de l'impulsion Raman et d'amplitude maximale à résonance Raman ($\delta = 0$). La valeur maximale de la probabilité de transition est obtenue à la condition :

$$\Omega_r \tau = \pi \quad (1.27)$$

1.2.3 Sélectivité en vitesse des impulsions Raman contra-propageantes

La condition de résonance Raman dépendant de la vitesse de l'atome par le biais du désaccord Doppler, celle-ci n'est vérifiée exactement que pour une classe de vitesse donnée et fixée par le choix des fréquences laser. Ceci est vrai pour n'importe quel système à deux niveaux en interaction avec un champ laser. Toutefois, l'atome est ici éclairé par deux lasers et le terme Doppler est alors maximale pour $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$, c'est-à-dire pour des faisceaux se propageants en sens opposé. On parle dans ce cas de sélectivité en vitesse des impulsions Raman car celles-ci sont alors très sensibles à la classe de vitesse adressée. A contrario, le terme Doppler est très petit devant la fréquence de transition hyperfine pour des faisceaux se propageant dans le même sens ($\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$) et la transition est alors indépendante de la vitesse de l'atome. Typiquement on a $\omega_{\text{D,co}} = 10$ Hz tandis que $\omega_{\text{D,contra}} = 1$ MHz pour un atome de vitesse initiale nulle et soumis à une impulsion après 10 ms de temps de vol. On dit que les transitions Raman contra-propageantes sont sélectives en vitesse.

L'expression (1.26) est la solution exacte de l'amplitude de probabilité de présence dans l'état $|e\rangle$ dans le cas d'un atome unique avec une impulsion p donnée. Considérons maintenant un paquet d'ondes constitué d'une assemblée d'atomes dont la distribution en impulsion est donnée par une fonction $f_{\text{P}}(p)$ ², gaussienne dans le cas d'un nuage d'atomes froids dans le régime classique :

$$f_{\text{P}}(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{(p-p_0)^2}{2\sigma_p^2}} \quad (1.28)$$

où p_0 est le centre de la distribution en impulsion et σ_p sa largeur. Après un temps d'interaction τ avec les lasers, la probabilité d'occupation des états fondamentaux en fonction de l'impulsion pour un atome est donnée par [Geiger, 2011] :

$$P_{f,e}(p, \tau) = f_{\text{P}}(p) |c_{f,e}(p, \tau)|^2 \quad (1.29)$$

La probabilité de transition totale, elle, s'écrit comme une somme pondérée sur toutes les

2. Normalisée telle que $\int f_{\text{P}}(p) dp = 1$

impulsions possibles de la probabilité de transition à un atome $P_{f,e}(p, \tau)$:

$$\Pi_{f,e}(\tau) = \int_0^\infty P_{f,e}(p) dp \quad (1.30)$$

$$= \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} \right)^2 \int_0^\infty \text{sinc}^2 \left(\frac{\Omega_{\text{eff}}\tau}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta^{\text{RF}} - \omega_{\text{D}}}{\Omega_{\text{eff}}} \right)^2} \right) f_{\text{P}}(p) dp \quad (1.31)$$

A durée τ fixée, la probabilité de transition est donc une fonction sinus cardinal du désaccord Raman (ou de manière équivalente de la vitesse de l'atome) de largeur $1/\tau$, telle que représentée sur la Figure 1.2.a. Ainsi, plus l'impulsion est longue, plus la largeur spectrale de l'impulsion Raman est faible et plus la sélectivité en vitesse est importante (au sens où la largeur de la classe de vitesse adressée est petite). Pour adresser le plus d'atomes possibles, on souhaite ainsi une impulsion la plus courte possible et donc la plus grande puissance laser possible afin de satisfaire la condition (1.27). Cette condition est valable dans le cas d'un atome unique, mais dès lors que l'on considère un nuage d'atomes, l'oscillation de Rabi mesurée expérimentalement est très amortie puisque chaque atome possède sa propre oscillation du fait de son impulsion unique et distincte des autres atomes (cf Figure 1.2.b). La distribution en vitesse dans un nuage atomique limite donc l'efficacité des transitions Raman et par voie de conséquence le contraste de l'interféromètre. Expérimentalement nous utilisons des durées d'impulsion de l'ordre de $30 \mu\text{s}$ ce qui correspond à une sélectivité en vitesse de :

$$\Delta v = \frac{1}{k_{\text{eff}}\tau} = 2,1 \text{ mm.s}^{-1} \quad (1.32)$$

On comprend donc l'intérêt d'avoir des atomes les plus froids possibles pour l'interférométrie. En pratique, on réalise une spectroscopie Raman en balayant la différence de fréquence des lasers via δ^{RF} , à τ fixé. La courbe obtenue est alors un produit de convolution entre la distribution en impulsion du nuage atomique et la transformée de Fourier de l'impulsion Raman. Si la durée de l'impulsion est prise suffisamment longue de sorte que $\Omega_r \ll k_{\text{eff}}\sigma_v$, alors cette mesure reflète le taux de transition de chaque classe de vitesse du nuage atomique lors de l'impulsion laser. On peut alors définir l'équivalent d'une largeur spectrale de la source atomique donnée par le produit $\sigma_v k_{\text{eff}}$. Selon le temps de vol t_{vol} du nuage, on s'attend donc à observer dans l'espace des fréquences le profil de distribution en vitesse centré en $\delta^{\text{RF}} = k_{\text{eff}}gt_{\text{vol}} + \omega_{\text{R}}$.

1.2.4 Considérations techniques

Les transitions Raman présentent l'avantage de n'être sensible qu'à la différence de fréquence entre les deux lasers et pas à leur fréquence absolue³. Les contraintes sur la largeur de raie des faisceaux Raman sont donc beaucoup moins strictes que si l'on utilisait des transitions à un photon avec un état excité de grande durée de vie devant la durée de l'interféromètre. Par ailleurs, les transitions Raman induisent une bijectivité entre état atomique externe et interne permettant d'utiliser des méthodes de détection par fluorescence pour mesurer les populations d'états, en plus de doubler l'aire (et donc la sensibilité)

3. Cette affirmation n'est qu'en partie vraie, car le délai dû à la propagation des faisceaux jusqu'au miroir de rétro-réflexion impose une largeur de raie la plus faible possible aux lasers ($\ll 1 \text{ MHz}$) afin de minimiser le bruit de phase [Le Gouët et al., 2007].

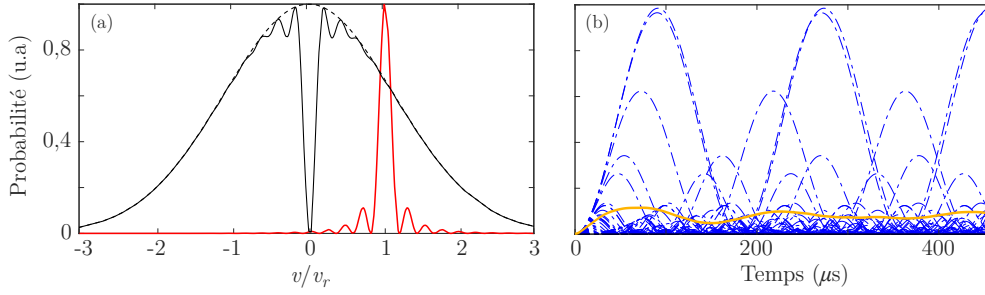


Figure 1.2 – Sélectivité en vitesse d’une impulsion Raman. (a) Profil de la distribution en vitesse gaussienne (traits pointillés) de largeur $\sigma_v = 2,5v_r$ et probabilité de transition associée à une impulsion Raman π centrée sur la distribution en vitesse, avec $\Omega_r = 0,2\omega_R$ (rouge) et pour des atomes initialement dans l’état $|f, \mathbf{p}\rangle$. (b) Oscillations de Rabi associées à chaque classe de vitesse (bleu) et oscillation effective (orange). v_r est la vitesse de recul à 2 photons.

de l’interféromètre par rapport à une transition à un photon.

1.3 L’interféromètre de Mach-Zehnder simple diffraction

1.3.1 Le régime de simple diffraction

En pratique, sur la plupart des expériences d’interférométrie, y compris la notre, les deux fréquences laser éclairant le nuage atomique sont issues d’une même fibre optique et la présence d’un miroir de rétro-réflexion est alors nécessaire pour générer le faisceau contra-propageant. Cette configuration, favorable vis-à-vis de la stabilité de la différence de phase entre les deux lasers, présente donc deux paires de faisceaux contra-propageants de vecteurs d’onde $\pm \mathbf{k}_{\text{eff}}$. En gravité standard, les atomes chutent sous l’effet de la gravité tandis que le reste de l’expérience reste fixe dans le référentiel du laboratoire. La condition de résonance Raman est alors modifiée par le terme Doppler induit par la chute des atomes. Ce terme Doppler vaut $\omega_D = \pm \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}t$ selon la paire de faisceaux considérée, t étant le temps de vol du nuage. Ainsi, pour un temps de vol donné, seule une des deux paires de faisceaux satisfait la condition de résonance Raman, paire sélectionnée par le choix du désaccord laser δ^{RF} . On parle alors de transition simple diffraction par opposition à une transition double diffraction que nous étudions plus loin et correspondant au cas où les deux transitions $\pm \mathbf{k}_{\text{eff}}$ sont dégénérées et où le paquet d’onde est placé dans une superposition des états $|e, \mathbf{p} \pm \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Bien qu’une seule des transitions soit adressée, la seconde paire de faisceaux induit un léger décalage en fréquence sur la première à cause du déplacement lumineux à deux photons [Le Gouët, 2008]. Les transitions co-propageantes $\pm(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)$ sont également possibles mais le choix de la configuration de polarisations des faisceaux (lin \perp lin) interdit en théorie leur existence.

1.3.2 Les éléments d’un interféromètre simple diffraction

Un interféromètre atomique est toujours composé de séparatrices atomiques ainsi que de miroirs. Ces éléments sont réalisés grâce à une paire de faisceaux contra-propageants de

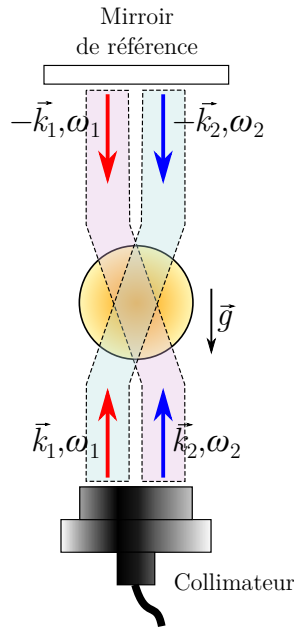


Figure 1.3 – Schéma de la configuration rétro-réfléchie des lasers utilisée pour réaliser les impulsions Raman. En gravité standard, à cause de l'effet Doppler induit par la chute des atomes, seule une des deux paires contra-propageantes est résonante avec la transition atomique. En microgravité, les deux transitions sont dégénérées.

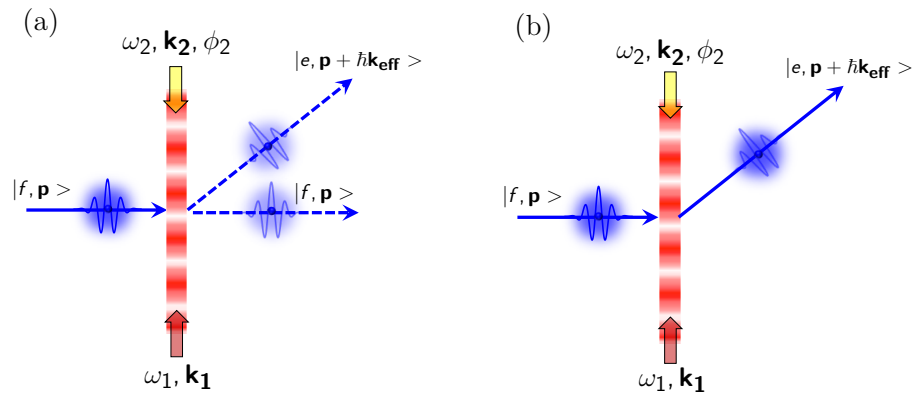


Figure 1.4 – Schéma de principe des impulsions Raman. (a) Impulsion $\pi/2$ et (b) impulsion π . La première joue le rôle de séparatrice atomique et crée une superposition cohérente des états $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ tandis que la deuxième joue le rôle de miroir et inverse les populations.

manière à communiquer une grande quantité de mouvement aux atomes, et en choisissant des durées d'impulsion judicieuses. On se place dans le cas simple d'un atome unique à résonance Raman impliquant $\Omega_r = \Omega_{\text{eff}}$, $\cos \Theta = 0$, et $\sin \Theta = 1$.

1.3.2.1 L'impulsion $\pi/2$

Si l'on choisit $\tau_{\pi/2} = \frac{\pi}{2\Omega_r}$, la matrice d'évolution de l'impulsion résultante que l'on appelle "impulsion $\pi/2$ " s'écrit :

$$S_{\pi/2}(t_0, \phi_{\text{eff}}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\tilde{\omega}_f \tau_{\pi/2}} & -ie^{i\Phi_0 - \tilde{\omega}_f \tau_{\pi/2}} \\ -ie^{-i\Phi_0 + \tilde{\omega}_e \tau_{\pi/2}} & e^{i\tilde{\omega}_e \tau_{\pi/2}} \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Une telle impulsion crée une superposition cohérente et équiprobable entre les deux états fondamentaux de l'atome $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ d'impulsions différentes. C'est l'équivalent d'une lame séparatrice 50/50 en optique pour la fonction d'onde atomique. Nous faisons remarquer que la dépendance en t_0 et ϕ de la matrice d'évolution est comprise dans le terme Φ_0 qui contient l'ensemble des termes de phase, liés à l'instant t_0 de l'impulsion, à la position du nuage $\mathbf{r}(t_0)$ par rapport aux faisceaux au moment de l'impulsion et à la différence de phase des lasers :

$$\Phi_0 = \omega_{\text{eff}} t_0 - (\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(t_0) - \varphi_{\text{eff}}) \quad (1.34)$$

$$= \omega_{\text{eff}} t_0 - \phi_{\text{eff}} \quad (1.35)$$

1.3.2.2 L'impulsion π

Si l'on prend maintenant comme durée d'impulsion $\tau_\pi = \frac{\pi}{\Omega_r}$, l'impulsion est alors appelée "impulsion π " et est l'équivalent d'un miroir puisqu'elle permet de transférer de manière cohérente et avec une probabilité unitaire l'atome d'un niveau hyperfin à l'autre. La matrice de transfert correspondante est :

$$S_{\pi/2}(t_0, \phi_{\text{eff}}) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{i\Phi_0 - \tilde{\omega}_f \tau_\pi} \\ -ie^{-i\Phi_0 + \tilde{\omega}_e \tau_\pi} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

On remarque que lors d'une impulsion Raman, la différence de phase entre les lasers Raman est imprimée sur la fonction d'onde atomique qui contient donc l'information sur la phase locale du réseau de diffraction que constitue l'impulsion.

1.3.2.3 L'évolution libre

Enfin, la matrice d'évolution libre du paquet d'onde entre deux impulsions Raman, obtenue en faisant tendre Ω_{eff} vers 0 dans l'expression de $S(t_0, \tau, \phi)$, s'écrit :

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i\left(\frac{\mathbf{p}^2}{2\hbar m} + \omega_f\right)T} & 0 \\ 0 & e^{-i\left(\frac{(\mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2\hbar m} + \omega_e\right)T} \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

1.3.2.4 L'interféromètre de Mach-Zehnder

La géométrie d'interféromètre que nous utilisons classiquement est celle à trois impulsions Raman ($\pi - \pi/2 - \pi$) équivalente à un interféromètre de Mach-Zehnder en optique. La matrice de transfert totale est obtenue en multipliant les 5 matrices de transfert successives correspondant aux différentes impulsions et intervalles de temps d'évolution libre T du paquet d'ondes. Si l'on néglige les variations de phase pendant les impulsions et que l'on définit les phases Raman au moment des trois impulsions $\phi_{\text{eff},1}$, $\phi_{\text{eff},2}$ et $\phi_{\text{eff},3}$ ⁴, alors la matrice de transfert de l'interféromètre est donnée par :

$$S_{\text{interf}} = S_{\pi/2}(2T+3\tau, \phi_{\text{eff},3}) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi}(T+\tau, \phi_{\text{eff},2}) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi/2}(0, \phi_{\text{eff},1}) \quad (1.38)$$

Nous avons pris comme origine des temps $t_0 = 0$ et choisi une durée pour l'impulsion $\pi/2$ égale à τ . La probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ en sortie de l'interféromètre si l'atome est initialement dans l'état $|f\rangle$ est alors donnée par [Cheinet, 2006] :

$$P_{|e\rangle} = |\langle e|S_{\text{interf}}|f\rangle|^2 = \frac{1 - \cos \Phi_{0,\text{tot}}}{2} \quad (1.39)$$

où

$$\Phi_{0,\text{tot}} = \Phi_{0,1} - 2\Phi_{0,2} + \Phi_{0,3} \quad (1.40)$$

$$= \phi_{\text{eff},1} - 2\phi_{\text{eff},2} + \phi_{\text{eff},3} \quad (1.41)$$

dans le cas d'un interféromètre symétrique et dans l'hypothèse où la différence de fréquence ω_{eff} est parfaitement stable (les termes en $\omega_{\text{eff}}T$ se compensent alors). L'interféromètre est donc sensible à la variation de différence de phase des lasers entre la première et la troisième impulsion. Dans la pratique, l'expérience est réalisée avec un ensemble d'atomes et la valeur de $P_{|e\rangle}$ se trouve en mesurant le ratio du nombre N_e d'atomes dans l'état $|e\rangle$ et du nombre N_{tot} total d'atomes, telle que :

$$P_{|e\rangle} = \frac{N_e}{N_{\text{tot}}} = P_0 + \frac{C}{2} \cos \Phi_{0,\text{tot}} \quad (1.42)$$

où P_0 est un offset dû à la présence éventuelle d'un *background* atomique et C le contraste des franges. En effet, la largeur de la distribution en vitesse du nuage atomique n'étant pas nulle, le contraste des franges n'est pas unitaire.

1.3.3 Déphasage en sortie de l'interféromètre

1.3.3.1 Cas d'une accélération constante

Le formalisme des matrices de transfert permet d'extraire la contribution de la phase laser à la phase interférométrique totale, mais il omet de prendre en compte le terme de phase dû à la propagation au sein d'un champ inertiel. En fait, le calcul basé sur les intégrales de chemins de Feynman [Feynman, 1948, Storey and Cohen-Tannoudji, 1994], et utilisant l'action classique associée à chaque chemin possible du paquet d'ondes, donne une contribution nulle de la propagation dans un certain nombre de cas, en particulier lorsque que le Lagrangien est au plus quadratique en position et en impulsion, et lorsque

4. Attention, ici, la numérotation de la phase fait bien référence au numéro de l'impulsion et non à la fréquence laser. Ne pas confondre par exemple $\phi_{1,2}$ et $\phi_{\text{eff},1,2}$

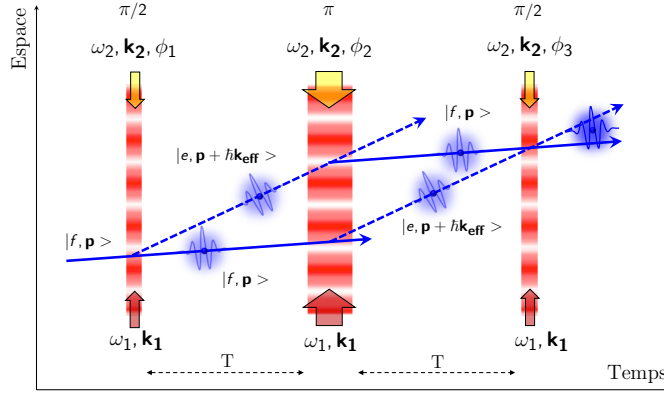


Figure 1.5 – Schéma d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder en l'absence de champ inertiel. Trois impulsions Raman successives ($\pi/2 - \pi - \pi/2$) sont séparées par un temps d'interrogation T . A chaque impulsion, la phase laser est imprimée sur la fonction d'onde atomique.

le champ inertiel est constant. Lorsque l'interféromètre est fermé, symétrique et placé dans un champ d'accélération \mathbf{a} constant, seule la phase laser contribue au déphasage total et celle-ci s'écrit donc, en prenant $T \gg \tau$:

$$\Phi_{0,\text{tot}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(0) - 2\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(T) + \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(2T) + \varphi_{\text{las}} \quad (1.43)$$

avec $\varphi_{\text{las}} = \varphi_{\text{eff},1} - 2\varphi_{\text{eff},2} + \varphi_{\text{eff},3}$. Finalement, seule la position du nuage atomique dans la règle de phase définie par la paire de faisceaux contra-propageants au moment de chaque impulsion, importe pour le calcul de la phase interférométrique. La position étant donnée par :

$$\mathbf{r}(t) = \frac{1}{2}\mathbf{a}t^2 + v_0t + r_0 \quad (1.44)$$

l'expression de la phase totale s'écrit alors :

$$\Phi_{0,\text{tot}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T^2 + \varphi_{\text{las}} \quad (1.45)$$

Le contrôle du paramètre φ_{las} permet en pratique de balayer les franges et de construire la figure d'interférence.

En gravité standard, le désaccord Raman augmente linéairement sous l'effet de la gravité, obligeant à réaliser une rampe de fréquence afin de rester à résonance toute la durée de l'interféromètre. L'effet Doppler est ainsi compensé en introduisant une rampe de fréquence $\pm\alpha$ (exprimée en Hz) selon que l'on souhaite utiliser la paire de faisceaux $\pm\mathbf{k}_{\text{eff}}$. Ce balayage de la différence de fréquence des lasers Raman est également imprimé sur le déphasage en sortie de l'interféromètre puisque le terme en $\omega_{\text{eff}}t$ ne s'annule plus dans l'expression de $\Phi_{0,\text{tot}}$. On montre facilement qu'un terme en $\pm\alpha T^2$ apparaît, d'où l'expression du déphasage total modifiée :

$$\Phi_{0,\text{tot}} = \pm(\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g} - 2\pi\alpha)T^2 \quad (1.46)$$

Les franges d'interférences sont alors obtenues en balayant non pas φ_{las} mais en faisant varier la rampe de fréquence d'un coup sur l'autre. Le choix du signe de la rampe détermine totalement quel interféromètre est réalisé et la valeur de \mathbf{g} peut être déduite de la valeur de α pour laquelle la phase est constante quelque soit le temps d'interrogation.

1.3.3.2 Réponse de l'interféromètre soumis aux vibrations

Dans le cas où l'accélération n'est pas constante au cours de l'interféromètre, typiquement lorsque le miroir de rétro-réflexion est soumis à des vibrations $\mathbf{a}_m(t)$, on montre que la phase interférométrique induite s'écrit [Cheinet et al., 2005, Barrett et al., 2014] :

$$\Phi_{\text{vib}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \int_0^{2T+4\tau} f(t) \mathbf{a}_m(t) dt \quad (1.47)$$

où $f(t)$ est la fonction de réponse de l'interféromètre liée à la fonction de sensibilité issue du formalisme développé pour les horloges atomiques [Dick, 1987], et est donnée par :

$$f(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ \frac{1}{\Omega_r} (1 - \cos \Omega_r t) & \text{si } 0 \leq t \leq \tau \\ t - \tau + \frac{1}{\Omega_r} & \text{si } \tau \leq t \leq T + \tau \\ T + \frac{1}{\Omega_r} (1 - \cos(\Omega_r(t - T))) & \text{si } T + \tau \leq t \leq T + 2\tau \end{cases} \quad (1.48)$$

τ étant la durée d'une impulsion $\pi/2$. L'expression de $f(t)$ dans la deuxième partie de l'interféromètre ($T + 2\tau \leq t \leq 2T + 4\tau$) est obtenue par symétrie de l'expression (1.48) :

$$f(T + 2\tau + t) = f(T + 2\tau - t) \quad (1.49)$$

A noter que ce formalisme prend en compte l'évolution de la phase au cours des impulsions laser. Mais en pratique, la durée des impulsions étant souvent très petite devant T , l'impact de ce terme de phase est négligeable et la fonction f s'approxime alors par une fonction triangle. Dans le domaine fréquentiel, la fonction de réponse s'apparente à un filtre passe-bas de fréquence de coupure à -3 dB environ égale à $1/(2T)$. Nous verrons dans le Chapitre 3 comment cette fonction est utilisée pour reconstruire les franges d'interférence dans des environnements bruités.

Finalement, de manière générale le déphasage total est la somme :

- d'un terme dû à la chute des atomes dans le référentiel du réseau de phase laser $\Phi_a = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g} T^2$
- d'un terme de phase laser φ_{las}
- et d'un terme dû au mouvement de ce même réseau de phase dans le référentiel du laboratoire et induit par les vibrations du miroir de référence Φ_{vib} dont l'expression est donnée par l'équation (1.47).

Le déphasage s'écrit ainsi :

$$\Phi_{0,\text{tot}} = \Phi_a + \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{las}} \quad (1.50)$$

1.4 L'interféromètre de Mach-Zehnder en microgravité

1.4.1 Régime de faible accélération et faible vitesse

Nous nous intéressons dans cette section au cas d'un interféromètre de Mach-Zehnder dans le régime de faible accélération et faible vitesse (FAFV). Ce régime fait référence au cas où le désaccord Doppler reste petit devant la pulsation de Rabi effective tout le long de l'interféromètre de sorte que la résonance Raman est conservée sans avoir à compenser l'effet Doppler. Pour être dans ce régime de fonctionnement, le nuage atomique doit donc vérifier les deux conditions suivantes [Geiger, 2011] :

$$\begin{cases} \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}t < \Omega_{\text{eff}} \\ \omega_{\text{D}}(t=0) < \Omega_{\text{eff}} \end{cases} \quad (1.51)$$

Ce régime correspond au cas d'un interféromètre atomique fonctionnant en microgravité, mais aussi au cas où la direction de propagation des faisceaux Raman est orthogonale à la direction du champ de pesanteur. Dans ce régime, deux modes de fonctionnement sont alors possibles selon la température du nuage atomique et la fréquence de Rabi choisie : le double interféromètre simple diffraction aussi appelé régime de double simple diffraction (DSD), et la double diffraction (DD).

1.4.1.1 Le double interféromètre simple diffraction

Le double interféromètre simple diffraction fait référence au cas où la dégénérescence des transitions $\pm \mathbf{k}_{\text{eff}}$ est levée en choisissant un désaccord laser permettant de sélectionner une classe de vitesse non nulle dans la distribution en vitesse du nuage, à condition que la sélectivité en vitesse soit grande (c'est-à-dire une faible largeur fréquentielle de l'impulsion Raman). Dans ce cas, deux classes de vitesse $\pm \mathbf{v}_0$ différentes sont adressées mais chacune par une des deux paires de faisceaux, seule. Cela permet alors de réaliser simultanément deux interféromètres symétriques dont la probabilité de sortie s'exprime comme la somme des sorties de chacun des interféromètres [Antoni-Micollier, 2016] :

$$P_{|e\rangle} = 2P_0 + \frac{C}{2} \left(\cos \Phi_{0,\text{tot}}^+ + \cos \Phi_{0,\text{tot}}^- \right) \quad (1.52)$$

$$= 2P_0 + C \left[\cos \left(\frac{\Phi_{0,\text{tot}}^+ + \Phi_{0,\text{tot}}^-}{2} \right) + \cos \left(\frac{\Phi_{0,\text{tot}}^+ - \Phi_{0,\text{tot}}^-}{2} \right) \right] \quad (1.53)$$

où

$$\Phi_{0,\text{tot}}^\pm = \pm \Phi_a \pm \Phi_{\text{vib}} + \varphi_{\text{las}} \quad (1.54)$$

On peut alors réécrire l'équation (1.53) sous la forme :

$$P_{|e\rangle} = 2P_0 + C \cos(\Phi_a + \Phi_{\text{vib}}) \cos \varphi_{\text{las}} \quad (1.55)$$

Le contraste peut donc être théoriquement doublé dans le régime de DSD si la phase laser est fixée et choisie égale à 0. Les franges d'interférence sont alors nécessairement obtenues par le biais des vibrations du miroir de référence.

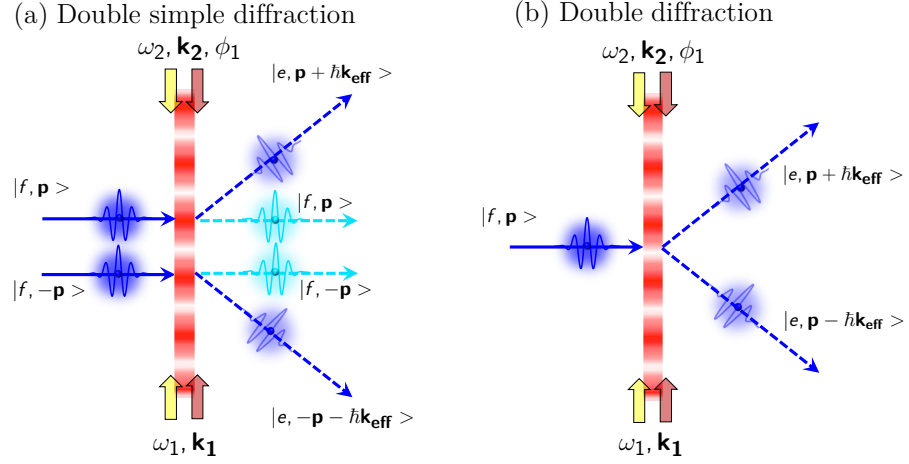


Figure 1.6 – Schéma de principe d’une séparatrice en microgravité. Deux régimes de fonctionnement : (a) La double simple diffraction pour laquelle une classe de vitesse \mathbf{p} non nulle est adressée par une des deux transitions contra-propageantes très sélective en vitesse. La classe de vitesse opposée $-\mathbf{p}$ est alors simultanément adressée par la deuxième paire de faisceaux. (b) La double diffraction pour laquelle les deux transitions contra-propageantes sont dégénérées et adressent simultanément la même classe de vitesse.

1.4.1.2 La double diffraction

La double diffraction correspond au cas où les deux transitions $\pm \mathbf{k}_{\text{eff}}$ sont dégénérées entraînant la diffraction de la fonction d’onde dans les deux directions, fonction d’onde alors dans une superposition cohérente des états $|e, \mathbf{p} + \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ et $|e, \mathbf{p} - \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. L’utilisation de telles transitions permet de réaliser une déflexion angulaire entre les deux paquets d’ondes diffractés, deux fois plus importantes que dans la configuration classique. Au contraire de la DSD qui ne peut exister que dans le régime de FAFV du fait de la faible largeur fréquentielle d’impulsion Raman requise, la DD elle, peut théoriquement fonctionner dans n’importe quel régime d’accélération et de vitesse sous réserve d’une disponibilité de puissance laser aussi grande que souhaitée. En microgravité, à moins de réaliser des impulsions très sélectives en vitesse décalées par rapport à la fréquence Doppler nulle, le régime de double diffraction est le processus dominant, quelque soit la température du nuage. Toutefois, en pratique, il existe toujours un résidu de transition co-propageante dû à une polarisation imparfaite (pas parfaitement linéaire) et le seul moyen pour ne pas l’adresser est alors de réaliser une impulsion très sélective ($\Omega_r \ll \omega_R$). Dès lors, la maximisation du contraste des franges d’interférence passe nécessairement par une diminution de la température du nuage de sorte que $\sigma_v k_{\text{eff}} \ll \Omega_r$. En effet, si Ω_r est inférieur à la largeur spectrale de la source atomique, alors les atomes aux bords de la distribution en vitesses ont une faible probabilité d’être diffractés, restent ainsi dans leur état initial et ne participent pas à l’interféromètre ce qui contribue à faire chuter le contraste. Nous verrons également plus loin que l’existence d’ordres de diffraction plus élevés limitent l’efficacité de transfert lors des impulsions et que réduire la température en deçà de v_R est alors nécessaire.

1.4.1.3 Spectroscopie Raman en microgravité

Nous verrons dans le Chapitre 3 un exemple de spectre Raman obtenu en microgravité sur le simulateur 0g, mais on peut d'ores-et-déjà anticiper son allure, à partir de considérations simples. On trouvera en Figure 1.9 des exemples de spectres simulés. En gravité standard, le spectre présente deux pics centrés en $\delta^{\text{RF}} = \pm k_{\text{eff}} g t_{\text{vol}} + \omega_{\text{R}}$, correspondant aux résonances des deux transitions $\pm k_{\text{eff}}$. En microgravité, le terme Doppler du centre de la distribution en vitesse s'annule et les deux pics sont alors superposés. En effet, des atomes dans les états $|f, \mathbf{p}\rangle$ et $|f, -\mathbf{p}\rangle$ vérifient leur condition de résonance Raman pour le même désaccord laser :

$$\delta_{+}^{\text{RF}} = \omega_{\text{R}} + \frac{\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{p}}{m} \quad (1.56)$$

$$\delta_{-}^{\text{RF}} = \omega_{\text{R}} + \frac{(-\mathbf{k}_{\text{eff}}) \cdot (-\mathbf{p})}{m} \quad (1.57)$$

L'amplitude du profil spectral de distribution en vitesse du nuage est donc doublée pour un spectre Raman en microgravité puisque la probabilité de transition de l'état $|f\rangle$ vers l'état $|e\rangle$ est alors deux fois plus élevée qu'en présence d'un seul \mathbf{k}_{eff} (on parle à deux fois plus d'atomes). Une autre caractéristique du spectre en 0 g est la présence d'un premier creux dans le profil en $\delta^{\text{RF}} = \omega_{\text{R}}$. En effet, à cette valeur de désaccord, les deux paires de faisceaux adressent simultanément une seule et même classe de vitesse (contre deux à des désaccords quelconques), en l'occurrence la classe de vitesse nulle. Ce creux représente à proprement parler le phénomène de double diffraction d'un atome de vitesse nulle vers les états $|e, \pm \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Un second creux est également observé pour un désaccord Raman de $\delta^{\text{RF}} = -\omega_{\text{R}}$ à cause de processus d'ordre supérieur à 4 photons au cours desquels, un atome initialement dans l'état $|f, \pm \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ peut être transféré dans l'état $|f, \mp \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ via l'état $|e, \pm 0\rangle$. La condition de résonance pour ces deux transitions étant justement $\delta^{\text{RF}} = -\omega_{\text{R}}$, à ce désaccord les atomes ne sont pas transférés vers l'état $|e\rangle$ et il en résulte une diminution de l'amplitude de probabilité de détecter les atomes dans $|e\rangle$.

1.4.2 Etude théorique de la double diffraction

Le régime de double diffraction a été étudié pour la première fois à l'Observatoire de Paris dans le cas d'un gyromètre à atomes froids [Lévêque, 2010]. La double diffraction a ensuite été appliquée au cas du gravimètre pour lequel il est nécessaire d'utiliser une 3^{ème} fréquence Raman [Malossi et al., 2010, Zhou et al., 2015] permettant de bénéficier de deux ω_{eff} évoluant dans des sens opposés au cours de la rampe de fréquence afin de satisfaire les deux conditions de résonance simultanément. Nous présentons dans la suite les calculs permettant de déduire la dynamique des populations dans le régime de double diffraction.

1.4.2.1 Modélisation d'une transition à 5 états couplés

Afin d'établir les équations d'évolution régissant la fonction d'onde atomique dans le régime de double diffraction, puisque les atomes sont soumis simultanément à quatre faisceaux laser il nous faut prendre en compte les deux transitions contra-propageantes et

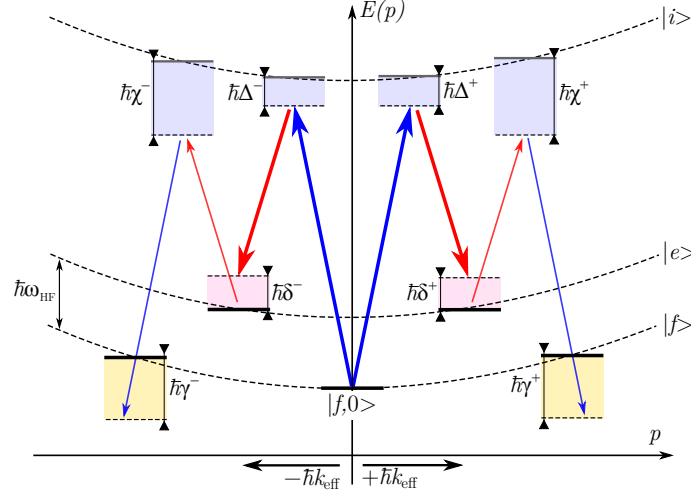


Figure 1.7 – Diagramme énergie-impulsion du système à 5 états couplés. Sont représentées les différentes transitions contra-propageantes possibles en l'absence d'effet Doppler ainsi que les désaccords qui entrent en jeu. Les flèches en gras représentent à proprement parler la double diffraction, tandis que les flèches en traits plus fins sont les transitions à quatre photons, non négligeables pour $\Omega_r \sim \omega_R$.

donc considérer un système à 5 états couplés⁵ : $|f, \mathbf{p}\rangle$, $|i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$, $|i, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1\rangle$, $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, $|e, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. En reprenant le raisonnement de la section (1.2.1), on peut écrire le nouvel hamiltonien dans la base de ces états sous la forme :

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_e + \frac{(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar} & \Omega_{e2}^* e^{i\xi_2^-} & \Omega_{f1}^* e^{i\xi_1^-} & 0 & 0 \\ \Omega_{e2} e^{-i\xi_2^-} & \omega_i + \frac{(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{f1} e^{-i\xi_1^-} & 0 & \omega_f + \frac{\mathbf{p}^2}{2m\hbar} & 0 & \Omega_{f1} e^{-i\xi_1^+} \\ 0 & 0 & 0 & \omega_i + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar} & \Omega_{e2} e^{-i\xi_2^+} \\ 0 & 0 & \Omega_{f1}^* e^{i\xi_1^+} & \Omega_{e2}^* e^{i\xi_2^+} & \omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar} \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

5. Ici, les 5 états couplés incluent les états intermédiaires, qui après élimination adiabatique amènent à un système à trois équations couplées. Les 5 états couplés auxquels le titre de la section fait référence sont à proprement parler les 5 états fondamentaux lorsque que le 2^{ème} ordre de diffraction est pris en compte (système à neuf équations avant élimination des états intermédiaires).

avec la fonction d'onde atomique dans la représentation d'interaction :

$$|\Psi_p(t)\rangle = c_f(p, t) e^{i\left(\omega_f + \frac{p^2}{2m\hbar}\right)t} |f, \mathbf{p}\rangle \quad (1.59)$$

$$+ c_{i+}(p, t) e^{i\left(\omega_i + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar}\right)t} |i, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_1\rangle \quad (1.60)$$

$$+ c_{e+}(p, t) e^{i\left(\omega_e + \frac{(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar}\right)t} |e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \quad (1.61)$$

$$+ c_{i-}(p, t) e^{i\left(\omega_i + \frac{(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1)^2}{2m\hbar}\right)t} |i, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_1\rangle \quad (1.62)$$

$$+ c_{e-}(p, t) e^{i\left(\omega_e + \frac{(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}})^2}{2m\hbar}\right)t} |e, \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \quad (1.63)$$

La phase imprimée sur la fonction d'onde lors de l'absorption d'un photon de l'onde laser E_n ($n = 1$ ou 2) dépend du signe de \mathbf{k}_n . Or nous sommes maintenant en présence de quatre ondes laser de vecteur d'onde $\pm\mathbf{k}_n$. C'est pourquoi, dans l'expression de l'hamiltonien, nous avons séparé le terme de phase laser φ_n imprimé lors du changement d'état interne de l'atome du terme de phase inertielle imprimé lors d'un changement d'état externe et que l'on note φ_{En} :

$$\varphi_{En} = -\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r} \quad (1.64)$$

Par soucis de réduction de l'encombrement de la matrice, nous avons également posé le paramètre ξ_n^\pm tel que :

$$\xi_n^\pm = (\omega_n t + \varphi_n \mp \varphi_{En}) \quad (1.65)$$

Avec ces notations, on aboutit alors sur le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \dot{c}_{i-} = -i\Omega_{f1}^* e^{-i(\Delta^- t + \varphi_1 + \varphi_{E1})} c_f - i\Omega_{e2}^* e^{-i[(\Delta^- - \delta^-)t + \varphi_2 + \varphi_{E2}]} c_{e-} \\ \dot{c}_{e-} = -i\Omega_{e2} e^{i[(\Delta^- - \delta^-)t + \varphi_2 + \varphi_{E2}]} c_{i-} \\ \dot{c}_f = -i\Omega_{f1} e^{i(\Delta^+ t + \varphi_1 - \varphi_{E1})} c_{i+} - i\Omega_{f1} e^{i(\Delta^- t + \varphi_1 + \varphi_{E1})} c_{i-} \\ \dot{c}_{e+} = -i\Omega_{e2} e^{i[(\Delta^+ - \delta^+)t + \varphi_2 - \varphi_{E2}]} c_{i+} \\ \dot{c}_{i+} = -i\Omega_{f1}^* e^{-i(\Delta^+ t + \varphi_1 - \varphi_{E1})} c_f - i\Omega_{e2}^* e^{-i[(\Delta^+ - \delta^+)t + \varphi_2 - \varphi_{E2}]} c_{e+} \end{cases} \quad (1.66)$$

avec les désaccords définis de la même manière que précédemment :

- Les désaccords Raman δ^\pm de $\omega_1 - \omega_2$ par rapport aux transitions $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$:

$$\delta^\pm = \delta^{\text{RF}} \pm \omega_D - \omega_R \quad (1.67)$$

- Les grands désaccords Δ^\pm de ω_1 par rapport aux transitions $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |i, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_1\rangle$:

$$\Delta^\pm = \left[\frac{(p \pm \hbar k_1)^2}{2m\hbar} + \omega_i - \frac{p^2}{2m\hbar} - \omega_f \right] - \omega_1 \quad (1.68)$$

Pour simplifier, lorsque Δ^\pm intervient dans l'expression d'une amplitude d'un terme oscillant, on le remplace par Δ puisque $\Delta^\pm \sim \Delta$. En procédant ensuite à l'élimination

adiabatique de manière à se ramener à un système d'équations à 3 états couplés, il vient :

$$\begin{cases} \dot{c}_{e-} = i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\delta^- t - \varphi_{E,\text{eff}} + \varphi_{\text{eff}})} c_f + i\frac{|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} c_{e-} \\ \dot{c}_f = i\frac{2|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} c_f + i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_{\text{eff}}} \left[e^{i(\delta^+ t + \varphi_{E,\text{eff}})} c_{e+} + e^{i(\delta^- t - \varphi_{E,\text{eff}})} c_{e-} \right] \\ \dot{c}_{e+} = i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i(\delta^+ t + \varphi_{E,\text{eff}} + \varphi_{\text{eff}})} c_f + i\frac{|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} c_{e+} \end{cases} \quad (1.69)$$

où l'on a posé :

$$\varphi_{E,\text{eff}} = \varphi_{E1} - \varphi_{E2} \quad (1.70)$$

$$= -(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} \quad (1.71)$$

1.4.2.2 Prise en compte des ordres de diffraction supérieurs

Pour des pulsations de Rabi effectives de l'ordre de la pulsation de recul, il est nécessaire de prendre en compte les 2^{èmes} ordres de diffraction, autrement dit le couplage aux états $|f, \mathbf{p} \pm 2\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. On montre alors que le système (1.69) se généralise à 5 équations couplées⁶ :

$$\begin{cases} \dot{c}_{f-} = i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i((\gamma^- + \delta^-)t - \varphi_{E,\text{eff}} - \varphi_{\text{eff}})} c_{e-} + i\frac{|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} c_{f-} \\ \dot{c}_{e-} = i\frac{2|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} c_{e-} + i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_{\text{eff}}} \left[e^{-i(\delta^- t - \varphi_{E,\text{eff}})} c_{f0} + e^{i((\gamma^- + \delta^-)t - \varphi_{E,\text{eff}})} c_{f-} \right] \\ \dot{c}_{f0} = i\frac{2|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} c_f + i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{i\varphi_{\text{eff}}} \left[e^{i(\delta^+ t + \varphi_{E,\text{eff}})} c_{e+} + e^{i(\delta^- t - \varphi_{E,\text{eff}})} c_{e-} \right] \\ \dot{c}_{e+} = i\frac{2|\Omega_{e2}|^2}{\Delta} c_{e+} + i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i\varphi_{\text{eff}}} \left[e^{-i(\delta^+ t + \varphi_{E,\text{eff}})} c_{f0} + e^{i((\gamma^+ + \delta^+)t + \varphi_{E,\text{eff}})} c_{f+} \right] \\ \dot{c}_{f+} = i\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} e^{-i((\gamma^+ + \delta^+)t + \varphi_{E,\text{eff}} - \varphi_{\text{eff}})} c_{e+} + i\frac{|\Omega_{f1}|^2}{\Delta} c_{f+} \end{cases} \quad (1.72)$$

où nous avons introduit deux nouveaux désaccords γ^\pm tels que :

$$\gamma^\pm = -\delta^\pm - (4\omega_R \pm 2\omega_D) \quad (1.73)$$

$$= -\delta^{\text{RF}} - 3\omega_R \mp \omega_D \quad (1.74)$$

1.4.2.3 Résolution numérique du système d'équations couplées

Cas d'un paquet d'onde monochromatique Le système d'équation (1.69) peut se résoudre analytiquement dans le cas idéal d'un nuage atomique à résonance de distribution en vitesse infiniment étroite ($k_{\text{eff}}\sigma_v \ll \Omega_r$). Toutefois, afin de déterminer la dynamique de peuplement des états lors de l'interaction avec les quatre faisceaux, nous avons préféré utiliser une méthode de résolution numérique sous Matlab. Sur la Figure 1.8, est représentée l'évolution des populations dans le cas de la double diffraction ((a) et (c)) et de la simple diffraction ((b) et (d)), et pour deux états initiaux différents. Nous avons pris comme valeur de pulsation de Rabi effective $\Omega_{\text{eff}} = 2,7 \cdot 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$, d'où une durée d'impulsion π attendue en simple diffraction de $\tau = \pi/\Omega_{\text{eff}} \approx 11 \mu\text{s}$. En double diffraction, la notion de séparatrice atomique diffère selon l'état initial considéré. Prenons pour commencer un état

6. Nous avons renommé les amplitudes de probabilité c_f, c_{f0} pour éviter la confusion avec les coefficients $c_{f\pm}$ des nouveaux états introduits

initial tel que tous les atomes sont dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ comme représenté sur la Figure 1.8.a. Pour une certaine durée d'interaction avec les faisceaux Raman, les atomes sont couplés symétriquement dans les deux états $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ avec une efficacité de 100% (50% dans chaque état). Une telle impulsion constitue l'équivalent d'une impulsion $\pi/2$ en simple diffraction. Prenons maintenant le cas d'un état initial pour lequel tous les atomes sont dans l'état $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ comme représenté sur la Figure 1.8.c. Pour cette même durée d'impulsion, on est en mesure de transférer les atomes dans l'état $|f, \mathbf{p}\rangle$ avec une efficacité de 50% seulement, le reste des atomes étant équitablement répartis dans les états $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. Ainsi en fin d'interféromètre, il y a trois voies de sortie après la dernière séparatrice.

Un miroir en double diffraction s'obtient nécessairement à partir d'un état initial $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ et il consiste en un couplage des atomes vers l'état d'impulsion opposée. En comparaison à la simple diffraction, à même Ω_{eff} , la durée de l'impulsion " π " en double diffraction est $\sqrt{2}$ -fois plus courte comme on peut le lire sur la Figure 1.8.a par exemple. On peut ainsi définir une pulsation de Rabi double diffraction $\Omega_{\text{eff,DD}}$ telle que :

$$\Omega_{\text{eff,DD}} = \sqrt{2}\Omega_{\text{eff}} \quad (1.75)$$

A noter que la population des états $|e, \mathbf{p} \pm 2\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ devient significative lorsque $\Omega_r \sim \omega_R$.

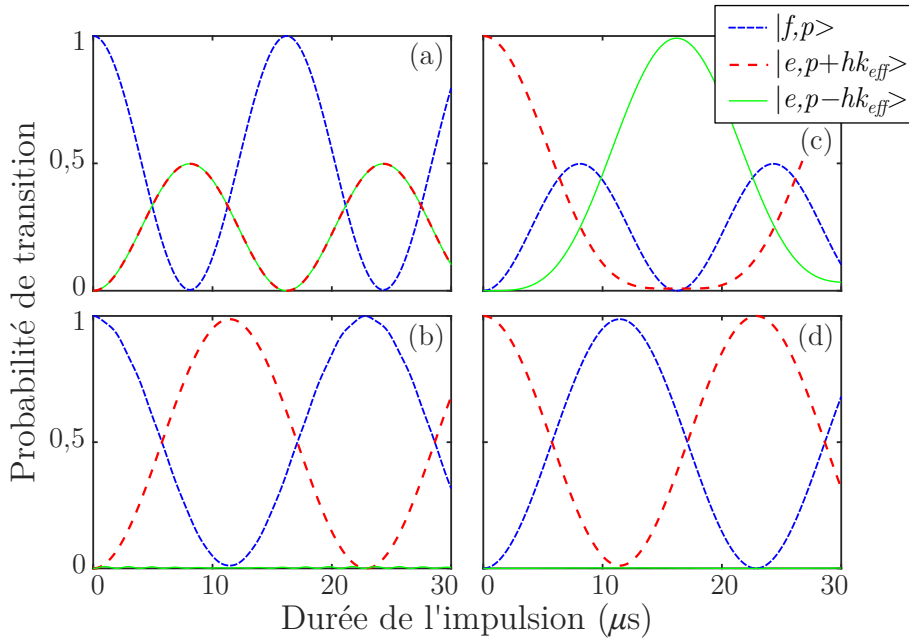


Figure 1.8 – Simulation des oscillations de Rabi en double et simple diffraction dans le cas d'une source monochromatique. La ligne du haut ((a) et (c)) présente les résultats de la double diffraction pour une population atomique initialement dans $|f, \mathbf{p}\rangle$ (a) et $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ (c) La ligne du bas ((b) et (d)) présente les résultats dans le cas de la simple diffraction pour les mêmes états initiaux. La durée de l'impulsion π est $\sqrt{2}$ -fois plus longue en double diffraction.

Cas d'une distribution en vitesse non nulle Notre code permet également de résoudre numériquement le système d'équations couplées dans le cas d'une distribution en vitesse

du nuage atomique non nulle, grâce à une méthode de Monte Carlo⁷. En particulier nous sommes en mesure de simuler les spectres Raman attendus en double diffraction dont des exemples sont tracés sur la Figure 1.9.a, pour différentes températures correspondant à des distributions en vitesse allant de $0,4\omega_R$ à $3\omega_R$. On observe bien le creux en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$ lorsque la distribution en vitesse est suffisamment grande devant Ω_r (ici nous avons fixé $\Omega_r = 0,7\omega_R$). Bien entendu, le spectre devient plus piqué lorsque la température diminue, l'impulsion adressant une plus grande gamme de classes de vitesse, et le creux tend à disparaître puisque la résolution spectrale fixée par Ω_r n'est plus suffisante. Sur la Figure 1.9.b, sont représentés les spectres pour une distribution en vitesse fixée ($\sigma_v = 0,4\omega_R$) et une pulsation Ω_r variable. En diminuant Ω_r (ce qui revient à augmenter la durée de l'impulsion), on retrouve bien le creux en plus d'une baisse logique de l'efficacité de transition.

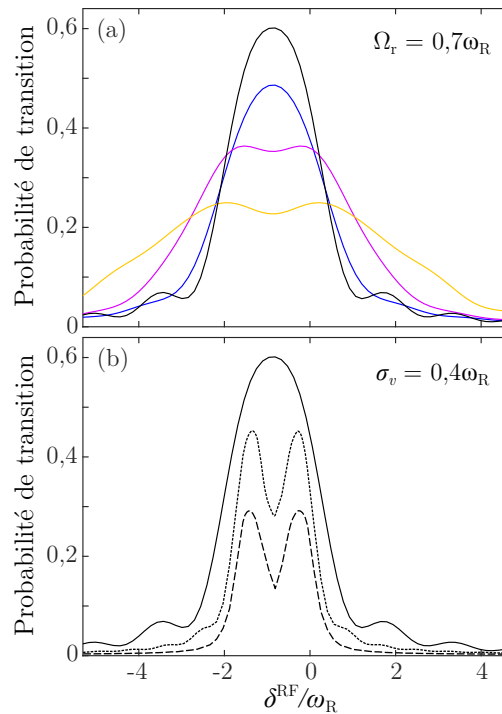


Figure 1.9 – Simulation de spectres Raman en microgravité. (a) Pulsation de Rabi fixée ($\Omega_r = 0,7\omega_R$), spectres pour différentes distributions en vitesse : $\sigma_v = 0,4\omega_R$ (noir), $\sigma_v = 0,75\omega_R$ (bleu), $\sigma_v = 1,7\omega_R$ (magenta), $\sigma_v = 3\omega_R$ (jaune). (b) Distribution en vitesse fixée ($\sigma_v = 0,4\omega_R$), spectres pour différentes pulsations de Rabi : $\Omega_r = 0,7\omega_R$ (traits pleins), $\Omega_r = 0,35\omega_R$ (traits pointillés) et $\Omega_r = 0,18\omega_R$ (tirets). Les spectres sont centrés sur la fréquence de recul et présentent un creux en ce point.

Le temps nous a manqué pour aller plus loin, notamment pour intégrer les ordres de diffraction supérieurs mais le lecteur pourra trouver dans [Lévêque, 2010] une étude plus détaillée du régime de double diffraction en particulier sur l'efficacité des séparatrices et des

7. Tirage aléatoire d'une classe de vitesse selon une loi de probabilité gaussienne et résolution du système pour chaque particule. Le formalisme matriciel de Matlab se prête parfaitement à ce type de calculs.

miroirs ainsi que sur l'évolution du contraste de l'interféromètre en fonction de différents paramètres expérimentaux. Ce qu'il faut retenir de cette étude est que la distribution en vitesse fait bien sûr chuter l'efficacité de diffraction, influant directement sur la valeur du contraste des franges, mais surtout qu'elle induit un peuplement non négligeable des états $|f, \mathbf{p} \pm 2\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ limitant encore davantage l'efficacité des impulsions Raman. Si la puissance laser disponible est insuffisante, il devient alors primordial d'abaisser la température de la source atomique.

1.4.2.4 Calcul du déphasage interférométrique d'un interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder en double diffraction est composé de trois impulsions séparées d'un temps d'interrogation T et de durées respectives $\tau_s - \tau_m - \tau_s$, que l'on assimile aux impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ dans le cas de la simple diffraction. La première impulsion sépare symétriquement le paquet d'ondes dans l'état initial $|f, \mathbf{p}\rangle$ entre les deux états $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$. La deuxième impulsion équivalente à un miroir transfère ensuite les deux paquets d'ondes dans son état d'impulsion opposée $|e, \mathbf{p} \mp \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ avant que la dernière impulsion ne les recombine pour former un interféromètre symétrique. Le déphasage interférométrique se lit alors sur une des trois voies de sortie par mesure des populations des états internes. A partir du système d'équations couplées (1.69), on peut identifier les termes de phase imprimés sur la fonction d'onde lors des changements d'état interne et externe des atomes, et ainsi en déduire le déphasage total en sortie de l'interféromètre :

- Lors d'une transition $|f, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, la phase totale imprimée est

$$\phi_{f \rightarrow e}^{\pm} = \omega_{\text{eff}}t + \varphi_{\text{eff}} \pm \varphi_{\text{E,eff}} \quad (1.76)$$

- Lors d'une transition opposée $|e, \mathbf{p}\rangle \rightarrow |f, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, la phase totale imprimée est

$$\phi_{e \rightarrow f}^{\pm} = -\omega_{\text{eff}}t - \varphi_{\text{eff}} \pm \varphi_{\text{E,eff}} \quad (1.77)$$

- Pour une impulsion miroir pour laquelle la transition réalisée est $|e, \mathbf{p} \pm \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle \rightarrow |e, \mathbf{p} \mp \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, la phase totale imprimée est alors :

$$\phi_{e \rightarrow e}^{\pm} = \phi_{e \rightarrow f}^{-} + \phi_{f \rightarrow e}^{-} \quad (1.78)$$

$$= \mp 2\varphi_{\text{E,eff}} \quad (1.79)$$

Ainsi, les phases accumulées par le paquet d'onde voyageant dans les bras du haut et du bas sont respectivement :

$$\Phi^{\text{up}} = \phi_{f \rightarrow e}^{+}(0) + \phi_{e \rightarrow e}^{+}(T) + \phi_{e \rightarrow f}^{+}(2T) \quad (1.80)$$

$$= \varphi_{\text{eff}}(0) + \varphi_{\text{E,eff}}(0) - 2\varphi_{\text{E,eff}}(T) - 2\omega_{\text{eff}}T - \varphi_{\text{eff}}(2T) + \varphi_{\text{E,eff}}(2T) \quad (1.81)$$

et

$$\Phi^{\text{down}} = \phi_{f \rightarrow e}^{-}(0) + \phi_{e \rightarrow e}^{-}(T) + \phi_{e \rightarrow f}^{-}(2T) \quad (1.82)$$

$$= \varphi_{\text{eff}}(0) - \varphi_{\text{E,eff}}(0) + 2\varphi_{\text{E,eff}}(T) - 2\omega_{\text{eff}}T - \varphi_{\text{eff}}(2T) - \varphi_{\text{E,eff}}(2T) \quad (1.83)$$

D'où un déphasage total en sortie de l'interféromètre de :

$$\Phi_{0,DD} = \Phi^{\text{up}} - \Phi^{\text{down}} \quad (1.84)$$

$$= 2\varphi_{E,\text{eff}}(0) - 4\varphi_{E,\text{eff}}(T) + 2\varphi_{E,\text{eff}}(2T) \quad (1.85)$$

$$= 2\Phi_{0,SD} \quad (1.86)$$

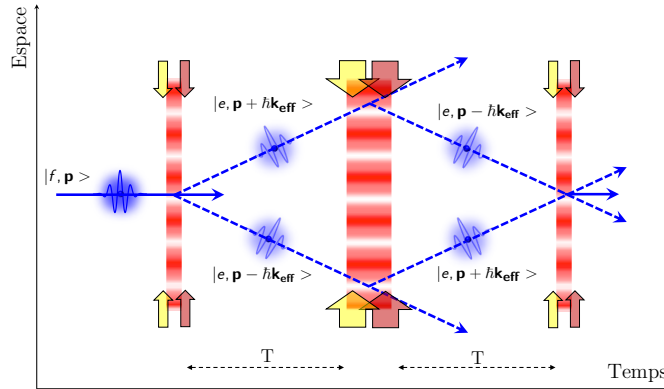


Figure 1.10 – Schéma d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder en double diffraction. Une première séparatrice transfère symétriquement les atomes dans les états $|e, \mathbf{p} \pm \hbar \mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, puis une impulsion miroir inverse les populations avant une dernière impulsion $\pi/2$ recombinaison des deux paquets d'onde sur les trois ports de sortie.

Le facteur d'échelle est donc doublé par rapport à l'interféromètre en simple diffraction, d'où une sensibilité deux fois plus grande aux effets inertiels. Le résultat important ici est le fait que le terme de phase laser n'intervienne pas dans l'expression du déphasage interférométrique du fait que les atomes voyagent dans le même état interne tout le long de l'interféromètre. Il n'est donc pas possible de balayer les franges en faisant varier la phase laser relative entre les trois impulsions. Seuls des champs inertiels fluctuants le peuvent. Ainsi, le bruit de phase des lasers utilisés est totalement rejeté en régime de double diffraction. Par ailleurs, la géométrie parfaitement symétrique de l'interféromètre a pour effet de rejeter d'autres effets systématiques : ceux affectant de la même façon les deux bras de l'interféromètre. Par exemple, la mesure est insensible aux fluctuations temporelles de l'effet Zeeman ainsi qu'au gradient de champ magnétique le long de la direction de propagation des atomes, mais aussi aux déplacements lumineux. Enfin, l'efficacité limitée des impulsions lumineuses induit un peuplement résiduel de l'état interne $|f\rangle$ ce qui a pour effet non seulement de faire chuter le contraste, mais également d'introduire des interféromètres parasites si les atomes en question ne sont pas éliminés. Dans ce but, après chaque impulsion Raman, est généralement utilisé un faisceau pousseur.

1.4.3 De la nécessité des atomes ultra-froids

Nous l'avons vu, le recours à une source atomique ultra-froide est essentiel afin d'augmenter le contraste des franges d'interférences à puissance laser donnée, l'efficacité des miroirs et séparatrices étant fondamentalement limitée. Ceci est encore plus vrai si l'on souhaite augmenter le temps d'interrogation et donc la sensibilité de la mesure puisqu'une

température réduite permet de limiter l'expansion spatiale du nuage au cours de l'interféromètre et donc de conserver l'efficacité des impulsions lumineuses. En effet, à cause du caractère inhomogène de l'intensité des faisceaux laser utilisés (généralement des faisceaux gaussiens), chaque atome voit une zone du faisceau différente de ses homologues et l'oscillation de Rabi associée à chaque classe de vitesse possède alors également une dépendance spatiale résultant en une forte perte d'efficacité des impulsions lumineuses. Le but de la microgravité étant justement d'augmenter le temps d'interrogation, il est naturel de s'orienter vers une source ultra-froide. Le régime de double diffraction inhérent à la microgravité impose d'ailleurs une contrainte sur la sélectivité en vitesse des impulsions du fait de la proximité entre les transitions contra-propageantes à 2 photons, contra-propageantes à 4 photons et co-propageantes (séparées deux à deux de ω_R), obligeant à réduire autant que possible la température. Outre cette problématique liée à la sélectivité en vitesse des miroirs et séparatrices en interférométrie atomique, abaisser la température est dans tous les cas essentiel à l'obtention d'un système de franges lisible. Il est en effet techniquement d'autant plus difficile de faire interférer les atomes avec eux-mêmes que leur vitesse est grande et le temps d'interrogation est long, car la longueur d'onde de de Broglie est inversement proportionnelle à la vitesse de chaque atome. Aussi, la présence de l'effet Coriolis sur Terre induit un déphasage dépendant de la vitesse de l'atome et entraîne donc un rapide brouillage des franges si la dispersion en vitesse est trop importante (chaque système de franges créé par un atome interférant avec lui-même se sommant pour créer l'interferogramme).

En interférométrie, plus que le contraste d'un système de franges, c'est le rapport signal à bruit (SNR) qui importe. Bien sûr les deux notions sont liées puisque à nombre d'atomes constant, une amélioration du SNR passe en partie par une augmentation du contraste. En plus d'une faible température, et d'un faible étalement spatial, un interféromètre requiert donc également un nombre d'atomes le plus important possible. La source atomique idéale tend donc vers le condensat de Bose-Einstein. Si ces sources sont parfois utilisées pour leurs propriétés de cohérence uniques leur préférant la capacité d'interférer avec eux-mêmes en tant que fonction d'onde macroscopique [Andrews, 1997], dans notre cas nous profitons simplement du fait qu'elles présentent toutes les caractéristiques nécessaires à l'interférométrie à long temps de vol. En contrepartie, la forte densité associée à ce type de source peut induire des effets systématiques supplémentaires dûs aux fortes interactions entre atomes [Jannin et al., 2015].

CHAPITRE 2

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous présentons les éléments essentiels du dispositif expérimental qui font l'originalité de I.C.E. Les efforts de compacité et de robustesse consentis pour rendre l'expérience compatible avec l'avion Zéro-g y sont exposés. Une grande partie est consacrée à la description de la nouvelle architecture laser entièrement fibrée, dont la stabilité en vol a pu être testée avec succès lors de plusieurs campagnes. Nous nous attardons également sur la description générale de la chambre expérimentale conçue spécialement pour opérer en microgravité, et en particulier le nouveau système d'imagerie. Le Chapitre 4 sera entièrement dédié au piège dipolaire.

Sommaire

2.1	Introduction	40
2.1.1	Les campagnes de vols paraboliques	40
2.1.2	Contraintes liées aux vols paraboliques	41
2.2	Le système laser Télécom doublé	43
2.2.1	L'architecture laser pour les raies D2 du ^{87}Rb et du ^{39}K	43
2.2.2	Partie basse puissance à $1,5\ \mu\text{m}$	44
2.2.3	Partie haute puissance	47
2.2.4	Laser Potassium sur la raie D1 et combinaison D1-D2	52
2.2.5	Génération des fréquences d'horloge	52
2.3	Description de la chambre d'expérience	55
2.3.1	L'enceinte à vide	55
2.3.2	Les faisceaux MOT et Raman	56
2.3.3	Champs magnétiques	56
2.3.4	Détection des atomes par fluorescence	58
2.3.5	Imagerie spatiale	60
2.4	La source Rubidium 87	63
2.4.1	Refroidissement des atomes	63
2.4.2	Préparation d'état	64
2.5	Conclusion	64

2.1 Introduction

L'expérience I.C.E a été conçue spécifiquement pour fonctionner en microgravité. Avant de disposer d'un simulateur de microgravité dans le laboratoire, l'expérience est destinée à être embarquée à bord de l'avion Zéro-g effectuant des vols paraboliques. Les conditions extrêmes pour une expérience d'atomes froids rencontrées à bord de l'avion, imposent au dispositif expérimental des contraintes de compacité et de robustesse toutes particulières en plus de devoir être transportable.

2.1.1 Les campagnes de vols paraboliques

2.1.1.1 Déroulement d'une campagne

Les campagnes de vols paraboliques sont organisées par la société Novespace, filiale du CNES, pour le compte de chercheurs sélectionnés par les comités scientifiques des agences spatiales française (CNES), européenne (ESA) et allemande (DLR). Les vols ont lieu à bord de l'avion A310-Zéro-g au départ de l'aéroport de Bordeaux-Mérignac et embarquent une dizaine d'expériences scientifiques. Une campagne comprend 3 vols de 31 paraboles chacun, pour un total d'environ 30 minutes de microgravité cumulées. A l'occasion de ces campagnes, une à deux fois par an, nous transportons l'expérience depuis le laboratoire jusqu'à l'aéroport, au hangar de Novespace. D'une durée de deux semaines, la campagne se déroule en deux parties. La première semaine est consacrée au transport et à l'installation de l'expérience à bord de l'avion. En plus de la préparation en un temps très réduit, l'expérience est soumise à de nombreux contrôles de sécurité (électrique, mécanique, ...) par les ingénieurs de Novespace et de l'aviation civile. La deuxième semaine est réservée pour les derniers tests au sol et les trois jours de vols, qui ont lieu les mardi, mercredi et jeudi matins. Les après-midis sont dédiés à l'analyse des données acquises en vol ainsi qu'à la résolution des problèmes techniques rencontrés et à la préparation du prochain vol.

2.1.1.2 La manoeuvre parabolique

Pour reproduire à bord de l'avion les conditions d'impesanteur, ce-dernier doit suivre la trajectoire d'un objet en chute libre, qui est sur Terre une portion d'ellipse¹. L'avion est littéralement mis en orbite autour de la Terre. Nous décrivons ici les trois phases de la manoeuvre :

La ressource d'entrée : A partir de son altitude de vol stationnaire à 6000 m, les pilotes augmentent progressivement la vitesse de l'avion jusqu'à environ 810 km/h (vitesse maximale autorisée de l'appareil). Puis les pilotes cabrent l'avion jusqu'à atteindre une assiette d'environ 47° et une altitude de 7500 m. Au cours de cette phase, la vitesse élevée de l'appareil ainsi que la forte courbure de la trajectoire s'accompagnent d'une hypergravité de 1,8 g.

La parabole : Une fois atteinte l'assiette de 47°, les pilotes réduisent significativement le régime des moteurs de manière à compenser au mieux la traînée de l'avion.

1. Ce n'est en effet pas exactement une parabole, car du fait de la rotondité de la Terre, au cours de la trajectoire le vecteur du champ de pesanteur tourne avec l'objet. De plus, la gravité est moins intense au sommet de la trajectoire qu'à la base. Pour des courtes trajectoires de chute libre, la parabole est une bonne approximation, d'où l'appellation de vol parabolique.

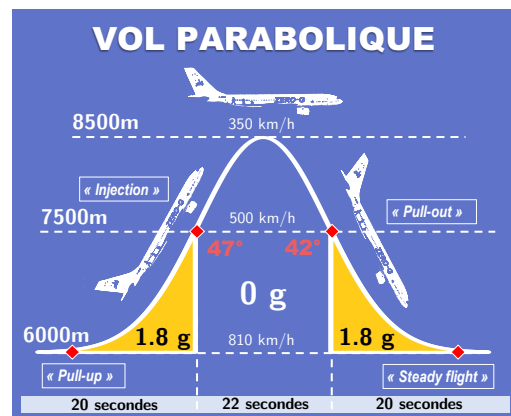


Figure 2.1 – Infographie d’un vol parabolique. 3 phases se succèdent correspondant à des régimes d’accélération différents : la ressource d’entrée, la microgravité et la ressource de sortie. L’amplitude d’une trajectoire est de 2,5 km et l’avion atteint un angle d’assiette de 47° au moment de l’injection de la parabole.

On parle de phase d’injection de la parabole. En moins de deux secondes, l’accélération locale passe de 1,8 g à 0 g. Sur sa lancée, l’avion continue de monter en altitude pour atteindre le sommet de la parabole à environ 8500 m. Sa vitesse est alors de 350 km/h. Pendant ce temps, les pilotes contrôlent l’assiette de l’appareil pour maintenir une accélération quasiment nulle ainsi que l’angle de roulis pour garder les ailes horizontales. L’avion n’est plus soumis qu’à la force de gravitation terrestre, il est en orbite : l’avion et tout ce qui se trouve à son bord sont en état d’impesanteur.

La ressource de sortie : Après 22 secondes d’impesanteur, lorsque l’avion atteint une assiette de -42° , l’appareil est redressé et sort de son orbite. Une phase d’hypergravité s’instaure à nouveau pendant une vingtaine de secondes avant que l’avion ne retrouve son altitude et sa vitesse initiales.

Cette manoeuvre, résumée sur la Figure 2.1 d’une durée totale d’une minute est répétée 31 fois au cours d’un vol, par séries de 5 paraboles séparées d’une minute. Chaque série de paraboles est, elle, espacée de 5 minutes.

2.1.2 Contraintes liées aux vols paraboliques

L’avion Zéro-g est un moyen très facile d’accès à la microgravité et est par ailleurs considéré comme un véritable laboratoire volant. Mais les conditions d’opérabilité y restent difficiles, surtout pour une expérience aussi sensible aux paramètres environnementaux qu’une expérience d’atomes froids. Les fortes variations de température (pouvant aller de 0°C à 35°C sur une journée pendant les campagnes d’hiver), les fluctuations d’air, les champs magnétiques externes, les niveaux élevés de vibrations ou encore les rotations de l’avion, sont autant de difficultés à surmonter pour faire fonctionner l’expérience malgré sa complexité, en vol, mais également au sol dans l’avion. Les règles de sécurité concernant la conception mécanique et électrique de l’expérience sont de plus assez strictes. La structure mécanique de l’expérience doit par exemple être capable de résister à une accélération de 9 g en cas d’atterrissage d’urgence. La continuité électrique doit elle être assurée entre les racks et le châssis de l’avion et toutes les alimentations sont protégées par des fusibles et disjoncteurs différentiels. L’expérience doit également être éteinte tous les soirs et durant le

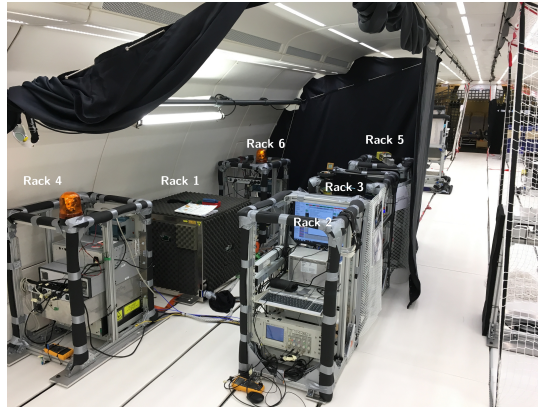


Figure 2.2 – Photos de la disposition des différents racks dans l'avion Zéro-g lors de la campagne d'avril 2019. Les rideaux noirs sont installés pour les réglages au sol lorsque que le blindage magnétique est ouvert pour des raisons de sécurité laser.

week-end pour des raisons de sécurité, ce qui impose un temps de chauffe non négligeable à l'allumage², et induit des fluctuations du vide de la chambre de science (une à deux heures sont nécessaires avant de pouvoir prendre des données). En vol, les conditions d'expérimentation sont difficiles et l'expérience requiert un certain niveau d'automatisme. En effet, les paraboles étant très rapprochées, il est difficile d'intervenir physiquement pour effectuer un réglage, même sur le PC. Il est par ailleurs proscrit d'ouvrir le blindage ou un quelconque boîtier (lasers, ...) pendant le vol.

En plus de sa robustesse, l'expérience doit être transportable et relativement compacte pour permettre son transfert du laboratoire à l'avion et convenir à l'espace restreint attribué par Novespace dans l'avion. Pour répondre à ces exigences, l'expérience est décomposée en plusieurs racks en profilés aluminium Bosch. Ces racks sont montés sur des plaques d'embase en aluminium de 10 mm d'épaisseur qui servent d'interface avec les rails de fixation de l'avion. La limitation de la charge linéique (charge par unité de longueur en N/m) dans l'avion est une contrainte stricte imposant aux racks une limite sur leur masse et la position de leur centre de gravité. Les instruments sont répartis de la manière suivante entre les racks :

Rack 1 (232 kg) : Chambre de science et blindage magnétique

Rack 2 (115 kg) : Ordinateur et électronique de contrôle

Rack 3 (89 kg) : Chaîne de fréquences

Rack 4 (110 kg) : Système laser Rubidium et asservissements

Rack 5 (92 kg) : Alimentations électriques

Rack 6 (70 kg) : Piège dipolaire

Au moins un rack supplémentaire est embarqué lorsque nous utilisons le Potassium sur notre expérience. Concernant le rack 1, sa masse importante nous oblige à installer un filet de sécurité afin de satisfaire le critère de résistance à une accélération de 9 g. La Figure 2.2 montre une photo de la disposition des racks lors de la campagne d'avril 2019.

2. Ce temps de stabilisation est limité les jours de vol, contraint par l'heure du décollage.

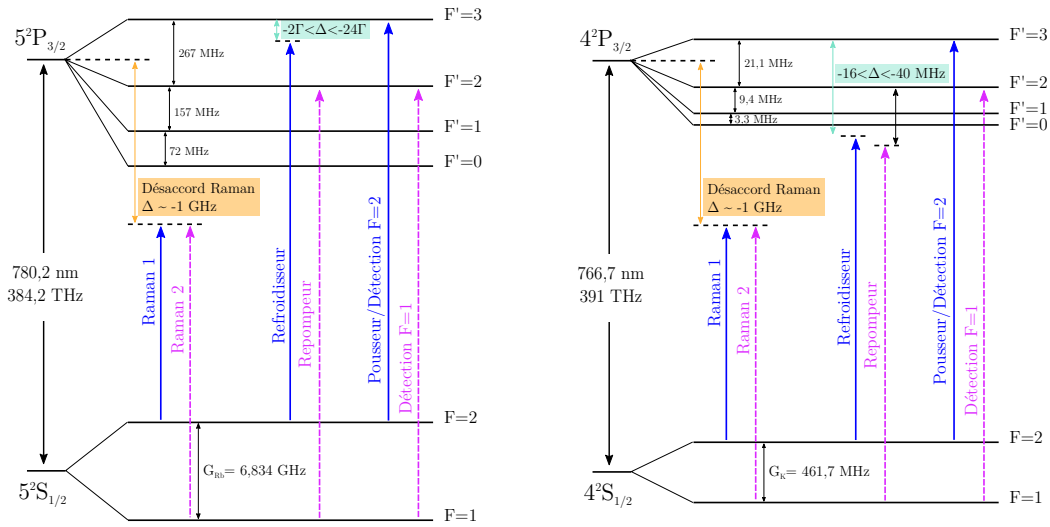


Figure 2.3 – Structure hyperfine de la transition D_2 du ^{87}Rb (a) et du ^{39}K (b), et fréquences laser nécessaires pour le refroidissement des atomes (faisceaux refroidisseur et repompeur), la préparation d'état (faisceau pousseur), l'interféromètre (Raman 1 et 2) et la détection.

2.2 Le système laser Télécom doublé

2.2.1 L'architecture laser pour les raies D_2 du ^{87}Rb et du ^{39}K

Comme nous l'avons évoqué plus haut, l'environnement très perturbé de l'avion nécessite la mise en place de solutions particulières pour pouvoir faire face à ces conditions d'expérimentation. Le système laser, très sensible aux variations de température et aux vibrations, est le premier impacté et peut ainsi être soumis à des fluctuations de puissance et de fréquence voire de désalignements (injections de fibre) dans le cas de bancs espace libre. Historiquement, il a été fait le choix d'utiliser une architecture laser basée sur la technologie Télécom fibrée et le doublage de fréquence [Ménoret et al., 2011, Stern et al., 2010]. Cette solution constitue une bonne alternative aux diodes lasers à cavité étendue dont l'alignement en espace libre est sensible aux vibrations et aux variations thermiques, surtout pour des applications embarquées. Jusqu'alors, une grande partie du système laser était toujours en espace libre, à partir du doublage de fréquence jusqu'à la fin de la chaîne. Nous présentons dans la suite, la nouvelle architecture du système laser Rubidium, pour lequel j'ai réalisé l'intégration et les tests de fiabilité. Le laser Potassium dont l'architecture est identique, est lui, en cours d'intégration et sera prochainement réinstallé sur l'expérience.

Afin de simplifier au maximum le système optique, le même système laser est utilisé pour toutes les étapes de la séquence d'interférométrie atomique. Cela requiert, en plus d'une bonne stabilité en fréquence, une grande agilité (plusieurs centaines de Mégahertz d'écart entre le refroidissement et les transitions Raman). Les lasers sont accordés sur les transitions atomiques de l'espèce à sonder. On a représenté sur la Figure 2.3, la structure atomique de chaque espèce (^{87}Rb et ^{39}K) ainsi que les fréquences optiques nécessaires au refroidissement des atomes, à l'éventuelle préparation d'états, à l'interféromètre ainsi qu'à la détection. Pour chaque espèce, nous travaillons sur la raie D_2 située dans le proche infrarouge (à 780 nm et 767 nm respectivement). Le schéma global de l'architecture laser

est présenté sur la Figure 2.4. Celle-ci est composée de trois parties principales : une partie basse puissance aux longueurs d'onde Télécom (1560 nm pour le ^{87}Rb et 1534 nm ^{39}K), une partie amplification et doublage de fréquence entièrement fibrée et enfin un étage de combinaison des différents faisceaux d'une même espèce (PMO, Raman et pousseur) et inter-espèce (Rubidium et Potassium). Le choix des espèces atomiques a en effet en partie été dicté par le fait que les longueurs d'onde sont à la fois suffisamment proches pour utiliser les mêmes composants optiques et suffisamment éloignées pour pouvoir être combinées grâce à des composants dichroïques, tout en étant compatible avec la technologie Télécom doublée. Cela permet un recouvrement spatial des faisceaux, favorisant la superposition des deux nuages froids (moyennant un équilibrage des puissances similaire) et l'interrogation simultanée des deux espèces atomiques.

2.2.2 Partie basse puissance à 1,5 μm

2.2.2.1 Architecture actuelle

La partie basse puissance est composée pour chaque espèce, de trois diodes laser dans la bande C du domaine Télécom (1530 nm - 1565 nm) à 1560 nm pour le Rubidium et à 1534 nm pour le Potassium. Les diodes en question sont des diodes RIO (pour *Redfern Integrated Optics*) Planex dont la faible largeur de raie (~ 10 kHz) est particulièrement avantageuse. Il s'agit de diodes en cavité étendue (ECDL pour *External Cavity Diode Laser*)³. Leur puissance de sortie est comprise entre 10 et 20 mW, et leur accordabilité en fréquence peut être contrôlée par le courant ou la température. Ces diodes sont très sensibles aux fluctuations thermiques, c'est pourquoi elles sont intégrées dans des boîtiers asservis en température. Pour le laser Rubidium, cette partie basse puissance a été industrialisée par la société MuQuans, et le schéma de son architecture est présenté sur la Figure 2.4. Une première diode, le laser maître, fait office de référence et est asservie à une fréquence fixe sur une transition atomique du ^{85}Rb grâce à un montage d'absorption saturée. La transition utilisée est celle entre $|F = 3\rangle$ et le *crossover* 3×4 de l'état excité, car c'est la transition dominante du spectre d'absorption. L'activation de l'asservissement se fait dorénavant de manière automatique via le PC de contrôle de notre expérience⁴. Une deuxième diode, l'esclave 1, est asservie en phase sur le maître. Le battement maître-esclave nécessaire à cet asservissement est effectué après prélèvement de 20% de chacune des voies grâce à deux splitters. La plage de capture de l'asservissement de quelques centaines de Mégahertz, est centrée sur 1,4 GHz (le battement maître-esclave doit être proche de cette valeur avant d'activer l'asservissement). La radiofréquence de référence ν_{ref} doit, elle, être comprise dans l'intervalle [22 MHz - 65 MHz]. Elle est délivrée par un générateur de formes d'onde (*waveform generator* Keysight 33600A) qui génère une fréquence autour de 40 MHz (± 5 MHz). Cette fréquence est ensuite multipliée 16 fois ce qui fournit une agilité de l'esclave de 688 MHz à 1560 nm (et donc le double à 780 nm). Les sauts de fréquence, quelque soit leur amplitude se font en moins d'1 ms. L'esclave 1 a la possibilité d'être modulé en phase dans le but de créer une bande latérale via un modulateur électro-optique Photline de bande passante 12 GHz. C'est la solution que nous utilisons à l'heure actuelle pour générer la fréquence repompeur (à 6,6 GHz) ou la deuxième fréquence Raman (à 6,834 GHz). Dans le

3. A la différence des diodes DFB (pour *Distributed FeedBack laser*), le réseau de Bragg est gravé derrière la zone de gain, directement sur le guide d'onde.

4. Le logiciel installé par *MuQuans* effectue un premier balayage de la fréquence du laser maître, localise le pic d'absorption pertinent, puis s'asservit dessus lors d'un deuxième balayage.

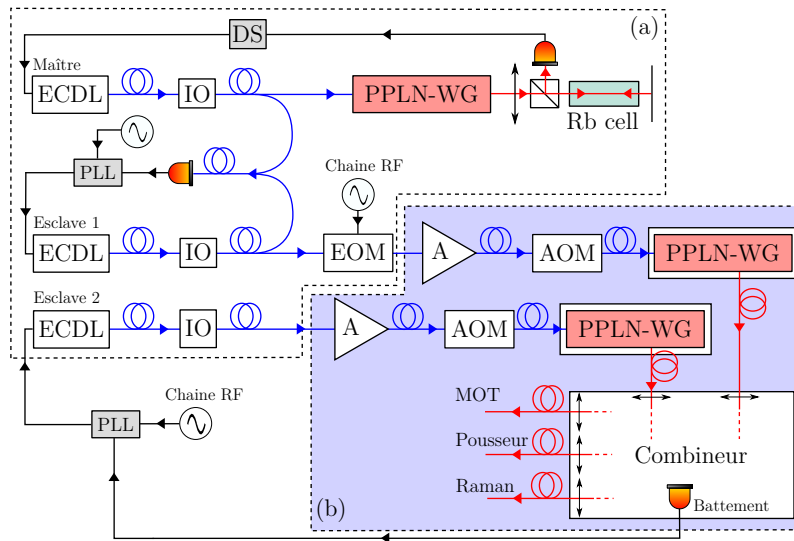


Figure 2.4 – Schéma de la nouvelle architecture laser accordée sur les raies D2 et commune aux deux espèces atomiques. ECDL : diode en cavité étendue (RIO Planex), A : amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA) 2 W, AOM : modulateur acousto-optique, PPLN-WG : cristal doubleur de fréquence en guide d'onde, PLL : boucle d'asservissement de phase, DS : détection synchrone

cas de la modulation de phase, la bande latérale est intrinsèquement asservie en phase sur la porteuse et la phase entre les deux fréquences dépend directement de la qualité du signal micro-onde envoyé sur le modulateur. L'inconvénient notable de cette technique est la création de bandes latérales multiples de la fréquence RF (ce sont les raies de Bessel dans le cas d'une modulation sinusoïdale) qui font apparaître des interféromètres parasites [Carraz et al., 2012] introduisant un déphasage interférométrique indésirable. C'est pourquoi, la nouvelle architecture comprend une troisième diode qui jouera, à terme, le rôle de deuxième fréquence : c'est l'esclave 2. Ce dernier sera asservi en phase sur le premier esclave lui-même. Cet asservissement en phase est prévu pour être réalisé directement à 780 nm afin de limiter le bruit de phase introduit par la propagation des faisceaux dans des longueurs de fibres trop importantes (notamment dans l'étage amplificateur).

Une partie de l'étage basse puissance (comprenant une seule diode esclave) du laser Potassium a été réalisée par une précédente étudiante (L. Antoni-Micollier) et une description détaillée peut être trouvée dans son manuscrit de thèse [Antoni-Micollier, 2016]. Nous donnons ici les éléments principaux. Les diodes RIO sont intégrées dans des boîtiers asservis en température permettant de limiter les variations thermiques internes à moins de 2 °C pour une 40 °C de variations externes. Le montage d'absorption saturée nécessite une cellule de Potassium chauffée car les raies sont difficilement observables à température ambiante. Un four en aluminium avec un film de Kapton (un matériau chauffant flexible sous forme de feuille mince) enrobant la cellule a donc été conçu à cet effet, le tout intégré dans un boîtier en Delrin. La transition utilisée pour l'asservissement dans le spectre l'absorption saturée du Potassium 39 est celle entre le *crossover* du niveau fondamental (1×2) et le niveau excité $|F'\rangle$. Deux modulateurs acousto-optiques (AOM) fibrés de 200 MHz ont été ajoutés sur les chemins du maître et de l'esclave afin d'augmenter la fréquence du battement. Bien que les sous-niveaux du niveau excité ne soient pas réso-

lus du fait de sa structure hyperfine très étroite (33,8 MHz), le bruit de fréquence a été mesuré à $5 \text{ kHz}/\sqrt{\text{Hz}}$. A l'heure actuelle, sur le laser Potassium, la deuxième fréquence (repompeur/Raman) est générée par un AOM en espace libre double passage à 230 MHz. Cela permet d'éviter de créer plusieurs bandes latérales qui seraient très gênantes du point de vue des interféromètres parasites. Comme pour le laser Rubidium, cette deuxième fréquence sera générée dans un futur proche, par un deuxième esclave asservi en phase à 767 nm sur l'esclave 1 et le système sera entièrement fibré.

2.2.2.2 Premiers pas vers l'asservissement en phase esclave 1 - esclave 2

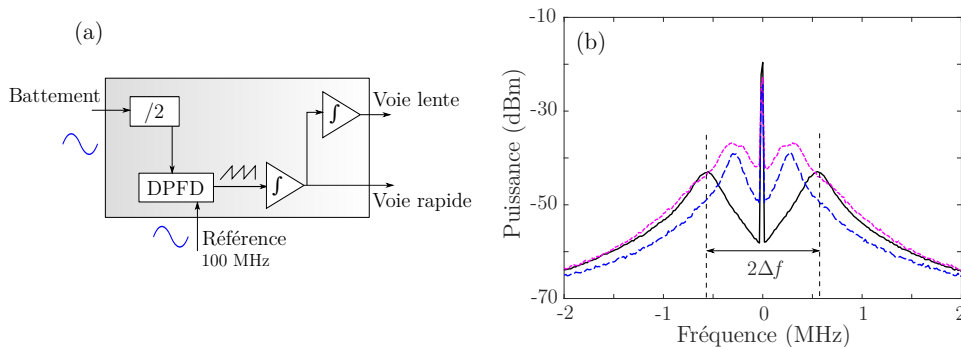


Figure 2.5 – Asservissement en phase esclave 1 - esclave 2. (a) Schéma du PLL : le battement divisé par 2 est comparé à une référence dans un DPF (détecteur digital phase/fréquence), puis le signal d'erreur est intégré (\int : intégrateur) une fois pour la sortie rapide, et 2 fois pour la sortie lente. (b) Allure des battements mesurés lorsque l'asservissement est activé, dans différentes configurations : pour un battement entre les deux esclaves effectué à 1560 nm (en noir), à 780 nm (en bleu) et enfin à 780 nm avec l'esclave 1 asservi sur le laser maître (en rose).

Je présente ici l'état d'avancement du travail sur l'asservissement de phase optique (OPLL pour *Optical Phase Lock Loop*) entre les deux esclaves. L'asservissement de diodes RIO est a priori assez simple à réaliser du fait de leur faible bruit de fréquence intrinsèque, mais nous avons été confrontés à plusieurs difficultés au cours de sa mise en place. Nous disposons donc de deux boîtiers PLL (un pour chaque espèce) fournis par le LNE-SYRTE dont le schéma de principe est présenté sur la Figure 2.5.a. Le composant principal des PLL est le DPF (*Digital Phase and Frequency Discriminator*) chargé de délivrer un signal d'erreur dépendant de la différence de phase (lorsque les deux fréquences sont suffisamment proches l'une de l'autre) entre le battement optique et un signal de référence. Le signal d'erreur en question est un signal en dents de scie caractéristique des DPF. Ce dernier est envoyé vers un circuit de rétroaction comprenant un premier étage proportionnel-intégrateur (PI) dont la sortie est connectée directement sur l'entrée de modulation rapide de la diode. Une partie du signal est prélevée et passe par un deuxième intégrateur. Cette deuxième sortie normalement dédiée à une voie de rétroaction lente (typiquement le miroir piézo-électrique d'une diode en cavité) peut être utilisée pour varier le courant DC de la diode. Deux potentiomètres permettent de régler les gains de ces deux intégrateurs et un circuit d'avance de phase a également été ajouté.

Le battement est donc effectué à 780 nm et doit être transféré dans le domaine RF dans le cas du laser Rubidium pour convenir à la plage de fonctionnement du DPF qui se situe

typiquement entre 10 MHz et 150 MHz. Le signal à 6,834 GHz en sortie de la photodiode sera donc mixé avec une référence à 7 GHz (cf. section sur la chaîne de fréquences) puis divisé par 2, 4 ou 8 au sein même du boîtier PLL. Dans un premier temps, lors des tests que nous avons effectués, nous avons modifié le point de fonctionnement de l'esclave 2 afin de ramener le battement autour de 200 MHz sans avoir à mixer le signal. On évite ainsi toute source de bruit éventuelle supplémentaire. Le signal de battement à 780 nm est assez faible (-40 dBm) et doit être amplifié d'une vingtaine de dB pour être compatible avec le PLL. Quant au signal de référence, nous avons utilisé un générateur de fréquence variable. L'électronique des diodes dispose d'une entrée de modulation rapide en façade sur laquelle nous branchons la sortie rapide du PLL. Nous n'avons toutefois pas la possibilité d'effectuer une rétroaction lente. Sur la Figure 2.5.b, nous montrons l'allure des battements entre les deux esclaves mesurés lorsque l'asservissement est activé, dans différentes configurations : pour un battement effectué à 1560 nm (en noir), à 780 nm (en bleu) et enfin à 780 nm avec l'esclave 1 asservi en phase sur le laser maître. La bande passante de l'asservissement, donnée par la largeur du creux comme définie sur la figure, est de 600 kHz à 1560 nm et deux fois plus faible à 780 nm. Elle est encore réduite lorsque l'esclave 1 est asservi sur le maître. La plage de capture de l'asservissement est très faible (environ 1 MHz) ce qui pose des difficultés lors de l'activation de la boucle de rétroaction car le battement et la référence doivent être très proches l'un de l'autre. Dans l'état actuel, le système dispose donc d'une agilité en fréquence très réduite et un courant de *feedforward* sera nécessaire pour réaliser le saut en fréquence de 250 MHz entre la phase de refroidissement et l'interféromètre. De plus, l'absence de rétroaction lente empêche l'asservissement d'être stable dans le temps (il ne tient pas plus de quelques minutes). Ces résultats préliminaires seront donc à approfondir.

Concernant l'OPLL pour les deux diodes esclaves du Potassium, nous avons commencé par remplacer l'électronique de contrôle qui ajoutait un fort bruit de phase rendant difficile l'asservissement. Cela nous a permis de réduire significativement la largeur du battement optique, passant de 100 kHz à environ 15 kHz ce qui correspond à la largeur naturelle des diodes RIO. L'électronique bas-bruit désormais utilisée a été conçue dans le cadre du projet *MiniAtom* en partenariat avec la société iXBlue. Prévue à l'origine pour des diodes DFB, nous avons adapté le circuit afin de le rendre compatible avec les diodes RIO.

2.2.3 Partie haute puissance

La partie haute puissance du laser Rubidium dont j'ai réalisé l'intégration, est désormais entièrement fibrée et tient dans un rack 3U (L 482,6 mm \times H 132,1 mm \times P 401,4 mm) dont une vue schématique éclatée est présentée sur la Figure 2.7. Les contrôleurs d'AOM ont été placés dans un autre boîtier car ils avaient tendances à élever fortement la température à l'intérieur du rack.

2.2.3.1 Amplification et doublage de fréquence

En sortie de l'étage basse puissance, les faisceaux fibrés des deux esclaves sont amplifiés par des amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA pour *Erbium-Doped Fiber Amplifier*) de 2 W de la société Keopsys. Notons que deux isolateurs optiques ont été insérés entre les deux étages afin de protéger les diodes d'éventuels retours de faisceau. Puis ils traversent deux AOM fibrés de 80 MHz de la société Gooch & Housego dont les pertes d'insertion sont d'environ 3 dB. Les AOM sont contrôlés par deux drivers de 3 W et permettent de

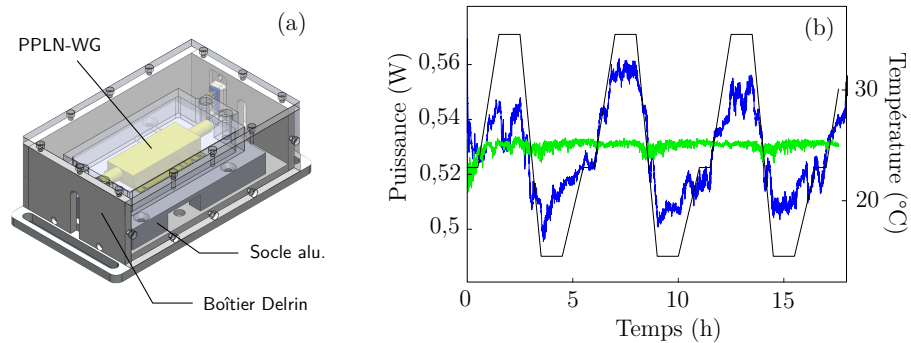


Figure 2.6 – Asservissement en température des PPLN. (a) Boîtier pour PPLN asservi en température. Le PPLN repose sur un support en aluminium sous lequel sont disposés un module Peltier et une thermistance. Un couvercle en aluminium isole le PPLN du reste de la boîte en Delrin. (b) Tests de stabilité en température sur la puissance de sortie, réalisés en étuve avec (vert) et sans (bleu) asservissement.

varier la puissance en sortie du laser grâce à une tension analogique allant de 0 à 1,1 V. La puissance optique maximale en sortie des AOM si l'on néglige le couplage fibre à fibre est donc de 1 W. Les deux faisceaux sont ensuite doublés en fréquence via deux cristaux de Niobate de Lithium périodiquement retournés (PPLN pour *Periodically-Poled Lithium Niobate*) en guide d'onde de la société NTT Electronics. Dans les spécifications du PPLN, il est précisé que la puissance optique maximale supportée en entrée est de 250 mW mais il tient en pratique 1 W avec une bonne stabilité. A l'accord de phase, l'efficacité de conversion est de 50% à cette puissance ce qui fournit une puissance de 500 mW en sortie du PPLN. L'accord de phase est réglé en chauffant le cristal grâce à un module Peltier interne au packaging du composant. Le point de fonctionnement est maintenu grâce à un asservissement en température utilisant ce même module Peltier, mais reste très sensible aux variations thermiques ambiantes. Nous avons donc fait le choix d'intégrer les deux PPLN dans des boîtiers du même type que les diodes RIO (cf Figure 2.6.a). Ces boîtiers sont eux-mêmes asservis afin de minimiser les variations de puissance liées à des gradients de température. Un module Peltier ainsi qu'une thermistance de 10 k Ω ont été placés sous la monture en aluminium des PPLN et permettent la régulation de la température interne à la boîte en Delrin grâce à un contrôleur PTC 2.5K-CH de la société Wavelength Electronics. Le point de fonctionnement a été fixé arbitrairement à la température de 25 °C. La robustesse de l'asservissement a pu être vérifiée grâce à des tests en étuve sur 18 heures et est présenté sur la Figure 2.6.b. Ces mesures ont été réalisées avec l'ensemble de la chaîne laser (diode - EDFA - AOM - PPLN) mais seul le PPLN et son boîtier ont été placés dans l'étuve. Avec asservissement, les fluctuations de puissance sont de l'ordre de 1% sur une plage de 5 à 35 °C alors qu'elles sont de 15% sans asservissement. Le gain est donc significatif. De manière générale, les pertes tout le long du chemin optique sont fortement liées à la qualité du couplage fibre à fibre, et ce, particulièrement à 780 nm⁵. Idéalement, la soudure de toutes les connexions serait préférable pour limiter les pertes mais aussi les fluctuations de puissance, le couplage changeant sous l'effet des variations thermiques.

5. Le coeur des fibres à 780 nm est plus petit qu'à 1560 nm rendant l'injection dans la fibre plus sensible à l'alignement.

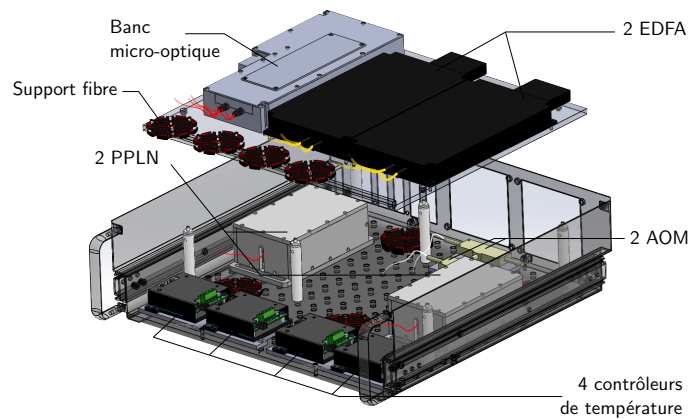


Figure 2.7 – Vue éclatée de l'étage haute puissance du système laser du Rubidium. EDFA : *amplificateur fibré dopé Erbium*, PPLN : *cristal doubleur de fréquence*, AOM : *modulateur acousto-optique*. Il y a deux contrôleurs de température par PPLN (un pour l'asservissement interne au composant maintenant l'accord de phase, et un pour l'asservissement du boîtier).

2.2.3.2 Combinaison/séparation des différents faisceaux

Répartition MOT-Raman-Pousseur Dans ce même rack 3U a été intégrée la partie combinaison/séparation des faisceaux. En effet, les deux esclaves de chaque laser (D2-Rubidium et D2-Potassium) sont combinés avant d'être envoyés sur les atomes par différentes voies : MOT, Raman et Pousseur. La conception de cet étage dont l'architecture a été imaginée par B. Battelier, a été réalisée par la société Kyliya, en collaboration avec MuQuans. Il s'agit d'un banc espace libre micro-optique en verre. Le verre, un matériau qui a la particularité d'avoir un coefficient de dilatation thermique très faible (de l'ordre de 9.10^{-6} K^{-1}), est très peu sensible aux variations thermiques et est donc particulièrement adapté à notre application embarquée. Le schéma de principe du banc est présenté sur la Figure 2.8.

Sur chacune des voies d'entrées (esclave 1 et esclave 2), la polarisation est d'abord filtrée par deux cubes polarisant (PBS). Puis une lame séparatrice non polarisante Thorlabs 50/50 (BSW05, 1/2") placée à 45° de chaque faisceau permet de séparer la puissance de chaque en voie en deux, tout en combinant les deux fréquences. On se retrouve alors avec deux voies comportant chacune les deux fréquences (refroidisseur/Raman 1 et repompeur/Raman 2), et avec la même polarisation. Dans la pratique, la lame ne sépare pas de manière égale la puissance entre les deux voies, le ratio transmission/réflexion étant plutôt de 60/40. La voie avec la plus grande puissance d'esclave 2 est dédiée à la voie Raman, sur laquelle un AOM de chez AA Opto-Electronic de 110 MHz a été ajouté. Ce-dernier est destiné à réaliser les impulsions Raman. La voie avec la plus grande puissance d'esclave 1 est à nouveau divisée grâce à une lame échantillonneur de faisceau (*Beam sampler* en anglais) placée là encore à 45° du faisceau et permettant de créer le faisceau pousseur. Celle-ci permet de transmettre 90% de la lumière incidente en polarisation p et de réfléchir les 10% restants. La plus grande partie de la puissance est envoyée sur la voie de sortie "MOT" tandis que le reste est envoyé vers la voie "Pousseur". Une autre lame 90/10 a été placée sur cette voie dans le but de prélever une petite partie de la puissance pour réaliser le battement entre les deux esclaves, puissance qui sera utilisée pour l'asservissement en phase. Quelques milliwatts sont ainsi envoyés sur un photoconducteur MSM

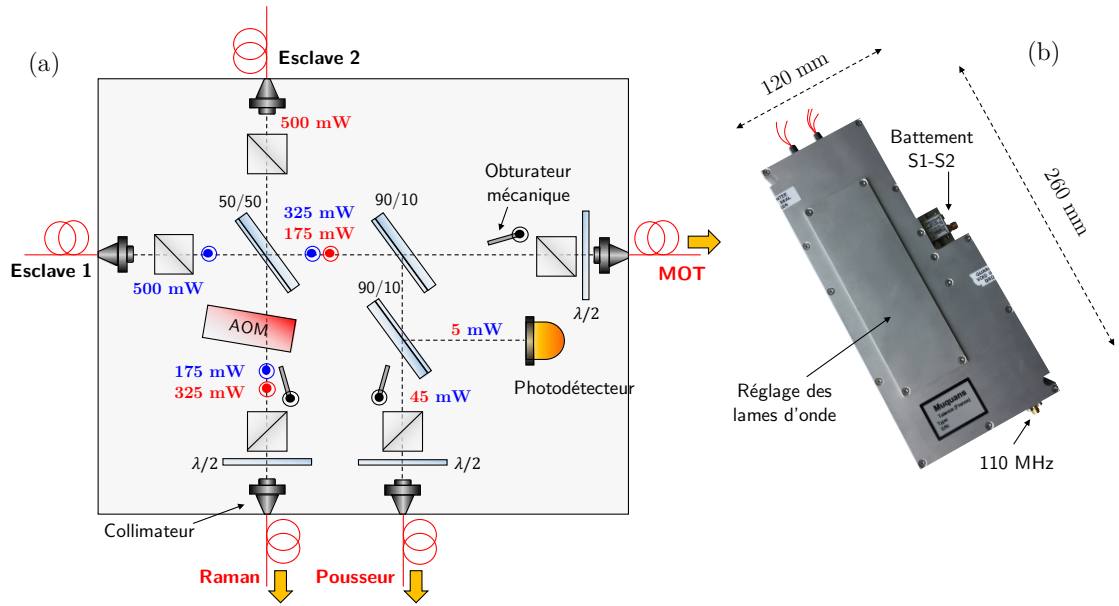


Figure 2.8 – Combineur/séparateur micro-optique. (a) Schéma et (b) photo du combineur micro-optique *Kyria*. Sont indiquées les puissances théoriques transmises après chaque composant.

(pour *Metal-Semiconductor-Metal*) Hamamatsu G4176-03 large bande alimenté via un té de polarisation. Devant chaque collimateur de sortie a été placé un obturateur mécanique afin de supprimer la lumière parasite sur les atomes, le taux d’extinction des AOM étant limité à 50 dB avant doublage de fréquence. La durée d’ouverture des obturateurs est de 100 μ s et il existe un délai de 2 ms entre le signal numérique de consigne et l’ouverture des obturateurs. Enfin, un PBS pour le filtrage de la polarisation, ainsi qu’une lame $\lambda/2$ offrant la possibilité d’ajuster la polarisation de sortie ont été ajoutés derrière chaque obturateur. Nous avons répertorié les performances du banc du laser Rubidium dans la Table 2.1

Combinaison Rubidium/Potassium des faisceaux MOT Après avoir réalisé la combinaison des deux esclaves ainsi que la répartition de la puissance sur trois voies différentes,

		Esclave 1	Esclave 2
Raman	IL (dB)	-5,8	-3,3
	P_{out} (mW)	80	160
	PER (dB)	31	
MOT	IL (dB)	-3,6	-6,1
	P_{out} (mW)	160	80
	PER (dB)	32	
Blast	IL (dB)	-14,3	-16,8
	P_{out} (mW)	15	3
	PER (dB)	29	

Table 2.1 – Performances du combineur micro-optique du laser Rubidium pour chaque voie. Spécifications des pertes d’insertion (IL pour Insertion Loss) incluant les 3 dB de séparation en deux, puissance mesurée en sortie du banc (P_{out}) et PER. Les spécifications pour le combineur Potassium de la D2 sont similaires, mais nous n’avons pas effectué le bilan de puissance.

et ce pour chaque espèce, il est nécessaire de combiner deux à deux les voies MOT et les voies Raman. Les faisceaux pousseur ne sont eux, pas combinés et restent indépendants. La combinaison des faisceaux Raman à 780 nm et 767 nm se fait en polarisation dans un collimateur Schäfter Kirchoff (SK) 2×1 (cf. section suivante).

La combinaison des faisceaux MOT, se faisait également via un collimateur SK 2×6 , mais ce dernier a été remplacé par un équivalent en micro-optique réalisé par Kylaia. Ce choix a été motivé par les grandes difficultés rencontrées lors d'une campagne de vol d'hiver pendant laquelle les variations extrêmes de température dans l'avion (-10 °C la nuit et 30 °C l'après-midi) faisaient fortement fluctuer la puissance ainsi que l'équilibrage des faisceaux MOT. Nous compensions sans cesse les pertes d'injection dans les fibres de sortie par un réajustement des lames d'onde, ce qui n'était pas une situation saine. Sur le banc Kylaia, la combinaison des deux longueurs d'onde⁶ est réalisée grâce à un filtre interférentiel (ou miroir dichroïque) Radiant Dyes. Ce type de composant possède une transmission dépendant, pour une longueur d'onde donnée, de l'angle d'incidence et permet donc une combinaison de plusieurs longueurs d'onde dans le même état de polarisation. Ainsi, orienté avec un angle de 6° par rapport au faisceau incident, il transmet la lumière à 780 nm et réfléchit toutes les autres longueurs d'onde. Sur la Figure 2.9.b est représenté son spectre de transmission. La bande passante du filtre est étroite de 200 pm et procure donc une grande sélectivité. Mais, étant donné sa finesse, sa sensibilité à l'angle d'incidence est assez forte. Par conséquent, les variations thermiques peuvent induire des fluctuations de puissance de la longueur d'onde transmise. Ensuite, la répartition des puissances selon les 6 voies se fait classiquement par séparation de la polarisation (lame $\lambda/2$ - PBS). Deux photodiodes de contrôle de la puissance ont été placées en entrée du banc, une pour chaque espèce atomique. Des tests de stabilité thermique ont été réalisés afin de quantifier les fluctuations de puissance. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.9.a. Comme attendu, la longueur d'onde transmise par le filtre (780 nm) est beaucoup plus sensible et on relève des pertes de 7 dB de la puissance sur une plage de 40 °C (les pertes ont lieu principalement à température élevée). Bien que cette valeur soit importante, ce constat est à tempérer. En effet, les variations sont quasiment identiques sur les six voies de sortie, l'équilibrage des puissances est donc conservé. De plus, on n'observe pas d'hystérésis marqué (à l'inverse du combineur SK) ce qui signifie qu'à une valeur de température correspond une valeur de puissance bien définie. Notons enfin que nous ne rencontrons jamais de température supérieures à 40 °C , même dans l'avion, et que nous ne serons probablement jamais confrontés à de telles pertes de puissance. Concernant le faisceau réfléchi contenant les deux longueurs d'onde du Potassium, les variations sont plus modérées et ne dépassent jamais les 3 dB d'amplitude et ont lieu surtout dans le froid. Ces pertes sont associées à un phénomène de condensation à l'intérieur du boîtier. L'écart de puissance au début du cycle est dû à une mauvaise répartition des puissances, équilibrage que nous avons corrigé depuis en ajustant les lames d'onde. En sortie du combineur, nous avons donc, à une température de 20 °C correspondant à celle du laboratoire, 17 mW sur chaque voie (-10 dB sur 170 mW d'entrée) lorsque seul l'esclave 1 du laser Rubidium est allumé. Sur l'entrée Potassium les pertes sont un peu moins élevées car la lumière n'est pas filtrée : elles sont de l'ordre de -9 dB sur chaque voie.

6. En fait trois. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, nous avons une deuxième longueur d'onde pour le Potassium à 770 nm, utilisée pour le refroidissement par mélasse grise.

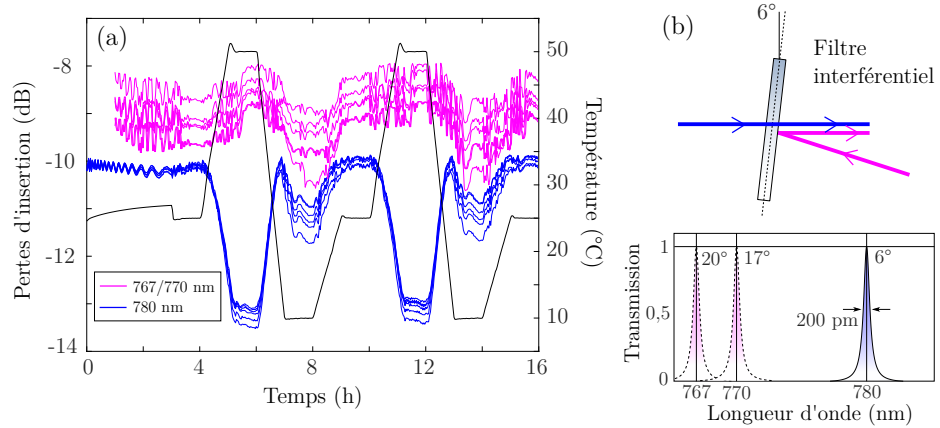


Figure 2.9 – (a) Tests de stabilité thermique du banc micro-optique de combinaison $^{39}\text{K}/^{87}\text{Rb}$: pertes d’insertion (incluant les 8 dB de séparation en 6) en fonction du temps pendant le cycle de température pour les six voies de sortie. Les tests ont été effectués sur les deux voies d’entrée (voie Potassium en rose et voie Rubidium en bleu). (b) Spectre de transmission du filtre interférentiel.

2.2.4 Laser Potassium sur la raie D1 et combinaison D1-D2

Une deuxième source laser accordée sur la transition D1 du ^{39}K a été conçue pour améliorer son refroidissement. L’architecture détaillée du laser est présentée dans [Antoni-Micollier, 2016]. Elle se rapproche fortement de la source D2 précédemment décrite. Il s’agit toujours d’une architecture entièrement fibrée Télécom doublée, mais à 770 nm (la longueur d’onde de la D1 du ^{39}K étant 770,1 nm). Il n’y a qu’une seule diode esclave à 1540 nm asservie en fréquence sur un laser maître, accompagnée d’un modulateur de phase pour la fréquence repompeur, d’un EDFA de 1 W, d’un AOM de 80 MHz et d’un module PPLN en guide d’onde. La puissance mesurée en sortie du PPLN est de 330 mW. Le maître est asservi sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ de la D1.

Le faisceau accordé sur la D1 est ensuite combiné au faisceau de la voie MOT du ^{39}K accordé sur la D2, avant d’être couplé au faisceau MOT du ^{87}Rb via le combineur 2×6 précédemment décrit. Le montage espace-libre effectuant la combinaison D1-D2 a été remplacé par un banc micro-optique Kyliya. Le filtre interférentiel utilisé est le même que celui du combineur 2×6 mais disposé avec un angle de 17° par rapport au faisceau à 770 nm incident (cf. Figure 2.9.b). Le faisceau à 767 nm est aligné en réflexion sur le filtre. Le même genre de fluctuations de puissance ont été mesurées sur ce banc (1,5 dB de pertes dans le froid pour la longueur d’onde en transmission qui est le 770 nm).

2.2.5 Génération des fréquences d’horloge

2.2.5.1 Chaîne de fréquences actuelle

Les signaux radio-fréquences et micro-ondes de l’expérience sont générés par une chaîne de fréquences dont le schéma fonctionnel est présenté sur la Figure 2.10. Nous en rappelons ici les éléments principaux. Elle se divise en deux parties (une partie Rubidium et une partie Potassium) issues d’une même horloge générée par un Quartz de 10 MHz très stable, développé pour le projet PHARAO.

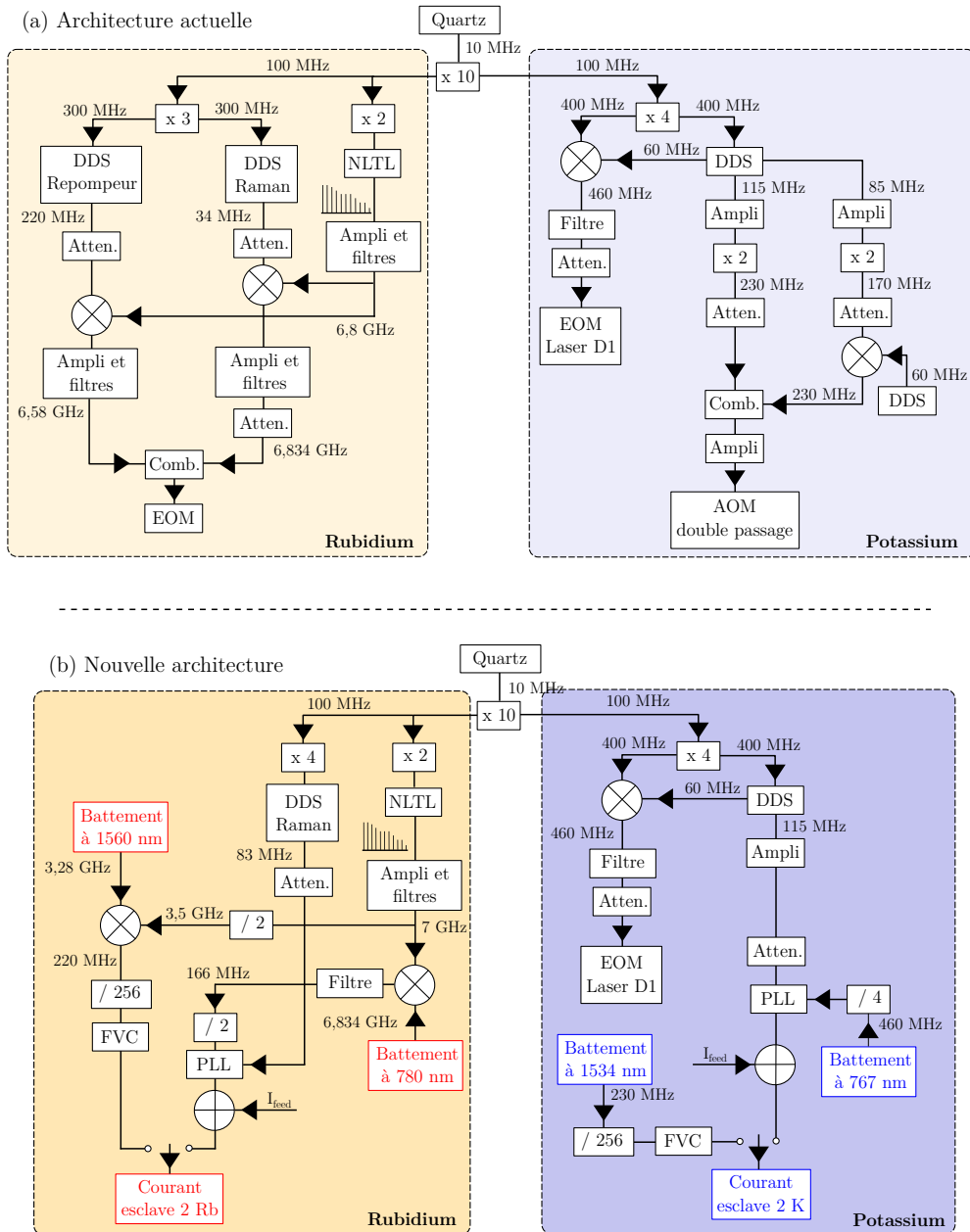


Figure 2.10 – Schéma de la chaîne de fréquences. Chaîne de fréquences actuelle (a), et proposition d'une nouvelle architecture (b), compatible avec l'architecture laser à deux esclaves. DDS : synthétiseur de fréquence digital, FVC : convertisseur fréquence-tension, PLL : boucle d'asservissement de phase, Atten. : atténuateur, NLTL : composant non linéaire générant un peigne de fréquence, EOM : modulateur de phase

Rubidium La chaîne de fréquences Rubidium est composée principalement d'un NLTL (*NonLinear Transmission Line*) générant des harmoniques jusqu'à 7 GHz à partir d'un signal à 200 MHz (lui-même issu de la multiplication du 10 MHz), ainsi que de deux DDS (*Direct Digital Synthesizer*) fournissant des fréquences respectives autour de 220 MHz et 34 MHz. La fréquence de 6,8 GHz obtenue par filtrage du peigne de fréquences créé par le NLTL est ensuite mixée avec les sorties des deux DDS. Nous disposons alors en sortie de deux voies, l'une à 6,58 GHz (voie MOT) et l'autre à 6,834 MHz (voie Raman). Ces voies sont combinées puis envoyées vers le modulateur de phase mais ne sont jamais utilisées simultanément au cours de la séquence expérimentale. Un synthétiseur externe (BHE BSVC14-6G5-7G) asservi sur le signal à 10 MHz, est utilisé pour générer les transitions micro-ondes à 6,834 GHz utiles à la préparation d'état.

Potassium La chaîne de fréquences du Potassium est constituée d'une première partie permettant de générer les 460 MHz pour le modulateur de phase du laser D1 à partir du mixage entre la fréquence de 400 MHz issue du Quartz et les 60 MHz provenant d'une DDS (AD9959). Cette même DDS 4 voies génère également deux autres fréquences : une première à 115 MHz qui est ensuite doublée pour la voie repompeur, et une deuxième à 85 MHz doublée également puis mixée avec une fréquence de 60 MHz issue d'un générateur de formes d'onde (Agilent 33250A) pour la voie Raman. Ce synthétiseur permet de générer des rampes de fréquences. Pour finir, les deux fréquences de 230 MHz (une pour la voie repompeur et une pour la voie Raman) obtenues sont combinées et envoyées vers le laser D2. Cette architecture a été pensée pour l'ancien laser Potassium espace-libre utilisant un AOM double passage pour générer la bande latérale autour de 460 MHz. Elle n'est donc pas adaptée à la nouvelle architecture laser utilisant le deuxième esclave comme deuxième fréquence et elle devra à terme être modifiée pour réaliser l'asservissement de phase entre les deux esclaves. Il en va d'ailleurs de même pour la chaîne de fréquences du Rubidium.

2.2.5.2 Nouvelle architecture micro-onde

Nous proposons ici une nouvelle architecture de la chaîne de fréquences compatible avec l'architecture laser à deux esclaves accordés sur les transitions des raies D2. La partie de la chaîne du Potassium utilisée pour la D1 reste inchangée. Quelque soit l'espèce atomique, l'idée est d'utiliser deux battements différents : l'un à la longueur d'onde Télécom (1560 nm ou 1534 nm) pour un asservissement des deux esclaves en fréquence, et l'autre après doublage pour un asservissement en phase. Il n'est en effet pas indispensable d'asservir la phase de la fréquence repompeur sur la fréquence refroidisseur pour le refroidissement (Doppler et sub-Doppler). Un simple convertisseur fréquence-tension (FVC pour *Frequency-Voltage Converter*) suivi d'un circuit PID suffit donc. Nous n'avons donc plus besoin que d'une seule DDS par espèce générant sur la voie Raman, la fréquence de référence pour le circuit d'asservissement de la phase.

La chaîne Rubidium nécessite toujours un transfert du battement dans le domaine RF pour la compatibilité avec le PLL. Celle-ci est obtenue par mixage avec une référence à 7 GHz créée par le NLTL (au lieu de 6,8 GHz sur le schéma actuel) pour la voie Raman. Pour la voie refroidisseur, le battement ayant lieu avant doublage, ce-dernier est mixé avec une référence à 3,5 GHz issue de la division par deux du 7 GHz. Les deux voies sont envoyées vers l'entrée de modulation de courant de l'esclave 2 et un interrupteur permet de passer de l'une à l'autre. Nous prévoyons d'introduire un courant de *Feedforward* en sortie du PLL afin d'aider la diode à réaliser le saut en fréquence de 250 MHz entre l'étape

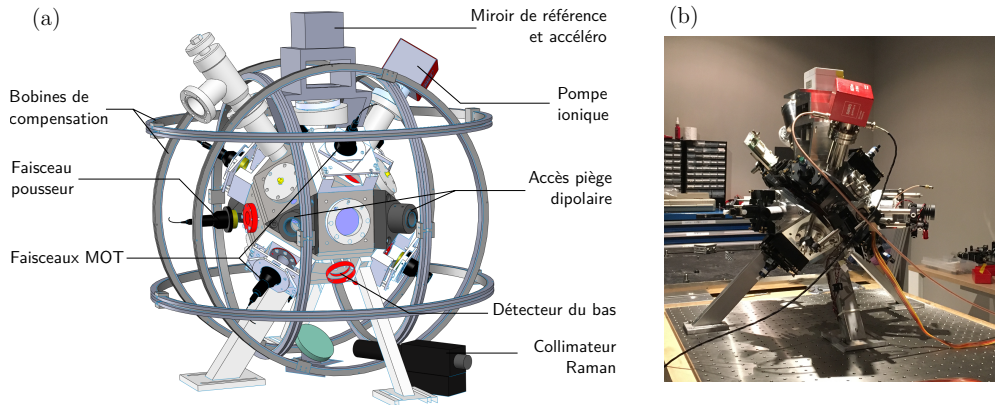


Figure 2.11 – (a) Schéma et (b) photo de la chambre de science.

de refroidissement et l'interféromètre. La chaîne Potassium ne requiert pas de mixage puisqu'une simple division par 4 du battement à 767 nm suffit à le ramener dans la plage de fonctionnement du PLL.

2.3 Description de la chambre d'expérience

Dans cette section, je présente les différents éléments de la chambre de science. Cependant, la partie concernant le piège n'est pas développée ici puisque le Chapitre 4 lui est entièrement consacré.

2.3.1 L'enceinte à vide

L'enceinte à vide dont le schéma est présenté sur la Figure 2.11 est un "petit rhombicuboctaèdre" de diamètre moyen 25 cm [Gominet, 2014]. C'est un solide à 26 faces comprenant 18 faces carrées 8 faces triangulaires. Parmi ces 26 faces, 19 ont des accès optiques, 4 sont dédiées aux passages électriques (dispensers, antennes, ...), 2 au vide et la dernière est utilisée pour la fixation d'un des pieds. Les 19 accès optiques sont répartis de la manière suivante : 6 pour les faisceaux MOT, 4 pour le piège dipolaire croisé, 2 pour les photodiodes de détection, 2 pour le faisceau d'imagerie par absorption (ou le faisceau pousseur, le même faisceau étant utilisé pour les deux), 2 pour le faisceau Raman vertical, 1 pour un faisceau Raman utile à la préparation d'état du Potassium, 1 pour l'antenne micro-onde⁷ et un dernier non utilisé. Les hublots pour les accès optiques sont en BK7 (borosilicates de type crown) traité anti-reflet pour les longueurs d'onde entre 727 et 825 nm, et entre 1530 et 1570 nm pour ceux du piège dipolaire. Ils sont scellés par joint indium ce qui permet de réduire les contraintes sur les hublots et donc les déformations du front d'onde. L'enceinte est en titane, un matériau amagnétique, résistant aux contraintes mécaniques et thermiques et compatible avec l'ultra-vide. Sa faible conductivité électrique prévient de la génération de courants de Foucault lors de la coupure des bobines de gradient. L'enceinte dont la masse est de 28,5 kg est soutenue par 3 pieds en alliage aluminium-cuivre (Al-2024). Le vide à l'intérieur est créé par une pompe NEXTorr

7. Les passages électriques ne s'avèrent pas adaptés pour la micro-onde. Nous utilisons donc un accès optique pour l'antenne micro-onde

de chez SAES Getter qui comprend une pompe getter et une pompe ionique. Les vapeurs de Rubidium et de Potassium sont produites et maintenues par des dispensers.

2.3.2 Les faisceaux MOT et Raman

Le combineur 2×6 Rubidium/Potassium est fixé à l'intérieur du rack d'expérience, sur un flan, via une plaque d'interface en aluminium. Les six collimateurs MOT en aluminium développés au SYRTE, sont composés pour chacun d'un polariseur et d'une lame $\lambda/4$ permettant respectivement de filtrer la polarisation en sortie de fibre et de la rendre circulaire. Le collimateur Raman est un collimateur SK de 1" incluant un cube polarisant pour la combinaison des longueurs d'onde du Rubidium et du Potassium en polarisation croisée ainsi qu'une lame de phase dichroïque afin d'obtenir la même polarisation pour les deux longueurs d'onde. Une lame $\lambda/4$ en sortie permet de modifier la polarisation selon le souhait de l'expérimentateur. Le collimateur est disposé à l'horizontale, sous la chambre de science. Un miroir à 45° placé juste derrière permet alors d'envoyer le faisceau à la verticale sur les atomes. Ce-dernier est ensuite rétro-réfléchi sur le miroir de référence associé à une lame $\lambda/4$ placée dans le but de croiser les polarisations des faisceaux contra-propageants pour chaque espèce atomique.

Les vibrations du miroir de référence sont enregistrées par un accéléromètre mécanique MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) Colybris SF1500 pour réaliser la méthode FRAC (cf. Chapitre 3 sur le simulateur). Il dispose d'une grande dynamique (± 3 g) indispensable compte tenu des vibrations dans l'avion ou sur le simulateur 0g et d'une bande passante entre 10 Hz et 1 kHz. Son bruit propre est spécifié à environ $500 \text{ ng}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. Dernièrement, la monture du miroir a été remplacée par une nouvelle interface à laquelle sont fixés deux gyromètres à fibre (DSP-1750) et un système piézo-électrique de compensation des rotations que nous ne détaillons pas ici.

2.3.3 Champs magnétiques

Les atomes étant particulièrement sensibles au champ magnétique, il est nécessaire de bien contrôler ce-dernier pendant toute la durée de la séquence. Le rack est donc confiné à l'intérieur d'un blindage magnétique en μ -métal de 1,5 mm d'épaisseur afin d'atténuer les champs magnétiques externes d'un facteur 100. Le μ -métal est un alliage composé à 80% de nickel, 15% de fer et 5% de molybdène. Il présente une très haute perméabilité magnétique (c'est un matériau ferromagnétique) lui permettant d'attirer les lignes de champs magnétiques. Comme le montre la Figure 2.12, le blindage est constitué de trois parties : une base prise en "sandwich" entre les plaques d'embase du rack et le breadboard, une partie en forme de "U" et une en forme de "L" (le couvercle). L'ensemble du blindage pèse 70 kg. Toutefois, de nombreux éléments à l'intérieur du blindage sont eux-mêmes magnétiques (les pompes ou l'accéléromètre mécanique par exemple), et génèrent des champs résiduels qu'il convient de compenser. C'est pourquoi trois paires de bobines (une par axe) en configuration Helmholtz ont été ajoutées. Une paire en configuration anti-Helmholtz superposée à la paire de compensation en z permet de compenser le gradient statique. S'agissant des bobines de gradient du MOT, elles sont intégrées à la chambre de science grâce à deux tranchées de 17,4 cm de diamètre et espacées de 5,6 cm. 250 tours de bobinage parcouru par un courant de 6 A permettent de générer un gradient selon l'axe

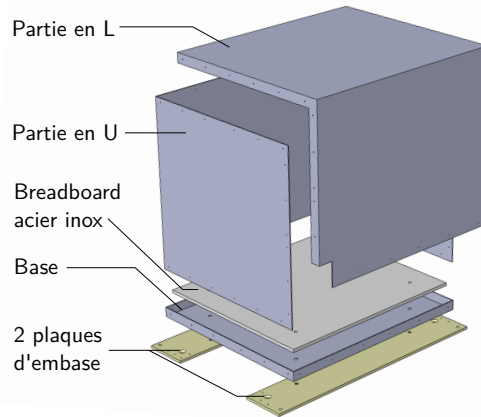


Figure 2.12 – Vue éclatée de la structure du blindage magnétique (gris anthracite). Il est composé d'une base, d'une partie en U et d'un couvercle en L. Il est fixé entre les deux plaques d'embase (or) et le breadboard (gris clair) via quatre vis M12.

	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 x	30	30	72	Anti-Helmholtz	z	60	8,8 (G/m)/A

Table 2.2 – Caractéristiques des différentes paires de bobines sur l'expérience. R est le rayon du bobinage et a la distance entre 2 bobines d'une même paire

fort d'environ 20 G/cm⁸. Les caractéristiques de toutes les bobines sont répertoriées dans la Table 2.2. Elles sont alimentées par des alimentations Delta que l'on peut contrôler manuellement ou de manière externe via une tension analogique issue de notre PC. La bobine de compensation en z est ainsi contrôlée de manière externe de manière à faire varier le biais selon l'axe de l'interféromètre au cours de la séquence ce qui est utile pour la préparation d'état notamment. Le courant alimentant les bobines MOT est lui allumé et éteint grâce à un MOSFET.

Bien que l'on parvienne à s'affranchir des champs magnétiques résiduels statiques grâce au blindage et aux bobines de compensation, il demeure difficile de s'accommoder des fluctuations temporelles de ces champs. Ces champs variables sont principalement générés par l'apparition de courants de Foucault (*Eddy currents* en anglais) au sein des éléments conducteurs du rack. Les courants de Foucault, induits par des variations temporelles du champ magnétique (induction électromagnétique), apparaissent sous forme de boucles fermées dans des plans perpendiculaires au champ magnétique. Ces courants génèrent alors eux-mêmes un champ magnétique induit s'opposant à la variation initiale (Loi de Lenz-Faraday), ce qui a tendance à augmenter les temps d'établissement des biais à leur

8. On montre que le gradient créé sur l'axe z par deux spires coaxiales selon ce même axe, de rayon R et séparées d'une distance $2a$, s'écrit : $\frac{dB}{dz} = \frac{3\mu_0 I R^2 a}{(R^2 + a^2)^{5/2}}$. Il est quasiment uniforme sur l'axe si l'on choisit a tel que $a = R \frac{\sqrt{3}}{2}$

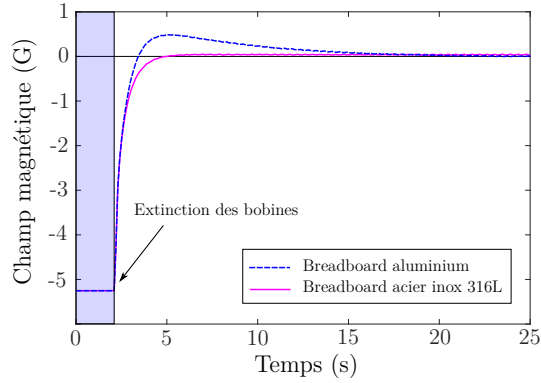


Figure 2.13 – Courants de Foucault. *Mesure du champ magnétique selon l'axe z à l'aide du magnétomètre après l'extinction des bobines de gradient du MOT. En bleu avec l'ancien breadboard en aluminium et en rose avec le nouveau en acier inoxydable 316L. Le champ atteint sa valeur stationnaire en 3 ms avec le nouveau et en 25 ms avec l'ancien.*

commutation. La plus grande contribution aux courants de Foucault était auparavant le breadboard en aluminium sur lequel reposait l'expérience. Un asservissement sur la direction z du champ magnétique (axe utilisé comme axe de quantification), détaillé dans [Chichet, 2017] avait alors été mis en place. Celui-ci est réalisé grâce à un magnétomètre Bartington 3 axes (MAG-03MCTPB500) placé contre l'enceinte à vide et enregistrant les fluctuations du champ magnétique, couplé à un circuit PID réalisant la rétroaction sur l'alimentation des bobines. Le magnétomètre dispose d'une bande passante de 3 kHz à partir du DC, d'une sensibilité de 2 V/G et d'une dynamique de 5 G. Le principal inconvénient de cette méthode provient du fait que le champ est asservi à une position différente de celle des atomes. C'est pourquoi nous avons récemment choisi de remplacer la plaque en aluminium par un breadboard en acier inoxydable 316L. En effet, l'intensité des courants de Foucault est inversement proportionnelle au produit entre la résistivité ρ ($\rho_{alu} = 2,8 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$, $\rho_{inox} = 7,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$) et la densité D ($D_{alu} = 2,7 \text{ g/cm}^3$, $D_{inox} = 7,9 \text{ g/cm}^3$) du matériau. L'acier inoxydable permet donc de diminuer d'un facteur 8 les courants de Foucault ce que confirme la courbe d'extinction du champ magnétique sur la Figure 2.13. En effet, le champ magnétique met désormais 3 ms à atteindre sa valeur stationnaire après extinction des bobines du MOT, contre 25 ms avec l'ancien breadboard.

2.3.4 Détection des atomes par fluorescence

La détection des atomes pour l'interférométrie se fait aujourd'hui par collection de la fluorescence sur un photodétecteur. On détecte ainsi séquentiellement la population d'atomes dans $|F = 2\rangle$ (S_2) puis la population totale (S_{tot}) en illuminant le nuage de deux impulsions successives de $50 \mu s$ avec le faisceau Raman, accordées sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$: la première sans la fréquence repompeur et la deuxième avec. Selon le temps de vol, deux détecteurs différents sont utilisés, comme représentés sur la Figure 2.14 : le détecteur du haut qui est optimisé pour la détection à court temps de vol (de 0 à 10 ms), et celui du bas optimisé pour des temps de vol autour de 40 ms en 1 g. Le détecteur du haut bénéficie d'un accès optique au plus proche des atomes permettant une collection d'un plus grand nombre de photons de fluorescence. Il s'agit d'une photodiode à avalanche Hamamatsu C12703-01 de diamètre 1,5 mm et de bande

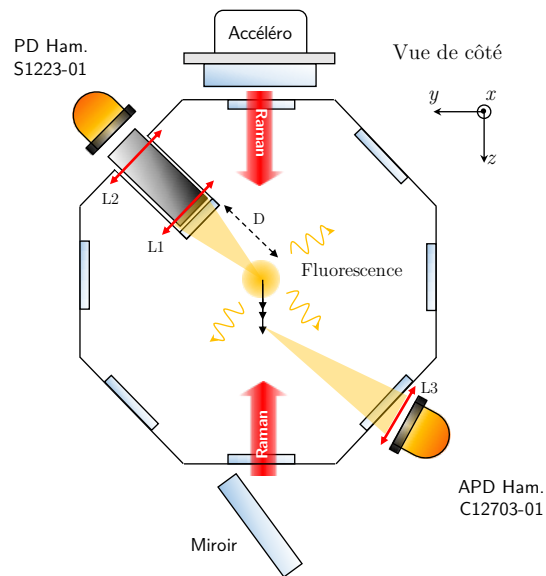


Figure 2.14 – Schéma de principe de la détection par fluorescence. Deux détecteurs différents sont utilisés selon le temps de vol du nuage en 1 g. Le détecteur du haut est optimisé pour des temps de vol courts (jusqu'à 20 ms), et le détecteur du bas pour des temps de vol allant de 20 à 40 ms.

passante 10 MHz. Deux lentilles de 1" et de focales respectives 6 cm et 3 cm offrent un grandissement de 0,5 afin de s'assurer de détecter tous les photons collectés (la taille de notre MOT est d'environ 2 mm). Le détecteur du bas, une photodiode Hamamatsu S1223-01 de surface effective $3,6 \times 3,6$ mm (avec un circuit transimpédance de gain $G \sim 100$), dispose lui d'un accès optique standard (pas de renforcement dans l'enceinte). Une simple lentille de collection de 1" et de 3 cm de focale est utilisée car nous n'avons pas besoin de "dé-grandissement" étant donné la taille de la surface active du détecteur. De hautes bandes passantes sont nécessaires pour la détection des atomes de ^{39}K dans $|F = 2\rangle$ car du fait de la compacité de leur structure atomique, ceux-ci sont très rapidement dépompés dans le niveau fondamental après excitation (environ 150 fois plus rapidement que les atomes de ^{87}Rb). La normalisation de la détection est rendue difficile par ce phénomène de dépompage qui rend les signaux S_2 et S_{tot} sensibles vis-à-vis du nombre d'atomes. En outre, le taux de dépompage et donc l'allure des signaux dépend de l'intensité du faisceau et du désaccord à résonance. Ceci a un impact sur le rapport signal à bruit de l'interféromètre.

Cette méthode de détection par fluorescence sur photodiode est utile car elle ne nécessite pas de séparation spatiale entre les atomes dans $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ pour remonter à la probabilité de transition, ce qui est difficilement réalisable avec des atomes à $3 \mu\text{K}$ en microgravité puisqu'ils ne tombent pas. Mais elle n'est pas très adaptée à la détection de faibles nombres d'atomes comme c'est le cas de notre nuage ultra-froid ($\sim 10^4$ atomes) et une méthode d'imagerie spatiale paraît plus pertinente. Pour remédier à ce problème, une solution serait d'adapter le système optique pour n'imager que la zone très restreinte autour du nuage mais dans ce cas on perdrait très vite le signal en augmentant le temps de vol en gravité standard. Une autre solution serait de supprimer le background atomique en installant un MOT-2D. On pourrait alors utiliser des photodiodes avec des gains

transimpédances plus grands sans risquer d'amplifier le background atomique.

2.3.5 Imagerie spatiale

Pratiquement toutes les expériences d'atomes froids recourent à des méthodes d'imagerie reposant sur l'analyse de la diffusion d'un faisceau sonde par le nuage d'atomes. Parmi elles, on distingue trois grandes catégories exploitant différents processus d'interaction lumière-matière : l'absorption de photons, la ré-émission par fluorescence, et la phase accumulée par la lumière. L'imagerie par fluorescence collecte directement sur une caméra, les photons émis spontanément (et de manière isotrope) par le nuage atomique après l'illumination par un faisceau laser résonant. L'imagerie par absorption, elle, consiste à imager l'ombre du nuage atomique créée par l'absorption d'un faisceau résonant collimaté. Généralement, les méthodes d'imagerie par fluorescence sont privilégiées dans le cas de détection de faibles nombres d'atomes, le rapport signal à bruit (SNR) étant dans ce cas bien meilleur qu'avec une méthode par absorption. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à faible nombre d'atomes, les imperfections de la caméra, des optiques et du faisceau laser contribuent grandement à dégrader le signal d'absorption (par exemple, la présence de franges d'interférences dues aux réflexions sur les optiques prédominant sur le signal d'intérêt). À l'inverse, pour de grands nombres d'atomes et donc de fortes densités optiques, l'imagerie par absorption est préférée car le SNR est alors limité par le bruit de grenaille (*photon shot noise*) et le nombre de photons par pixel collectés est plus important qu'avec l'imagerie par fluorescence⁹ [Pappa et al., 2011]. Nous avons implémenté sur l'expérience un nouveau système d'imagerie spatiale par absorption pour la détection de condensats. L'ancien dispositif reposait sur une simple collection de la fluorescence atomique.

2.3.5.1 L'imagerie par absorption

Lorsqu'un faisceau sonde résonant éclaire un nuage d'atomes de densité $n(x, y, z)$, l'atténuation de son intensité due à l'absorption est donnée par la loi de Beer-Lambert. Dans le cas où l'intensité incidente I_0 est faible devant l'intensité de saturation I_{sat} , l'intensité transmise I_T s'écrit dans le plan transverse à la propagation (x, y) :

$$I_T(x, y) = I_0(x, y)e^{-\sigma_0 \tilde{n}(x, y)} \quad (2.1)$$

avec $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ ($1,356 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$) la section efficace d'absorption à résonance et \tilde{n} la densité colonne (densité intégrée selon la direction de propagation) donnée par :

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

Proche de l'intensité de saturation, le peuplement de l'état excité atomique n'est plus négligeable et la probabilité d'émission stimulée, et donc l'intensité laser, augmentent. La section efficace d'absorption doit alors être remplacée par l'expression suivante :

$$\sigma(\delta) = \frac{\sigma_0}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2 + I_0/I_{\text{sat}}} \quad (2.3)$$

9. Des méthodes d'imagerie sur fond noir (*dark-ground imaging*) permettent de réduire significativement le bruit de grenaille en filtrant le faisceau sonde dans le plan de Fourier.

Expérimentalement, puisque l'intensité du faisceau n'est pas uniforme, nous mesurons I_T et I_0 en prenant deux images : respectivement, une image en présence du nuage et une autre sans le nuage mais avec le faisceau sonde. Cela nous permet de calculer la densité optique (OD pour *Optical Density*) définie comme :

$$OD(x, y) = \sigma_0 \tilde{n} \quad (2.4)$$

$$= \ln \left(\frac{I_0(x, y)}{I_T(x, y)} \right) \quad (2.5)$$

En pratique, une troisième image sans le faisceau sonde est également prise afin de soustraire le bruit de fond. De la densité optique on remonte à la valeur de la densité colonne, puis au nombre d'atomes N_{at} en intégrant \tilde{n} dans le plan (x, y) . Dans le cas d'un nuage thermique gaussien on obtient :

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

où \tilde{n}_{peak} représente la densité colonne pic, c'est-à-dire, la densité colonne au centre du nuage, et σ_x et σ_y sont les largeurs de la gaussienne issues de l'ajustement théorique.

Afin de conserver une relation linéaire entre le signal d'absorption détecté et le nombre d'atomes ainsi qu'une bonne normalisation, nous devons garder I_0 faible par rapport à I_{sat} . En effet, plus on se rapproche de I_{sat} , plus le niveau excité est peuplé et donc plus la probabilité d'émission stimulée dans le faisceau sonde augmente, faussant ainsi l'estimation de l'ombre du nuage. En pratique nous utilisons une puissance du faisceau sonde de $2I_{\text{sat}}$ ¹⁰ au total sur les atomes avec un ratio $I_{\text{rep}}/I_{\text{ref}} = 0,13$. Quant au temps d'exposition, il doit rester petit devant le mouvement des atomes (dû à la gravité et aux forces optiques) au risque d'obtenir une image floue. Nous utilisons typiquement des temps d'exposition de 70 μs . Enfin, pour des raisons similaires, l'intervalle de temps entre les trois images doit être le plus court possible. La rapidité de la caméra nous limite à une durée de 40 ms entre chaque image (pour la zone d'intérêt choisie de 1000×1000 pixels). Les densités optiques typiques que l'on obtient sont de l'ordre de 1,5 pour un MOT.

2.3.5.2 Mise en place sur l'expérience

Le faisceau utilisé pour l'imagerie est le même que le faisceau pousseur. L'axe optique en question se situe dans le plan équatorial de l'enceinte. Après avoir interagi avec le nuage d'atomes, un télescope en configuration $2f - 2f$ relaie le faisceau sonde jusqu'à une caméra CCD (Ximea MD120MU-SY) situé dans le plan focal de la dernière lentille. Le montage optique est constitué d'une première lentille (L1) de focale 150 mm située à 15 cm des atomes et d'une deuxième lentille (L2) de focale 125 mm permettant d'imager le nuage sur le capteur CCD situé dans son plan focal. La distance entre les deux lentilles est de 27,5 cm ($f_1 + f_2$) pour un encombrement total du montage déplié de 55 cm. Le grandissement du système est de 0,83 (f_2/f_1). L'espace disponible sur le rack étant limité, nous n'avons pas beaucoup de liberté quant au choix des focales, la première étant déterminée par la distance atomes-hublot¹¹. Ce faible grandissement est compensé par un capteur dont la taille des pixels est petite (3,1 μm).

10. Pour la raie D2 du ^{87}Rb , $I_{\text{sat}} = 1,67 \text{ mW.cm}^{-2}$ en polarisation circulaire

11. La position de la première lentille n'influe pas sur le grandissement du système, seulement sur la position de l'image finale. En revanche, le grandissement dépend de la distance L1-L2

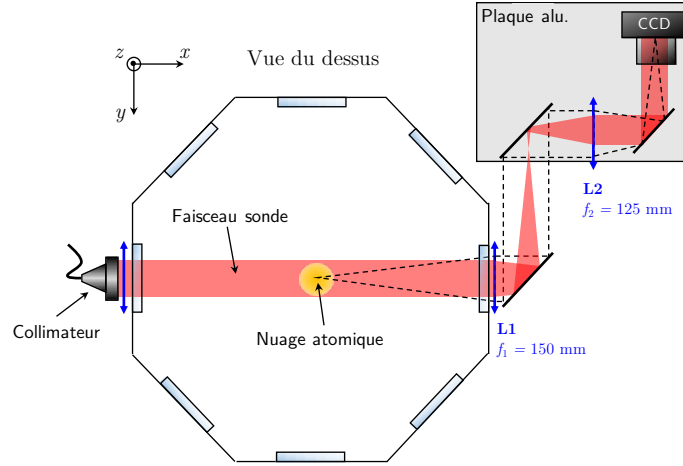


Figure 2.15 – Schéma du nouveau système d'imagerie par absorption. *Le faisceau sonde est issu du collimateur de la voie pousseur. Deux lentilles (L_1 et L_2) permettent d'imager le nuage sur le capteur CCD avec un grandissement de 0,83. La résolution du système est de $5,6 \mu\text{m}$.*

Les optiques ayant une taille de 1" (2,54 cm), l'ouverture du système vaut : $O.N = 0,085$. Le pouvoir de résolution, donné par le critère de Rayleigh dans le cas où la diffraction est limitante, est donc :

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

avec N le nombre d'ouverture. La résolution est à comparer avec la taille d'un pixel dans le plan objet qui est de $3,7 \mu\text{m}$, valeur inférieure à ρ . Le système d'imagerie a été calibré en relevant la position d'un nuage ultra-froid pour différents temps de vol sur le capteur CCD. Connaissant la valeur d'accélération verticale, g , on peut effectivement en déduire par un ajustement quadratique le grandissement du système. On trouve expérimentalement une calibration de 270 pixels/mm dans le plan objet, ce qui correspond bien au grandissement théorique (0,84 au lieu de 0,83). Notons que cette méthode de calibration n'est pas parfaite puisqu'il existe une incertitude sur l'angle entre le vecteur \mathbf{g} et la normale à la caméra. Concernant la température du nuage, elle peut être déduite par une méthode classique de temps de vol. L'extension spatiale $\sigma_{x,y}$ du nuage est en effet directement liée à la distribution en vitesse des atomes et on a comme relation, dans le cas d'un nuage thermique :

$$\sigma_{x,y}(t) = \sqrt{\sigma_{x,y}(0)^2 + \frac{k_B T}{M} t^2} \quad (2.8)$$

où T et M sont respectivement la température et la masse des atomes. Il suffit alors d'ajuster la forme du nuage pour différents temps de vol par une fonction gaussienne 2D pour remonter à la température. Lorsque que la taille initiale du nuage est négligeable devant son extension spatiale, on a directement la relation :

$$T = \frac{M}{k_B} \frac{\sigma_{x,y}^2}{t^2} \quad (2.9)$$

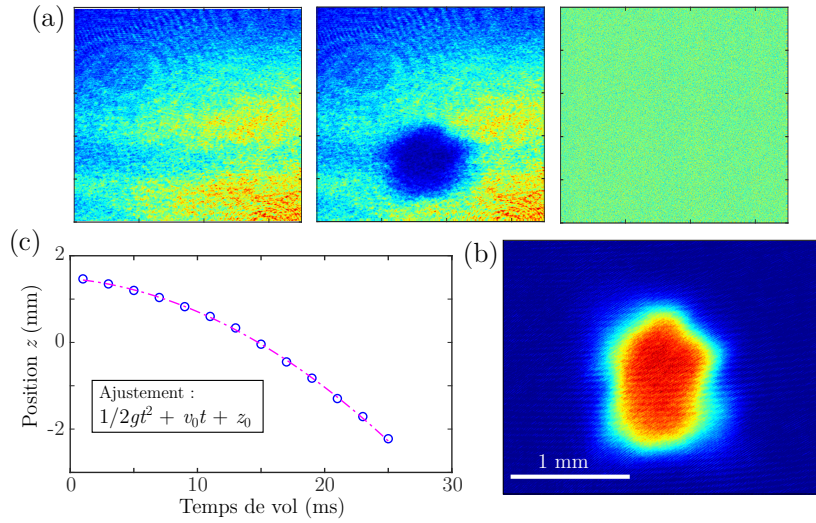


Figure 2.16 – Calibration de l’imagerie. (a) De gauche à droite, images prises avec le faisceau sonde sans atomes, avec atomes, et image de background. (b) Densité optique obtenue à partir des images brutes. (c) Calibration du système d’imagerie : mesure de la position du nuage pour différents temps de vol et ajustement quadratique. Connaissant g , on remonte au grandissement du système.

2.4 La source Rubidium 87

Nous décrivons ici la séquence expérimentale typique de préparation de la source atomique de Rubidium pour l’interféromètre. Nous verrons dans le Chapitre 4 comment nous chargeons les atomes dans le piège dipolaire à partir de ce nuage. Durant ma thèse, je n’ai pas travaillé avec le Potassium, je n’évoquerai donc pas la séquence interférométrique qui lui est dédiée. Le lecteur pourra se référer à [Antoni-Micollier, 2016] pour le détail du refroidissement et de la préparation d’état du Potassium.

2.4.1 Refroidissement des atomes

Piège magnéto-optique 3D Le piège magnéto-optique 3D est chargé directement à partir d’une vapeur provenant d’un dispenser dans lequel nous faisons circuler un courant de 4 A. Le choix d’une expérience en une seule chambre a été motivé à l’origine par des considérations de poids et d’encombrement. Mais à terme, un système de MOT-2D devrait être installé afin d’augmenter le nombre d’atomes chargés dans le MOT-3D tout en évitant d’augmenter le courant dans les dispensers ce qui nuit à la qualité du vide. L’intensité totale sur les atomes est d’environ $20I_{\text{sat}}$ (17 mW en sortie de chacun des 6 faisceaux pour un diamètre de 1”), et est répartie entre la fréquence refroidisseur et repompeur selon le rapport : $I_{\text{ref}}/I_{\text{rep}} = 0,1$. Ces conditions nous permettent de charger environ 5×10^7 atomes en 2 secondes lorsque l’expérience a chauffé quelques heures. Notons que cette valeur est très dépendante de l’état de chauffe de l’expérience. En effet, les bobines de gradient étant intégrées à l’enceinte, lorsqu’elles sont parcourues par un courant, elles contribuent à chauffer ses parois desquelles se décollent des atomes de Rubidium. Ainsi, plus la durée du MOT est longue, plus les bobines restent allumées longtemps et plus l’enceinte chauffe rapidement.

Refroidissement sub-Doppler A la fin du chargement du MOT, nous coupons le gradient de champ magnétique et augmentons le désaccord du faisceau refroidisseur linéairement, partant de -3Γ pour atteindre -24Γ . Cette étape de mélasse à désaccord dynamique, qui dure 10 ms, s'accompagne d'une diminution de l'intensité d'un facteur 15 pour atteindre environ I_{sat} . La température en fin de mélasse qui se situe autour de $3 \mu\text{K}$ est mesurée par temps de vol et confirmée par la largeur des transitions Raman contre-propageantes.

2.4.2 Préparation d'état

En fin de mélasse, les atomes sont équitablement répartis entre tous les sous-niveaux Zeeman des états $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$ (sous réserve d'un bon équilibrage en puissance des faisceaux de refroidissement et d'un bon alignement). Pour l'interféromètre, ils doivent être préparés dans un seul sous-niveau afin d'améliorer la cohérence de la source et donc le contraste des franges. L'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, qui est un état insensible au champ magnétique est un choix judicieux pour s'affranchir de certains effets systématiques lors de la mesure de l'accélération. Nous commençons donc par une étape de pompage de $500 \mu\text{s}$ en augmentant la puissance de la fréquence repompeur. Les atomes retrouvent alors dans le niveau $|F = 2\rangle$ (tout m_F confondu). Nous appliquons ensuite un biais de champ magnétique d'une centaine de mG dans la direction z afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Une impulsion π micro-onde à $6,834 \text{ GHz}$ d'une durée de $450 \mu\text{s}$ est alors effectuée afin de transférer les atomes de $|F = 2, m_F = 0\rangle$ dans $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Cette impulsion est réalisée à l'aide d'une antenne de type $\lambda/2$ située contre un hublot de l'enceinte. Son efficacité est très sensible à la position et l'orientation de l'antenne. Pour l'ajuster, nous nous plaçons au bas de l'oscillation de Rabi (à courte durée d'impulsion donc) et nous optimisons sa position en maximisant le nombre d'atomes transférés sur le signal de la photodiode. Pour finir, les atomes restants dans les autres m_F sont expulsés à l'aide d'une impulsion du faisceau pousseur d'une durée de $600 \mu\text{s}$ accordé sur la transition cyclante. A l'issue de cette séquence, nous obtenons donc un nuage dans un unique sous-niveau Zeeman au détriment d'une perte de 80% des atomes. Pour les atomes ultra-froids, cette méthode de préparation n'est pas satisfaisante car la perte d'atomes est trop importante. Nous donnerons dans le Chapitre 5 un exemple de méthode adaptée.

2.5 Conclusion

Compte tenu des contraintes liées aux campagnes de vol et à l'environnement particulier que constitue l'avion Zéro-g, l'emploi de technologies adaptées est indispensable et les efforts consacrés à rendre l'expérience plus fiable font partie d'une grande partie du travail sur cette expérience. Ainsi, nous avons présenté les améliorations apportées aux systèmes lasers, en particulier le passage au tout fibré et à la micro-optique. Si l'intégration du laser Potassium reste à faire, la résistance aux vibrations et la stabilité thermique du système laser du Rubidium ont d'ores-et-déjà pu être testées en vol ce qui a permis de valider le choix de ces technologies. Nous avons également évoqué l'amélioration en termes de courants de Foucault apportée par le changement de breadboard, ainsi que la mise en place d'un nouveau système d'imagerie par absorption. Nous décrirons dans les deux chapitres suivants le simulateur de microgravité ainsi que le piège dipolaire nouvellement installés et qui vont nous permettre, ensemble, d'augmenter le temps d'interrogation de notre interféromètre. Concernant les perspectives d'évolution du dispositif, nous prévoyons

d'ajouter un MOT-2D avec pour objectif d'augmenter le nombre d'atomes chargés tout en diminuant le background atomique dans l'enceinte. Améliorer la détection ainsi que l'imagerie pour des longs temps de vol fait également partie des priorités d'évolution.

CHAPITRE 3

Le simulateur de microgravité

Ce chapitre est consacré à la présentation du simulateur de microgravité, un tout nouvel outil procurant des périodes d'impesanteur de 500 ms toutes les 13,5 s. Après une introduction générale sur les caractéristiques techniques, les performances de l'instrument et leurs impacts sur notre interféromètre atomique, nous présentons les premiers résultats d'interférométrie atomique obtenus sur le simulateur avec un nuage de ^{87}Rb refroidi à des températures sub-Doppler : spectroscopie Raman, interféromètre de Mach-Zehnder en régime de simple diffraction et spectroscopie Ramsey jusqu'à des temps d'interrogation records en microgravité, de 480 ms.

Sommaire

3.1	Introduction	68
3.1.1	La chute libre	68
3.1.2	Objectifs et intérêt de la microgravité	68
3.1.3	Principe de fonctionnement du simulateur	71
3.2	Description technique et performances	73
3.2.1	Caractéristiques techniques	73
3.2.2	Performances globales	78
3.3	Interférométrie atomique sur le simulateur 0g	82
3.3.1	Impact des vibrations sur l'interféromètre atomique	82
3.3.2	Impact des rotations sur l'interféromètre atomique	90
3.3.3	Interférométrie atomique sur simulateur : premiers résultats avec un nuage thermique	91
3.4	Conclusion	101

3.1 Introduction

3.1.1 La chute libre

L'impesanteur ou apesanteur est l'état d'un système dans lequel l'ensemble des forces gravitationnelles et inertielles auxquelles ce-dernier est soumis, possède une résultante et un moment résultant nuls. Une situation de chute libre, c'est-à-dire une situation dans laquelle le système n'est soumis qu'à la seule accélération de la pesanteur, correspond exactement à un état d'impesanteur. En effet, en vertu du principe d'équivalence, dans le référentiel en chute libre, la force d'inertie d'entraînement ($-m_i \mathbf{a}^1$) et le poids ($m_g \mathbf{g}^2$) s'annulent. Sur Terre, il ne suffit pas de laisser tomber un objet pour réaliser une de chute libre. Il faut pour cela s'affranchir des forces de frottements exercées par l'air de l'atmosphère sur l'objet. Les solutions possibles sont alors de faire le vide ou bien de compenser ces forces de frottements qui ralentissent la chute, en accélérant artificiellement le système de manière à ce qu'il suive la trajectoire supposée de chute de libre. Cette trajectoire théorique, qui nous est donnée par le principe fondamental de la dynamique est une parabole (en bonne approximation, pour des petites trajectoires, cf. Chapitre 2). :

$$z = -\frac{1}{2}gt^2 + v_0t + z_0 \quad (3.1)$$

z étant l'altitude de notre système, g la norme de l'accélération de pesanteur, v_0 la vitesse initiale du système et z_0 son altitude initiale. Dans la suite du manuscrit, nous évoquerons cette situation d'impesanteur en employant de manière indifférenciée les termes de microgravité ou de micropesanteur.

3.1.2 Objectifs et intérêt de la microgravité

Dans un certain nombre d'applications des atomes froids, la gravité peut constituer un facteur limitant. Cela concerne toutes les expériences d'interférométrie atomique pour lesquelles l'amélioration de la sensibilité de la mesure passe par une augmentation du temps d'interrogation. Ensuite, l'affaîssement gravitationnel existant dans les pièges pour atomes est une limite fondamentale à l'obtention de températures (de dispersions en vitesse) extrêmement basses requises notamment pour l'étude de phases quantiques telles que l'antiferromagnétisme [Mazurenko et al., 2017]. L'étude de nuages atomiques dans ce régime de température (de l'ordre du nanokelvin) nécessite d'ailleurs de long temps d'expansion inatteignables en gravité standard.

Il existe plusieurs moyens de s'affranchir de la gravité, ou du moins de dépasser cette difficulté. Par exemple, il est possible d'utiliser des techniques pour compenser la gravité au moyen de forces (champs magnétiques, force dipolaire, ...) [Leanhardt, 2003] ou de faire léviter les atomes [Billy et al., 2008]. Toutefois, dans ces techniques, les champs additionnels utilisés pour lancer ou piéger les atomes peuvent induire des perturbations résiduelles (déplacements lumineux, effet Zeeman, ...). Des temps de chute libre allongés peuvent quant à eux être atteints en lançant les atomes vers le haut dans ce qu'on appelle

1. m_i est la masse inerte
2. m_g est la masse grave






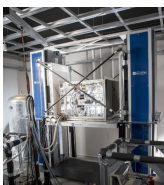
Instrument	Expérience	Durée de la chute libre	Taux de répétition	Qualité de la microgravité
Station spatiale internationale 	CAL : BEC de $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$, ^{41}K (sur puce), nouvelles géométries de piège (bulles 2D)	Plusieurs mois	-	10 - 100 mg
Fusée sonde 	MAIUS : BEC multi-espèces (^{87}Rb et K), interférométrie de Bragg.	360 s	1 à 2 tirs par an	$< 10 \mu\text{g}$
Avion 0g 	I.C.E : Test du WEP ($^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$).	22 s	31 paraboles / jour sur 3 jours	$> 10 \text{ mg}$
Tour de chute libre 	QUANTUS-II : BEC multi-espèces (^{87}Rb et K), interférométrie de Bragg.	4,74 s ou 9,3 s en mode catapulte	< 3 trajectoires par jour	$1 \mu\text{g}$
Fontaine atomique 	Expérience de Kasevich : Test du WEP ($^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$), interférométrie point-source, mesures de gradient de gravité.	2,7 s	50 mHz	Au sol, 10 ng avec un système actif d'atténuation des vibrations
Simulateur 0g 	I.C.E : Test du WEP ($^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$), BEC de ^{87}Rb tout optique, nouvelles géométries de piège (bulles 2D).	0,5 s	80 mHz	$< 50 \text{ mg}$ mais répétable à 5 mg

Table 3.1 – Comparatif des moyens d'accès à la microgravité

communément une fontaine atomique [Meunier et al., 2014] ainsi qu'en augmentant la taille de la chambre d'expérience [Kovachy et al., 2015]. Enfin, la dernière solution, et à première vue la plus complexe à mettre en place, consiste à placer toute l'expérience en chute libre. On pense alors en premier lieu à l'espace comme environnement idéal pour réaliser des expériences en microgravité. A la fois pour les durées de chute libre quasiment illimitées atteignables, mais aussi pour la qualité de la microgravité qu'il procure (niveau de vibrations quasiment nul, inférieur à 1 ng dans le cas d'un satellite [Touboul et al., 2017]) ainsi que la propreté de son environnement (très peu de perturbations externes créées par les corps massifs à proximité ou les champs magnétiques). Mais la satellisation est un processus coûteux en temps et en argent, et si des projets d'atomes froids dans des satellites sont sur le point d'être lancés [Laurent et al., 2003, Liu et al., 2018], ou sont en cours d'étude [Aguilera et al., 2014], il existe d'autres solutions moins contraignantes en terme d'intégration, de maturité technologique nécessaire et de coût, pour placer une expérience en microgravité. Toujours dans l'espace, la station spatiale internationale (ISS) constitue un bon intermédiaire entre la Terre et le satellite. Elle bénéficie bien sûr des mêmes durées de chute libre que le satellite et, en tant que véritable laboratoire, elle offre la possibilité à des expérimentateurs d'intervenir sur les expériences. Sur l'ISS, le projet CAL (*Cold Atom Laboratory*) [Elliott et al., 2018] de la NASA, a récemment vu le jour et les premiers condensats de Rubidium 87 ont été annoncés il y a un an. Mais la station spatiale a l'inconvénient d'être un environnement très perturbé du fait des nombreux instruments présents à bord et de la faible altitude de l'orbite entraînant une forte trainée atmosphérique, d'importantes rotations et de forts gradients de gravité : à la différence du satellite, le niveau de vibration est élevé (de l'ordre de la dizaine de milli- g). Les fusées-sondes constituent une solution alternative et permettent d'atteindre jusqu'à 6 minutes de microgravité avec une précision de l'ordre de 1 μg . En 2017, la mission MAIUS (Allemagne) [Becker et al., 2018] a permis de générer le tout premier condensat dans l'espace. Mais le coup de projets tels que CAL ou MAIUS ainsi que les contraintes très strictes sur la robustesse et la compacité des équipements constituent un frein à la conduite d'expériences d'atomes froids dans l'espace. Si la tendance est à la démocratisation de l'espace, il reste aujourd'hui encore difficile d'accès et impose aux expériences un niveau de maturité technologique extrêmement poussé.

Sur Terre, de plus courtes périodes de microgravité peuvent être créées via différentes plateformes faisant office d'"antichambre" de l'espace. A Brême, une tour de chute libre de 146 mètres de haut (la hauteur de chute effective est de 110 mètres) a été construite [Müntinga et al., 2013], donnant accès à 4,5 secondes de microgravité (et jusqu'à 9 secondes en mode catapulte). Les principales limitations de cet outil sont là encore liées aux contraintes de compacité et de robustesse imposées par la taille de la capsule (diamètre de 80 cm et hauteur de 2,4 m) et à l'accélération de 50 g subie à l'atterrissage. Son taux de répétition est principalement limité par le temps de remise sous vide de la tour (environ 1h30). Ainsi, seuls deux à trois lancers par jour sont possibles. A Stanford, le groupe de M. Kasevich a opté pour une solution moins contraignante en ayant recours à une fontaine atomique de 10 mètres de haut. Seuls les atomes sont alors en chute libre pendant une durée pouvant atteindre 2,7 secondes. Le principal inconvénient réside dans la difficulté de bien contrôler l'environnement magnétique et les faisceaux laser d'interrogation (en particulier leur divergence). Etant sur Terre, les vibrations et le bruit Newtonien sont également des facteurs limitants, en plus de la complexité de l'expérience. Enfin, un environnement de microgravité peut être créé par le biais de vols paraboliques. C'est le moyen que nous

utilisons sur I.C.E, expérience qui a été conçue spécialement pour être embarquée à bord de l'Airbus A310-Zéro-g de la société Novespace (cf. Chapitre 2). Ce dernier donne accès au cours d'un vol à 31 chutes libres d'une durée de 22 secondes, mais avec un fort niveau de vibrations.

Nous présentons dans ce chapitre un nouvel outil permettant l'accès à la microgravité sur Terre, pour des expériences d'atomes froids principalement (à terme, d'autres expériences sont envisageables). En effet, depuis mars 2018 le LP2N est équipé d'un simulateur de microgravité, ou simulateur 0g, dédié pour l'instant à l'expérience I.C.E. Le but de cet outil est double : il permet non seulement de reproduire les conditions rencontrées lors des campagnes de vols paraboliques et ainsi d'aider à la préparation de ces dernières, mais aussi d'explorer un régime de microgravité n'existant nulle part ailleurs (cf. Table 3.1) : 500 ms de 0 g toutes les 13,5 secondes. Un tel rapport cyclique est intéressant pour des mesures longue durée et pour des tests de répétabilité tels que requiert une expérience d'interférométrie atomique comme I.C.E. Au-delà de ces considérations techniques, l'avantage principal d'un tel instrument par rapport aux autres moyens, est d'offrir la possibilité d'opérer dans des conditions expérimentales d'un laboratoire standard. Et si des contraintes de taille et de poids existent bel et bien, elles se limitent à la partie "embarquée", à savoir à la chambre à vide.

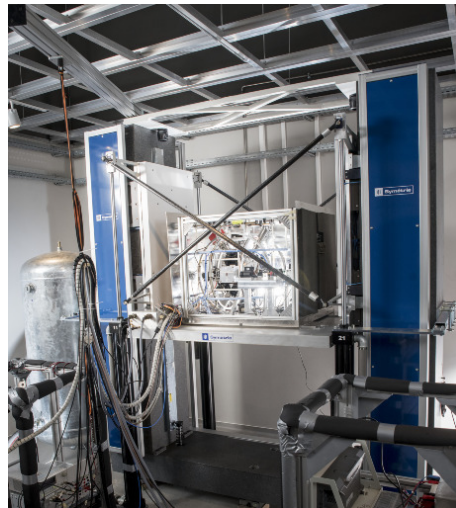


Figure 3.1 – Photo du simulateur 0g, avec l'expérience chargée sur le plateau, en cours de parabole.

3.1.3 Principe de fonctionnement du simulateur

Le principe du simulateur 0g comme celui de l'avion Zéro-g est de reproduire une trajectoire la plus proche possible de la parabole parfaite. La grande différence réside dans le fait que dans le cas de l'avion, la trajectoire est en deux dimensions³ tandis que pour le simulateur il s'agit d'une simple trajectoire à une dimension. Dans le laboratoire, l'expérience est ainsi lancée du sol vers le plafond et au moyen de moteurs linéaires asservie

3. Car l'avion ne peut pas voler à vitesse nulle !

en position sur une parabole parfaite : la machine lui fait suivre une trajectoire balistique. Expliquons comment a été choisie la trajectoire. Les dimensions de la salle limitant évidemment la durée de chute libre accessible, celle-ci a été fixée à 500 ms. De là, en fixant la position finale $z_{fin} = z_0$ (z_0 étant la position initiale), nous pouvons déduire la vitesse initiale à laquelle doit être lancée l'expérience pour qu'elle puisse réaliser 500 ms de chute libre :

$$v_0 = \frac{1}{2}gt \sim 2,5 \text{ m/s} \tag{3.2}$$

La course maximale de la machine lors de la phase de 0 g uniquement est alors donnée par :

$$z_{0g} = \frac{v_0^2}{2g} \sim 0,3 \text{ m} \tag{3.3}$$

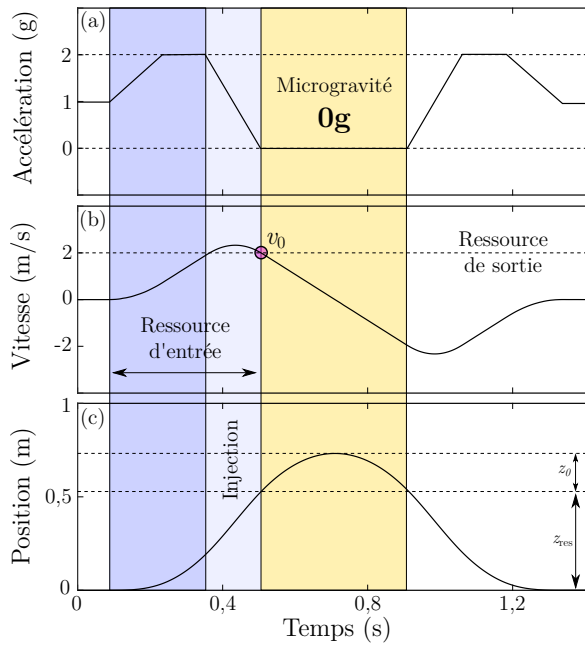


Figure 3.2 – Profil de trajectoire balistique. Profils d'accélération (a), de vitesse (b) et de position (c) d'une trajectoire de mise en impesanteur. On distingue 3 phases : la ressource d'entrée qui permet d'atteindre la vitesse requise pour la microgravité, la phase de 0 g (ici de 400 ms), et la ressource de sortie, symétrique de celle d'entrée. L'injection correspond à la phase entre la 2 g et la 0 g.

En théorie, on pourrait se contenter de fournir l'énergie suffisante à l'expérience à l'instant initial pour lui conférer cette vitesse v_0 , mais dans la pratique, cela se fait progressivement au cours d'une étape appelé "ressource d'entrée". La limitation principale étant l'effort impulsif maximal F_{max} que peut fournir un moteur linéaire. De plus, une augmentation brutale de la vitesse entrainerait l'apparition de vibrations dans le système due à l'à-coup⁴ important fourni, et à l'inertie élevée de l'expérience. Il s'agit en fait de trouver un compromis entre durée de la ressource, puissance des moteurs et limitation de l'à-coup. Si l'on se fixe comme critère une durée de la ressource de 300 ms, alors on

4. En mécanique, on appelle "à-coup" (*jerk* en anglais) la dérivée de l'accélération par rapport au temps. Un à-coup important signifie que l'accélération varie brusquement entrainant des changements de déformation du solide, et donc des vibrations

peut en déduire l'effort moyen F_{moy} que doivent fournir les moteurs, ainsi que la course nécessaire à la ressource z_{res} (connaissant la masse à mettre en mouvement qui est de l'ordre de 450 kg en comptant le plateau et la charge) :

$$F_{moy} = \frac{mv_0}{t_{res}} \sim 3750 \text{ N} \quad (3.4)$$

et

$$z_{res} = \frac{F_{moy}t_{res}^2}{2m} = \frac{v_0t_{res}}{2} \sim 0,4 \text{ m} \quad (3.5)$$

On s'attend donc à une course totale du plateau de :

$$z_{tot} = z_{res} + z_{0g} = 0,7 \text{ m} \quad (3.6)$$

Ici, nous avons considéré que les moteurs ont seulement pour rôle d'accélérer l'expérience, la gravité étant compensée par un système de compensation pneumatique que nous expliciterons dans la section suivante. Par ailleurs, l'allumage des moteurs ne se fait pas de manière brusque car ceux-ci possèdent une inertie. La contrainte sur le niveau d'à-coup acceptable est une raison supplémentaire justifiant d'augmenter graduellement l'effort appliqué par les moteurs. En pratique, l'expérience est linéairement accélérée jusqu'à une valeur stationnaire de 2 g qu'elle garde le temps nécessaire pour atteindre sa vitesse de mise en apesanteur. L'effort fourni par les moteurs avoisine alors les 5000 N. Ces derniers sont ensuite linéairement ralentis lors d'une phase que l'on nommera "injection". Lorsque la plateforme passe sous la barre des 1 g, les moteurs fournissent un effort opposé afin de contrebalancer la compensation des vérins. La trajectoire est ensuite ajustée sur la parabole parfaite durant toute la phase de microgravité. La phase de ressource de sortie est symétrique de la ressource d'entrée.

3.2 Description technique et performances

3.2.1 Caractéristiques techniques

3.2.1.1 Présentation générale

Le simulateur 0g a été conçu par la société française Symétrie, entreprise spécialisée dans le développement de systèmes hexapodes et le positionnement de haute précision. Il fonctionne sur le principe d'un asservissement en position sur une parabole parfaite. Il n'y a aucune mesure d'accélération, seulement un guidage vertical dont la position est asservie sur une règle micrométrique.

Le simulateur dont une vue globale est présentée sur la Figure 3.3, est composé d'un plateau permettant de fixer l'expérience. Ce plateau est déplacé verticalement le long des colonnes en granit par deux chariots, eux-mêmes guidés par des patins à air afin de limiter les frottements. La mise en mouvement, elle, est assurée par des moteurs linéaires. Pour limiter le courant dans les moteurs, une compensation de la gravité a été mise en place. Quatre vérins à air accompagnés de deux réservoirs permettent de compenser le poids des éléments en mouvement : l'expérience, le plateau et les deux chariots. L'ensemble simulateur + charge utile pèse 3900 kg et repose sur six zones d'appui de 170 mm x 170 mm chacune, soit une surface totale de 0,17 m².

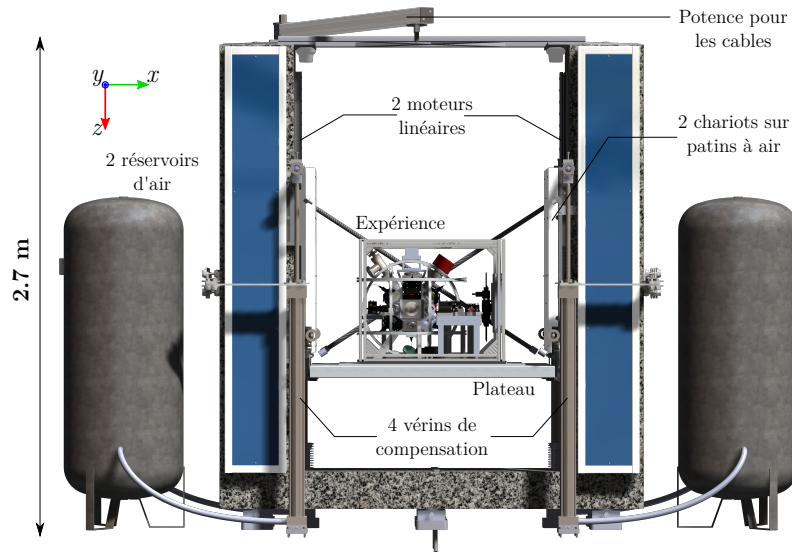


Figure 3.3 – Vue globale du simulateur de microgravité. Plan de face.

3.2.1.2 Le plateau et les chariots

Le plateau permet de fixer l'expérience sur le simulateur et forme avec les deux chariots la partie mobile du simulateur. Une maille de trous taraudés M12 permet de fixer l'expérience sur le plateau. Le centre de gravité de la charge doit être placé au centre du plateau (à 2 cm près) pour garantir un bon fonctionnement du simulateur. 4×2 trous taraudés M8 permettent de fixer une interface dédiée aux câbles de l'expérience.

Chaque chariot possède quatre patins à air qui permettent un guidage précis sans frottement. Ces patins possèdent une zone en dépression (aspiration d'air) entourée par deux zones sous pression (injection d'air). Un bon réglage des deux débits (injection et aspiration) permet de faire « coller » les patins à une distance de $10 \mu\text{m}$ de la surface en granit : l'aspiration maintient le patin sans actions externes, et le film d'air de $10 \mu\text{m}$ garantit un glissement sans frottements. Sur chaque chariot, en face avant des colonnes, ont également été ajoutés deux petits patins à air cylindriques permettant d'améliorer le guidage et de limiter les décollements transverses des chariots. Chaque chariot possède en plus un moteur linéaire accompagné de sa règle de mesure de position absolue. Quatre barres en fibre de carbone permettent de lier mécaniquement le mouvement des deux chariots, lien nécessaire lorsque les moteurs linéaires ne sont plus actifs. Lorsqu'ils sont actifs, c'est le système de pilotage qui assure la synchronisation du mouvement des deux chariots. Ces barres sont démontables pour permettre le chargement de l'expérience.

Une règle incrémentale a été ajoutée sur un des chariot dans le but de fournir précisément la position du plateau. Cette règle génère deux signaux TTL en quadrature d'une période de $2 \mu\text{m}$. A partir de ces signaux, une carte d'acquisition peut donner la position avec une résolution de $0,5 \mu\text{m}$. Une vue de l'ensemble de la partie mobile du simulateur 0g est représentée en Figure 3.4.

3.2.1.3 La motorisation

Comme expliqué dans la section précédente, les deux moteurs linéaires doivent pouvoir générer un effort nécessaire à l'accélération et la décélération de la masse en mouvement.

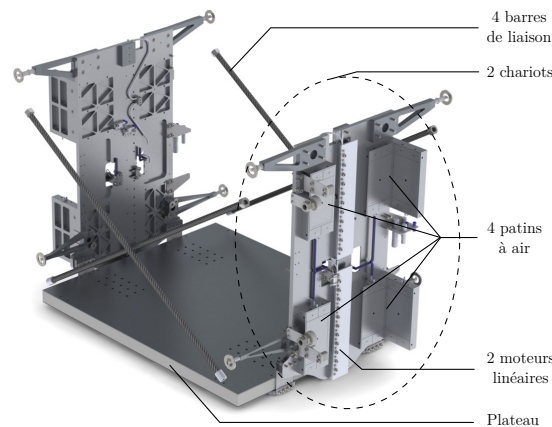


Figure 3.4 – Schéma de la partie mobile du simulateur Og. *Le plateau et ses deux chariots, ses moteurs linéaires pour la mise en mouvement, et ses patins à air pour le guidage le long des colonnes en marbre.*

Le poids de la masse en mouvement est lui compensé par les vérins à air. La masse de l'expérience (avec les câbles en mouvement) ne doit pas dépasser les 250 kg. La masse des parties mobiles du simulateur, elle, est de 200 kg, soit une masse totale de 450 kg au maximum. L'incertitude sur la compensation est estimée à 5% de la masse, ce qui correspond à une variation de masse de 22,5 kg. Les moteurs doivent pouvoir générer au minimum :

$$(450 + 22.5) \times 9.81 = 4635 \text{ N} \quad (3.7)$$

correspondant à l'effort maximal lors de la mise en mouvement. Les moteurs retenus peuvent générer au maximum 5000 N. Le système de pilotage est conçu pour que les moteurs réalisent un mouvement parfaitement synchrone afin de garantir l'horizontalité du plateau. Le taux de répétition est limité à une trajectoire toutes les 13,5 secondes pour permettre aux moteurs de refroidir.

3.2.1.4 Système de compensation du poids

Les moteurs ne sont pas assez puissants pour générer un effort suffisant et compenser le poids ainsi que les effets de l'accélération. Un système de compensation du poids a donc été introduit permettant aux moteurs de ne générer que les efforts nécessaires à l'accélération. Quatre vérins à air ont ainsi été installés en tant que générateur d'effort. La pression est ajustée au plus juste pour compenser le poids en mouvement. Une réserve d'air permet de limiter la variation de pression lors du mouvement. Ce système est en circuit fermé après remplissage des vérins et de la réserve d'air à la pression désirée. L'air est aspiré puis refoulé dans la réserve à chaque cycle. Après remplissage, l'alimentation en air permet de compenser d'éventuelles fuites d'air, négligeables en temps normal. La consommation d'air pour la compensation a lieu seulement au démarrage, lors du remplissage de la réserve et des vérins. A l'extinction du simulateur la réserve est vidée pour ne plus avoir de pression dans le réseau. Lors du mouvement, le débit d'air est très important, de l'ordre de 800 L/min. Ce débit génère de grandes pertes de charges pour de grandes longueurs de tuyau⁵,

5. Les pertes de charges représentent la chute de pression totale due aux divers frottements et obstacles (coudes, ...) inévitables subis par l'air en mouvement dans un tuyau.

pertes de charges qui génèrent des variations de pression et donc des variations sur l'effort de compensation. Afin de limiter au plus ce phénomène et rester dans la tolérance des 5%, la réserve d'air a été séparée en deux de manière à raccourcir la distance aux vérins. Chaque réservoir alimente ainsi deux vérins avec des longueurs de tuyau inférieures à 2 m. La variation de volume d'air induite par le mouvement des vérins ne doit pas non plus faire varier la pression. La course des vérins induisant une variation de volume d'air de 22 L, les deux réservoirs ont donc été choisis suffisamment volumineux (1000 L au total) pour que ces variations soient négligeables et restent dans la tolérance des 5%.

3.2.1.5 Course

La surface du plateau est à située 240 mm de la surface du marbre lorsque le plateau est à la position 0, position correspondant à celle en début de trajectoire. En dessous, le plateau est dans la course des amortisseurs et maintenu par des butées mécaniques. Dans cette position, le plateau est à 90 mm de la surface du marbre. A une distance de 913 mm par rapport à la position 0, on touche la butée supérieure. C'est la course maximale atteignable par le plateau. Cinq durées de 0 g sont disponibles, allant de 100 ms à 500 ms. Jusqu'à 400 ms, plus la durée de la phase de 0 g est courte, moins la course nécessaire est importante. La course nécessaire pour la trajectoire de 500 ms est quasiment identique à celle de 400 ms, la ressource d'entrée ayant été choisie plus courte. Elle est de l'ordre de 0,75 m.

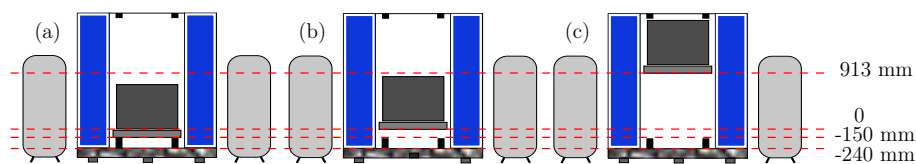


Figure 3.5 – Les différentes positions du plateau par rapport à la surface du marbre. (a) Sans pression dans les vérins, le plateau se trouve dans les butées mécaniques (-150 mm). (b) Après décollement du plateau et allumage des moteurs, le plateau est en position basse (position 0). (c) La course maximale est de 913 mm par rapport à la position basse.

3.2.1.6 Interfaçage avec l'expérience

Le simulateur dispose d'une interface électrique permettant de déclencher les trajectoires de manière externe et également de communiquer au cours du mouvement. Nous utilisons un canal simple permettant de déclencher une trajectoire ainsi que 3 canaux de communication rapides qui nous délivrent des signaux digitaux indiquant la phase de la trajectoire dans laquelle se trouve le simulateur (cf. Figure 3.6) : "cycle en cours", "mouvement en cours" (les 80 premières millisecondes sont de la 1g) et "phase 0g en cours". Ces 3 signaux sont des sorties rapides en mode différentiel. Cela permet d'améliorer la qualité de la transmission en rejetant les bruits parasites, mais nécessite de transformer le signal en ligne simple en fin de transmission afin d'être compatible avec le système de séquençage de notre expérience (cf. Chapitre 2 sur le dispositif expérimental). L'entrée de déclenchement quant à elle est une entrée simple 24 V, nécessitant également une

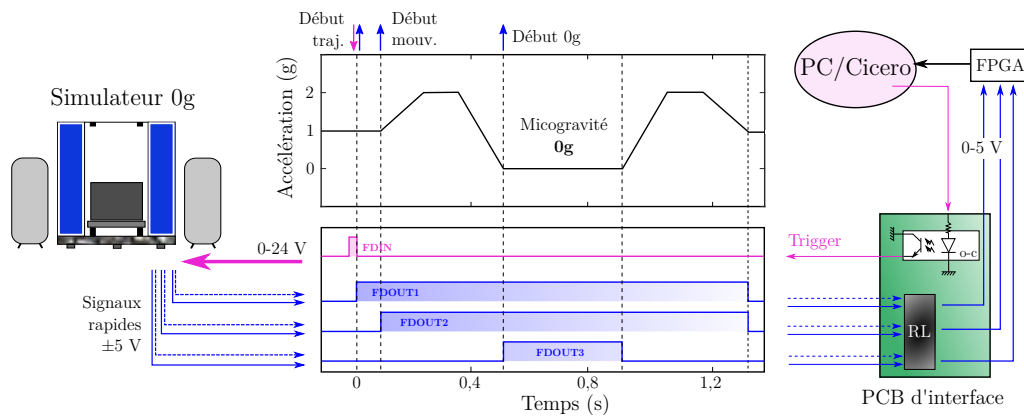


Figure 3.6 – Signaux d’interface entre le simulateur et l’expérience. *Signaux provenant du simulateur en bleu : FDOUIT1 = cycle en cours, FDOUIT2 = mouvement en cours et FDOUIT3 = phase de microgravité. Au choix, un de ces trois signaux sert de synchronisation à notre expérience. Et signal de déclenchement de la trajectoire en rose provenant de notre expérience (PC/Cicero). Un PCB avec un récepteur de ligne (RL) et un optocoupleur (o-c) permet d’adapter les signaux pour la compatibilité simulateur-expérience*

adaptation de nos signaux de sortie, numériques (5 V). J’ai conçu à cet effet une carte électronique d’interface (PCB sur la figure pour *Printed Circuit Board*) entre le simulateur et l’expérience pour la compatibilité des signaux. Pour les sorties rapides, un simple récepteur de ligne différentiel suffit, tandis que pour l’adaptation de la ligne simple j’utilise un optocoupleur⁶. Ce-dernier joue le rôle de relais statique et permet donc d’adapter les tensions tout en créant une isolation galvanique entre la baie électrique du simulateur et notre expérience. Cela permet d’éviter les boucles de masse mais aussi de protéger le PC de l’expérience des hautes tensions du simulateur.

En pratique, le simulateur est déclenché via cette entrée numérique grâce à un signal TTL issu de notre séquence expérimentale. La précision temporelle de cette voie étant mauvaise (gigue de l’ordre de quelques millisecondes), nous synchronisons la suite de la séquence (après le déclenchement de la trajectoire) sur un des trois signaux TTL du simulateur, qui eux sont précis à la microseconde près. Le logiciel Cicero bénéficie en effet de la possibilité d’être déclenché de manière externe via le FPGA. C’est l’option "Hold then retrigger" (Littéralement : "Attente avant re-déclenchement"). Cela permet de s’affranchir de la gigue temporelle et de synchroniser précisément la séquence expérimentale sur la trajectoire du simulateur.

3.2.1.7 Utilisation du simulateur

Le démarrage du simulateur se fait en plusieurs étapes répertoriées ci-dessous :

- ⇒ Mise sous tension de la baie électrique et ouverture de la vanne d’arrivée d’air. La pression est alors injectée dans les patins. S’il y a un déséquilibre trop important du plateau, alors les patins peuvent se décoller entraînant des fuites d’air. Le guidage ne peut pas se faire correctement dans cette situation, et un recollement des patins est nécessaire.

6. Un optocoupleur est composé d’une LED convertissant le signal électrique d’entrée en un signal lumineux dans le proche infrarouge et d’un phototransistor qui à l’inverse convertit le signal optique en courant électrique.

- ⇒ Via le logiciel dédié, on lance le décolllement du plateau. Les réservoirs se remplissent d'air et la pression est injectée dans les vérins de compensation dans le même temps. Lorsque la pression dans les vérins est suffisante pour compenser le poids de la charge, le plateau sort de ses butées mécaniques.
- ⇒ On peut ensuite allumer les moteurs linéaires et aller en position basse (position 0) pour effectuer des trajectoires. On fait ensuite cyler le simulateur quelques trajectoires lentes (temps dilaté à 50%) afin de faire chauffer les moteurs et huiler les vérins.
- ⇒ S'en suit une étape d'ajustement de la pression de compensation afin que le courant consommé par les moteurs dans les phases de montée et de descente ne varie pas trop d'une trajectoire à une autre (la fenêtre de tolérance a été fixée 1,5 A). Une fois la compensation validée, les trajectoires de 0 g peuvent être réalisées.

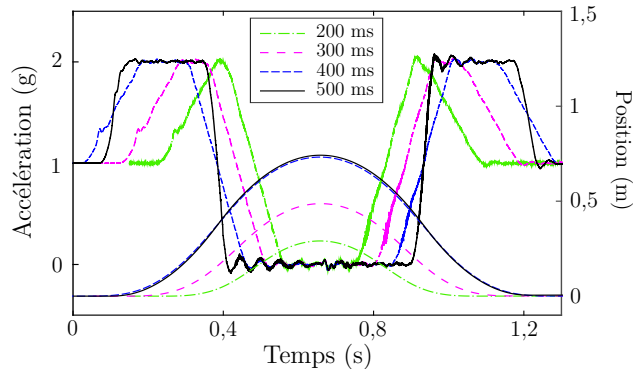


Figure 3.7 – Les différentes trajectoires sur le simulateur. Profils d'accélération mesurés et de position (calculés par intégration de l'accélération) du plateau avec la charge, pour différentes durées de microgravité : 200 ms, 300 ms, 400 ms, et 500 ms.

3.2.2 Performances globales

Le simulateur fournit une période de microgravité pouvant aller de 100 à 500 ms. Selon la durée choisie, la vitesse d'injection ainsi que la course du plateau sont adaptées. Sur la Figure 3.7 sont tracés les profils d'accélération mesurés pour différentes durées de microgravité. Les trajectoires à 200 ms, 300 ms, et 400 ms ont le même profil d'accélération. Seule la durée de la phase de 2 g est variée afin d'atteindre la vitesse d'injection de la parabole appropriée. La course totale est alors d'autant plus petite que la durée de la 0 g est faible. En revanche, pour la trajectoire à 500 ms, le profil est légèrement différent. Comme nous sommes limités par la course maximale que peut effectuer le plateau, la vitesse d'injection doit être atteinte plus rapidement ce qui oblige à une augmentation de l'accélération plus brutale, au même titre que la diminution de l'accélération suivant la phase de 2 g. L'à-coup est donc plus important et on observe des vibrations au début de la phase de 0g plus importantes. Il est également possible d'engendrer de la gravité partielle (marsienne ou lunaire par exemple) au lieu de la microgravité, ceci en dilatant la durée de la trajectoire. En effet, les trajectoires, c'est-à-dire la donnée des positions selon l'axe vertical, ont été pré-programmées en interne. En augmentant le pas de temps entre deux points, on obtient une trajectoire effectuant la même course, mais plus lentement. La

parabole est alors dilatée dans le temps. Dans la suite nous présentons les performances du simulateur pour des paraboles de 400 ms car c'est la trajectoire que j'ai utilisé tout au long de ma thèse, les paraboles de 500 ms étant plus bruitées.

3.2.2.1 Niveau de vibrations

Profil temporel Nous avons enregistré le profil d'accélération du simulateur selon les 3 axes de l'accéléromètre Colybris situé sur la monture du miroir Raman. Ces données ont été relevées avec l'expérience⁷ chargée sur le plateau. Sur la Figure 3.8.a sont tracés les profils d'accélération d'une de ces trajectoires. On constate que les vibrations sont assez importantes notamment lors de la phase de microgravité. En effet, on relève un bruit pic-à-pic résiduel selon chacun des axes de l'ordre de 130 mg (cf. Figure 3.8.b). L'oscillation principale sur l'axe Z au milieu de la phase de 0 g correspond au haut de la parabole, lorsque la plateau change de sens. Elle est due aux vérins de compensation qui, lors de leur descente, frottent légèrement contre les parois des cylindres. Cette oscillation est d'autant plus importante que la durée de la phase de 0 g est longue et dépend fortement de la charge utile en mouvement. Comme le montre la Figure 3.8.c, une augmentation de la charge en mouvement entraîne une atténuation des vibrations et un filtrage à haute fréquence. C'est

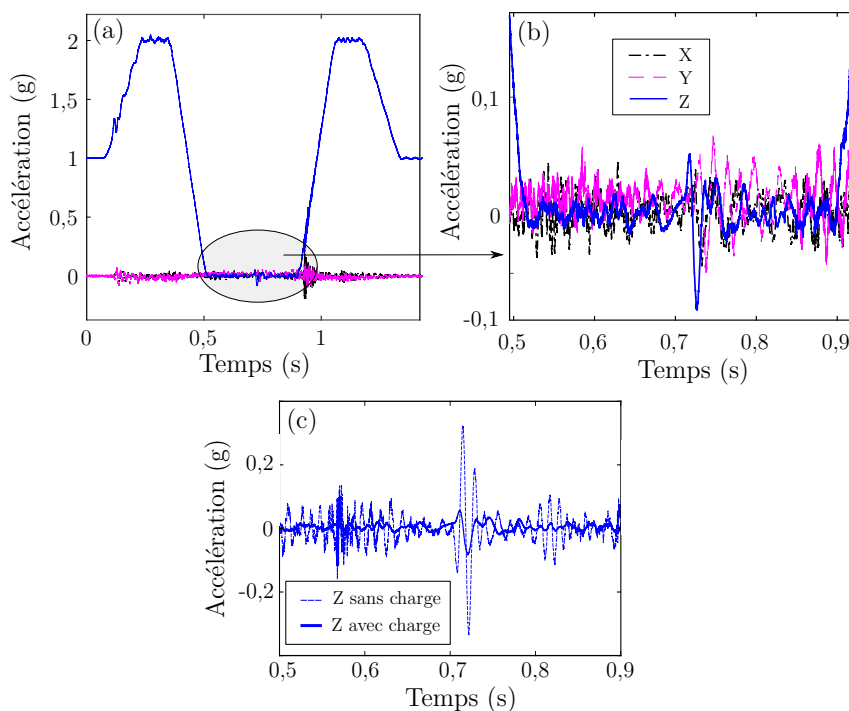


Figure 3.8 – Profils d'accélération selon les 3 axes de l'espace (Z : bleu, Y : magenta, X : noir). Mesure effectuée avec l'expérience chargée sur le simulateur, avec l'accéléromètre Colybris fixé sur le miroir Raman. (a) Mesure d'accélération sur la totalité de la trajectoire. (b) Zoom sur la phase de 0 g : l'amplitude du bruit est similaire selon les 3 axes. (c) Comparaison des profils d'accélération en Z avec (trait plein) et sans charge (tirets), pendant la phase de 0 g.

7. Avec la partie du blindage en U, sans le L, et avant changement du breadbord : la masse de l'expérience est autour des 180 kg (cf. Chapitre 2)

la raison principale pour laquelle nous fonctionnons à l'heure actuelle avec une parabole de 400 ms. Le bruit d'accélération est préjudiciable pour plusieurs raisons. Premièrement parce qu'il induit un bruit de phase interférométrique via le mouvement du miroir Raman par rapport aux atomes, pouvant mener à un brouillage des franges. Ensuite parce qu'il entraîne une chute de contraste due à l'effet Doppler. Et enfin parce qu'il peut entraîner un déplacement du nuage par rapport aux faisceaux Raman, ce qui engendre du bruit sur la probabilité de transition et également un déphasage aléatoire lié aux déplacements lumineux. A partir de ces profils d'accélération, nous pouvons remonter par intégrations successives, aux profils de vitesse et de position du plateau. Ceux-ci nous permettront, en plus de calculer le bruit de phase induit sur l'interféromètre, de calculer le décalage Doppler ainsi que le mouvement du nuage atomique dans le faisceau Raman.

Répétabilité Le bruit d'accélération est certes élevé pour réaliser un interféromètre atomique sensible, mais il a l'avantage par rapport à l'avion Zéro-g d'être très répétable. Or, à la différence de l'avion ou plusieurs interféromètres sont réalisés au sein d'une même parabole, sur le simulateur une seule séquence interférométrique peut être effectuée par trajectoire. Ainsi, si le timing de notre séquence est bien contrôlé, ce sont alors les variations du profil d'accélération d'une trajectoire à une autre qui balayent les franges de l'interféromètre, et non le bruit d'accélération au sein même d'une parabole. Du fait de leur excellente répétabilité, ces vibrations doivent donc être vues comme une accélération résiduelle plutôt que comme un bruit. Sur cent paraboles, nous mesurons un écart-type moyen instantané inférieur à 3 mg sur l'axe Z si l'on ne tient pas compte des deux pics en début et milieu de parabole (cf. Figure 3.9). Sur les autres axes, le niveau de répétabilité se situe entre 5 mg et 10 mg en moyenne, mais leur influence sur l'interféromètre est a priori moins critique. Si 3 mg de bruit d'accélération suffit en pratique à brouiller les franges d'interférence même pour des petits temps d'interrogation, plusieurs moyens peuvent être mis en oeuvre afin de minimiser l'impact de ces vibrations. Comme nous le détaillons plus loin, la méthode FRAC, le filtrage actif des vibrations ou encore la réjection des basses fréquences par une mesure différentielle dans le cas d'un interféromètre double espèce, en font partie.

Analyse spectrale et comparaison avec l'avion Si l'on regarde maintenant les spectres de ces accélérations résiduelles suivant la direction verticale (cf. Figure 3.10), on observe

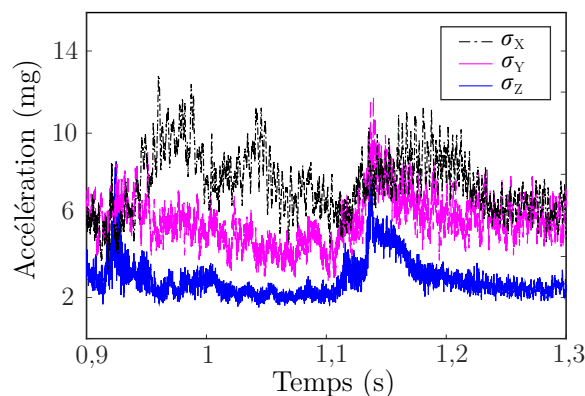


Figure 3.9 – Répétabilité de l'accélération résiduelle du simulateur 0g. *Etude effectuée sur cent paraboles. On a tracé l'écart-type moyen en fonction de l'instant de la phase de microgravité, et pour les trois directions de l'espace.*

une prédominance d'oscillations dans la bande de fréquence [10 - 100 Hz] ce qui est typiquement dans la bande passante de l'interféromètre pour des temps d'interrogation de l'ordre de 100 ms. A titre de comparaison, le niveau de vibrations dans l'avion est moins important dans cette bande de fréquence (de l'ordre de $10^{-3} \text{ g.Hz}^{-1/2}$ au lieu de $10^{-2} \text{ g.Hz}^{-1/2}$ sur le simulateur). Mais il remonte ensuite à $10^{-1} \text{ g.Hz}^{-1/2}$ aux très basses fréquences ([0,1 - 1 Hz]), ce qui devient critique du point de vue du déplacement de la chambre de science par rapport aux atomes.

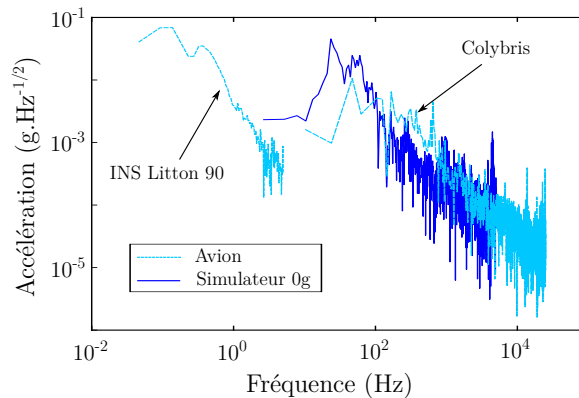


Figure 3.10 – Comparaison des vibrations sur le simulateur et dans l'avion. Spectres des vibrations suivant l'axe Z pendant une phase de 0 g, dans l'avion (cyan) et sur le simulateur (bleu). Dans l'avion, la mesure dans la bande [0,01 - 10 Hz] est une donnée de la centrale inertielle de l'avion.

3.2.2.2 Rotations

Lors d'une trajectoire le plateau est également soumis à de légères rotations. Celles-ci sont préjudiciables à la fois pour le terme de phase de Coriolis qui vient s'ajouter au terme d'accélération verticale, mais aussi pour la chute de contraste qu'elles peuvent engendrer du fait du non recouvrement des paquets d'ondes. Nous avons donc effectué des mesures de vitesses de rotation grâce aux deux gyromètres placés à proximité du miroir Raman et orientés selon les axes horizontaux X et Y. Sur la Figure 3.11 sont tracées ces vitesses de rotation tout au long du mouvement du simulateur, pour une parabole de 400 ms. Nous verrons dans la section suivante, l'impact de ces rotations sur la phase induite et sur le contraste de l'interféromètre.

3.2.2.3 Environnement magnétique

Nous avons également effectué des mesures en dynamique du champ magnétique au cours d'une trajectoire grâce au magnétomètre situé à proximité de la chambre de science (cf. Chapitre 2). Les moteurs linéaires sont des éléments fortement magnétiques, et même si les lignes de champ sont supposées être confinées à l'intérieur des moteurs, les atomes restent extrêmement sensible à toute perturbation extérieure du champ magnétique. Les mesures ont été faites selon l'axe vertical, avec blindage entièrement fermé et également sans la partie en L. On remarque sur la Figure 3.12 une légère oscillation du champ lorsque que le couvercle du blindage n'est pas présent, corrélée avec la position du plateau au cours de la trajectoire. L'amplitude de cette oscillation est de 10 mG environ (avec un pic à 15

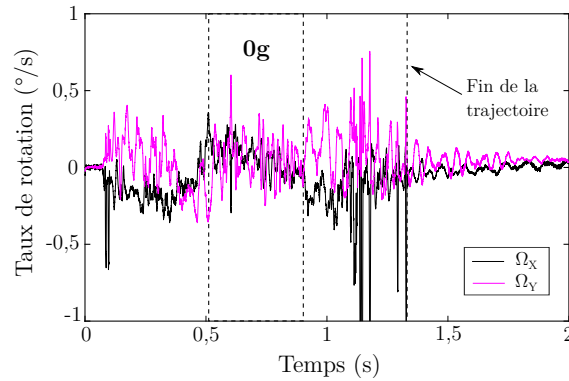


Figure 3.11 – Vitesses de rotation sur le simulateur pour une trajectoire de 400 ms avec charge. Mesure effectuée selon les deux axes transverses au déplacement.

mG) ce qui correspond à un décalage fréquentiel d’une transition Raman par effet Zeeman linéaire de 7 kHz entre la position basse et le sommet de la trajectoire. Le zéro de champ magnétique étant réalisé en position basse, cette différence peut influencer sur l’efficacité de la mélasse qui est effectuée durant la phase de microgravité. La variation pendant la 0 g est limitée à une amplitude de 2 mG. Avec blindage entier, on ne détecte aucune variation avec la sonde, sa résolution étant de l’ordre du milligauss.

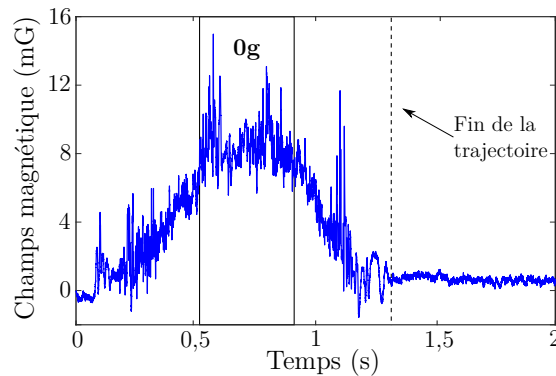


Figure 3.12 – Mesure du champ magnétique suivant l’axe Z avec le magnétomètre, au cours d’une trajectoire du simulateur (parabole de 400 ms). Mesure effectuée sans la partie en L du blindage. Les valeurs de champs magnétiques sont indiquées par rapport au zéro de champ pour les atomes.

3.3 Interférométrie atomique sur le simulateur 0g

3.3.1 Impact des vibrations sur l’interféromètre atomique

3.3.1.1 Bruit de phase induit par les vibrations

Nous l’avons vu, sur le simulateur, l’expérience est soumise à des variations d’accélération entre deux paraboles relativement importantes du point de vue des atomes (3 mg). En effet, pour un temps d’interrogation de 3 ms, on s’attend à obtenir des fluctuations

de phase supérieures à π rad, ce qui a pour effet de totalement brouiller les franges d'interférence. Pour surmonter ce problème, une méthode consiste à corrélérer l'interféromètre atomique (IA) avec un accéléromètre mécanique (AM) mesurant les accélérations subies par le miroir Raman. C'est la méthode FRAC (pour *Fringe Reconstruction by Accelerometer Correlation*) [Merlet et al., 2009, Lautier et al., 2014, Geiger et al., 2011].

Corrélations avec un accéléromètre mécanique, la méthode FRAC Nous avons déterminé dans le Chapitre 1 la réponse d'un interféromètre atomique aux vibrations du miroir Raman. Nous rappelons que la phase interférométrique induite par des vibrations aléatoires $\mathbf{a}_m(t)$ du miroir est donnée par la relation :

$$\Phi_{\text{vib}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \int_0^{2T+4\tau} f(t) \mathbf{a}_m(t) dt \quad (3.8)$$

où $f(t)$ est la fonction de réponse de l'interféromètre. Nous pouvons alors calculer une estimation de cette phase Φ_{vib} à partir des vibrations typiques du miroir Raman mesurées par l'accéléromètre mécanique. Cette phase Φ_{vib} correspond à la moyenne temporelle de $\mathbf{a}_m(t)$, pondérée par $f(t)$. Elle ne dépend que des fluctuations d'accélération auxquelles est soumise l'expérience ainsi que de la valeur du temps d'interrogation T . Grâce au calcul de cette phase et à la mesure de la probabilité de transition à l'issue de l'interféromètre, on peut ainsi reconstruire les franges :

$$P(\Phi_{\text{vib}}) = P_0 - A \cos(\Phi_{\text{vib}}) \quad (3.9)$$

Le principe détaillé de cette méthode FRAC peut être trouvée dans [Geiger, 2011] et est illustré sur la Figure 3.13.

Selon le niveau de vibrations et le temps d'interrogation, cette méthode FRAC peut être utilisée de deux façons différentes : si les fluctuations de phase engendrées par les vibrations sont suffisamment faibles par rapport à une demi-frange, alors les franges d'interférence sont obtenues par balayage de la phase laser ou de la rampe de fréquence, et l'ajustement des données de phase est effectué en post-traitement. Cette méthode, appelée FRAC corrective est typiquement utilisée au sol et pour de faibles temps d'interrogation (inférieurs à 3 ms). Lorsque le niveau de bruit est tel que les fluctuations dépassent la demi-frange, alors la phase laser ou la rampe sont fixées et on laisse les vibrations scanner les franges. La reconstruction peut alors être effectuée en temps réel ou bien en post-traitement. Sur le simulateur, le niveau de vibrations est suffisant, même pour de faibles temps d'interrogation, pour que celles-ci balayent d'elles-mêmes les franges.

Sources de bruit sur les corrélations Les mesures respectives de P et Φ_{vib} possèdent une incertitude, caractérisées par des écarts-types respectifs σ_P et σ_Φ . L'incertitude σ_P provient uniquement de l'IA et est due à diverses sources de bruits : bruit de détection, fluctuations du nombre d'atomes et des puissances laser, bruit de projection quantique, etc ... L'incertitude σ_Φ quant à elle, dépend à la fois du bruit de phase de l'IA ; induit par le bruit de phase des lasers et de la chaîne RF ; et des défauts de l'AM. Ici, nous nous attardons sur les imperfections de l'AM et nous listons les paramètres pouvant influencer la qualité des corrélations.

- **Le biais** : Non compensé, il entraîne un décalage de l'origine du système de franges, d'autant plus important que le temps d'interrogation est grand. Des fluctuations

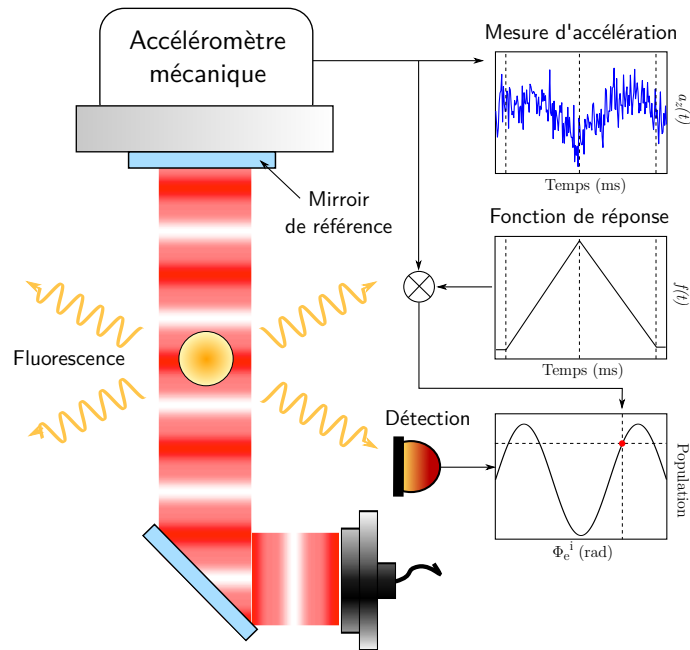


Figure 3.13 – Schéma de la méthode FRAC. A chaque coup, la mesure de fluorescence permet de calculer la population et donc la probabilité de transition associée à la phase interférométrique correspondante. Cette phase est estimée en faisant le produit de convolution de la mesure d'accélération du miroir Raman et de la fonction de réponse de l'IA. On reconstruit ainsi les franges d'interférences initialement brouillées par les vibrations.

du biais en fonction de la température et de l'environnement magnétique peuvent exister et ainsi induire une dérive sur la phase estimée.

- **Le bruit propre** : Il influe directement sur l'incertitude Φ_{vib} et son impact s'accroît avec le temps d'interrogation (en T^2). A titre d'exemple, pour un temps d'interrogation de 10 ms, le bruit propre de l'AM contribue au bruit de phase à hauteur de 10 mrad environ. Le bruit propre inclut également le bruit électronique total de la chaîne de mesure (câblage, carte d'acquisition, ...).
- **L'échantillonnage** : Un sous-échantillonnage de la mesure de l'accélération peut entraîner une perte d'information et une mauvaise estimation de la phase.
- **Les fluctuations du facteur d'échelle** : Une mauvaise connaissance du facteur d'échelle induit une erreur sur la période des franges, normalement égale à 2π . Mais ce-dernier demeure relativement stable dans l'environnement du laboratoire.
- **Les non-linéarités** : Les non-linéarités du facteur d'échelle en fonction du niveau d'accélération sont plus problématiques car elles peuvent entraîner un brouillage total des franges dans des environnements très bruités. En effet, plus les accélérations sont élevées, plus une incertitude sur le facteur d'échelle induira une erreur sur la phase calculée. Mais il s'agit ici plutôt d'un biais que d'un bruit car il suffirait de le calibrer.
- **Le couplage entre les axes** : Bien que la mesure de l'IA soit effectuée selon un axe privilégié, fixé par le vecteur normal à la surface du miroir Raman, et qu'en théorie, seules les vibrations selon cet axe en particulier contribuent à la phase interférométrique, il est néanmoins nécessaire d'enregistrer le signal d'accélération selon les trois axes de l'AM. En effet, l'AM et le miroir Raman peuvent être mal alignés et

dans ce cas, la phase Φ_{vib} comporte des contributions des axes transverses. Mais il peut également exister un couplage intrinsèque entre les axes de l'AM (orthogonalité imparfaite). Dans les deux cas, la phase doit être calculée en réalisant une somme pondérée des trois directions.

Une manière d'estimer ponctuellement et de manière approximative selon un axe, le biais ainsi que le facteur d'échelle d'un AM, consiste à relever la tension donnée par l'AM au repos et à plat (l'axe mesuré devant être aligné avec la direction du champ de pesanteur local \mathbf{g}) dans un sens puis dans l'autre. Le biais est alors obtenu en effectuant la demi-somme des tensions mesurées. Le facteur d'échelle est lui, déduit de la valeur connue de g . Un algorithme récursif décrit dans [Ménoret, 2012] permet d'améliorer la reconstruction des franges en ajustant le facteur d'échelle et le couplage d'axes à partir des corrélations enregistrées. Le *Facteur de Qualité des Corrélations* (CQF) est introduit afin de quantifier l'influence de σ_P et σ_Φ sur les corrélations. Il est défini comme

$$\text{CQF} = \frac{A_{fit}}{\varepsilon_{fit}} \quad (3.10)$$

où A_{fit} et ε_{fit} sont respectivement l'amplitude des franges (le contraste divisé par deux) et la déviation standard obtenues en effectuant un ajustement sinusoïdale des franges issues de la méthode FRAC.

La méthode BAT La méthode FRAC est donc utile pour voir des franges d'interférence dans un environnement bruité. Toutefois, la reconstruction des franges dépend fortement de la qualité de l'accéléromètre mécanique utilisé. Plus on augmente le temps d'interrogation, plus les imperfections de l'AM deviennent significatives. Typiquement lorsque σ_Φ est de l'ordre de π radians, il devient impossible de reconstruire les franges. On est alors dans l'incapacité de juger si notre IA fonctionne toujours ou si l'on est simplement limité par l'AM. D'ailleurs, l'inconvénient du CQF est qu'il mélange les contributions de l'interféromètre atomique (à travers σ_P) et de l'accéléromètre mécanique (à travers σ_Φ), au bruit de mesure. Il ne permet pas de déterminer le véritable rapport signal à bruit (SNR) de l'IA, indépendamment de l'AM et donc d'estimer le bon fonctionnement de l'IA. Nous introduisons ici une méthode d'analyse des données permettant de remonter à σ_P et ainsi d'en déduire le SNR de l'IA. Ce paramètre est défini comme le rapport du contraste mesuré et de l'incertitude sur l'estimation de ce-dernier :

$$\text{SNR} = \frac{C}{\sigma_P} \quad (3.11)$$

Cette méthode présentée dans [Geiger, 2011] est la méthode BAT (en référence à la forme de la fonction de distribution d'une sinusoïde). Elle consiste à déterminer les paramètres $\{A, P_0, \sigma_P\}$ en calculant la densité de probabilité des P_i (la probabilité de transition de l'interféromètre numéro i) et de l'ajuster par la densité de probabilité d'une fonction cosinus de la variable aléatoire Φ_e , convoluée par une gaussienne d'écart-type σ_P modélisant un éventuel bruit d'amplitude.

En considérant des fluctuations de phase uniformes dans l'intervalle $[0, \pi]$, la densité

de probabilité de la variable aléatoire $P = P_0 - A \cos(\Phi_e)$ est donnée par :

$$f_P(p) = \begin{cases} \frac{1}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{P_0 - p}{A}\right)^2}} & \text{si } p \in]P_0 - A, P_0 + A[\\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.12)$$

Cette fonction présente deux pics en $p = P_0 \pm A$ témoignant du fait que la probabilité d'obtenir des valeurs de P_i aux sommets et aux creux des franges est plus importante que sur un flanc de frange. En présence d'un bruit d'amplitude gaussien, ces deux pics sont élargis d'une valeur σ_P . L'avantage de cette méthode d'analyse est sa "transparence" au bruit de phase : il ne s'agit ici que de construire l'histogramme des P_i afin de détecter l'existence d'un jeu de franges, même quand celui-ci est brouillé. Dans le cas où le bruit de phase est nul, les valeurs de CQF et de SNR sont donc égales et à l'inverse, si du bruit de phase est présent sur un système de franges, alors le CQF est plus faible que le SNR.

Cette méthode présente toutefois quelques limites. Premièrement, elle est très sensible au choix de l'échantillonnage Δp de l'histogramme calculé. A moins d'avoir un nombre de points expérimentaux très grand, un choix de Δp trop petit crée un histogramme irrégulier ayant tendance à fausser la valeur du SNR (effet de faible statistique). Inversement un Δp choisi trop grand entraîne une perte de résolution au niveau des deux pics de la distribution induisant une surestimation du bruit d'amplitude σ_P (sous-échantillonnage de la gaussienne). La valeur de Δp est donc fortement dépendante du SNR attendu ainsi que du nombre de points. De plus, il n'est pas rare d'obtenir des histogrammes asymétriques du fait que les données expérimentales ne soient pas uniformément réparties dans l'intervalle $[0, \pi]$, ce qui a pour effet d'augmenter l'erreur sur l'ajustement théorique. Enfin, la méthode BAT ne permet pas d'estimer le bruit de phase de l'IA associé par exemple aux fluctuations de phase des faisceaux Raman.

Comment limiter l'impact des vibrations sur le simulateur ? Si les corrélations IA-AM permettent dans une certaine mesure de reconstruire les franges, opérer dans un environnement aussi bruyant que le simulateur nuit fortement à la qualité du signal interférométrique. Nous proposons ici plusieurs stratégies afin de minimiser l'impact des vibrations du simulateur sur la phase interférométrique :

- **Estimation de Φ_{vib} pour les vibrations du simulateur** : La première idée et la plus simple à mettre en place, est de déterminer l'instant de la phase de microgravité le plus propice à la réalisation de l'interféromètre. Autrement dit, l'instant où la phase introduite est la plus répétable d'une trajectoire à l'autre. Evidemment on s'attend à trouver un optimum dans la zone de la parabole la plus répétable. Il s'agit ici surtout de donner un aperçu de la phase induite par ces vibrations. Nous calculons donc la phase interférométrique induite par les vibrations pour chaque instant de la phase de microgravité. Pour ce faire, nous effectuons l'intégrale de convolution entre l'accélération et la fonction de réponse de l'IA pour toutes les positions temporelles possibles de $f(t)$. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.14. Sont tracés d'un côté la phase moyenne (en bleu) sur les 100 paraboles effectuées et de l'autre l'écart-type, l'abscisse de chaque graphe correspondant à l'instant de la première impulsion Raman. L'écart-type de la phase représente alors la phase balayée par l'interféromètre d'une parabole à une autre tandis que la phase moyenne correspond à la valeur au centre du jeu de frange. On observe clairement sur les

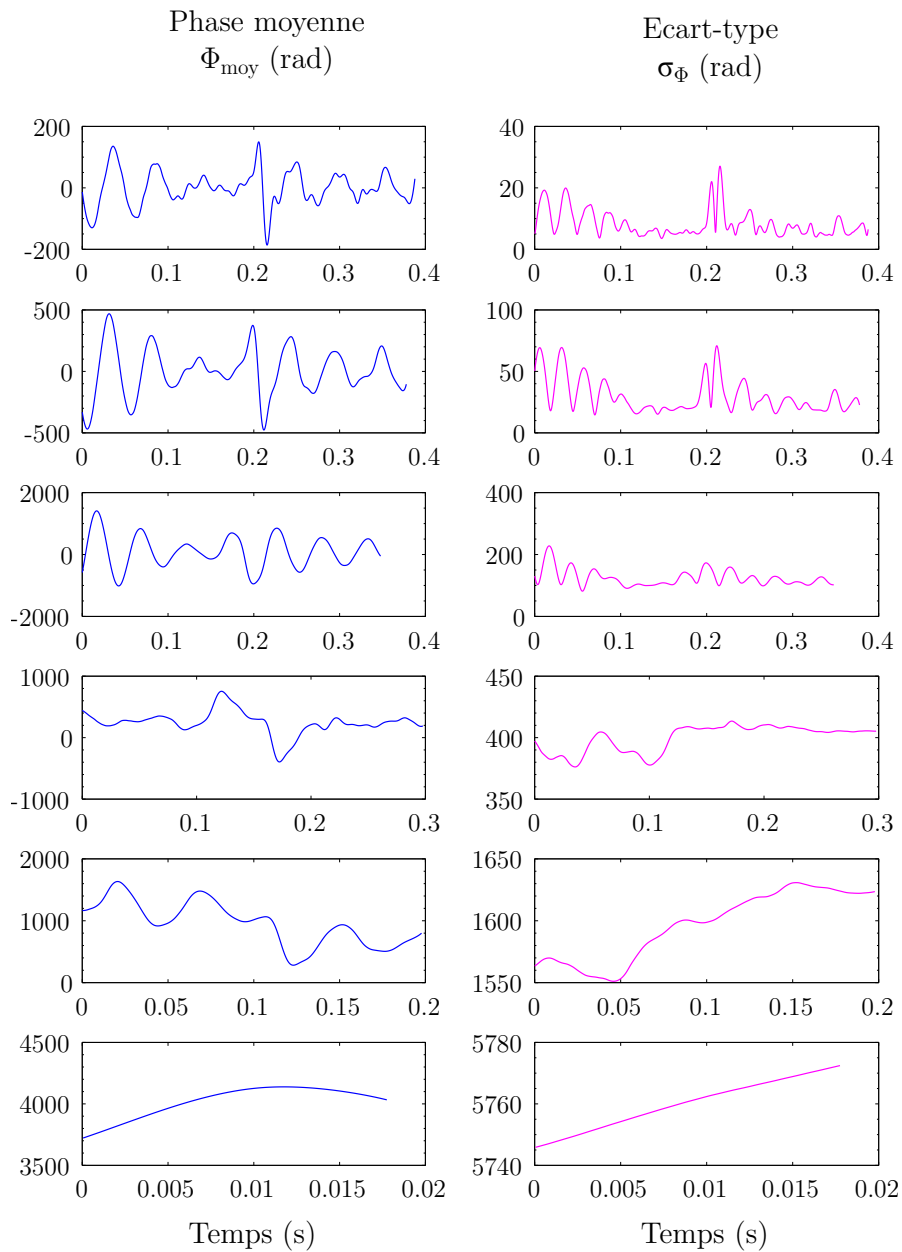


Figure 3.14 – Calcul de la phase interférométrique induite par les vibrations du simulateur. *Etude réalisée pour différents temps d'interrogation (de haut en bas $2T = 10$ ms , 20 ms, 50 ms, 100 ms, 200 ms, 380 ms) et chaque instant de la phase de 0 g (abscisse des graphes). Les calculs ont été faits pour cent paraboles. En bleu, est représentée la phase moyenne sur ces cent paraboles et en rose l'écart-type.*

courbes de l'écart-type, le comportement de filtre passe-bas de l'IA, dont la fréquence de coupure diminue avec l'augmentation du temps d'interrogation. Pour des temps d'interrogation longs (à partir de 50 ms), on n'identifie pas d'instant de la parabole particulièrement avantageux du point de vue de la phase balayée car les hautes fréquences sont fortement atténuées par le filtrage de l'IA. A $T = 190$ ms, le bruit d'accélération engendre un bruit de phase de plus de 5700 rad! Tant que l'on ne cherche pas à identifier la frange centrale, c'est-à-dire la frange correspondant à une accélération nulle, de telles accélérations ne sont pas gênantes puisque la méthode FRAC doit permettre de reconstruire les franges.

- **Filtrage actif des vibrations** : Il est également possible d'imaginer filtrer mécaniquement les vibrations. D'ailleurs, un système de filtrage actif des vibrations du miroir Raman inspiré de [Hensley et al., 1999] a été conçu par un précédent stagiaire mais jamais testé à ce jour sur l'expérience. Cependant nous avons simulé l'impact d'un filtrage passe-bas sur la phase interférométrique mesurée. Il s'avère en fait qu'un tel filtrage n'est pas d'une grande utilité pour le simulateur 0g puisque cela n'influe quasiment pas sur la répétabilité des trajectoires et donc sur le nombre de franges balayées (en tout cas si l'on veut tendre vers de longs temps d'interrogation).

3.3.1.2 Chute de contraste par effet Doppler

Les vibrations peuvent également contribuer à une chute du contraste de l'interféromètre. En effet, comme expliqué plus haut, les vibrations du miroir de référence induisent un décalage Doppler aléatoire δ_{vib}^D sur la fréquence de la transition Raman dans le référentiel au repos des atomes. Lorsque le miroir est soumis à une accélération \mathbf{a}_{vib} , ce désaccord varie d'une quantité :

$$\delta_{vib}^D(t) = \mathbf{k}_{eff} \cdot \left(\int_{t_0}^t \mathbf{a}_{vib}(t') dt' + \mathbf{v}_0 \right) \quad (3.13)$$

où t_0 est l'instant de lâcher des atomes et \mathbf{v}_0 leur vitesse initiale. Pour que les faisceaux Raman adressent la même classe pendant toute la durée de l'interféromètre, il est nécessaire que δ_{vib}^D reste dans la bande passante de chaque impulsion définie par la pulsation de Rabi effective Ω_{eff} . Plus précisément :

$$|\delta(t) - \delta_{vib}^D(t)| \ll \Omega_{eff} \quad (3.14)$$

Si la condition précédente n'est pas respectée à chaque impulsion, alors il y a une chute de contraste due à une efficacité de transition moindre pour une classe de vitesse donnée. On trouve dans [Le Gouët, 2008] que la chute de contraste associée à une transition désaccordée est :

$$\frac{C}{C_0} = \sin^4 \Omega_R \tau \quad (3.15)$$

C_0 étant le contraste à résonance. Cette expression ne permet pas d'évaluer de manière exacte la chute de contraste dans le cas d'un désaccord aléatoire variant à chaque impulsion, mais elle permet d'en donner une estimation. Pour avoir un modèle quantitatif, il faudrait simuler numériquement, grâce au formalisme matriciel décrit dans le Chapitre 1, la propagation d'un paquet d'ondes à travers l'interféromètre de Mach-Zehnder en changeant à chaque impulsion le désaccord. Pour un désaccord inférieur à $\Omega_{eff}/2$, la chute de contraste reste négligeable (<10 %). On peut alors se fixer comme critère arbitraire

d'accepter tout désaccord Doppler inférieur à $\Omega_{\text{eff}}/2$.

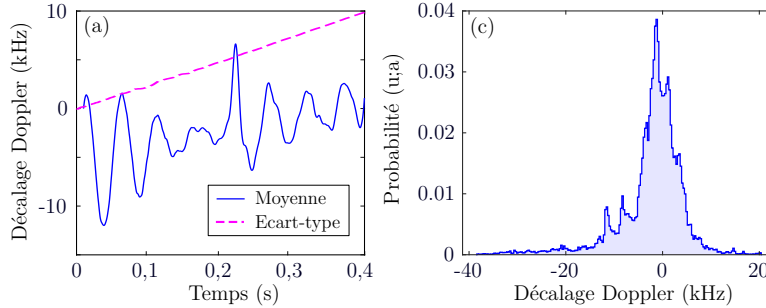


Figure 3.15 – Calcul du décalage Doppler induit par les vibrations du simulateur sur les transitions Raman à chaque instant de la phase de microgravité. *Les calculs ont été faits pour 15 paraboles et on a représenté (a) la moyenne sur ces 15 paraboles (en bleu) et l'écart-type (en magenta) ainsi que (b) l'histogramme des valeurs prise par $\delta_{\text{vib}}^D(t)$.*

L'intégration numérique des accélérations résiduelles pendant la phase de microgravité nous donne accès à l'écart en vitesse de l'expérience par rapport aux atomes qui suivent eux, une parabole parfaite. A partir du profil de vitesse résiduelle on peut en déduire le décalage Doppler aléatoire des faisceaux Raman à chaque instant de la trajectoire. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.15 sur laquelle on a tracé la moyenne de $\delta_{\text{vib}}^D(t)$ sur les 15 paraboles, ainsi que l'écart-type et l'histogramme des valeurs prise par $\delta_{\text{vib}}^D(t)$. On constate en premier lieu que pour des durées d'impulsion typiques sur l'expérience ($\tau_\pi = 30 \mu\text{s}$), le désaccord Doppler moyen reste toujours en dessous de la pulsation de Rabi effective ($\Omega_{\text{eff}} = 35 \text{ kHz}$). On s'attend donc en moyenne à une chute de contraste limitée quelque soit le temps d'interrogation. Toutefois, la répétabilité n'est pas excellente. En effet, l'incertitude sur la valeur de l'accélération DC qui est de l'ordre du milli- g , entraîne une dérive (variable d'une trajectoire à une autre) de la vitesse et donc du désaccord au cours du temps. Cette dérive est nulle en moyennant sur plusieurs trajectoires mais son écart-type est de l'ordre de 20 kHz/s selon la Figure 3.15.a, ce qui correspond bien au milli- g d'écart-type sur la valeur DC de l'accélération. Bien sûr, cette dérive est d'autant plus préjudiciable que le temps d'interrogation est important. En effet, pour de longs temps d'interrogations (jusqu'à $T = 200 \text{ ms}$), mais pour certaines trajectoires seulement, le décalage Doppler peut être de l'ordre de Ω_{eff} . C'est ce que nous montre l'histogramme des valeurs de δ_{vib}^D sur l'ensemble des paraboles effectuées. On estime la probabilité à environ 10%. L'écart-type moyen nous donne un décalage Doppler de 8 kHz ce qui est conforme au critère que l'on s'est fixé. Signalons ici que la perte de contraste est surestimée car le désaccord n'est pas constant : il est nul au début de la trajectoire puis augmente au cours de la parabole pour atteindre 8 kHz. Or l'équation (3.15) donnant la chute de contraste est valable pour un désaccord identique pour les trois impulsions. C'est donc dans notre cas un majorant. Plusieurs solutions peuvent être imaginées pour atténuer l'impact de l'effet Doppler comme par exemple la compensation temps-réel en agissant sur la fréquence laser. On peut également imaginer filtrer les paraboles pour lesquelles l'accélération DC mesurée est supérieure à une certaine valeur [Battelier et al., 2016].

3.3.2 Impact des rotations sur l'interféromètre atomique

Les rotations ont deux effets bien distincts sur un interféromètre atomique. Elles peuvent induire un terme de phase supplémentaire, ainsi qu'une baisse de contraste des franges d'interférence. Le terme de phase est dû à la force de Coriolis qui s'appliquent sur les atomes en chute libre dans le référentiel éventuellement tournant lié au miroir Raman. Si les atomes ont une vitesse verticale v_z non nulle, leur trajectoire au cours de l'interféromètre décrit une aire physique qui les rend sensibles aux rotations selon les axes transverses (X et Y). Le déphasage associé vaut alors [Storey and Cohen-Tannoudji, 1994] :

$$\Phi_{\text{rot}} = 2\mathbf{k}_{\text{eff.}} \cdot (\boldsymbol{\Omega}_{\text{rot}} \wedge \mathbf{v}) T^2 \quad (3.16)$$

avec $\boldsymbol{\Omega}_{\text{rot}}$ le vecteur vitesse de rotation du référentiel considéré (laboratoire ou simulateur 0g) et \mathbf{v} le vecteur vitesse global du nuage atomique. Sur le simulateur, en microgravité, bien que les vitesses de rotation ne soient pas négligeables (des pics allant jusqu'à 1°/s, cf. Figure 3.11), la vitesse selon l'axe Z des atomes dans le référentiel de la partie mobile du simulateur est relativement faible (de l'ordre 5.10^{-4} m/s) et Φ_{rot} vaut alors environ 100 mrad pour $T = 20$ ms et 15 rad pour $T = 250$ ms (le plus grand temps d'interrogation possible sur le simulateur). Le bruit de phase induit par les rotations du plateau du simulateur 0g est donc très inférieur au bruit de phase induit par les vibrations.

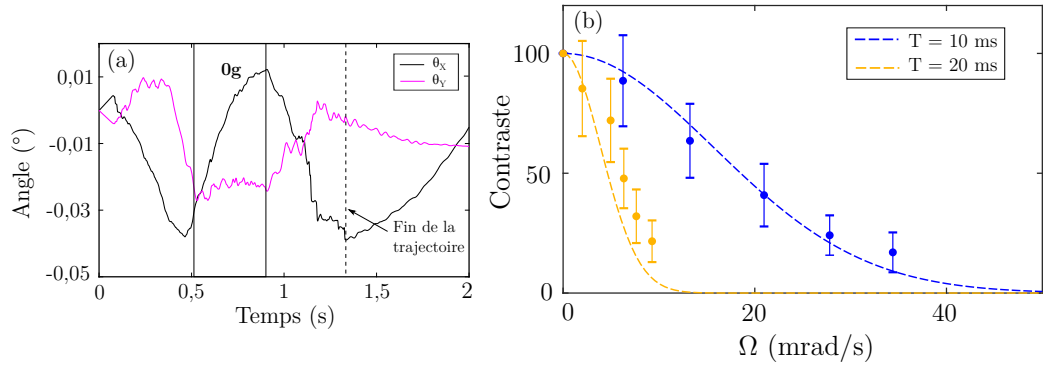


Figure 3.16 – Impact des rotations sur le contraste interférométrique. (a) Calcul de la position angulaire lors d'une trajectoire par intégration découplée des deux axes de mesures gyrométriques. (b) Mesure expérimentale de la chute de contraste associée à une vitesse de rotation constante du miroir Raman pendant l'interféromètre, pour $T = 10$ ms et $T = 20$ ms. Les courbes pointillées sont des ajustements à partir du modèle théorique.

En plus du bruit de phase, les rotations sont responsables d'une chute du contraste des franges due à l'apparition de franges d'interférences au sein même du nuage à cause de l'étalement spatial de ce dernier au cours de l'interféromètre [Roura et al., 2014], ainsi qu'au mauvais recouvrement spatial des paquets d'ondes au moment de la dernière impulsion. La perte de contraste s'exprime alors sous certaines approximations [Barrett et al., 2016] :

$$C \sim e^{-(k_{\text{eff}}\sigma_v T)^2 (|\boldsymbol{\Omega}_{\text{rot}}|T)^2} \quad (3.17)$$

où σ_v est la distribution en vitesses du nuage. Le terme en $|\boldsymbol{\Omega}_{\text{rot}}|T$ symbolise le fait que cette chute de contraste naît de la variation de position angulaire des faisceaux d'interrogation

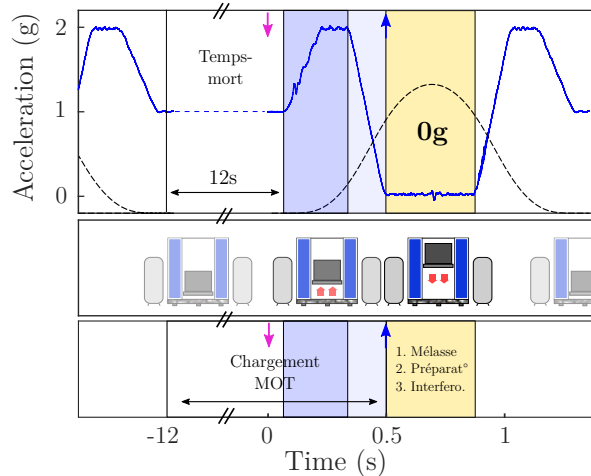


Figure 3.17 – Schéma de la séquence interférométrique sur le simulateur. *Le MOT est chargé durant la phase de latence entre deux trajectoires. L'étape de mélasse débute en même temps que la phase de 0 g, à la réception du TTL.*

entre deux impulsions successives. Pour remonter à la position angulaire à partir des mesures gyrométriques qui donnent les coordonnées du vecteur "vitesse de rotation" dans la base liée à l'enceinte à vide (qui est donc tournante), il faut intégrer à chaque pas de temps (fixé par l'échantillonnage de la mesure) cette vitesse de rotation et calculer les nouveaux vecteurs de base dans le référentiel immobile (le laboratoire) après cette rotation infinitésimale. Ici, nous avons simplement découplé les deux axes et les avons intégrés séparément afin d'estimer l'ordre de grandeur de la chute de contraste associée à ces rotations. Le résultat est tracé sur la Figure 3.16.a et révèle des variations angulaires d'une amplitude de $0,04^\circ$ selon l'axe X pendant la phase de 0 g. Pour une température du nuage de $3 \mu\text{K}$, la chute de contraste n'est alors que d'environ 5% pour un temps d'interrogation de 20 ms mais atteint 75% pour $T = 50$ ms et 100% pour $T = 200$ ms ! Une solution de compensation des rotations doit donc être envisagée pour pouvoir profiter de la durée de microgravité totale disponible. Un nuage ultra-froid aidera également à minimiser cette perte de contraste. Nous avons pu simuler cette perte de contraste afin de vérifier le modèle théorique grâce à une plateforme tip-tilt permettant de faire tourner le miroir Raman de manière contrôlée pendant l'interféromètre. Les résultats de cette étude sont tracés sur la Figure 3.16.b qui représente la chute de contraste en fonction de la vitesse de rotation appliquée au miroir, pour deux temps d'interrogation différents. On observe un bon accord entre l'expérience et le modèle théorique.

3.3.3 Interférométrie atomique sur simulateur : premiers résultats avec un nuage thermique

Dans cette partie, nous présentons les premières résultats d'interférométrie sur le simulateur 0g avec des atomes froids issus d'une mélasse optique à $3 \mu\text{K}$. Nous verrons plus loin, au Chapitre 5 les résultats d'interférométrie en microgravité obtenus avec des atomes ultra-froids.

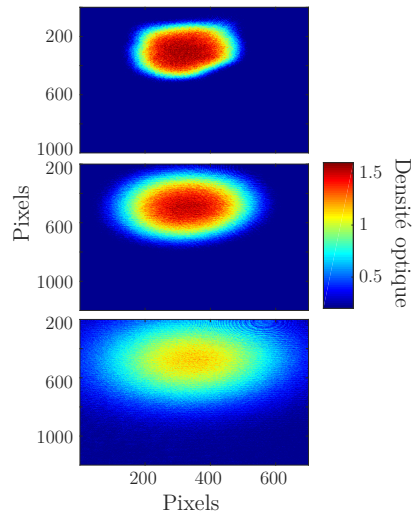


Figure 3.18 – Expansion d’un nuage d’environ 10^7 atomes de Rubidium 87 refroidi à $8 \mu\text{K}$ en microgravité. Images prises pour différents temps de vol (de haut en bas : 2 ms, 12 ms, 22 ms). Le nuage reste centré sur la zone d’imagerie spatiale. Données prises avec la partie en U du blindage seulement.

3.3.3.1 Séquence expérimentale

La séquence expérimentale est résumée sur la Figure 3.17. Sur le simulateur, le temps de cycle est limité par le temps-mort de 12 secondes entre chaque trajectoire. Le chargement du piège magnéto-optique est effectué tout le long de cette période. Au terme des 12 secondes, un signal de déclenchement est envoyé au simulateur pour lancer une trajectoire. Le simulateur débute alors sa phase de ressource d’entrée préalable à la mise en microgravité. Les bobines de gradient de champ magnétique ainsi que les faisceaux refroidisseurs sont alors toujours allumés. Ce n’est que lorsque le simulateur atteint la phase de microgravité que la phase de refroidissement sub-Doppler est enclenchée : une fois le signal TTL indiquant le début de la phase de 0 g reçu⁸, les bobines de gradient sont éteintes et les faisceaux refroidisseurs mis en configuration de mélasse rouge (cf. Chapitre 2). Les 10 premières millisecondes de microgravité sont donc consacrées au refroidissement du nuage. On mesure par temps de vol une température du nuage en microgravité de $3 \mu\text{K}$ en 0 g, similaire à la température obtenue en gravité standard. Sur la Figure 3.17 sont affichées des images d’absorption du nuage refroidi pour différents temps de vol. Ce-dernier reste centré sur la zone de détection. S’en suit ensuite la séquence interférométrique.

3.3.3.2 Spectroscopie Raman

Un spectre Raman est obtenu en effectuant une impulsion Raman et en faisant varier la différence de fréquence des faisceaux Raman autour de la fréquence d’horloge puis en mesurant le ratio d’atomes dans l’état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ par rapport au nombre d’atomes total. Nous rappelons que pour réaliser notre interféromètre nous utilisons des transitions contra-propageantes afin de communiquer aux atomes une quantité de mouvement

8. Le logiciel Cicero dispose d’une fonction "Hold then retrigger" qui permet de déclencher une étape de la séquence à la réception d’un signal TTL externe, via le FPGA.

égale à deux fois l'impulsion d'un photon optique. Pour réaliser de telles transitions, les règles de sélection des transitions à deux photons imposent que les deux faisceaux contra-propageants aient des polarisations croisées (lin \perp lin ou σ^+/σ_-). Dans notre cas, nous utilisons la configuration lin \perp lin afin de ne pas adresser les transitions co-propageantes. Si les faisceaux sont bien alignés selon la direction du champ magnétique (qui définit l'axe de quantification), alors seules des transitions à Δm_F constant sont possibles. En pratique, il est impossible d'obtenir des polarisations parfaitement linéaires (les PER sont typiquement inférieurs à 30 dB) et la légère ellipticité de la polarisation entraîne l'apparition de transitions co-propageantes résiduelles.

En gravité standard A l'époque de ces mesures, il n'y avait pas de préparation d'état en place sur l'expérience. Nous nous sommes contenté ici de dépomper les atomes dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ en fin de mélasse, et d'appliquer un biais de champ magnétique selon l'axe vertical afin de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Le biais appliqué est de l'ordre de 0,7 G ce qui correspond à une séparation ΔE_{m_F} d'environ 500 kHz (pour le niveau $5^2S_{1/2}$, dans l'approximation de champ faible, le facteur de Landé vaut 1/2 en valeur absolue. L'écart en énergie entre deux sous-niveaux Zeeman adjacents vaut donc $g_F \mu_B = 0,7$ MHz/G). Une telle séparation est nécessaire en gravité standard afin de bien séparer toutes les transitions contra-propageantes entre elles. En effet, en présence d'un biais de champ magnétique et d'un temps de vol avant l'impulsion Raman, on distingue plusieurs résonances sur un spectre Raman. Tout d'abord trois pics fins correspondant aux trois transitions co-propageantes résiduelles et séparés de $2\Delta E_{m_F}$. Les transitions co-propageantes étant insensibles à l'effet Doppler (équivalent d'une transition micro-onde), elles ne dépendent pas de la température du nuage et adressent tous les atomes. Leur largeur ne dépend que de la durée de l'impulsion Raman. Ensuite, de part et d'autre de chaque transition co-propageante, on observe deux pics plus larges correspondant aux deux transitions contra-propageantes, elles, sensibles à l'effet Doppler et dont la largeur dépend cette fois de la température du nuage (cf. Chapitre 1). Afin de résoudre toutes ces transitions, plusieurs conditions sont nécessaires :

- Pour un Δm_F donné, afin de séparer les transitions contra-propageantes du résidu de transition co-propageante, on souhaite que le désaccord Doppler du centre de la distribution en vitesse soit supérieur à l'élargissement Doppler :

$$gt_{ram} > \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (3.18)$$

où t_{ram} est le temps de vol avant l'impulsion Raman. Pour une température de $5 \mu\text{K}$, on trouve comme condition : $t_{ram} \gg 2$ ms. En pratique, un temps de vol de 10 ms est suffisant, ce qui correspond à un écart en fréquence de 250 kHz par rapport à la transition co-propageante.

- Afin que les transitions contra-propageantes issues de Δm_F différents ne se recouvrent pas, on souhaite que l'écart entre deux transitions co-propageantes soit grand devant le désaccord Doppler, c'est-à-dire :

$$\frac{2\Delta E_{m_F}}{\hbar} \gg 2k_{\text{eff}}gt_{ram} \quad (3.19)$$

Des exemples de spectre Raman en gravité standard, sans préparation d'état et pour différents biais de champ magnétique sont présentés sur la Figure 3.19.a. La durée de

l'impulsion utilisée est de $30 \mu\text{s}$, le désaccord $\Delta = 1,2 \text{ GHz}$ et le temps de vol avant l'impulsion Raman est de 13 ms ce qui correspond à un écart Doppler d'environ 350 kHz par rapport à la transition co-propageante. L'écart en fréquence entre chaque transition co-propageante renseigne sur la séparation Zeeman et vaut $2\Delta E_{m_F}$ (les transition co-propageantes en configuration de polarisation σ^+/σ^+ se font à Δm_F constant). Pour un biais nul, les transitions contra-propageantes $\pm k_{\text{eff}}$ des différents m_F sont confondues entre elles. Dans la suite on choisira donc la situation du spectre en bleu pour laquelle le biais est de $0,7 \text{ G}$.

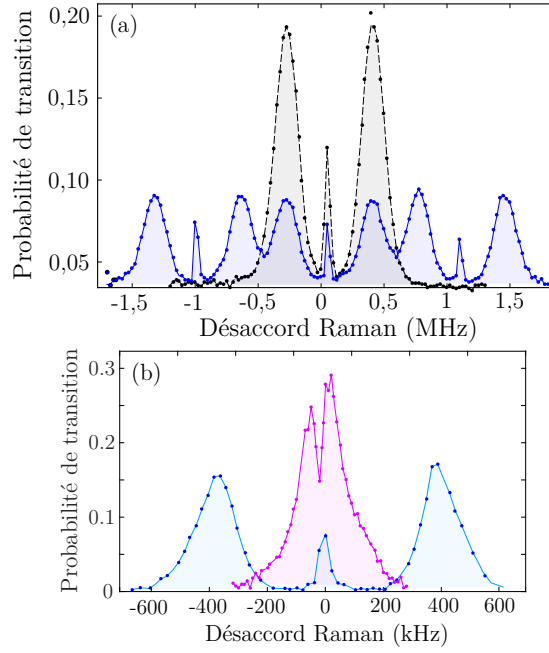


Figure 3.19 – Spectroscopie Raman en 1 g et 0 g. (a) Spectres Raman en gravité standard pour deux valeurs de biais de champ magnétique différentes : 0 G (noir) et $0,7 \text{ G}$ (bleu). Pour le temps de vol choisi (13 ms), un biais de $0,7 \text{ G}$ est tout juste suffisant pour séparer toutes les transitions contra-propageantes. (b) Spectres Raman avec préparation d'état en 1 g (bleu) et en 0 g (magenta). En 0 g , les deux pics se superposent et un creux apparaît en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_{\text{R}}$

Pour réaliser un interféromètre en 1 g , on sélectionne à partir du spectre Raman mesuré, une des deux transitions contra-propageantes ayant lieu entre les sous-niveaux Zeeman $|F = 1, m_F = 0\rangle$ et $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (celles au centre du spectre). Ces états sont insensibles au champ magnétique d'où leur intérêt pour l'interférométrie. On choisit alors la fréquence correspondant au centre de la distribution en vitesse afin d'adresser le plus d'atomes possible.

En microgravité Un spectre en microgravité a été réalisé sur le simulateur avec préparation d'état cette fois (effectuée avec le même biais de $0,7 \text{ G}$) et une durée d'impulsion de $50 \mu\text{s}$ est présenté sur la Figure 3.19.b, en magenta. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, puisque l'effet Doppler est nul, les transitions contra-propageantes sont dégénérées et superposées à la transition co-propageante. Pour rappel, lorsque $\Omega_r < k_{\text{eff}}\sigma_v$,

la dégénérescence des transitions $\pm \mathbf{k}_{\text{eff}}$ implique que l'on parle à deux fois plus d'atomes qu'en présence d'un seul \mathbf{k}_{eff} , d'où une amplitude de l'enveloppe deux fois plus élevée par rapport au spectre réalisé en 1g dans les mêmes conditions (courbe bleue). L'ajustement gaussien des transitions contra-propageantes nous renseigne sur la température du nuage. Ici nous n'avons pas particulièrement cherché à optimiser au mieux la mélasse et la température mesurée est de $10 \mu\text{K}$ (valeur surestimée car la largeur du pic dépend aussi de la durée de l'impulsion Raman qui dans notre cas a une largeur spectrale non négligeable par rapport à l'élargissement Doppler). On observe également sur le spectre la présence du creux décrit dans le Chapitre 1 en $\delta^{\text{RF}} = -\omega_R$, fréquence pour laquelle les deux paires de faisceaux adressent la même classe de vitesse.

3.3.3.3 Interféromètre de Mach-Zehnder en régime de double simple diffraction

Description En microgravité, avec des atomes froids ($T > 1 \mu\text{K}$), nous optons pour le régime de double interféromètre simple diffraction (DSD) décrit dans le Chapitre 1. L'idée est de lever artificiellement la dégénérescence entre les transitions $\pm \mathbf{k}_{\text{eff}}$ en se plaçant à une fréquence légèrement désaccordée du centre de la distribution en vitesse c'est-à-dire à un désaccord supérieur à la fréquence de recul ω_R . On sélectionne ainsi deux classes de vitesse opposées $\pm v_0$ telles que $\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v}_0 > \omega_R$. Cela permet de réaliser deux interféromètres symétriques. La largeur Δv des deux classes de vitesse est fixée par la durée de l'impulsion $\pi/2$ qui est de $20 \mu\text{s}$ (impulsion π de $40 \mu\text{s}$) pour une sélectivité en vitesse de $\Delta v = 50 \text{ kHz}$. Des franges ont ainsi été réalisées sur le simulateur avec un désaccord de 50 kHz par rapport à ω_R pour différents temps d'interrogation et sont présentées sur la Figure 3.20 : 4 ms (5,2), 8 ms (2,5), 12 ms (2) et 16 ms (1,1). Entre parenthèses sont indiqués les coefficients de qualité de corrélation correspondants. Ici, étant donné le taux de vibrations, la phase est automatiquement balayée par les variations d'accélération. La phase laser a donc été fixée et les franges sont reconstruites grâce à la méthode FRAC. Un point correspondant à une parabole, cent paraboles ont donc été nécessaires pour réaliser chaque jeu de franges.

Analyse Les franges semblent se brouiller au fur et à mesure que T est augmenté, mais il est difficile d'estimer la contribution des bruits de phase et d'amplitude. En effet le nombre de points n'est pas suffisant pour estimer le bruit d'amplitude via la méthode BAT (à l'avenir, les jeux de franges devront être réalisés avec un nombre de points d'au moins 300). On remarquera tout de même que le contraste est relativement constant entre les différents jeux de franges. Beaucoup de raisons peuvent expliquer cette limitation du temps d'interrogation sur le simulateur par rapport aux mesures au sol pour lesquelles des temps d'interrogation de 25 ms sont atteignables. Il s'agit tout de même d'une expérience d'interférométrie atomique lancée à 2,5 m/s et soumise à un fort niveau de vibrations. Et bien qu'un soin particulier a été apporté à rendre l'expérience robuste, les optiques, les collimateurs de fibre, les détecteurs ou encore les bobines de champ magnétique ne sont pas insensibles à des désalignements au cours de la trajectoire, ce qui ne peut que contribuer à ajouter du bruit sur la mesure. Par ailleurs, lorsque le blindage magnétique est fermé, la température augmente rapidement dans la chambre d'expérience à cause des bobines de gradient intégrées à l'enceinte à vide qui induisent un chauffage des parois de l'enceinte. Ces températures élevées pouvant dépasser les 30° , couplées aux mouvements de masse d'air dus au mouvement du plateau concourent à la dégradation du signal. Les fluctuations de l'effet Doppler d'une parabole à l'autre peuvent également amplifier le bruit

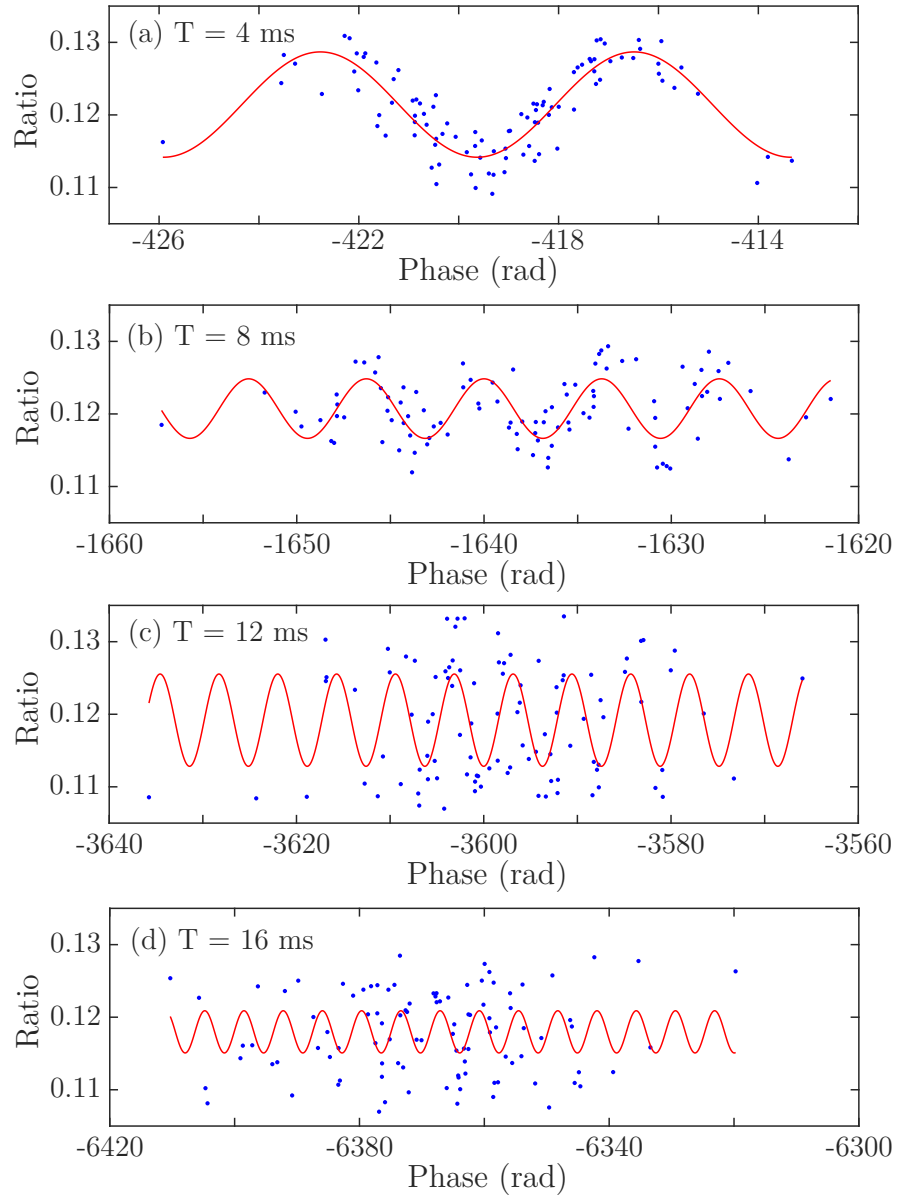


Figure 3.20 – Franges d’interférences en microgravité d’un interféromètre de Mach-Zehnder en régime de double simple diffraction. Les temps d’interrogation sont respectivement de 4 ms (a), 8 ms (b), 12 ms (c) et 16 ms (d). La phase laser est fixe et les franges sont reconstruites par la méthode FRAC.

d'amplitude puisque le nombre d'atomes participant à l'interféromètre dépend directement du désaccord laser. Cet effet est de plus décuplé dans le régime de DSD car les deux classes de vitesses adressées sont situées sur les bords de la distribution, donc dans la pente du profil spectral. A cela s'ajoutent les imperfections de l'accéléromètre mécanique qui se révèlent en milieu fortement bruité, en particulier les non-linéarités et le couplage entre les axes évoqués plus haut.

Bien que le temps d'interrogation maximal que l'on ait pu réalisé soit loin des 250 ms offertes par le simulateur 0g, $T = 16$ ms reste à ce jour le plus long temps d'interrogation réalisé pour une expérience en microgravité. A titre de comparaison, le plus grand T atteint dans l'avion Zéro-g est 5 ms avec un CQF < 1 .

3.3.3.4 Franges de Ramsey en microgravité

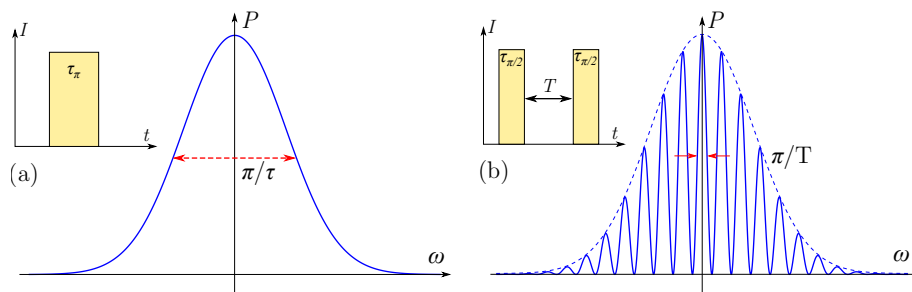


Figure 3.21 – Principe des franges de Ramsey. *Probabilité de transition en fonction du désaccord à la résonance atomique pour une impulsion unique (a) et pour une excitation à deux impulsions (b). La courbe de la résonance est alors modulée sinusoidalement avec une période inversement proportionnelle au temps d'interrogation entre les deux impulsions.*

Principe de l'interféromètre de Ramsey Les franges de Ramsey constituent un outil très efficace pour améliorer la précision de mesures spectroscopiques. Mise au point par N. Ramsey en 1950 [Ramsey, 1950], cette méthode également appelée méthode des champs oscillants séparés, est aujourd'hui principalement utilisée dans les horloges atomiques dont le principe est d'asservir en fréquence un oscillateur sur une transition atomique (en général la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental d'un atome alcalin). En spectroscopie, le but est d'obtenir une résonance la plus étroite possible afin de mesurer avec la plus grande précision possible la transition considérée. Si un refroidissement de la phase gazeuse permet de s'affranchir de la limite Doppler, le temps fini d'interaction cohérente entre les atomes et le champ est lui fondamentalement limité par la pureté spectrale de la source utilisée. La méthode des champs séparés permet alors de surmonter efficacement cette difficulté [Salomon, 1984]. L'idée fondamentale est de remplacer une zone d'excitation (de pulsation ω) unique par deux zones d'excitation séparées dans l'espace ou le temps avec une relation de phase bien définie entre les deux (on utilise souvent la même source pour satisfaire cette condition). Le dipôle créé dans la première zone de champ, oscille librement (à la pulsation de la transition ω_0) entre les deux zones et accumule un déphasage proportionnel au temps de vol T et à la fréquence de la transition atomique ω_0 , avant d'être sondé dans la seconde zone. La raie d'absorption est ainsi modulée sinusoidalement avec une période inversement proportionnelle au temps de vol (cf. Figure

3.21). Dans le cas d'impulsions $\pi/2$ carrées de durée τ et de désaccord $\delta = \omega - \omega_0$ tel que $\delta \ll \Omega_{\text{eff}}$ (proche de résonance), on montre que la probabilité de transition P d'un atome en fonction du désaccord est donnée par [Pottie, 2003] :

$$P(\delta, T) = \frac{1}{2} \sin^2(\Omega\tau) [1 + \cos(\delta.T + \phi)] \quad (3.20)$$

où $\Omega_r = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + \delta^2}$ est la pulsation de Rabi généralisée et ϕ le déphasage éventuel lié aux champs utilisés.

Dans notre cas, nous souhaitons mesurer la fréquence d'horloge de l'atome de Rubidium 87 ($|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$), à l'aide de transitions Raman à deux photons. De tels interféromètres dits de Raman-Ramsey ont déjà été réalisés avec des jets d'atomes de Sodium thermiques [Thomas et al., 1982] ou de Cesium [Bouyer et al., 1996] pour lesquels la largeur de la frange centrale a été mesurée à 650 Hz et 50 Hz respectivement. Quant aux meilleurs horloges utilisant des fontaines atomiques et des cavités micro-ondes, les meilleures résolutions obtenues sont de l'ordre de 1 Hz [Clairon et al., 1991]. Les performances de la méthode des franges de Ramsey peuvent être améliorées en augmentant le temps de vol, ce que la gravité terrestre limite rapidement. La configuration en fontaine atomique permet certes d'accroître le temps d'interrogation mais au détriment de la taille de l'expérience. D'où l'intérêt de la microgravité pour améliorer la précision de la spectroscopie Ramsey.

Les transitions Raman utilisées dans le cas des franges de Ramsey sont des transitions co-propageantes afin de rejeter la sensibilité aux effets inertiels et à l'effet Doppler qu'engendre l'utilisation de faisceaux contra-propageants. Nous masquons donc la réflexion sur le miroir Raman et utilisons la paire de faisceau dirigée vers le haut avec une polarisation circulaire. Là encore les mesures ont été réalisées sans préparation d'état, avec un biais de champ magnétique vertical de 100 mG et une étape de dépompement dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ préalable. Seuls les atomes dans le sous-niveau $|F = 1, m_F = 0\rangle$ interagissent avec les faisceaux, les autres transitions étant décalées par effet Zeeman linéaire.

Résultats expérimentaux En balayant la fréquence des deux impulsions, on reconstruit les franges de Ramsey. Nous avons utilisé des impulsions de 25 μs . Nous comparons les spectres obtenus en 1 g et en 0 g sur le simulateur, pour différents temps d'interrogation. Nous n'avons pas cherché à nous placer précisément au niveau de la frange centrale, la fréquence centrale utilisée lors des scans ayant été déterminée grossièrement à partir d'un spectre utilisant une seule impulsion. Des mesures plus rigoureuses pourront être prises par la suite dans le but de réaliser une vraie spectroscopie de la transition d'horloge, en quantifiant les effets systématiques (déplacement lumineux, effet Zeeman quadratique, décalages collisionnels, ...) et en localisant précisément la frange centrale. Les résultats présentés ici permettent toutefois de déduire la sensibilité court-terme de notre mesure de la fréquence d'horloge.

Nous avons ainsi pris des mesures pour des temps d'interrogation de 20 ms, 50 ms, 100 ms, 200 ms, 300 ms, 480 ms. Certains des systèmes de franges obtenus sont tracés sur la Figure 3.22. Pour ces différents temps d'interrogation, nous calculons le contraste, le SNR ainsi que la sensibilité par coup de la mesure donnée par [Santarelli et al., 1999] :

$$\sigma = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu}{\nu_c} \frac{1}{\text{SNR}} \quad (3.21)$$

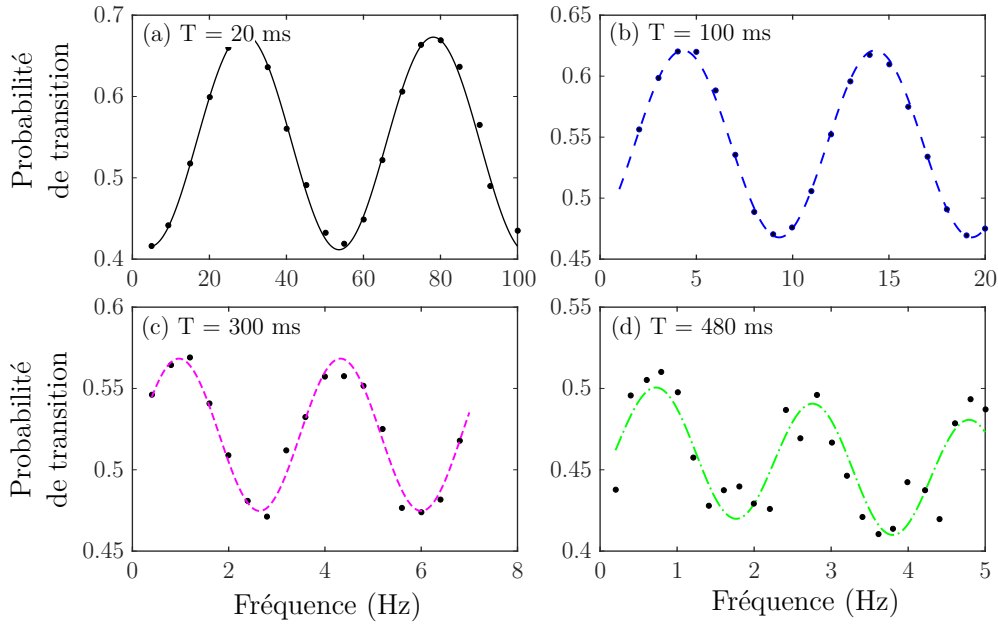


Figure 3.22 – Franges de Ramsey réalisées en microgravité. *Franges réalisées pour des temps d’interrogation de 20 ms (a), 100 ms (b), 300 ms (c) et 480 ms (d). La largeur à mi-hauteur de la résonance à 480 ms est de 1 Hz.*

Les résultats sont tracés sur la Figure 3.23 et sont comparés aux mesures effectuées en gravité standard dans les mêmes conditions, et pour lesquelles les temps d’interrogation réalisés sont 100 μ s, 1 ms, 10 ms, et 20 ms. Malgré les longs temps d’interrogation atteignables en microgravité, la sensibilité reste limitée. En effet, la largeur à mi-hauteur de la résonance $\Delta\nu = 1/2T$ est de l’ordre de 1 Hz pour $T = 480$ ms. Le contraste de 8% et le SNR de 5 nous permettent de déduire une sensibilité par coup de la mesure de 10^{-11} . Le SNR est ici le facteur limitant, le système de détection n’étant pas adaptée à la taille du nuage après d’aussi longs temps de vol. Un détecteur avec une plus grande surface active ou bien un système optique avec un grandissement plus faible pourraient aider à améliorer le SNR, de même que le recours à une source atomique ultra-froide. $T = 480$ ms est à ce jour le record de temps d’interrogation pour des franges de Ramsey en microgravité, qui plus est avec des transitions Raman⁹.

Du fait de la température non nulle du nuage et de la zone de détection réduite, on s’attend logiquement à observer une perte de contraste lorsque l’on augmente le temps d’interrogation, ce que confirme la Figure 3.23. Mais on constate qu’en microgravité, cette chute de contraste est moins abrupte qu’en 1g. Etant donné notre configuration, une des raisons pouvant expliquer cette différence serait un mauvais alignement du faisceau Raman par rapport à la verticale. En effet, si le faisceau est incliné, les atomes tombant à la verticale sous l’effet de la gravité voient deux zones transverses du faisceau différentes à chaque impulsion et donc des zones d’intensité différentes. La fréquence de Rabi étant directement liée à l’intensité, la condition $\Omega_R\tau = \pi/2$ n’est plus respectée lors de la deuxième impulsion entraînant une diminution du contraste. En 0 g, l’utilisation d’une source ultra-froide devrait permettre de limiter cette perte de contraste aux grands temps

9. L’expérience *Rubiclock* qui a embarqué une horloge atomique compacte à bord de l’avion Zéro-g [Langlois et al., 2018] a atteint un temps d’interrogation de 400 ms.

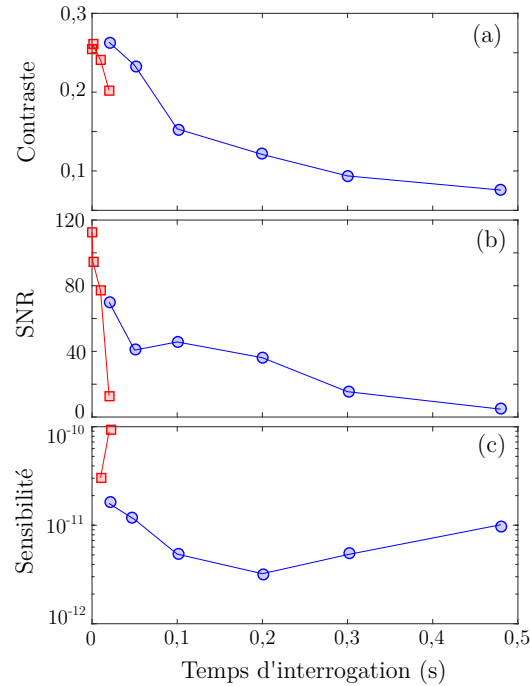


Figure 3.23 – Performances de l’interféromètre de Ramsey. Chute de contraste (a), SNR (b) et sensibilité (c) des franges des Ramsey en 1 g (rouge) et en 0 g (bleu), en fonction du temps d’interrogation.

d’interrogation.

3.4 Conclusion

Nous avons donc présenté ici un tout nouvel outil, le simulateur 0g, permettant d’accéder très facilement à la microgravité. Gain de temps et d’argent, contraintes sur la compacité de l’expérience partiellement levées, opérabilité au sein d’un environnement contrôlé, voici autant d’arguments qui nous ont amenés à envisager la conception de cet instrument unique au monde. Après une description complète puis une revue non exhaustive des principales caractéristiques de l’instrument, nous avons présenté les premiers résultats d’interférométrie atomique obtenus sur le simulateur : spectroscopie Raman, interféromètre de Mach-Zehnder jusqu’à $T = 16$ ms (trois fois mieux que dans l’avion Zéro-g) et franges de Ramsey optiques jusqu’à $T = 480$ ms (record en microgravité). Après quelques mois d’utilisation seulement, nous avons d’ores-et-déjà pu mettre en avant les avantages conférés par le simulateur par rapport à l’avion Zéro-g, à l’aune de ces résultats préliminaires mais non moins prometteurs. Concernant l’interféromètre de Mach-Zehnder, l’amélioration des signaux et l’augmentation du temps d’interrogation passeront nécessairement par l’utilisation d’une source atomique ultra-froide associée à un système de détection compatible. Nous avons également vu qu’une compensation des rotations¹⁰ sera

10. La solution envisagée est aujourd’hui en place et a pu être testée (miroir Raman installé sur une plateforme piezo-électrique de type tip-tilt).

nécessaire pour limiter la chute de contraste en plus d'une prise en compte du déplacement Doppler de la résonance atomique (compensation temps-réelle). Enfin, une caractérisation plus approfondie de l'accéléromètre mécanique semble indispensable à la compréhension de l'accentuation du bruit de phase sur les franges d'interférences en microgravité. Nous verrons au Chapitre 5 d'autres données d'interférométrie en microgravité mais avec des atomes ultra-froids cette fois. La suite du manuscrit est ainsi consacrée à la description de l'élaboration de la source atomique ultra-froide destinée à améliorer les performances de notre interféromètre.

CHAPITRE 4

Le piège dipolaire modulé à 1550 nm

Dans ce chapitre, nous présentons le piège dipolaire croisé à 1550 nm nouvellement installé sur l'expérience. Les pièges dipolaires présentent l'avantage par rapport aux pièges magnétiques d'offrir un environnement magnétique sain et sont donc particulièrement adaptés aux expériences d'interférométrie atomique. Par ailleurs, l'absence de champ magnétique offre la possibilité de contrôler les interactions entre atomes à l'aide de champs magnétiques additionnels bien contrôlés (résonances de Feshbach [Chin et al., 2010]). Un dispositif expérimental original sous plusieurs aspects : sa compacité et sa robustesse, le choix de la longueur d'onde Télécom du laser, la modulation spatiale des faisceaux dipolaires permettant de créer un potentiel moyen sur les atomes ainsi que la méthode de chargement basée sur un refroidissement par mélasse grise. L'apport de la modulation offre un degré de liberté supplémentaire permettant de jouer sur le volume du piège et ainsi d'optimiser le chargement avant sa compression pour augmenter le taux de collisions.

Sommaire

4.1	Le potentiel dipolaire	104
4.1.1	La force dipolaire électrique : modèle semi-classique	104
4.1.2	Calcul des déplacements lumineux induits par le FORT	108
4.1.3	Paramètres d'un piège dipolaire pour un faisceau gaussien	113
4.1.4	Potentiel modulé	116
4.2	Dispositif expérimental	120
4.2.1	La source laser	120
4.2.2	Le banc optique	122
4.3	Chargement du piège dipolaire	127
4.3.1	Densité dans l'espace des phases	127
4.3.2	Revue des méthodes de chargement d'un piège dipolaire optique	128
4.3.3	Notre méthode de chargement du FORT à 1550 nm	130
4.3.4	Tomographie des déplacements lumineux	137
4.4	Conclusion	138

4.1 Le potentiel dipolaire

Aujourd'hui, si des gaz quantiques dégénérés peuvent être produits par des méthodes basées uniquement sur du refroidissement laser (refroidissement Raman par bande latérale dans un piège dipolaire par exemple [Hu et al., 2017, Stellmer et al., 2013]), le moyen le plus répandu demeure le refroidissement par évaporation [Ketterle and Druten, 1996] dans un piège conservatif. Le refroidissement évaporatif repose sur le phénomène de collisions à deux corps existant au sein du piège, qui peut être soit un piège magnétique [Hess, 1986, Petrich et al., 1995] soit un piège dipolaire optique [Adams et al., 1995]. L'abaissement de la température se fait au détriment d'une perte d'atomes importante et est d'autant plus rapide que le taux de collisions à deux corps est élevé. Les pièges magnétiques permettent de charger de grands nombres d'atomes (jusqu'à 10^8) mais les durées typiques d'évaporation sont de l'ordre de la dizaine de secondes du fait du faible taux de collision régnant dans ce type de piège très décomprimé. Le piège dipolaire, au contraire, permet une évaporation plus rapide grâce au taux de collisions plus élevé offert par le fort confinement de la géométrie de ce type de piège. La contrepartie vient de la difficulté à charger efficacement le piège à cause de son faible volume de capture. Des méthodes utilisant un piège hybride [Lin et al., 2009] permettent de bénéficier des avantages de chacun et ainsi de charger de grands nombres d'atomes dans le piège magnétique et d'évaporer rapidement dans le piège dipolaire. Il s'agit toujours de trouver le compromis entre nombre d'atomes chargés et efficacité de l'évaporation. Enfin il existe également la technologie des puces atomiques piégeant les atomes aux abords d'une surface, pour lesquelles les taux de collisions sont comparables aux pièges dipolaires [Keil et al., 2016, Fortágh and Zimmermann, 2007] et qui ont l'avantage d'être très compactes.

4.1.1 La force dipolaire électrique : modèle semi-classique

4.1.1.1 Force radiative moyenne sur un atome à deux niveaux

Nous introduisons ici la force dipolaire pour un atome à deux niveaux dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique. L'interaction entre l'atome et une onde laser est caractérisée par un couplage dipolaire électrique entre le moment dipolaire atomique $\hat{\mathbf{d}}$ induit par le champ électrique \mathbf{E} sur l'atome et ce même champ. L'expression du potentiel d'interaction s'écrit alors :

$$\hat{H}_{\text{int}}(\mathbf{r}, t) = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} \quad (4.1)$$

avec

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_0(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) \quad (4.2)$$

où $|g\rangle$ et $|e\rangle$ sont respectivement l'état fondamental et l'état excité de l'atome, et

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon E_0(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi(\mathbf{r})) \quad (4.3)$$

où ϵ , E_0 et φ sont la polarisation, l'amplitude et la phase de l'onde laser. Dans l'approximation du champ tournant (RWA pour *Rotating Wave Approximation*) qui consiste à négliger les termes anti-résonants, le potentiel d'interaction se réécrit sous la forme :

$$\hat{H}_{\text{int}}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2} \left(|e\rangle\langle g| e^{-i\omega t - i\varphi(\mathbf{r})} + h.c. \right) \quad (4.4)$$

Avec $\Omega(\mathbf{r}) = \frac{-\mathbf{d}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon} E_0(\mathbf{r})}{\hbar}$ la pulsation de Rabi associée à la transition atomique. Dans une approche semi-classique où le mouvement du centre de masse de l'atome est traité de manière classique et ses variables dynamiques internes sont quantifiées, on peut écrire la force moyenne sur l'atome immobile au point \mathbf{r} comme :

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \overline{\langle \hat{\mathbf{F}}(\mathbf{r}, t) \rangle} \quad (4.5)$$

où " $\langle \rangle$ " désigne la moyenne de l'opérateur sur l'état stationnaire interne, et la barre horizontale la moyenne temporelle. L'opérateur force $\hat{\mathbf{F}}(\mathbf{r}, t)$ au point \mathbf{r} est se déduit du gradient du potentiel dipolaire :

$$\hat{\mathbf{F}}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \hat{H}_{\text{int}}(\mathbf{r}, t) \quad (4.6)$$

$$= \hat{\mathbf{d}} \cdot \nabla \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (4.7)$$

Il suffit donc pour obtenir l'expression de la force moyenne, de calculer la valeur moyenne du dipôle atomique dans l'état stationnaire¹ que l'on écrira \mathbf{d} et qui est donné par [Cohen-Tannoudji et al., 2016] :

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle_{st} \quad (4.8)$$

$$= \text{Tr} [\hat{\rho}^{st}(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{d}}] \quad (4.9)$$

La matrice densité en régime stationnaire $\hat{\rho}^{st}(\mathbf{r}, t)$ de l'atome à deux niveaux est calculée à partir des équations de Bloch optique qui permettent d'effectuer un calcul non perturbatif et rendent donc valable la solution même dans le cas d'une transition saturée. Puisque le moment dipolaire induit ne comporte que des termes non diagonaux dans la base $\{|g\rangle, |e\rangle\}$, seuls ces dits termes de la matrice densité, appelés cohérences et que l'on notera respectivement $\rho_{ge}^{st}(\mathbf{r}, t)$ et $\rho_{eg}^{st}(\mathbf{r}, t)$, interviennent dans l'expression du dipôle moyen. On a alors :

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{d}_0 (\rho_{ge}^{st}(\mathbf{r}, t) + \rho_{eg}^{st}(\mathbf{r}, t)) \quad (4.10)$$

La résolution des équations de Bloch optique dans l'approximation du champ tournant (désaccord petit devant la fréquence de résonance) aboutit finalement à :

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = 2\mathbf{d}_0 \left[u^{st}(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi(\mathbf{r})) - v^{st}(\mathbf{r}) \sin(\omega t + \varphi(\mathbf{r})) \right] \quad (4.11)$$

où u^{st} et v^{st} représentent les parties du dipôle qui oscillent respectivement en phase (ou en opposition de phase selon le signe du désaccord) et en quadrature avec le champ laser, et valent :

$$\begin{cases} u^{st}(\mathbf{r}) &= \frac{\Omega(\mathbf{r})}{2} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{2}} \\ v^{st}(\mathbf{r}) &= \frac{\Omega(\mathbf{r})}{4} \frac{\Gamma}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{2}} \end{cases}$$

avec $\Delta = \omega - \omega_0$ le désaccord par rapport à la résonance atomique, et Γ la largeur

1. Les variables atomiques internes évoluent souvent plus vite que les variables externes. On peut donc légitimement approximer que le dipôle aura atteint son régime forcé avant d'avoir commencé à bouger.

naturelle du niveau excité. On a donc pour l'expression de la force moyenne :

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \overline{\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)} \quad (4.12)$$

$$= -2\hbar [u^{st}(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi(\mathbf{r})) - v^{st}(\mathbf{r}) \sin(\omega t + \varphi(\mathbf{r}))] \nabla [\Omega(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \varphi(\mathbf{r}))] \quad (4.13)$$

Ce qui donne après développement :

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}) = -2\hbar \left[\frac{u^{st}(\mathbf{r})}{2} \nabla \Omega(\mathbf{r}) + \frac{v^{st}(\mathbf{r})}{2} \Omega(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r}) \right] \quad (4.14)$$

4.1.1.2 La force dipolaire

Le premier terme, proportionnel au gradient de l'intensité laser, représente la composante réactive de la force moyenne et le second terme, proportionnel au gradient de la phase, la composante dissipative. Ici, nous nous intéressons uniquement à la composante réactive. C'est elle que l'on appelle "force dipolaire" (\mathbf{f}_{dip}) et elle s'écrit donc dans le cadre de l'approximation du champ tournant :

$$\mathbf{f}_{dip}^{RWA}(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar \nabla \Omega^2(\mathbf{r})}{4} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{2}} \quad (4.15)$$

D'où l'on déduit le potentiel dipolaire moyen agissant sur l'atome :

$$U_{dip}^{RWA}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar \Delta}{2} \ln \left(1 + \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{2\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{2}} \right) \quad (4.16)$$

Dans le cas d'une lumière laser non saturante ($\Omega \ll |\Delta|$ et Γ) on trouve le potentiel simplifié :

$$U_{dip}^{RWA}(\mathbf{r}) \approx \frac{\hbar \Omega^2(\mathbf{r})}{4\Delta} = \frac{d_0^2 E^2(\mathbf{r})}{4\hbar \Delta} \quad (4.17)$$

Cette méthode de résolution permet d'obtenir une solution analytique pour n'importe quelle intensité mais dans le cas $\Delta \ll \omega_0$ seulement, c'est-à-dire proche de résonance. Une autre manière de déterminer l'expression du potentiel dipolaire consiste à considérer que la population de l'état excité dans le régime stationnaire est très petite devant 1 (faible saturation), l'atome occupant principalement son état fondamental. Dans ce cas, on a pour les populations (termes diagonaux de la matrice densité) : $\rho_{gg} \approx 1$ et $\rho_{ee} \approx 0$. En revanche, il n'y a plus de restriction sur le désaccord ce dernier pouvant être infiniment grand. On retrouve alors l'expression du potentiel dipolaire dans le cas d'une lumière non saturante mais avec une correction :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{d_0^2 E^2(\mathbf{r})}{4\hbar \bar{\Delta}} \quad (4.18)$$

où $\bar{\Delta}$ est défini de la façon suivante :

$$\frac{1}{\bar{\Delta}} = \frac{1}{\omega - \omega_0} + \frac{1}{\omega + \omega_0} \quad (4.19)$$

Cette expression est valable pour des désaccords grands devant la largeur naturelle Γ . La correction apportée par le terme non résonant peut être significative lorsque l'on est

éloigné de toute transition atomique. En outre, il est possible grâce à la règle d'or de Fermi, d'exprimer le taux d'émission spontanée Γ à résonance en fonction de d_0 [Grimm et al., 2000] :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3 d_0^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad (4.20)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide. On peut alors réécrire le potentiel dipolaire :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4}\alpha'(\omega)E_0^2(\mathbf{r}) \quad (4.21)$$

où l'on a introduit l'expression d'un paramètre α qui n'est autre que la partie réelle de la polarisabilité $\alpha = \alpha' + i\alpha''$:

$$\alpha'(\omega) = -\frac{3\pi\epsilon_0 c^3}{\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} + \frac{\Gamma}{\omega + \omega_0} \right) \quad (4.22)$$

Le potentiel dipolaire créé par la lumière sur un atome dépend donc linéairement de l'intensité laser (toujours pour de faibles saturations) ainsi que du désaccord Δ . Selon le signe de Δ , le potentiel attire ($\Delta < 0$) l'atome vers les régions de forte intensité ou le repousse ($\Delta > 0$) vers les zones de minimum d'intensité. Ce potentiel peut également s'interpréter dans le formalisme de "l'atome habillé" comme un déplacement lumineux du niveau fondamental. La force est bien conservative puisqu'il n'y a aucun échange global d'énergie entre l'onde laser et l'atome. Il s'agit simplement d'une redistribution de l'impulsion de l'atome dans les modes spatiaux de l'onde laser par des processus d'absorption-émission stimulée.

4.1.1.3 La force de pression de radiation

A partir de la composante du dipôle stationnaire oscillant en quadrature avec le champ laser (v^{st}), on trouve l'expression de la force de pression de radiation $\mathbf{f}_{p,r}$ dans le cas d'une onde plane de vecteur d'onde \mathbf{k} (où le terme de phase vaut : $\varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$) :

$$\mathbf{f}_{p,r}^{RWA}(\mathbf{r}) = -\frac{\Gamma}{4} \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \hbar \mathbf{k} \quad (4.23)$$

La force moyenne varie donc avec Δ comme une courbe d'absorption et est maximale à résonance. A l'inverse de la force dipolaire, à forte intensité ($\Omega \ll |\Delta|$ et Γ), la force sature à une valeur maximale $\mathbf{f}_{p,r,max} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2}$ indépendante de l'intensité. En fait, la force de pression de radiation est une force dissipative qui s'interprète comme un transfert d'impulsion moyen par seconde de la lumière à l'atome à travers les processus d'absorption-émission spontanée. Nous pouvons calculer P_{abs} , la puissance moyenne absorbée par l'atome. Le champ \mathbf{E} exerce sur l'atome un travail élémentaire moyen (moyenne au sens de l'opérateur) :

$$\langle d\hat{W} \rangle = \mathbf{E} \cdot d\langle \hat{\mathbf{d}} \rangle_{st} \quad (4.24)$$

où $\langle \hat{\mathbf{d}} \rangle_{st} = \mathbf{d}$ est donné par l'équation (4.11). La puissance instantanée absorbée par l'atome est donc :

$$\left\langle \frac{d\hat{W}}{dt} \right\rangle = 2\hbar\omega\Omega \left[u^{st} \cos(\omega t) \sin(\omega t) + v^{st} \cos^2(\omega t) \right] \quad (4.25)$$

Ce qui mène après moyennage sur une période optique à :

$$P_{abs} = \hbar\omega\Omega v^{st} \quad (4.26)$$

Le taux de diffusion défini comme $\Gamma_{sc} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega}$ est alors dans le cas d'une faible saturation et de grands désaccords :

$$\Gamma_{sc} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I \quad (4.27)$$

où $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E_0$ est l'intensité lumineuse du laser. Le potentiel dipolaire varie donc comme I/Δ tandis que le taux de chauffage par diffusion est en I/Δ^2 . Pour pouvoir négliger ce terme de puissance dissipée par émission spontanée, la stratégie à adopter est de se placer loin de résonance. On parle alors de piège loin de résonance (FORT pour *Far Off Resonance Trap* en anglais). Cela implique, pour que le potentiel soit suffisamment piégeant, d'utiliser de grandes intensités laser. Cette approche nous a permis de déterminer l'effet d'une lumière non résonante sur l'atome de ^{87}Rb . Nous verrons dans la section suivante une approche mettant en jeu les différents niveaux d'énergie de l'atome.

4.1.2 Calcul des déplacements lumineux induits par le FORT

Lorsque que l'on prend compte la structure électronique complète de l'atome, il apparaît que le potentiel dipolaire dépend en général du sous-niveau de l'atome considéré. L'effet d'un laser fortement désaccordé par rapport à toutes les transitions atomiques entraînent en fait un déplacement lumineux de tous les niveaux, celui du niveau fondamental correspondant précisément au potentiel dipolaire calculé précédemment.

Pour un atome à plusieurs niveaux, le déplacement lumineux δE_a d'un niveau d'énergie non dégénéré $|a\rangle$ peut s'écrire sous la forme générale [Grimm et al., 2000, Le Kien et al., 2013] :

$$\delta E_a = -\frac{E_0^2}{4\hbar} \sum_b \left(\frac{|\langle b|\hat{\mathbf{d}}\cdot\boldsymbol{\epsilon}|a\rangle|^2}{\omega_b - \omega_a - \omega} + \frac{|\langle a|\hat{\mathbf{d}}\cdot\boldsymbol{\epsilon}|b\rangle|^2}{\omega_b - \omega_a + \omega} \right) \quad (4.28)$$

où $|a\rangle$ et $|b\rangle$ ont pour énergie non perturbée $\hbar\omega_a$ et $\hbar\omega_b$. Il s'agit d'une généralisation de l'équation (4.18) donnant l'expression du potentiel dipolaire, dans le cas de faibles saturations et loin de résonance ($\Delta \gg \Gamma$). On peut alors interpréter cette énergie d'interaction comme étant une valeur propre d'un opérateur \hat{V}^{EE} :

$$\delta E_a = \langle a|\hat{V}^{EE}|a\rangle \quad (4.29)$$

où

$$\hat{V}^{EE} = -\frac{1}{4}E_0^2 \left[(\boldsymbol{\epsilon}^* \cdot \hat{\mathbf{d}}) R_a^{(+)} (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{d}}) + (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{d}}) R_a^{(-)} (\boldsymbol{\epsilon}^* \cdot \hat{\mathbf{d}}) \right] \quad (4.30)$$

avec

$$R_a^{(\pm)} = -\frac{1}{\hbar} \sum_b \frac{|b\rangle\langle b|}{\omega_b - \omega_a \pm \omega} \quad (4.31)$$

\hat{V}^{EE} correspond exactement à l'opérateur de l'effet Stark dynamique que l'on trouve par le théorème de Floquet et la théorie des perturbations poussée à l'ordre 2 [Beloy, 2009]. Cet opérateur décrit non seulement les déplacements des niveaux atomiques mais également les éventuels couplages entre sous-niveaux menant à des levées de dégénérescence.

4.1.2.1 Hamiltonien de couplage hyperfin

Nous souhaitons étudier l'impact du FORT sur la structure interne de l'atome de ^{87}Rb . Comme tous les alcalins, il possède une structure fine décrivant le couplage \hat{H}^{fs} entre le spin électronique $\hat{\mathbf{S}}$ et le moment angulaire orbital $\hat{\mathbf{L}}$, et une structure hyperfine rendant compte du couplage \hat{H}^{hfs} entre le moment angulaire électronique total $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}$ et le spin nucléaire $\hat{\mathbf{I}}$. A cause du couplage hyperfin, la projection \hat{J}_z de l'opérateur $\hat{\mathbf{J}}$ sur l'axe de quantification z n'est pas conservée et la matrice de l'hamiltonien atomique n'est plus diagonale dans la base $|n, J, m_J\rangle^2$. Sa diagonalisation aboutit alors sur une nouvelle base d'intérêt engendrée par deux nouveaux opérateurs $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{I}} + \hat{\mathbf{J}}$ et \hat{F}_z (la projection de $\hat{\mathbf{F}}$ sur z), et leurs nombres quantiques associés F et m_F . \hat{H}^{fs} étant prépondérant devant \hat{H}^{hfs} , le terme d'interaction Stark ne perturbe que la structure hyperfine pour les valeurs de champ électrique considérées ici. Nous nous plaçons donc dans la suite, dans la base $|n, F, m_F\rangle$ dans laquelle \hat{H}^{hfs} est diagonal.

L'expression du couplage hyperfin est donné par [Steck, 2001] :

$$\hat{H}^{hfs} = A_{hfs}\hat{\mathbf{I}}\cdot\hat{\mathbf{J}} + B_{hfs}\frac{3(\hat{\mathbf{I}}\cdot\hat{\mathbf{J}})^2 + \frac{3}{2}\hat{\mathbf{I}}\cdot\hat{\mathbf{J}} - \hat{\mathbf{I}}^2\cdot\hat{\mathbf{J}}^2}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (4.32)$$

où A_{hfs} est la constante dipolaire magnétique et B_{hfs} la constante quadrupolaire électrique. Les éléments de matrice dans la base des états hyperfins sont :

$$\langle n, J, F, m_F | \hat{H}^{hfs} | n, J, F, m_F \rangle = \frac{1}{2}A_{hfs}G + B_{hfs}\frac{3G(G+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (4.33)$$

où $G = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

4.1.2.2 Hamiltonien d'interaction Stark

On montre que l'hamiltonien d'interaction Stark \hat{V}^{EE} peut s'écrire [Beloy, 2009] :

$$\hat{V}^{EE} = -\frac{1}{4}E_0^2 \left(\alpha_{nJ}^{(0)} - i\alpha_{nJ}^{(1)}\frac{(\boldsymbol{\epsilon}^* \wedge \boldsymbol{\epsilon})\cdot\hat{\mathbf{J}}}{2J} + \alpha_{nJ}^{(2)}\frac{3\left((\boldsymbol{\epsilon}^*\cdot\hat{\mathbf{J}})(\boldsymbol{\epsilon}\cdot\hat{\mathbf{J}}) + (\boldsymbol{\epsilon}\cdot\hat{\mathbf{J}})(\boldsymbol{\epsilon}^*\cdot\hat{\mathbf{J}})\right) - 2\hat{\mathbf{J}}^2}{2J(2J-1)} \right) \quad (4.34)$$

où $\alpha_{nJ}^{(0)}$, $\alpha_{nJ}^{(1)}$, $\alpha_{nJ}^{(2)}$ sont les polarisabilités dynamiques scalaire, vectorielle et tensorielle de l'atome. Dans le cas d'une polarisation linéaire selon z , $\boldsymbol{\epsilon}$ est réel et le terme $(\boldsymbol{\epsilon}^* \wedge \boldsymbol{\epsilon})$ s'annule. On peut donc écrire l'hamiltonien sous la forme simplifié :

$$\hat{V}^{EE} = -\frac{1}{4}E_0^2 \left(\alpha_{nJ}^{(0)} + \alpha_{nJ}^{(2)}\hat{Q} \right) \quad (4.35)$$

où l'on a posé

$$\hat{Q} = \frac{3\hat{J}_z^2 - \hat{\mathbf{J}}^2}{J(2J-1)} \quad (4.36)$$

et utilisé le fait que $\boldsymbol{\epsilon}\cdot\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{J}}_z$. \hat{V}^{EE} n'affecte pas le spin nucléaire I et les déplacements en énergie ne sont pas assez importants pour mélanger deux niveaux de différents J pour

2. J et m_J sont les nombres quantiques associés aux opérateurs $\hat{\mathbf{J}}$ et \hat{J}_z et n regroupe l'ensemble des nombres quantiques restants (n, L, S, I)

les valeurs de champ électrique typiques de notre expérience. V^{EE} est donc diagonal en I et J . En revanche, \hat{V}^{EE} n'est en général pas diagonal en F et m_F . Pour trouver les valeurs propres et vecteurs propres de l'opérateur, il faut donc diagonaliser l'hamiltonien total, incluant l'hamiltonien de structure hyperfine et l'hamiltonien d'interaction Stark. Les éléments de matrice de \hat{Q} dans la base $|n, F, m_F\rangle$ sont tels que [Arora et al., 2007] :

$$\langle n, J, F, m_F | \hat{Q} | n, J, F', m'_F \rangle = \langle n, J, F, m_F | \hat{Q} | n, J, F', m_F \rangle \quad (4.37)$$

En effet, la polarisation étant linéaire, pour satisfaire la conservation du moment angulaire on a nécessairement $\Delta m_F = 0$. L'opérateur \hat{Q} est donc diagonal en m_F et l'on a :

$$\begin{aligned} \langle n, J, F, m_F | \hat{Q} | n, J, F', m_F \rangle &= \sqrt{\frac{(J+1)(2J+1)(2J+3)}{J(2J-1)}} (-1)^{I+J+F-F'-m_F} \\ &\times \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \begin{pmatrix} F & 2 & F' \\ m_F & 0 & -m_F \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F & 2 & F' \\ J & I & J \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (4.38)$$

où les notations $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix}$ et $\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix}$ représentent les symboles de Wigner 3- j et 6- j respectivement.

La matrice de l'opérateur \hat{Q} est donc diagonale par bloc où chaque bloc est étiqueté par un m_F . Et pour chaque valeur de m_F , les lignes et colonnes du bloc sont étiquetées par F et F' respectivement.

4.1.2.3 Les polarisabilités dynamiques scalaire et tensorielle

Les polarisabilités dynamiques scalaire et tensorielle d'un état $|n, J\rangle$ donné sont données par [Khadjavi et al., 1968, Arora et al., 2007] :

$$\alpha_{nJ}^{(0)}(\omega) = \frac{2}{3(2J+1)} \frac{1}{\hbar} \sum_{n'J'} \frac{|\langle n', J' | \hat{\mathbf{d}} | n, J \rangle|^2 (\omega_{nJ} - \omega_{n'J'})}{(\omega_{nJ} - \omega_{n'J'})^2 - \omega^2} \quad (4.39)$$

et

$$\alpha_{nJ}^{(2)}(\omega) = -4C \frac{1}{\hbar} \sum_{n'J'} (-1)^{J-J'+1} \begin{Bmatrix} J & 1 & J' \\ 1 & J & 2 \end{Bmatrix} \frac{|\langle n', J' | \hat{\mathbf{d}} | n, J \rangle|^2 (\omega_{nJ} - \omega_{n'J'})}{(\omega_{nJ} - \omega_{n'J'})^2 - \omega^2} \quad (4.40)$$

avec

$$C = \sqrt{\frac{40J(2J-1)}{3(J+1)(2J+1)(2J+3)}} \quad (4.41)$$

Les polarisabilités sont exprimées dans diverses unités suivant le contexte. En physique atomique, on trouve souvent dans la littérature les polarisabilités exprimées en unités atomiques (u.a.). Il s'agit d'unités pour lesquelles la charge électrique e , la masse de l'électron m_e , le rayon de Bohr a_0 , la constante de Planck réduite \hbar , et $4\pi\epsilon_0$ ont pour valeur 1. En unités atomiques, la polarisabilité a la dimension d'un volume et sa valeur est exprimée en unité de a_0^3 , où $a_0 \approx 0,053$ nm. Le $\text{C.m}^2/\text{V}$ ($1,64877 \cdot 10^{-41}$) ou bien le $\text{Hz}/(\text{V/m})^2$ ($2,48832 \cdot 10^{-8}$) sont également couramment utilisées (les valeurs entre parenthèses sont les facteurs de conversion depuis les unités atomiques). Pour le dipôle atomique, le facteur de conversion entre unités atomiques et unité du SI est ea_0 .

Transition	Longueur d'onde (nm)	$\langle n'J' \hat{D} nJ \rangle$ (ea_0)
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$	794,979	4,221
$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$	780,241	5,956
$5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}$	1366,875	6,047
$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$	1529,261	3,633
$5P_{3/2} \rightarrow 4D_{5/2}$	1529,366	10,899

Table 4.1 – Données des transitions atomiques, des longueurs d'onde correspondantes et des valeurs des éléments de matrice réduits des transitions dipolaires du ^{87}Rb , pour les états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. Nous avons répertorié uniquement les contributions prépondérantes pour le calcul des polarisabilités $\alpha^{(0)}$ et $\alpha^{(2)}$.

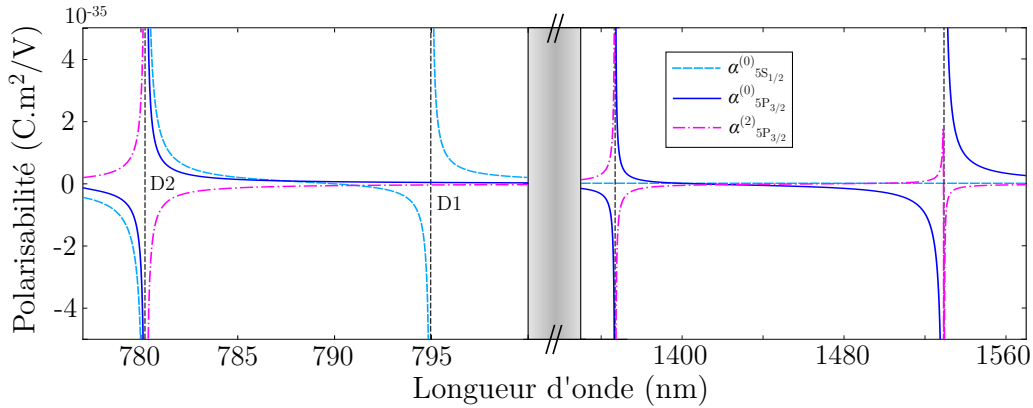


Figure 4.1 – Polarisabilités dynamiques des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb en fonction de la longueur d'onde. On a zoomé sur les deux zones avec les transitions atomiques dominantes. A noter que $\alpha_{5S_{1/2}}^{(2)} = 0$.

4.1.2.4 Cas du ^{87}Rb et d'un FORT à 1550 nm

Nous allons à présent appliquer la théorie développée ci-dessus au cas de l'atome de Rubidium 87 éclairé par un champ laser à 1550 nm. Nous calculons dans un premier temps la valeur des polarisabilités dynamiques des niveaux atomiques considérés, à savoir $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. Pour cela nous avons besoin de connaître les éléments de matrice réduits du dipôle électrique $\langle n', J' || \hat{d} || n, J \rangle$ de toutes les transitions possibles depuis l'état $|n, J\rangle$. Nous nous contentons de prendre en compte les éléments dipolaires des transitions les plus fortes répertoriés dans la Table 4.1 [Clément, 2008]. La Figure 4.1 représente le tracé des polarisabilités dynamiques pour les deux niveaux en fonction de la longueur d'onde. Au voisinage de chaque transition, la polarisabilité devient très grande en valeur absolue, signe que les déplacements des niveaux d'énergie sont importants.

Niveau fondamental $5S_{1/2}$ Pour le niveau fondamental $5S_{1/2}$, $J = 1/2$ et la polarisabilité tensorielle est nulle. Tous les m_F sont ainsi déplacés de la même quantité. On trouve pour la polarisabilité scalaire à 1550 nm :

$$\alpha_{5S_{1/2}}^{(0)}(1550 \text{ nm}) = 6,81 \cdot 10^{-39} \text{ (C.m}^2\text{/V)} \quad (4.42)$$

Niveau excité $5P_{3/2}$ Pour le niveau excité $5P_{3/2}$, la polarisabilité tensorielle n'est pas nulle et le déplacement des niveaux comporte une dépendance en m_F . On trouve pour les polarisabilités scalaire et tensorielle à 1550 nm :

$$\begin{cases} \alpha_{5P_{3/2}}^{(0)}(1550 \text{ nm}) = 4,76 \cdot 10^{-37} \text{ (C.m}^2\text{/V)} \\ \alpha_{5P_{3/2}}^{(2)}(1550 \text{ nm}) = -6,22 \cdot 10^{-38} \text{ (C.m}^2\text{/V)} \end{cases}$$

Le ratio β entre les polarisabilités scalaires des deux niveaux est de :

$$\beta = \frac{\alpha_{5P_{3/2}}^{(0)}}{\alpha_{5S_{1/2}}^{(0)}} \approx 70 \quad (4.43)$$

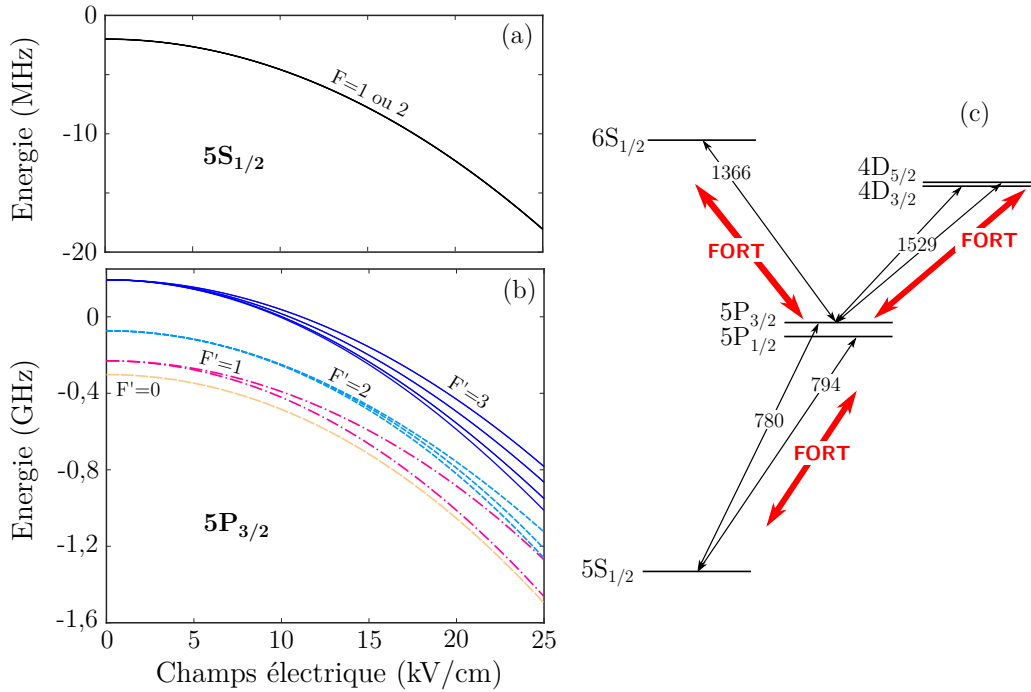


Figure 4.2 – Déplacements des niveaux d'énergie du ^{87}Rb . Déplacements des niveaux $5S_{1/2}$ (a) et $5P_{3/2}$ (b) du ^{87}Rb , en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué, à 1550 nm. Les deux sous-niveaux $F = 1$ et $F = 2$ du niveau fondamental $5S_{1/2}$ sont déplacés de la même valeur et il n'y a pas de levée de dégénérescence, à l'inverse du niveau $5P_{3/2}$. La structure atomique simplifiée du ^{87}Rb (structure fine et principales transitions) est illustrée en (c). Les longueurs d'onde des transitions sont exprimées en nm.

Le déplacement moyen du niveau excité est donc 70 fois plus important que celui du niveau fondamental. Le calcul des déplacements exacts de chaque sous-niveau passe par la diagonalisation de l'opérateur \hat{Q} . Nous donnons donc les éléments de matrice de cet opérateur, calculés via la relation (4.38) pour le niveau excité. La taille de la matrice est de 16×16 puisque le spin nucléaire pour le ^{87}Rb est $I = 3/2$ et le moment angulaire électro-

nique total est $J = 3/2$ pour ce niveau³. Les blocs diagonaux de la matrice correspondant à $m_F = \pm 2$, $m_F = \pm 1$, $m_F = 0$, sont respectivement [Schmieder, 1972] :

$$(1), \text{ pour } m_F = \pm 3 \quad (4.44)$$

$$\begin{pmatrix} 0 & \mp 1 \\ \mp 1 & 0 \end{pmatrix}, \text{ pour } m_F = \pm 2 \quad (4.45)$$

$$\begin{pmatrix} -\frac{3}{5} & \mp\sqrt{\frac{2}{5}} & \frac{\sqrt{6}}{5} \\ \mp\sqrt{\frac{2}{5}} & 0 & \mp\sqrt{\frac{3}{5}} \\ \frac{\sqrt{6}}{5} & \mp\sqrt{\frac{3}{5}} & -\frac{2}{5} \end{pmatrix}, \text{ pour } m_F = \pm 1 \quad (4.46)$$

$$\begin{pmatrix} -\frac{4}{5} & 0 & \frac{3}{5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{3}{5} & 0 & \frac{4}{5} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \text{ pour } m_F = 0 \quad (4.47)$$

Sur la Figure 4.2 sont tracés les déplacements des niveaux d'énergie en fonction de l'amplitude du champ électrique appliqué à 1550 nm, pour les gammes de valeurs typiques de notre expérience. Dans le régime de champ faible, c'est-à-dire pour de petites valeurs de champ électrique (typiquement $E_0 < 5$ kV/cm), H^{hfs} est prépondérant devant V^{EE} et la base pertinente est toujours $|n, F, m_F\rangle$. Les sous-niveaux m_F de même F sont dégénérés. Pour des valeurs de champ électrique intermédiaires ($5 < E_0 < 25$ kV/cm), H^{hfs} et V^{EE} sont du même ordre de grandeur et la relation entre les déplacements des niveaux et l'intensité est généralement non linéaire. On commence à voir apparaître la levée de dégénérescence des m_F . Au-delà, nous sommes en régime de champ fort et la bonne base redevient la base $|n, J, m_J\rangle$. Les différents m_F commencent à se regrouper par $|m_J|$ au fur et à mesure que le champ augmente et dans chaque sous-groupe m_J les niveaux sont séparés par le couplage hyperfin résiduel. Cet effet est analogue à l'effet Paschen-Back pour le champ magnétique (effet Zeeman en champ fort).

4.1.3 Paramètres d'un piège dipolaire pour un faisceau gaussien

Nous avons vu que le potentiel dipolaire vu par les atomes dépend de l'intensité laser. Si le profil d'intensité est inhomogène et le désaccord négatif, ils sont alors attirés vers les zones de forte intensité. La méthode la plus simple pour réaliser un piège consiste donc à focaliser sur le nuage d'atomes, un laser désaccordé dans le rouge de la transition atomique. Les atomes sont alors piégés autour du point de focalisation du faisceau. Nous donnons dans cette section les paramètres d'un piège dipolaire dans le cas simple d'un unique faisceau gaussien.

3. Les valeurs possibles pour F sont telles que : $|I - J| \leq F \leq I + J$, et pour m_F : $-F \leq m_F \leq F$.

4.1.3.1 Profondeur de piège

Pour un faisceau Gaussien d'intensité pic (au centre du faisceau) I_0 , de longueur d'onde λ et de waist w_0 se propageant suivant la direction z^4 , le profil d'intensité $I(x, y, z)$ est :

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{\left(\frac{-2(x^2+y^2)}{w(z)^2} \right)} \quad (4.48)$$

où

$$\begin{cases} I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \\ w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \end{cases}$$

avec $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ la longueur de Rayleigh. A partir de la relation reliant l'intensité au champ électrique ($I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2$) on peut écrire le potentiel dipolaire comme :

$$U_{dip}(x, y, z) = -\frac{U_0}{w(z)^2} e^{\left(\frac{-2(x^2+y^2)}{w(z)^2} \right)} \quad (4.49)$$

où l'on a posé :

$$U_0 = \frac{\alpha'(\omega)P}{\epsilon_0 c \pi w_0^2} \quad (4.50)$$

U_0 représente donc la profondeur de piège dans la situation où la gravité est négligée. Si la direction verticale (celle de la gravité g) est y , alors le potentiel total, donné par la somme du potentiel dipolaire et du potentiel gravitationnel $U_{grav} = -mgy$, s'écrit :

$$U(x, y, z) = U_{dip}(x, y, z) - mgy \quad (4.51)$$

où m est la masse de l'espèce atomique considérée. L'influence du potentiel gravitationnel est négligeable pour des intensités élevées, mais il a tendance à déplacer le centre du piège et à diminuer sa profondeur lorsque U_{dip} devient du même ordre de grandeur que U_{grav} . En toute rigueur, la profondeur de piège est donc la différence de potentiel entre le fond du piège et le point pour lequel le gradient du potentiel s'annule (autre que le fond du piège).

4.1.3.2 Fréquences de piège

Il est possible de faire l'approximation harmonique du potentiel gaussien autour de son centre de manière à faire apparaître des fréquences de piège. Cette approximation, qui est valable dans la limite où les atomes ont une énergie faible devant la profondeur du piège, permet de quantifier le mouvement des atomes dans le piège et d'y associer une température. On souhaite donc mettre le potentiel sous la forme générale :

$$U_{dip}(x, y, z) = \frac{1}{2} m \left(\omega_x^2 \tilde{x}^2 + \omega_y^2 \tilde{y}^2 + \omega_z^2 \tilde{z}^2 \right) \quad (4.52)$$

4. Ici, les coordonnées (x, y, z) sont arbitraires et ne coïncident pas forcément avec le système d'axes de l'expérience.

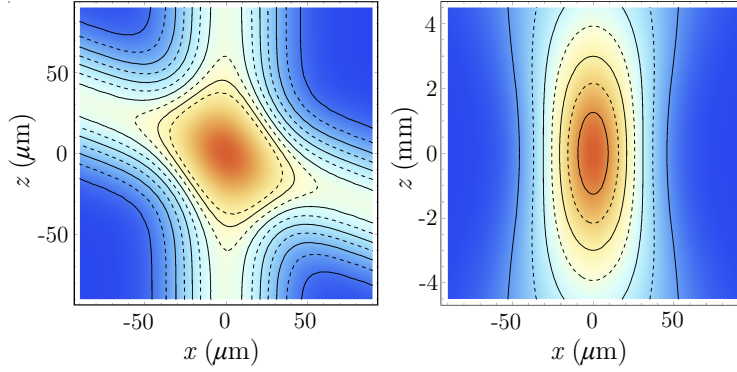


Figure 4.3 – Profil simulé du potentiel dipolaire créé par (a) deux faisceaux gaussiens croisés avec un angle de 70° et (b) par un seul faisceau. Le waist est de $45 \mu\text{m}$. L'unité du potentiel est arbitraire.

où les $\omega_{\tilde{x},\tilde{y},\tilde{z}}$ sont les fréquences selon les axes propres du piège. Il s'agit dans un premier temps de déterminer le centre du piège $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$, c'est-à-dire là où le gradient s'annule. On cherche donc à résoudre $\nabla U(\mathbf{r}) = \mathbf{0}$. Dans le cas simple d'un unique faisceau et où l'on peut négliger l'influence de la gravité ($U = U_{dip}$), on trouve la solution triviale $\mathbf{r}_0 = \mathbf{0}$. Par un développement limité à l'ordre 2 au voisinage de \mathbf{r}_0 , on a :

$$U_{dip,DL}(\mathbf{r})|_{\mathbf{r}_0} = U_{dip}(\mathbf{r}_0) + \mathbf{r}^T \nabla U_{dip}(\mathbf{r}_0) + \mathbf{r}^T \frac{1}{2} H_e(\mathbf{r}_0) \mathbf{r} \quad (4.53)$$

où H_e est la matrice hessienne, c'est-à-dire la matrice des dérivées partielles secondes. La diagonalisation de H_e nous permet alors de mettre le potentiel sous la forme harmonique. Ses vecteurs propres représentent ainsi les axes propres de la géométrie du piège tandis que ses valeurs propres $\lambda_{\tilde{x}}$, $\lambda_{\tilde{y}}$, et $\lambda_{\tilde{z}}$ sont directement reliées aux fréquences de piège :

$$\omega_{\tilde{x},\tilde{y},\tilde{z}} = \sqrt{\frac{\lambda_{\tilde{x},\tilde{y},\tilde{z}}}{m}} \quad (4.54)$$

Finalement, on aboutit dans le cas d'un simple faisceau gaussien à [Grimm et al., 2000] :

$$U_{dip,DL}(x, y, z)|_{\mathbf{r}_0} = U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right) - \left(\frac{z^2}{z_R^2} \right) \right] \quad (4.55)$$

d'où l'on déduit l'expression des fréquences de pièges :

$$\omega_{x,y} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \text{ et } \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (4.56)$$

Les axes propres sont ici confondus avec les axes du repère (x, y, z) . On a donc un rapport d'aspect entre les fréquences radiales $(\omega_{x,y})$ et longitudinale (ω_z) de :

$$\frac{\omega_{x,y}}{\omega_z} = \frac{\sqrt{2}\pi w_0}{\lambda} \quad (4.57)$$

Pour un faisceau dipolaire à 1550 nm de waist $w_0 = 45 \mu\text{m}$, l'anisotropie du potentiel est très forte (de l'ordre de 130), ce qui indique que les atomes sont bien mieux piégés selon les directions x et y que selon z . Cette anisotropie est généralement compensée en utilisant deux faisceaux croisés. Dans cette configuration (qui est celle que nous utilisons), la profondeur est alors égale à $2U_0$. Pour des cas plus complexes de pièges dipolaires croisés et prenant en compte la gravité, nous calculons numériquement les fréquences de piège. A partir des fréquences de piège selon chaque axe, on peut définir une fréquence moyenne $\bar{\omega}$, définie comme :

$$\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} \quad (4.58)$$

Soulignons enfin que la profondeur de piège ainsi que les fréquences dépendent de la puissance laser (en P et \sqrt{P} respectivement), ce qui a une importance comme nous le verrons dans le chapitre suivant, lors de l'évaporation.

4.1.4 Potentiel modulé

Dans le but d'augmenter le volume de capture du piège nous avons implémenté une modulation spatiale du faisceau dipolaire dans le plan transverse à la propagation du faisceau (cf. Figure 4.7). Cela permet de créer sur les atomes un potentiel moyenné si la fréquence de la modulation est grande devant la période d'oscillation des atomes dans le piège, puis de contrôler dynamiquement la forme du piège en jouant sur l'amplitude de la modulation. Par la modulation, on ajoute un degré de liberté qui permet de contrôler indépendamment la profondeur ainsi que les fréquences de piège [Roy et al., 2016].

4.1.4.1 Potentiel harmonique

Nous dérivons dans la suite l'expression analytique de la fonction permettant de créer un potentiel moyen de forme harmonique⁵ en 1D (selon la direction x). Pour simplifier le problème, nous considérons la taille du faisceau très petite au point focal devant l'amplitude h_0 de la modulation. L'intensité au point x est donc prise égale à la fonction de Dirac : $I(x) = I_0 \delta(x)$. Puisque nous souhaitons un potentiel modulé de forme parabolique, le profil d'intensité modulé doit être de la forme :

$$\tilde{I}(x) = \tilde{I}_0 \left(1 - \left(\frac{x}{h_0} \right)^2 \right) H(h_0 - |x|) \quad (4.59)$$

où \tilde{I}_0 est l'intensité moyennée en $x = 0$, H est la fonction de Heaviside. $H(h_0 - |x|)$ est donc une fonction porte valant 1 entre $-h_0$ et h_0 , et 0 ailleurs. Il s'agit donc de déterminer la fonction $\xi(t)$ telle que :

$$\int_{t_i}^{t_f} I(x - \xi(t)) dt = \tilde{I}(x) \quad (4.60)$$

5. Le piège harmonique se modélise facilement et on peut y associer des fréquences pour décrire le mouvement d'une particule.

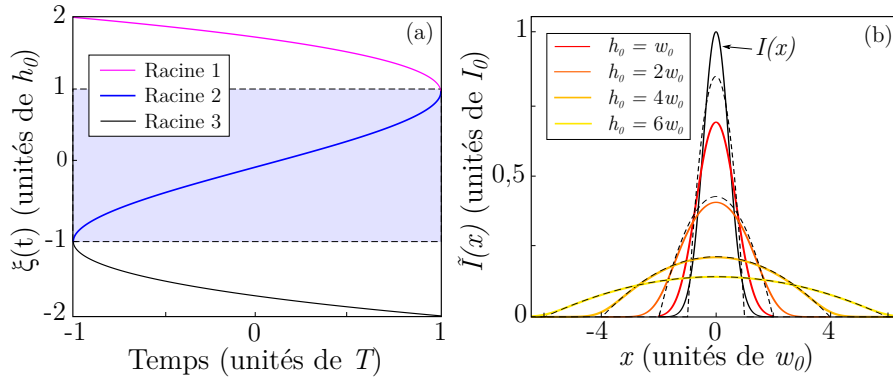


Figure 4.4 – (a) Solutions $\xi(t)$ de l'équation implicite (4.45). La racine 2 est la solution d'intérêt. (b) Simulations du potentiel modulé en 1D par la fonction $\xi(t)$ pour un potentiel instantané gaussien (traits pleins) et de Dirac (traits pointillés). Plus l'amplitude de modulation h_0 est élevée, plus le potentiel tend vers un profil parabolique.

avec $\xi(t_i) = -h_0$ et $\xi(t_f) = h_0$. S'agissant d'une fonction δ , il est trivial d'estimer que l'intensité doit passer une durée élémentaire dt en un point de l'espace $\xi = \xi_i$ telle que :

$$\frac{dt|_{\xi=\xi_i}}{dt|_{\xi=0}} = \frac{\tilde{I}(\xi_i)}{\tilde{I}_0} \quad (4.61)$$

En posant $dt = \frac{d\xi}{\dot{\xi}}$, on obtient comme condition :

$$\frac{\dot{\xi}|_{\xi=0}}{\dot{\xi}|_{\xi=\xi_i}} = 1 - \left(\frac{x}{h_0}\right)^2 \quad (4.62)$$

D'où découle :

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{v_0}{1 - \left(\frac{x}{h_0}\right)^2}, \quad |\xi| \leq h_0 \quad (4.63)$$

avec $v_0 = \dot{\xi}|_{\xi=0}$ une constante dépendant notamment de h_0 et que l'on détermine dans la suite. En séparant les variables et en intégrant, on a alors :

$$\int \left(1 - \left(\frac{x}{h_0}\right)^2\right) d\xi = \int v_0 dt \quad (4.64)$$

On en déduit l'équation implicite suivante que l'on résout analytiquement au moyen du logiciel de calcul formel *Mathematica* :

$$\frac{\xi^3(t)}{3h_0} - \xi(t) + v_0 t = 0 \quad (4.65)$$

En injectant dans l'équation (4.65) la limite $|\xi| \leq h_0$, on trouve la contrainte sur le temps $|t| \leq \frac{2h_0}{3v_0}$ permettant de discriminer entre les trois racines de l'équation représentées sur la Figure 4.4.a. La résolution de l'équation (4.65) aboutit sur l'expression analytique

suivante :

$$\xi(t) = \frac{h_0}{2} \times \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 - \sqrt{3}i}{\left(\frac{t}{t_l} + \sqrt{\left(\frac{t}{t_l}\right)^2 - 1}\right)^{1/3}} + (1 + \sqrt{3}i) \left(\frac{t}{t_l} + \sqrt{\left(\frac{t}{t_l}\right)^2 - 1}\right)^{1/3} \right\} \quad (4.66)$$

A partir de cette solution d'intérêt qui est celle centrée sur l'axe des ordonnées (racine 2), on peut calculer le potentiel moyen lorsque le faisceau est pris gaussien (au lieu de la fonction de Dirac) :

$$\tilde{I}(x) = \int I_0 e^{-\frac{2(x-\xi(t))^2}{w_0^2}} dt \quad (4.67)$$

Sur la Figure 4.4.b, on a tracé le profil de ce potentiel moyenné (en traits pleins) pour différentes amplitudes de modulation. On vérifie alors que lorsque $h_0 \gg w_0$, le potentiel tend vers le profil parabolique donné par l'expression (4.59). En revanche pour de petites amplitudes de modulation, l'approximation du faisceau gaussien par une fonction de Dirac n'est plus valable et le potentiel moyen n'est pas parabolique. Evidemment, le potentiel moyen est moins profond que le potentiel instantané. L'allure du format de modulation se comprend finalement assez bien : pour former un potentiel harmonique, le faisceau doit passer une durée idéalement nulle sur les bords, d'où une courbe très piquée en $\xi = \pm h_0$, et il doit être modulé lentement au centre d'où une pente très douce en $\xi = 0$. Comme nous allons le voir dans la section suivante, la modulation est implémentée grâce à un AOM dont la RF est modulée en fréquence par la fonction $\xi(t)$. Sur la Figure 4.5, nous avons tracé le résultat d'une simulation du potentiel moyenné pour deux faisceaux gaussiens croisés avec un angle de 70° . Pour obtenir ce potentiel moyen, nous n'avons pas intégré temporellement le déplacement des faisceaux mais directement considéré le potentiel parabolique attendu pour chaque faisceau dans la direction de modulation (les autres directions restent gaussiennes) puis sommé les deux profils obtenus. Par cette méthode, qui est une bonne approximation pour $h_0 \gg w_0$, on est ainsi en mesure de déterminer facilement les caractéristiques du piège modulé (fréquences et profondeur).

4.1.4.2 D'autres formes de potentiel

La modulation offre la possibilité de créer des potentiels de formes variées. Nous avons voulu tester expérimentalement que la forme du potentiel obtenu était conforme au format de modulation implémentée (cf. Figure 4.6). Nous observons expérimentalement de manière qualitative l'allure du potentiel moyenné directement sur les atomes. En effet, la densité optique mesurée est directement reliée à la forme du potentiel de piégeage. Etant donné l'axe de l'imagerie (situé dans le plan défini par les deux faisceaux dipolaires), il est essentiel d'utiliser les deux passages du piège dipolaire (cf. section suivante) pour pouvoir observer la forme du potentiel. Les images d'absorption sont enregistrées après capture des atomes dans le piège dipolaire croisé, puis extinction du piège et enfin un temps de vol de 2 ms. Pour une modulation par une fonction carrée, on s'attend pour un seul faisceau à un potentiel moyenné présentant deux pics sur les bords (en $\pm h_0$). Puisque nous utilisons deux faisceaux croisés, le potentiel vu du dessus doit former un losange où la profondeur est maximale au niveau de chaque sommet. Vue de côté (comme c'est le cas avec notre imagerie), le potentiel projeté présente donc trois pics. Sur l'image des atomes, la densité

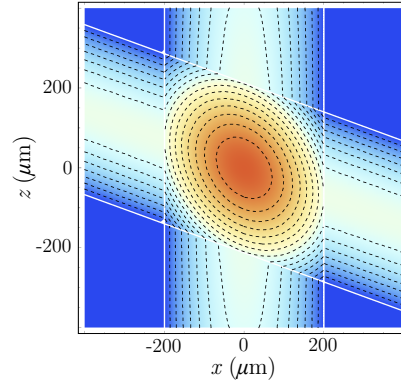


Figure 4.5 – Profil simulé du potentiel dipolaire créé par deux faisceaux gaussiens croisés avec un angle de 70° et modulés spatialement avec une amplitude $h_0 = 4,5w_0 = 200 \mu\text{m}$ ($w_0 = 45 \mu\text{m}$ étant le waist). L'unité du potentiel est arbitraire.

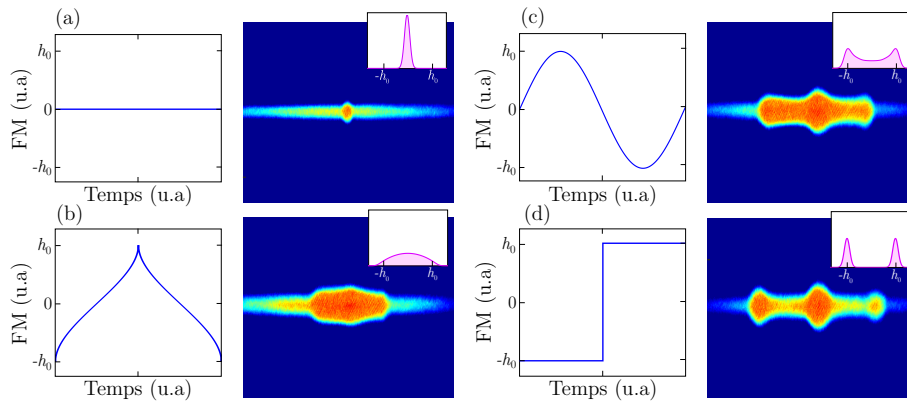


Figure 4.6 – Différents formats de modulation et potentiels résultants. Les images sont des images d'absorption expérimentales d'atomes piégés par le potentiel dipolaire. Elles ont été prises après extinction du piège et un court temps de vol (2 ms). (a) Sans modulation, (b) modulation par la fonction $\xi(t)$, (c) modulation sinusoïdale, (d) modulation par une fonction carrée. Les images sont des vues de côtés et les encarts représentent les coupes du potentiel simulé 1D selon le plan transverse à la propagation du faisceau.

Caractéristique	Valeur
Longueur d'onde	1550 nm
Puissance P	23 W
Waist w_0	25 μm
Longueur de Rayleigh z_R	5 mm
Angle entre les faisceaux θ	70°
Profondeur U_0	1,4 mK
Fréquences ω	$\omega_{\bar{x}} = 2\pi \cdot 2,6$ kHz
	$\omega_{\bar{y}} = 2\pi \cdot 2,1$ kHz
	$\omega_z = 2\pi \cdot 1,5$ kHz

Table 4.2 – Caractéristiques du piège dipolaire croisé. *Le potentiel et les fréquences de piège ont été calculés pour 2 faisceaux croisés avec un angle $\theta = 70^\circ$ et focalisés avec un diamètre au point focal de 50 μm , sans modulation spatiale. La profondeur est exprimée en unité de température (normalisation par k_B).*

optique est plus importante au niveau du pic central car ce-dernier est la somme de deux pics superposés dans le plan d'imagerie. Le fait que l'on observe des atomes entre les pics vient du fait que l'AOM a une bande passante limitée et que le faisceau ne saute donc pas instantanément entre ses deux positions extrêmes. Pour une modulation sinusoïdale, le potentiel est assez similaire puisque le faisceau passe plus de temps sur les bords (aux sommets de la sinusoïde) qu'au milieu, mais avec une profondeur non négligeable entre les pics.

4.2 Dispositif expérimental

Dans cette section, nous présentons les principales caractéristiques de notre piège dipolaire croisé. Il s'agit d'une configuration utilisant un unique laser pour lequel la puissance après un premier passage sur les atomes, est recyclée pour créer un deuxième faisceau. Le faisceau est modulé spatialement grâce à un modulateur acousto-optique afin d'augmenter le volume de capture.

4.2.1 La source laser

4.2.1.1 Description technique

La longueur d'onde de notre laser est 1550 nm. A cette longueur d'onde, afin d'obtenir une profondeur de piège suffisante pour capturer un grand nombre d'atomes à partir du piège magnéto-optique, des puissances de l'ordre de la dizaine de watts focalisées sur une centaine de microns sont nécessaires. Nous présentons les principales caractéristiques de notre configuration dans la Table 4.2. Le laser utilisé est un laser à fibre dopé Erbium (EDFA) de la société Keopsys émettant 23 W de puissance optique en continu. Initialement, il s'agissait d'un laser 30 W, mais suite à des problèmes de surchauffe de l'étage pré-amplificateur ainsi qu'avec l'isolateur fibré, le fabricant a dû abaisser la puissance de sortie afin d'éviter d'endommager les fibres amplificatrices⁶. Le faisceau de sortie est un faisceau gaussien dans le mode spatial TEM_{00} collimaté et de diamètre à $1/e^2$ de 3,8 mm. La polarisation de sortie est linéaire avec un PER mesuré de 20 dB. La largeur spectrale est estimée par le constructeur à 500 MHz.

6. Nous avons été obligé de renvoyer deux fois le laser à cause de fibres amplificatrices brûlées.

4.2.1.2 Performances

Fluctuations de puissance Nous avons réalisé une mesure longue durée (sur 2 heures) de la puissance laser, en sortie du premier passage. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.7.a. On observe de fortes variations, de l'ordre de 4% à l'allumage pendant une dizaine de minutes, puis la puissance se stabilise et les fluctuations deviennent inférieures au pourcent ce qui est tout à fait raisonnable pour notre application.

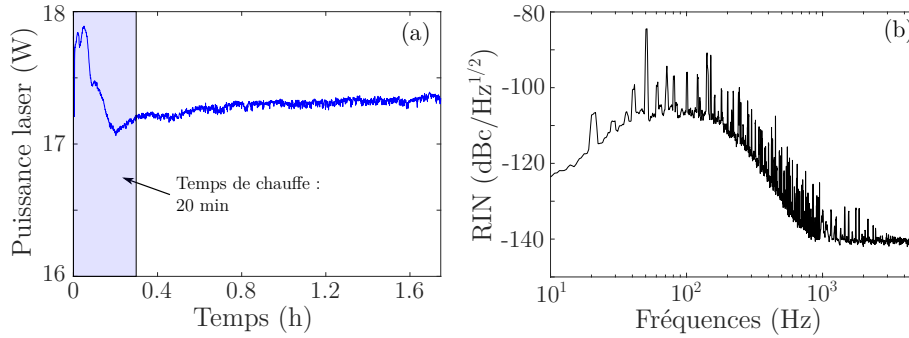


Figure 4.7 – (a) Mesure de stabilité long terme de la puissance laser du piège dipolaire. Mesure effectuée en sortie du premier passage du faisceau dans l'enceinte, pour une puissance d'environ 17 W. (b) Mesure du RIN en sortie du deuxième passage.

Bruit d'intensité Nous avons également caractérisé le bruit d'intensité de la source laser dans la bande [50 Hz - 5 kHz]. C'est un paramètre important pour un piège dipolaire car il peut induire un chauffage du nuage limitant sa durée de vie si l'amplitude du bruit est importante à des fréquences proches du double des fréquences de piège. L'expression reliant le taux de chauffage Γ_1 aux fluctuations d'intensité du laser est donnée par [Gehm et al., 1998] :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} = \pi^2 f_{tr}^2 S_1(2f_{tr}) \quad (4.68)$$

où f_{tr} est la fréquence de piège et T_1 représente la durée de vie du piège⁷. Les mesures de bruit d'intensité (cf. Figure 4.7.b), ou RIN (pour *Relative Intensity Noise*), ont été réalisées à puissance maximale, avec un analyseur à transformée de Fourier et une photodiode placée au niveau de la poubelle à faisceau en sortie du deuxième passage (cf. sous-section suivante). Pour passer du signal retourné par l'analyseur $S_1(f)$ exprimé en V/\sqrt{Hz} , au RIN, on utilise la relation :

$$RIN_{dBc/Hz} = 10 \log_{10} \left(\frac{S_1(f)}{V_{moy}} \right)^2 \quad (4.69)$$

où V_{moy} est la valeur moyenne du signal sur la photodiode. A partir de cette mesure de RIN, on trouve des durées de vie autour de 10^2 s pour les pics de bruit les plus élevés et en général supérieures à 10^5 s. Les fluctuations d'intensité ne sont donc pas du tout le

7. Elle est définie comme la durée pour laquelle l'énergie moyenne d'un atome a augmenté d'une quantité e i.e. $\exp(1)$.

facteur limitant.

4.2.2 Le banc optique

4.2.2.1 Description du montage

Le schéma global du banc optique de mise en forme du faisceau dipolaire est présenté sur la Figure 4.8. En sortie du collimateur, un premier télescope afocal de grandissement $\gamma_1 = 0,5$ permet d'adapter le diamètre du faisceau pour injecter l'AOM espace-libre (MTS40-A3-1550 de chez AA Optoelectronic). Une lame demi-onde ajustable est placée entre les deux lentilles pour maximiser l'efficacité de l'AOM que l'on a mesurée à 80%. Deux miroirs en amont de l'AOM ont été disposés pour optimiser l'injection du faisceau dans le cristal. En sortie de l'AOM, l'ordre 0 de diffraction est dirigé vers une poubelle à faisceau tandis que l'ordre 1 passe par un deuxième télescope de grandissement $\gamma_2 = 3,3$ permettant d'obtenir le bon diamètre avant focalisation sur les atomes par la lentille de focale 150 mm (distance fixée par la distance hublot-atomes). Le diamètre du faisceau est donc de 6,27 mm juste avant focalisation, d'où un waist au niveau des atomes de $23,5 \mu\text{m}$ ⁸ et donc un diamètre de l'ordre de $47 \mu\text{m}$. Expérimentalement on mesure plutôt un diamètre de $90 \mu\text{m}$, donc quasiment deux fois plus gros. Une erreur de positionnement des télescopes peut en effet rapidement entraîner une divergence par rapport à l'estimation théorique. Les deux télescopes sont constitués d'une lentille plan-convexe et d'une lentille plan-concave afin de compacifier au maximum le banc. Juste avant la dernière lentille de focalisation, deux miroirs permettent l'alignement fin du premier passage du faisceau sur le nuage atomique. Le faisceau sort ensuite de l'enceinte par le hublot opposé, est collimaté par une lentille de focale 150 mm puis recyclé grâce à deux miroirs qui le redirigent vers le hublot à 70° . Notons que le deuxième miroir est monté sur une monture pico-moteur (New Focus 8816-6) dans le but de pouvoir ajuster l'alignement pendant le mouvement ou lorsque le blindage magnétique est fermé, que ce soit dans l'avion ou sur le simulateur. La technologie pico-moteur allie grande dynamique ($\pm 4^\circ$) et bonne résolution (700 nrad) et a l'avantage par rapport au piezo-électrique de conserver la position sans alimentation. La position du miroir est ainsi réglée depuis notre PC via un contrôleur dédié (New Focus 8742). Une lame demi-onde puis une dernière lentille permettent respectivement de tourner la polarisation à 90° et de focaliser le deuxième passage du faisceau sur le nuage. En sortie de l'enceinte, le faisceau est arrêté par une poubelle à faisceau.

Le banc a été conçu dans l'optique de faire fonctionner le piège dipolaire à bord de l'avion Zéro-g. Un soin particulier a donc été apporté à créer un design compact et robuste tout en minimisant la masse ajoutée à la chambre d'expérience. Le collimateur, l'AOM ainsi que toutes les optiques du premier passage sont vissées sur des socles en aluminium 2618⁹ eux mêmes vissés sur une plaque épaisse de 5 cm réalisée dans le même matériau. Une telle épaisseur est nécessaire pour pouvoir résister aux fortes variations d'accélération et éviter que la plaque ne se plie sous l'effet des contraintes mécaniques importantes à bord de l'avion. La plaque a toutefois été ajourée dessous dans le but de l'alléger. Les optiques du deuxième passage sont disposées sur deux plaques différentes : une première (14×11 cm) en sortie du premier passage sur laquelle le premier miroir de recyclage est fixé, et une deuxième (22×22 cm) supportant le deuxième miroir de recyclage ainsi qu'une partie

8. En optique gaussienne, la relation de grandissement entre les waists avant la lentille (à son foyer objet) et au foyer image est donnée par : $\frac{\lambda f}{\pi w_0}$.

9. Un type d'aluminium présentant une meilleure stabilité thermique que le duralium classique.

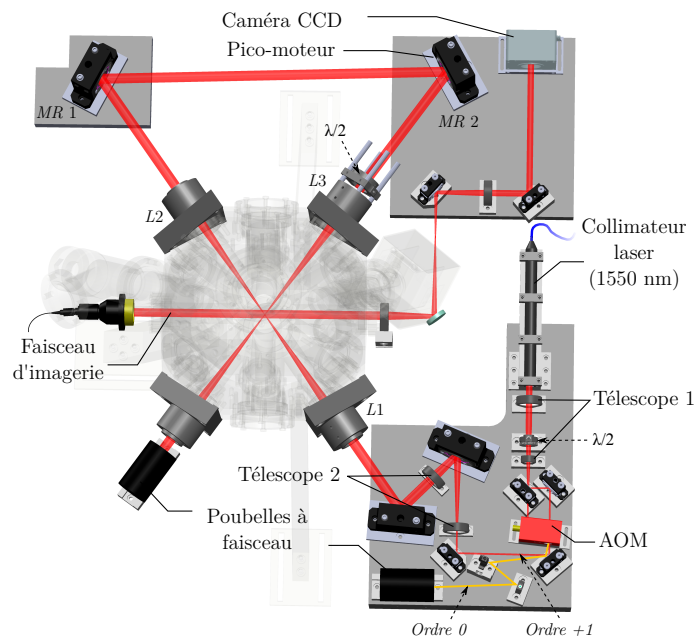


Figure 4.8 – Schéma du banc optique du piège dipolaire vu du dessus. $L1$ et $L3$ sont les lentilles de focalisation des deux passages du faisceau. $L2$ est la lentille de collimation en sortie du premier passage. $MR1$ et $MR2$ désignent les deux miroirs de recyclage du faisceau. On a également représenté le banc d'imagerie dont une partie se situe sur la même plaque d'interface que $MR2$.

du système d'imagerie décrit dans le Chapitre 2. Le nuage atomique se situant au centre de l'enceinte à environ 28 cm de hauteur par rapport au breadboard, les trois plaques de support du piège dipolaire sont surélevées et soutenues par des poteaux. Les montures de miroir sont des montures New Focus (9810-5-K pour les miroirs 1/2" et 9814-8-K pour les miroirs 1") connues pour leur résistance aux vibrations. Les lentilles de focalisation sont placées dans des tubes que l'on insère dans des montures triangulaires en aluminium et qui servent d'interface avec l'enceinte à vide. Les tubes peuvent coulisser à l'intérieur de leur monture pour le réglage de la focalisation et sont maintenus à l'aide de deux vis.

4.2.2.2 L'AOM et la modulation spatiale du faisceau

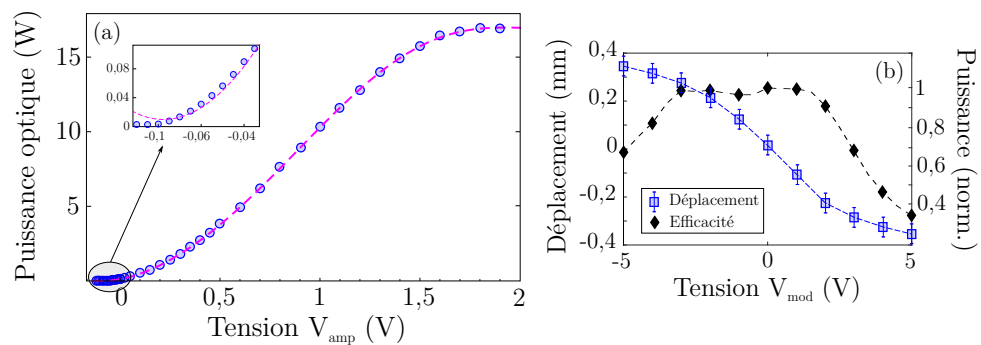


Figure 4.9 – Calibration de l'AOM du piège dipolaire. (a) Puissance optique en sortie de l'AOM en fonction de la commande analogique V_{amp} en entrée du contrôleur délivrant la RF à 40 MHz. Les mesures ont été effectuées à une puissance de 23 W en sortie du laser. L'insert est un zoom sur la partie basse puissance. La courbe rose est un ajustement polynomial permettant d'extrapoler la puissance en dehors des points de mesure. (b) Déplacement du faisceau dans le plan transverse à la propagation au niveau des atomes en fonction de la tension V_{mod} en entrée (bleu) et efficacité de diffraction (noir).

Caractérisation de l'AOM Le modulateur acousto-optique est contrôlé par un signal radiofréquence de 40 MHz d'une puissance de 1 W. Le contrôleur d'AOM, composé d'un convertisseur fréquence tension (VCO), d'un amplificateur et d'un atténuateur variable, est piloté par une tension analogique comprise entre $-0,12$ et 2 V, valeurs correspondant respectivement au minimum et au maximum de puissance optique transmise. La caractérisation de l'AOM est illustrée en Figure 4.9 sur laquelle nous avons tracé la puissance optique diffractée dans l'ordre 1, en fonction de la tension de contrôle. Les mesures ont été faites en sortie du premier passage du faisceau dans l'enceinte, pour une puissance de 23 W en sortie du laser, avec une tête de puissance-mètre thermique pour les hautes puissances, et une tête à photodiode pour les basses puissances (< 500 mW). Nous mesurons une extinction maximale de 40 dB environ. En effet, la plus petite puissance que l'on peut atteindre est 2 mW (pour une commande de $-0,12$ V) pour 23 W de puissance en entrée. Nous faisons remarquer que cette calibration effectuée à un instant t n'est pas une mesure absolue, l'efficacité de l'AOM dépendant évidemment de l'injection dans le cristal et de la polarisation. En revanche, nous avons pu vérifier que l'efficacité de diffraction est indépendante de la puissance incidente sur l'AOM.

La modulation spatiale du faisceau dipolaire Pour créer la modulation spatiale du faisceau il suffit de moduler en fréquence, la RF envoyée sur l'AOM. Pour cela nous utilisons un générateur de fonction arbitraire (AWG pour *Arbitrary Waveform Generator*) Agilent 33250 A capable de délivrer des signaux jusqu'à 80 MHz et que l'on branche sur l'entrée du VCO. La valeur de la RF peut ainsi être variée entre 35 et 45 MHz pour des tensions entre -5 V et $+5$ V ce qui a pour effet de déplacer le faisceau¹⁰. A l'aide d'un analyseur de faisceau (*beam profiler*), nous avons calibré le déplacement du faisceau en fonction de la tension V_{mod} appliquée après focalisation sur un banc de test avec une lentille de même focale que celle utilisée sur l'expérience (150 mm). Le résultat de la mesure est présenté sur la Figure 4.9.b (en bleu) et donne un déplacement pic-à-pic au niveau des atomes de $700 \mu\text{m}$ ($h_0 = 350 \mu\text{m}$) pour une tension 10 Vpp (tension pic-à-pic). On constate que la relation $\delta x = f(V_{mod})$ au point focal n'est pas linéaire sur toute la plage de tensions. Cela a pour conséquence d'aplatir légèrement le profil de la modulation. Un autre effet modifiant la modulation est la perte d'efficacité de diffraction lorsque la fréquence de l'AOM s'écarte de sa fréquence centrale de 40 MHz, comme le montre la courbe noire sur la même figure. En toute rigueur, il faudrait prendre en compte cette baisse de puissance sur les bords du potentiel modulé pour obtenir un potentiel harmonique comme souhaité.

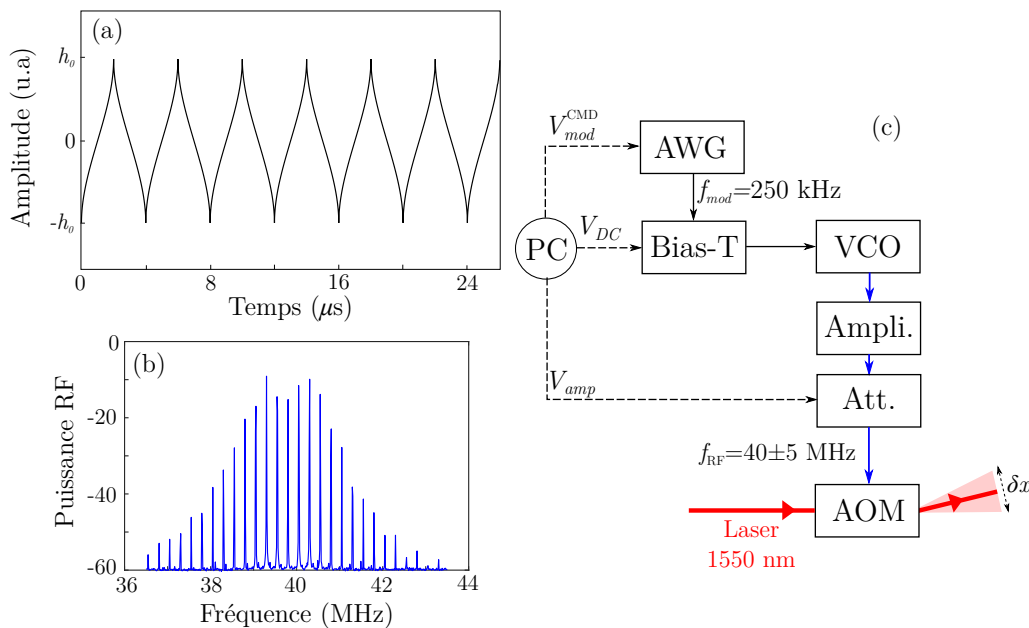


Figure 4.10 – Modulation spatiale du faisceau dipolaire. (a) Allure de la fonction de modulation déterminée dans la section 4.1.4.1, où l'amplitude h_0 est ajustable par la commande V_{mod}^{CMD} et la fréquence f_{mod} a été fixée à 250 kHz. (b) Allure du spectre de la RF modulée en fréquence. (c) Schéma de l'architecture de la modulation. Les trois tensions analogiques V_{mod}^{CMD} , V_{DC} et V_{amp} provenant du PC permettent de contrôler respectivement l'amplitude de la fonction de modulation, son offset ainsi que l'amplitude de la RF.

10. Selon notre mesure, la relation entre la fréquence de sortie du contrôleur et la tension de commande est linéaire d'équation : $f_{RF} = 0,99(\pm 0,01)V_{mod} + 39,8(\pm 0,02)$

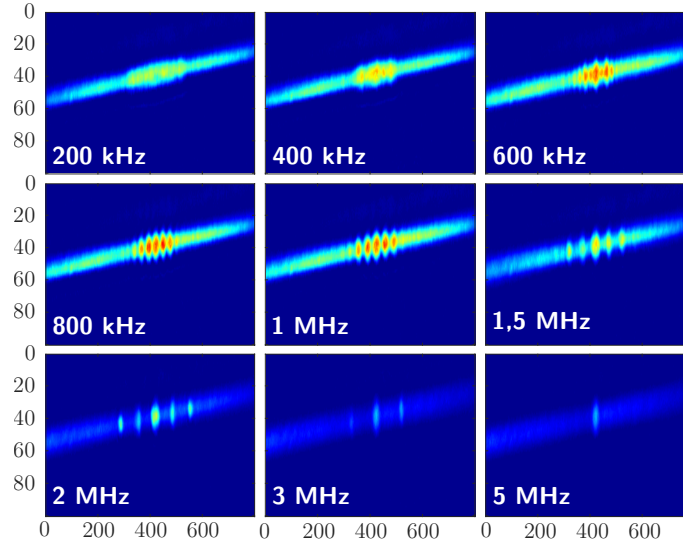


Figure 4.11 – Influence de la fréquence de modulation sur le faisceau diffracté. Images d’atomes piégés dans le potentiel moyen pour différentes valeurs de f_{mod} . Images prises après extinction des faisceaux dipolaires et un temps de vol de 2 ms. A partir de f_c (325 kHz), on voit apparaître des bandes latérales dans le profil du faisceau modulé. Plus la fréquence de modulation est grande devant f_c , plus les pics sont écartés. Il s’agit d’une mesure indirecte du profil du potentiel.

Le choix de la fréquence de modulation La fonction de modulation déterminée dans la section (4.1.4.1) est enregistrée sur l’AWG, son amplitude étant fixée à 4,5 Vpp et sa fréquence autour de 250 kHz (ces paramètres sont ajustables et ont été optimisés sur le chargement du piège). Via le PC, nous contrôlons l’amplitude de la modulation grâce à une tension analogique V_{mod}^{CMD} entre -5 V et $+5$ V. L’amplitude peut ainsi être variée entre 100 mVpp et 9 Vpp. La sortie de l’AWG est branchée sur un té de polarisation (*Bias-T* sur la Figure 4.10.c) où la modulation est couplée à une tension d’offset V_{DC} provenant également du PC. Cette commande permet d’ajuster le centrage du faisceau et a été ajoutée afin de dévier le faisceau du nuage atomique en microgravité. Le spectre de la RF modulée en fréquence est représenté sur la Figure 4.10.b pour $f_{mod} = 250$ kHz et $V_{mod}^{CMD} = 5$ V. Des bandes latérales espacées de f_{mod} apparaissent lorsque la modulation est active. Nous apportons l’attention sur le fait que la fréquence de modulation ne doit pas être choisie trop élevée par rapport à la fréquence f_c caractéristique de l’AOM. En effet, le cristal acousto-optique utilisé dans notre module est le Dioxyde de Tellure (TeO_2) et la vitesse des ondes acoustiques v_s dans ce milieu est de 617 m/s. A partir de cette vitesse et de la taille $2w_0$ de notre faisceau à l’injection dans l’AOM, nous pouvons définir la durée caractéristique suivante :

$$\tau_c = \frac{2w_0}{v_s} \approx 3 \mu s \quad (4.70)$$

que l’on peut interpréter comme le temps d’établissement du réseau de diffraction sur tout le diamètre du faisceau. Si la fréquence de modulation est de l’ordre de $f_c = 1/\tau_c$ (325 kHz) ou supérieure, alors le faisceau laser interagit avec plusieurs phonons de fréquences différentes à la fois et la modulation spatio-temporelle de la lumière en sortie de l’AOM

devient une modulation statique : le faisceau diffracté comporte alors des bandes latérales de part et d'autre de la porteuse, espacées d'un angle [Aldous et al., 2017] :

$$\theta = \frac{f_{mod}\lambda}{2v_s} \quad (4.71)$$

et dont l'amplitude dépend de l'amplitude de la modulation. L'influence de la fréquence de modulation sur le faisceau diffracté est présenté sur la Figure 4.11. A partir de f_c (325 kHz), on voit apparaître des bandes latérales sur les images d'atomes piégés et a fortiori dans le profil du faisceau modulé. On observe que plus la fréquence de modulation est grande devant f_c , plus les pics sont écartés, à l'image du comportement du spectre de la modulation. Par exemple pour $f_{mod} = 3$ MHz, on a $\theta = 3,5$ mrad et donc un déplacement dans le plan focal (au niveau des atomes) de $\delta x = 500 \mu\text{m}$ environ, ce qui est à peu près cohérent avec la mesure (déplacement de l'ordre de $400 \mu\text{m}$).

Paramètres de modulation optimaux Nous avons optimisé les paramètres de la modulation sur la densité optique en fin d'évaporation. On trouve une fréquence optimale entre 200 kHz et 300 kHz et une amplitude de 9 Vpp correspondant à $600 \mu\text{m}$ d'amplitude au niveau des atomes.

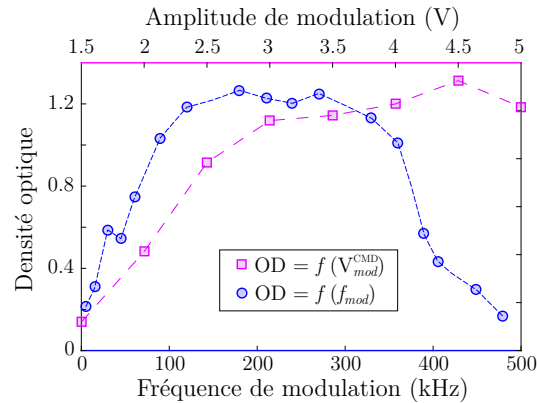


Figure 4.12 – Paramètres optimaux de la modulation. *Optimisation sur la densité optique en fin d'évaporation : densité optique en fonction de la fréquence de modulation (en bleu) et en fonction de V_{mod}^{CMD} contrôlant l'amplitude de modulation.*

4.3 Chargement du piège dipolaire

Nous présentons maintenant notre méthode originale de chargement du piège dipolaire basée sur l'association d'un refroidissement par mélasse grise en dehors et sur les bords du piège et de la modulation spatiale des faisceaux dipolaires.

4.3.1 Densité dans l'espace des phases

Le chargement d'un piège conservatif pour atomes neutres, qu'il soit magnétique ou optique, est une étape cruciale vers la production d'un gaz quantique dégénéré. Si l'on souhaite atteindre la dégénérescence quantique (cf. Chapitre 5), la densité dans l'espace

des phases (PSD pour *Phase Space Density*) est le paramètre critique permettant de juger de l'efficacité du chargement¹¹. La PSD $\tilde{\rho}$ est définie comme le nombre de particules dans une boîte de volume \hbar^3 l'espace des phases¹² et est donnée par la formule générale :

$$\tilde{\rho} = \rho \Lambda_T^3 \quad (4.72)$$

où $\rho = N/V$ est la densité spatiale de particules (N le nombre d'atomes et V le volume dans l'espace réel) et Λ_T la longueur d'onde thermique de de Broglie. Pour un gaz d'atomes de masse M à une température T , elle s'exprime comme :

$$\Lambda_T = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{mk_B T}} \quad (4.73)$$

Il est intéressant d'estimer la PSD au sein même d'un piège conservatif en exprimant la densité spatiale en fonction des paramètres du potentiel. Pour un gaz classique dans un piège harmonique isotrope de fréquence moyenne $\bar{\omega}$, elle s'écrit :

$$\rho(r) = \frac{N}{V_e} e^{-U(r)/k_B T} \quad (4.74)$$

avec $U(r) = \frac{1}{2}m\bar{\omega}^2 r^2$ le potentiel de piégeage et V_e le volume effectif du nuage donné par :

$$V_e = \int e^{-U(r)/k_B T} 4\pi r^2 dr \quad (4.75)$$

On trouve finalement pour la densité :

$$\rho(r) = \frac{N}{\pi^{3/2} R^3} e^{-(r/R)^2} \quad (4.76)$$

où l'on a introduit le "rayon harmonique" du nuage $R = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\bar{\omega}^2}}$, paramètre représentant la distance au centre du piège pour laquelle la densité a chuté de $1/e$. On obtient donc pour la PSD au centre du piège :

$$\tilde{\rho} = N \left(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T} \right)^3 \quad (4.77)$$

Nous verrons dans le chapitre suivant que le critère de dégénérescence quantique est satisfait pour $\tilde{\rho}$ au centre du piège de l'ordre de l'unité.

4.3.2 Revue des méthodes de chargement d'un piège dipolaire optique

4.3.2.1 QUEST à 10,6 μm

Le chargement d'un piège dipolaire optique nécessite toujours une étape de pré-refroidissement permettant de créer un nuage atomique de température inférieure à la profondeur de piège. La méthode standard consiste donc à charger le piège à partir d'un piège magnéto-optique

11. Sinon, la valeur du taux de collisions est le vrai critère permettant de juger d'un bon chargement puisqu'il est le garant d'une évaporation efficace.

12. L'espace des phases est l'espace abstrait dont les coordonnées sont les variables dynamiques du système étudié. Dans notre cas, il s'agit d'un espace à 6 coordonnées (3 d'espace et 3 d'impulsion).

et éventuellement une étape de mélasse, la difficulté résidant alors dans la bonne superposition du MOT et du piège dipolaire. Une option parfois utilisée est d'augmenter le gradient de champ magnétique juste avant le chargement afin de comprimer spatialement le nuage : c'est le *compressed* MOT [Petrich et al., 1994]. Les premières expériences de piège dipolaire optique menant à la dégénérescence quantique utilisaient des lasers CO₂ à 10 μm pour créer un QUEST¹³ (*QUasi-ElectroStatic Trap*) [Chu et al., 1986]. Le processus de chargement consistait toujours en la superposition des faisceaux de refroidissement et des faisceaux dipolaires s'accompagnant d'une coupure du gradient de champ magnétique ainsi que d'une réduction de l'intensité du faisceau repompeur. Cette méthode tire partie du fait que dans ce type de piège, la transition de refroidissement est très peu affectée par le faisceau dipolaire, ce qui permet de garder une mélasse efficace en dehors et à l'intérieur du piège ajoutant une composante de friction à la force dipolaire. La diminution de l'intensité du repompeur permet quant à elle d'atténuer le taux de chauffage en laissant les atomes dans un état noir n'interagissant plus avec la lumière résonnante de refroidissement (effet de type *Dark SPOT* [Ketterle et al., 1993]). L'extinction du gradient de champ magnétique est nécessaire pour réaliser l'étape de mélasse mais aussi pour une raison pratique qui est que le centre du MOT (du gradient) ne coïncide jamais exactement avec le centre du piège dipolaire. Il est également possible de charger le piège dipolaire après extinction des faisceaux de refroidissement comme pour un piège magnétique.

4.3.2.2 FORT à 1064 nm

L'autre longueur d'onde couramment utilisée pour réaliser des pièges dipolaires optiques est le 1064 nm (laser Nd :YAG [Adams et al., 1995]) ou 1070 nm (laser à fibre dopée Ytterbium [Couvert et al., 2008, Jacob et al., 2011]). Ce type de piège est un FORT et requiert moins de puissance qu'un QUEST (une dizaine de watts contre une centaine) puisque l'on est plus proche de résonance. En revanche les déplacements des niveaux excité et fondamental ne sont plus identiques (et sont même de signes opposés) ce qui implique d'adapter la méthode de chargement. En effet, dans ce cas, la force de friction induite par les faisceaux de refroidissement n'est pas efficace partout puisque les désaccords au centre du piège dipolaire et en dehors sont différents. Or le potentiel doit être suffisamment confinant, donc profond, pour pouvoir démarrer une évaporation efficace ce qui est incompatible avec une mélasse efficace au sein même du piège. Plusieurs stratégies peuvent être alors adoptées. L'une d'elles, dite méthode *Chopper* (pour "vibreur"), consiste à alterner rapidement (devant les fréquences de piégeage optique) la force de friction et la force dipolaire afin de découpler temporellement les phases de refroidissement et de piégeage optique [Clément, 2008, Dalibard et al., 1983]. Cela permet de s'affranchir des déplacements lumineux induits par le FORT et de conserver ainsi une mélasse efficace. Une autre méthode très répandue, appelée *dimple*, repose toujours sur la superposition d'une force de friction et d'un potentiel dipolaire, mais celui-ci est constitué de deux confinements différents : un faible confinement, pour lequel le volume de capture est important et le déplacement lumineux modéré afin de faciliter le chargement grâce à une force de friction efficace, et un fort confinement créé par un laser fortement focalisé résultant en un potentiel de piégeage profond. Les atomes du réservoir sont alors susceptibles de tomber dans le *dimple* puis de thermaliser ce qui permet d'atteindre des taux de collisions suffisants pour débiter une

13. Les QUEST sont des pièges dipolaires dont la longueur d'onde est située très loin de toute résonance atomique de sorte que l'on peut en bonne approximation, remplacer la polarisabilité dynamique par la polarisabilité statique.

évaporation [Ma et al., 2004]. Par ailleurs l'effet de *Dark SPOT* est toujours présent si la fréquence repompeur n'est pas changée ce qui contribue à augmenter la PSD au sein du piège.

4.3.2.3 FORT à 1550 nm

Sur notre expérience, le choix a initialement été fait d'utiliser un laser fibré dans la gamme des longueurs d'onde Télécom, plus précisément à 1550 nm. L'idée était de s'inscrire dans la logique du système laser du reste de l'expérience et d'utiliser une technologie robuste et qualifiée pour le spatial. Sur les expériences utilisant un FORT autour de cette longueur d'onde, les méthodes de chargement sont similaires à celles pour un FORT à 1064 nm, les déplacements lumineux étant également différents pour l'état excité et l'état fondamental. Nous introduisons ici une méthode de chargement efficace ne nécessitant pas de faisceau *dimple*.

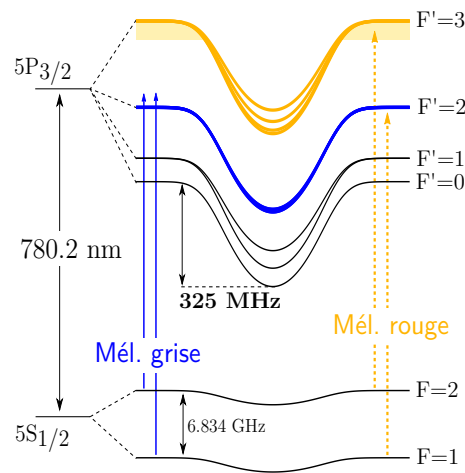


Figure 4.13 – Déplacements lumineux induits par le FORT et configuration des faisceaux de refroidissement. La puissance du piège dipolaire est de $5 + 4,5 \text{ W}$. Le déplacement du niveau excité est de 325 MHz . En bleu la configuration mélasse grise, les faisceaux ne croisent jamais le niveau $|F' = 2\rangle$. En jaune la configuration mélasse rouge. Dans ce cas, à l'intérieur du piège, les faisceaux de refroidissement sont situés dans le bleu de la transition vers $|F' = 3\rangle$.

4.3.3 Notre méthode de chargement du FORT à 1550 nm

Comme nous l'avons vu plus haut, la proximité de la longueur d'onde 1550 nm avec les transitions fortes $5P_{3/2} \rightarrow 4D_{3/2}$ et $4D_{5/2}$ induit un fort déplacement du niveau excité $5P_{3/2}$ par rapport au niveau fondamental $5S_{1/2}$ ainsi qu'une levée de dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Ceci a pour effet de rendre totalement inefficace la mélasse au niveau de la zone de recouvrement des faisceaux MOT et du faisceau dipolaire. En revanche, cette configuration est compatible avec un schéma de mélasse grise particulier pour lequel un état noir subsiste malgré la levée de dégénérescence. Par ailleurs, les mélasses grises opérant dans le bleu de la transition de refroidissement, à aucun moment un croisement de la transition ne peut avoir lieu à cause du déplacement lumineux et ainsi induire un

chauffage comme c'est le cas d'un schéma de mélasse rouge. La mélasse grise est une méthode aujourd'hui très répandue pour le refroidissement sub-Doppler d'atomes dont la structure hyperfine compacte (notamment le Lithium et le Potassium) limite l'efficacité des mélasses rouges. Elles sont généralement implémentées sur la raie D1 car sa structure hyperfine est plus simple et permet de désaccorder dans le bleu de la transition sans interférer avec les autres niveaux [Salomon et al., 2013, Antoni-Micollier et al., 2017]. Ici, nous effectuons une mélasse grise sur la raie D2 du ^{87}Rb comme décrite dans [Rosi et al., 2018].

4.3.3.1 Principe de la mélasse grise

Le principe de la mélasse grise repose sur l'association de deux phénomènes : le piégeage de population sélectif en vitesse (VSCPT pour *Velocity Selective Coherent Population Trapping*) appliqué à une configuration possédant des états non couplés à la lumière, et l'effet Sisyphes gris. Nous décrivons ici succinctement son fonctionnement. On trouvera des explications détaillées dans [Boiron, 1998].

Le VSCPT Le VSCPT s'applique dans le cas d'une transition $J \rightarrow J-1$ ou $J \rightarrow J$ et pour un couple de faisceaux laser contra-propageants, car il existe pour ce type de transition des états $|\psi^{\text{NC}}\rangle$ non couplés à la lumière. Par exemple, dans le cas d'une transition $1 \rightarrow 1$ éclairée par deux faisceaux laser contra-propageants polarisés $\sigma^+ - \sigma^-$ (cf. Figure 4.14), la superposition d'états :

$$|\psi^{\text{NC}}\rangle = \kappa_{-1}|J, m_J = 1\rangle - \kappa_{+1}|J, m_J = -1\rangle \quad (4.78)$$

ne peut être excité par le laser. La probabilité de trouver l'atome dans l'état $|J', m'_J = 0\rangle$ est nulle. κ_{+1} et κ_{-1} sont les fréquences de Rabi associées aux deux transitions. On appelle cette configuration un schéma en Λ . Un atome se trouvant dans un état non couplé n'est donc plus excité par la lumière tandis qu'un atome dans un état couplé donné par :

$$|\psi^{\text{C}}\rangle = \kappa_{+1}|J, m_J = 1\rangle + \kappa_{-1}|J, m_J = -1\rangle \quad (4.79)$$

finit, par pompage optique, par tomber dans l'état non couplé. Cependant il n'y reste pas indéfiniment à cause du terme d'énergie cinétique dans l'hamiltonien total. Pour que l'atome soit dans un véritable état noir, l'état non couplé doit également être un état

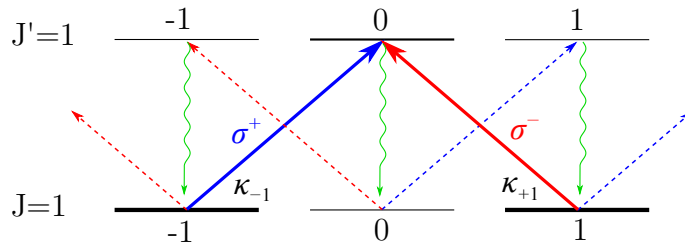


Figure 4.14 – Principe des états non couplés à la lumière dans un système en Λ . Cas d'une transition $|J = 1\rangle \rightarrow |J' = 1\rangle$ où l'atome est éclairé par deux faisceaux laser résonants en configuration de polarisation σ^+/σ^- . Il existe une superposition d'états propres de l'hamiltonien non perturbé qui est transparente à la lumière sonde.

propre de l'énergie cinétique, pour une valeur particulière d'impulsion au moins. Or, dans ce cas précis l'hamiltonien d'énergie cinétique $H_{\text{cin}} = \frac{\mathbf{P}^2}{2M}$ n'est pas diagonal dans la base $\{|\psi^{\text{NC}}(p)\rangle, |\psi^{\text{C}}(p)\rangle\}$ puisque l'on a :

$$\langle \psi^{\text{C}}(p) | H_{\text{cin}} | \psi^{\text{NC}}(p) \rangle = \frac{-2\kappa_1 \kappa_{-1}}{M} \hbar p k \quad (4.80)$$

Ici, seul l'état $|\psi^{\text{NC}}(0)\rangle$ est donc un véritable état noir. Les atomes dans l'état non couplé et d'impulsion $p \neq 0$ sont eux, transférés vers l'état couplé par couplage motionnel. Via des processus d'émission spontanée et par une marche au hasard dans l'espace des impulsions, l'atome finit par tomber dans l'état $|\psi^{\text{NC}}(0)\rangle$ et on peut ainsi espérer accumuler un grand nombre d'atomes au voisinage de cet état.

Effet Sisyphe gris Dans la situation décrite ci-dessus, la dynamique de l'établissement d'un atome dans l'état non couplé est régie par une marche aléatoire dans l'espace des impulsions couplée aux processus d'émission spontanée. La durée typique de cette évolution est définie comme l'inverse de la fréquence de recul ($\tau = \frac{2m}{\hbar k^2}$). Mais la présence d'un potentiel modulé spatialement (modulant l'état $|\psi^{\text{NC}}\rangle$) créé par le gradient de polarisation inhérent à la configuration d'éclairage de l'atome, permet d'accélérer le processus d'accumulation des atomes dans l'état non couplé. L'effet Sisyphe gris est similaire à l'effet Sisyphe classique, à cette différence près que les atomes cyclent entre des états non-couplés à la lumière et des états couplés, dans le potentiel modulé. Ainsi les atomes chauds sont transférés de l'état $|\psi^{\text{NC}}\rangle$ vers l'état $|\psi^{\text{C}}\rangle$ au bas d'une colline de potentiel puis repassent dans l'état non couplé en haut d'une colline perdant ainsi l'énergie correspondant au processus d'escalade du potentiel. Pour que l'état $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ soit également l'état d'énergie minimale, le désaccord par rapport à la résonance doit être pris positif, autrement dit dans le bleu de la transition atomique. Dans le cas d'une mélasse rouge, le désaccord est à l'inverse négatif.

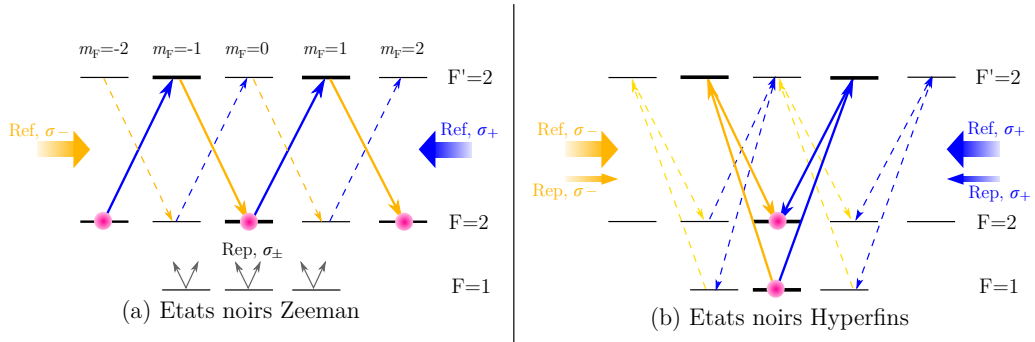


Figure 4.15 – VSCPT sur la raie D2 du ^{87}Rb . (a) *Système en W-inversé : configuration avec un repompeur simple, sans relation de phase avec la fréquence refroidisseur. Existence d'un état noir transitoire entre sous-niveaux Zeeman du niveau $|F = 2\rangle$.* (b) *Double système en Λ : le repompeur est en phase avec le refroidisseur. Existence de trois états noirs entre mêmes m_F des deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. La présence du FORT lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman du niveau $|F' = 2\rangle$, et tue les deux états noirs $m_F = \pm 1$.*

4.3.3.2 Mélasse grise sur la raie D2 du ^{87}Rb

Etat Zeeman non couplé (mélasse grise classique) Nous nous plaçons maintenant dans la situation de la raie D2 de l'atome de ^{87}Rb pour laquelle on note ω_0 la fréquence de transition. Il existe deux transitions pouvant être utilisées pour réaliser une mélasse grise : $|F = 2 \rightarrow F' = 1, 2\rangle$, mais pour simplifier les explications, on choisit de s'accorder sur $|F' = 2\rangle$. Les atomes sont éclairés par deux lasers contra-propageants de même fréquence ω_{L1} en configuration de polarisation σ^+/σ^- . Comme illustré sur la Figure 4.15.a, cette situation aboutit par pompage optique à un système en W -inversé, légèrement plus complexe que le système en Λ généralement utilisé pour décrire le VSCPT. On montre alors que l'état [Papoff et al., 1992] :

$$|\psi_z^{\text{NC}}(p)\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|(2, -2), p - 2\hbar k\rangle - |(2, 0), p\rangle + |(2, 2), p + 2\hbar k\rangle) \quad (4.81)$$

est un état non couplé à la lumière entre les sous-niveaux Zeeman du niveau $F = 2$ de moment quantifié centré sur p . Les états sont étiquetés de la manière suivante : $| (F = 2, m_F), p \rangle$. L'impulsion centrale p est sélectionnée en ajustant le désaccord $\Delta = \omega_{L1} - \omega_0$. Toutefois, ce n'est pas un état noir, même pour $p = 0$, car les différents états de la superposition possèdent des impulsions différentes induisant un déphasage dû au terme d'énergie cinétique et conduisant à un couplage avec l'état couplé à la lumière $|\psi_z^{\text{C}}\rangle$. On parle ici d'état noir transitoire (TDS pour *Transient Dark State*).

Etat hyperfin non couplé en boucle fermée Un effet intéressant apparaît lorsqu'une deuxième fréquence laser ω_{L2} accordée à résonance sur $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ est ajoutée. En effet, trois nouvelles familles d'états en boucle fermée (cf. Figure 4.15.b entre les deux niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$) peuvent alors être créées. Sous certaines conditions strictes que l'on énumère ci-après, on montre que les états suivants sont des états non couplés [Naik et al., 2019] :

$$|\psi_{hfs}^{\text{NC}}(p)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|(2, m_F), p\rangle - |(1, m_F), p\rangle) \quad (4.82)$$

où $m_F = -1, 0$ ou $+1$. Les conditions sont les suivantes (l'indexation ij fait référence à i la fréquence du laser et j au sens de propagation du faisceau) :

- Même configuration de polarisations entre les deux fréquences laser : c'est-à-dire $\sigma_{11}^+/\sigma_{12}^-$, et $\sigma_{21}^+/\sigma_{22}^-$.
- Différence de phase d'une paire de faisceaux co-propageants ($\varphi_{L11} - \varphi_{L21}$) égale à la différence de phase de la deuxième paire ($\varphi_{L12} - \varphi_{L22}$).
- Ratios de puissance égaux entre ces 2 paires de faisceaux : $\frac{\kappa_{11}}{\kappa_{21}} = \frac{\kappa_{12}}{\kappa_{22}}$

Ces conditions sont automatiquement remplies sur notre expérience car la deuxième fréquence est générée grâce à un modulateur de phase. Les états $|\psi_{hfs}^{\text{NC}}\rangle$ sont cette fois de vrais états noirs, mais uniquement pour l'impulsion $p \sim 0$. Bien que ces états soient états propres de l'hamiltonien d'énergie cinétique, pour une impulsion $|p| \gg 0$, un déphasage dû à l'effet Doppler se crée entre les deux paires de faisceaux co-propageants et la deuxième condition n'est plus remplie. Notons que si les lasers sont accordés sur le niveau $|F' = 1\rangle$ plutôt que $|F' = 2\rangle$, alors seul l'état $\frac{1}{\sqrt{2}} (|(2, 0), p\rangle - |(1, 0), p\rangle)$ peut exister à cause de l'absence des sous-niveaux Zeeman $m_{F'} = \pm 2$. Dans les schémas de mélasse grise classique, le rôle de la deuxième fréquence est purement un rôle de repompeur pour les atomes tombés

dans $|F = 1\rangle$ puisqu'il n'y a souvent aucune relation de phase bien définie entre les deux fréquences.

Influence du piège dipolaire à 1550 nm Nous avons vu qu'en plus de créer un fort déplacement lumineux différentiel entre le niveau $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, les déplacements en question dépendent du sous-niveau Zeeman m_F , compliquant ainsi non seulement les mécanismes de refroidissement sub-Doppler, mais aussi la formation d'états noirs. Cependant, un TDS survit à cette levée de dégénérescence, celui pour lequel $m_F = 0$. En effet, cet état résulte en partie du couplage avec les sous-niveaux $m_{F'} = \pm 1$. Or ces sous-niveaux Zeeman sont déplacés de la même quantité, ce qui permet de garder valide la condition sur la phase et donc de permettre la formation de l'état noir. Dans notre cas, le refroidissement est efficace seulement sur les bords du piège, là où les déplacements lumineux ne sont pas trop importants. Il n'y a donc pas de refroidissement au fond du piège, car les atomes sont alors transparents aux faisceaux de mélasse grise.

4.3.3.3 Chargement du piège

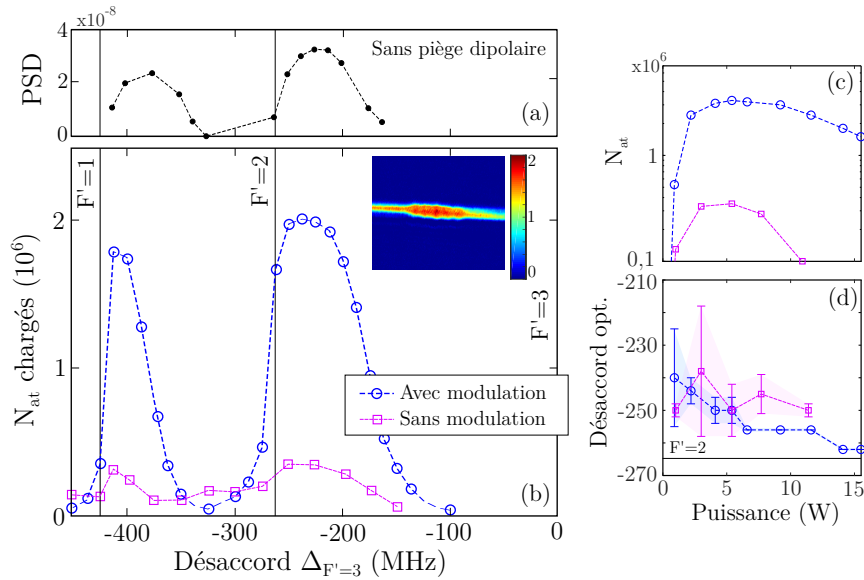


Figure 4.16 – Etude du chargement par mélasse grise. (a) Densité dans l'espace des phases à l'issue de la mélasse grise sans piège dipolaire. (b) Nombre d'atomes chargés dans le piège dipolaire en fonction du désaccord par rapport à $|F' = 3\rangle$ pour une puissance de 5+4,5 W. L'insert est une image des atomes dans le piège pour les paramètres optimaux de chargement. (c) et (d) Respectivement : nombre d'atomes chargés et désaccord optimal pour le chargement, des faisceaux de mélasse grise, en fonction de la puissance du premier passage du piège dipolaire. Les barres d'erreur illustrent la plage d'efficacité du chargement.

Séquence expérimentale Expérimentalement, le piège dipolaire est allumé après une étape de mélasse rouge telle que décrite dans le Chapitre 2, d'une durée de 7 ms, et pour laquelle la température du nuage est d'environ $3 \mu\text{K}$ et le nombre d'atomes de 5×10^7 . Dans le même temps, la fréquence repompeur est amenée proche de résonance avec la

transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, et de manière à satisfaire la condition de résonance Raman avec la fréquence refroidisseur. Le désaccord des deux fréquences par rapport $|F' = 3\rangle$ est également augmenté jusqu'à 240 MHz pour se ramener dans la configuration de mélasse grise. L'intensité totale sur les atomes est égale à $7I_{sat}$ avec un ratio de repompeur tel que $I_{rep}/I_{ref} = 0,1$. Cette étape de chargement du piège dipolaire dure 150 ms. A ce moment, les faisceaux du piège dipolaire sont modulés avec une amplitude $h_0 = 300 \mu\text{m}$ au niveau des atomes. La puissance est de 5 W dans le premier passage et de 4,5 W dans le deuxième passage à cause des pertes induites par les hublots et les optiques. La profondeur du piège modulé est alors de $120 \mu\text{K}$ et la température du nuage mesurée par temps de vol, de $15 \mu\text{K}$. Cette méthode de chargement optimisée permet de charger 5×10^6 atomes soit environ 10% des atomes du MOT.

Performances et interprétation du chargement Sur la Figure 4.16.b, nous avons tracé le nombre d'atomes chargés dans le piège en fonction du désaccord par rapport à $|F' = 3\rangle$, pour une puissance de $5 + 4,5$ W, avec et sans modulation des faisceaux. On constate dans les deux cas que le chargement est optimal au désaccord pour lequel la mélasse grise en espace libre (sans le piège dipolaire) est optimale en terme de PSD (cf. Figure 4.16.a), mais légèrement désaccordé de la transition $|F' = 2\rangle$ (d'environ 10 MHz pour cette puissance). Ce décalage laisse à penser que le chargement est le plus efficace lorsque le refroidissement par mélasse grise optimal a lieu sur les bords du piège, légèrement à l'intérieur. Toutefois, elle reste relativement efficace en dehors du piège même pour un désaccord de -250 MHz (par rapport à -240 MHz) ce qui permet de conserver un réservoir d'atomes froids pour le chargement. Les atomes arrivant sur les bords du piège sont toujours soumis à une force de friction importante et ont donc une vitesse suffisamment faible pour tomber dans le puits de potentiel et y rester piégés. Au fond du piège, les atomes deviennent transparents à la lumière de refroidissement. Globalement, que le piège soit modulé ou non, le désaccord optimal (cf. Figure 4.16.d) ne dépend pas de la puissance dans les faisceaux dipolaires. Lorsque l'on choisit des désaccords par rapport à $|F' = 3\rangle$, plus grands de manière à adresser des atomes situés plus profondément dans le piège, le chargement perd en efficacité car la mélasse grise n'est alors efficace que sur une zone restreinte du recouvrement avec le piège dipolaire, et plus du tout en dehors du piège. Ici, le rôle de la modulation est double : il permet non seulement d'augmenter le volume de capture, mais également de moduler temporellement les déplacements lumineux à un endroit donné¹⁴, ce qui implique qu'il y a toujours une partie des atomes ne voyant pas le piège et n'étant donc pas affectée par les déplacements lumineux. A l'instar de la méthode *Chopper*, ceux-ci sont ainsi refroidis lorsqu'ils sont hors des faisceaux, et ressentent la force dipolaire quelques instants plus tard lorsqu'ils se retrouvent à nouveau dans la zone des faisceaux. Le processus est efficace puisque la fréquence de modulation du potentiel (280 kHz) est bien inférieure au taux de formation de l'état noir donné par la durée de vie du niveau excité ($\Gamma = 6,065$ MHz). Un effet pouvant expliquer la perte d'efficacité de chargement à haute puissance, est la présence du niveau $|F' = 3\rangle$, qui, pour des déplacements lumineux supérieurs à 267 MHz, est à résonance avec les faisceaux de refroidissement pour les atomes au fond du piège, tuant la transparence et pouvant induire un chauffage.

14. Si du point de vue de la dynamique externe de l'atome (mouvement de son centre de masse) le potentiel de piégeage ressenti est un potentiel moyenné, du point de vue de sa dynamique interne (mouvement des électrons), les déplacements lumineux sont "instantanés".

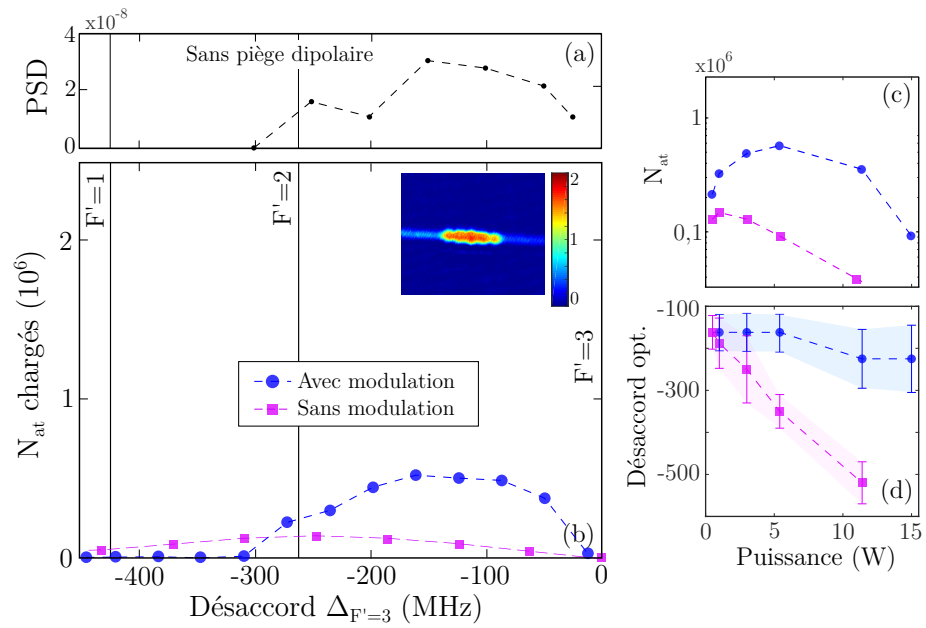


Figure 4.17 – Etude du chargement par mélasse rouge. (a) Densité dans l'espace des phases à l'issue de la mélasse rouge sans piège dipolaire. (b) Nombre d'atomes chargés dans le piège dipolaire en fonction du désaccord par rapport à $|F' = 3\rangle$ pour une puissance de $5+4,5$ W. L'insert est une image des atomes dans le piège pour les paramètres optimaux de chargement. (c) et (d) Respectivement : nombre d'atomes chargés et désaccord optimal pour le chargement, des faisceaux de mélasse rouge, en fonction de la puissance du premier passage du piège dipolaire. Les barres d'erreur illustrent la plage d'efficacité du chargement.

Comparaison avec le cas d'une mélasse rouge Pour évaluer le gain de la mélasse grise par rapport à une mélasse rouge et pour mieux comprendre la physique du chargement, nous avons étudié le chargement du piège dipolaire en présence d'une mélasse rouge. La séquence est identique mais les faisceaux de refroidissement restent en configuration mélasse rouge tout le temps du chargement. Les résultats de l'étude sont résumés sur la Figure 4.17. Le premier constat évident est que cette méthode de chargement est moins efficace que pour une mélasse grise. Modulé, le nombre d'atomes chargés est en moyenne quatre fois moins important. Deux arguments peuvent expliquer cette moindre efficacité : tout d'abord, bien que les températures obtenues soient similaires, il a été montré que le refroidissement par mélasse grise s'établit sur des durées plus courtes (< 1 ms) que les mélasses rouges classiques (> 5 ms) [Rosi et al., 2018] ce qui permet de garder une densité au centre du nuage importante et donc d'améliorer le chargement. Ensuite, comparé à la mélasse grise où le désaccord par rapport à la transition de refroidissement est positif, pour une mélasse rouge le désaccord est négatif. Ainsi, le faisceau refroidisseur doit être accordé sur le fond du piège afin d'éviter que les atomes tombant dans le potentiel ne croisent une zone dans laquelle le désaccord du refroidisseur se retrouve dans le bleu de la transition et ne subissent donc une force de friction positive induisant un chauffage. En effet, comme le montre la Figure 4.17.d, lorsque que le piège n'est pas modulé le désaccord doit être adapté selon la puissance du FORT, et le décalage correspond exactement au déplacement lumineux du niveaux excité. Plus la puissance est importante, moins le nombre d'atomes chargés est important car la séparation entre les sous-niveaux Zeeman augmente rendant moins efficace l'effet Sisyphé, au même titre qu'un champ magnétique détériore fortement une mélasse à cause de l'effet Zeeman. De plus, plus l'on s'éloigne du désaccord optimal en espace libre (-140 MHz), moins la mélasse est efficace en dehors du piège et le réservoir d'atomes froids diminue. Lorsque que le piège est modulé en revanche, le désaccord reste globalement fixe quelque soit la puissance ce qui confirme que le comportement de type *Chopper* décrit ci-dessus.

4.3.4 Tomographie des déplacements lumineux

Une méthode pour mesurer expérimentalement les déplacements lumineux consiste à imager les atomes in situ dans le piège, alors que les faisceaux du FORT sont allumés (cf. Figure 4.18.b) [Brantut et al., 2008]. Avec le faisceau d'imagerie (appelé ici faisceau sonde), on adresse ainsi des atomes situés sur des équipotentielles différentes selon la valeur du désaccord par rapport à la transition d'imagerie. La séquence expérimentale se compose d'une étape de chargement avec le piège modulé telle que décrite ci-dessus, suivie d'un temps de maintien dans la pince pendant 50 ms de manière à laisser tomber les atomes non piégés, puis d'une étape de compression du piège de 150 ms consistant à réduire adiabatiquement l'amplitude de modulation. Les faisceaux dipolaires sont ensuite maintenus allumés pendant l'impulsion d'imagerie dont le désaccord est varié à chaque séquence. Lorsque le faisceau sonde est à résonance avec la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$, aucun atome n'est imagé. Puis, au fur et à mesure que le désaccord augmente vers les valeurs négatives, des atomes situés de plus en plus profond dans le piège sont imagés puisqu'ils se trouvent à résonance avec la sonde à cause du fort déplacement du niveau excité. La valeur de désaccord à partir de laquelle plus aucun atome n'est détecté correspond à la profondeur du déplacement lumineux du niveau excité pour la puissance considérée. Nous répétons la procédure pour différentes puissances du FORT et nous traçons sur la Figure 4.18.a la valeur du déplacement mesuré en fonction de l'intensité lumineuse. On trouve un

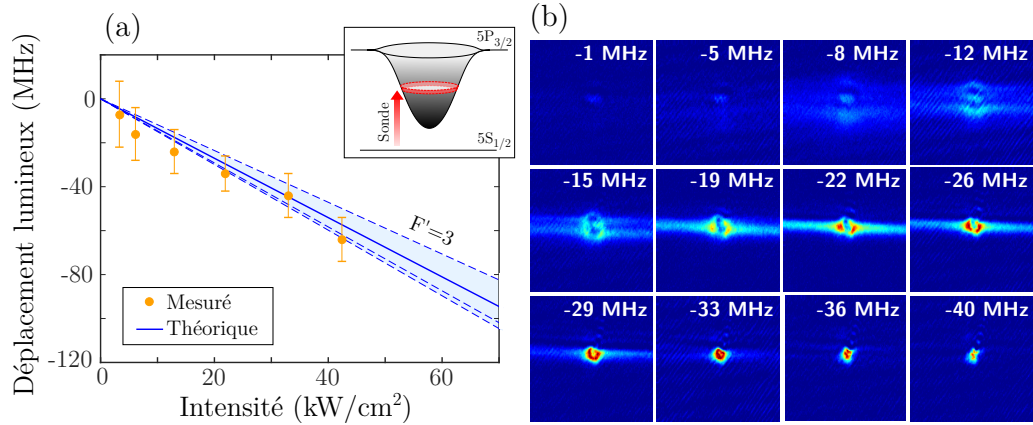


Figure 4.18 – Tomographie des déplacements lumineux. (a) Déplacement lumineux en MHz du niveau $5P_{3/2}$ mesuré et calculé, en fonction de l'intensité du FORT. L'insert représente le profil du potentiel en 2D et la courbe d'équipotentielle adressée par le faisceau sonde pour un désaccord donné. (b) Images des atomes au sein du piège pour une puissance de 465 W pour différents désaccords du faisceau sonde.

bon accord avec les déplacements calculés théoriquement. Nous faisons remarquer que la précision de l'estimation du déplacement est fixée par la largeur naturelle de l'état excité, à savoir 6 MHz. La tomographie du potentiel s'interprète aisément à une et deux dimensions, la présence du creux sur les images in situ d'absorption s'expliquant par le fait que seuls les atomes situés sur une même équipotentielle sont adressés par le faisceau d'imagerie pour un désaccord donné (cf. insert de la Figure 4.18.b). Mais à trois dimensions, les équipotentielles sont des surfaces fermées qui s'apparentent à des sphères. Dans ce cas, la densité optique est homogène sur toute la zone de détection puisque le faisceau sonde est autant absorbé sur les bords des équipotentielles (du point de vue de la direction de propagation du faisceau) qu'au centre. On peut alors s'attendre à voir disparaître ce creux. Mais il n'en est rien à cause d'une raison purement technique, à savoir l'échantillonnage spatial de la mesure du fait de la taille finie des pixels de la caméra. En effet, pour échantillonner une sphère dans un plan 2D, la taille du pas d'échantillonnage doit être plus petit sur les bords, là où la courbure est forte qu'au milieu. Dans notre cas, le pas (la taille du pixel) est constant dans tout le plan d'imagerie et un pixel voyant le bord du projeté de la sphère dans son plan, image une densité optique plus épaisse qu'un pixel au milieu. Finalement, la méthode de tomographie fonctionne toujours en 3D. Toutefois, la résolution de notre système d'imagerie étant limitée à $5,6 \mu\text{m}$, il devient difficile d'imager les atomes tout au fond du piège ce qui limite la précision de la mesure.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé le principe du piégeage dipolaire par une force optique conservative. Nous avons vu que la force dipolaire dérive du potentiel d'interaction entre le dipôle atomique induit par le champ électrique, et le champ électrique lui-même, et fait donc intervenir la notion de polarisabilité. Elle peut également s'interpréter comme le déplacement en énergie du niveau fondamental. A ce titre, nous avons donné les élé-

ments théoriques pour le calcul des déplacements lumineux des niveaux d'énergie d'un atome à plusieurs niveaux. Notre piège dipolaire croisé à la longueur d'onde Télécom de 1550 nm induit ainsi un fort déplacement du niveau excité dû à la proximité avec les transitions fortes à 1529 nm. Nous avons présenté notre méthode de chargement du piège originale reposant sur un refroidissement par états noirs sur les bords du piège associé à une modulation spatiale des faisceaux pour accroître le volume de capture, et permettant de charger environ 5×10^6 atomes depuis le MOT. La modulation introduit un degré de liberté supplémentaire utile pour le contrôle du taux de collisions. Nous étudierons dans le chapitre suivant la suite de la séquence expérimentale qui nous a conduit à générer le premier condensat de Bose-Einstein tout optique en microgravité.

CHAPITRE 5

Condensation de Bose-Einstein tout optique en microgravité

Ce chapitre synthétise les résultats de l'évaporation dans le piège dipolaire en gravité standard et en microgravité, ainsi que les premières données d'interférométrie utilisant la source atomique ultra-froide. Après une partie consacrée aux rappels théoriques sur la condensation de Bose-Einstein et le refroidissement évaporatif dans un piège conservatif, nous présentons et caractérisons le condensat de ^{87}Rb obtenu en 1 g. Nous montrons brièvement notre capacité à polariser le condensat dans un état de spin pur par une méthode de distillation puis nous abordons la façon dont est généré ce même condensat sur le simulateur 0g, les variations d'accélération au cours de sa trajectoire nécessitant d'adapter la rampe d'évaporation. Enfin, nous exposons quelques résultats relatifs à l'interférométrie atomique avec cette nouvelle source collimatée, au sol et en microgravité dans le régime de double diffraction.

Sommaire

5.1	Notions sur les gaz ultrafroids	142
5.1.1	La condensation de Bose-Einstein d'un gaz sans interactions . . .	142
5.1.2	Effet des interactions	147
5.1.3	Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif	151
5.2	Résultats expérimentaux	156
5.2.1	Evaporation en gravité standard	156
5.2.2	Evaporation sur le simulateur 0g	165
5.2.3	Résultats préliminaires d'interférométrie avec des atomes ultra-froids	169
5.3	Conclusion	172

5.1 Notions sur les gaz ultrafroids

5.1.1 La condensation de Bose-Einstein d'un gaz sans interactions

5.1.1.1 Saturation des états excités du gaz parfait

La condensation de Bose-Einstein est un phénomène d'accumulation d'un nombre macroscopique de bosons (particules de spin entier) dans l'état fondamental du système considéré, et naît de l'indiscernabilité des particules élémentaires en mécanique quantique. En effet, l'élément essentiel dans le calcul de la distribution en énergie d'un gaz parfait monoatomique tient dans la manière de dénombrer le nombre d'états microscopiques distincts associés à un état macroscopique du gaz. Ainsi, l'état d'équilibre, c'est-à-dire l'état macroscopique le plus probable, suit une loi de distribution différente selon que l'on considère les particules indiscernables ou non. En physique statistique classique, on peut montrer que la loi de distribution donnant le taux d'occupation moyen \bar{n}_i d'un état microscopique i d'énergie ε_i pour un gaz d'atomes de température T et de potentiel chimique μ ¹ suit la statistique de Maxwell-Boltzmann [Dalibard, 2015] :

$$\bar{n}_i^{\text{MB}} = z e^{-\beta \varepsilon_i} \quad (5.1)$$

où l'on a posé $\beta = \frac{1}{k_B T}$ et $z = e^{\beta \mu}$ la fugacité. Si l'on considère maintenant les particules comme indiscernables (au sens où on ne peut plus leur attribuer de numéro pour les distinguer) en plus d'être identiques, la loi de distribution est donnée par la statistique de Bose-Einstein :

$$\bar{n}_i^{\text{BE}} = \frac{z}{e^{\beta \varepsilon_i} - z} \quad (5.2)$$

Dans ce cas, le nombre total N de particules dans le système s'écrit :

$$N(T, \mu) = \sum_i \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_B T} - 1} \quad (5.3)$$

On peut alors décomposer cette somme en deux contributions, celle de l'état fondamental ($i = 0$) et celle de tous les états excités ($i \neq 0$) :

$$N(T, \mu) = N_0 + N_{\text{exc}} = \frac{z}{1 - z} + \sum_{i \neq 0} \frac{z}{e^{\beta \varepsilon_i} - z} \quad (5.4)$$

Comme \bar{n}_i^{BE} ne peut être négatif, seules les valeurs de potentiel chimique μ strictement inférieures à l'énergie de l'état fondamental ε_0 ont un sens physique :

$$\mu < \varepsilon_0 = 0 \quad (5.5)$$

contraignant ainsi la fugacité à $0 < z < 1$. Cette contrainte sur z impose une limite supérieure $N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T)$ à la population des états excités :

$$N_{\text{exc}}(T, \mu) < N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T) = \sum_{i \neq 0} \frac{1}{e^{\varepsilon_i/k_B T} - 1} \quad (5.6)$$

1. Le potentiel chimique peut se définir comme étant l'énergie nécessaire pour ajouter un atome au gaz.

Cette borne supérieure ayant toujours une valeur finie, le phénomène de condensation apparaît clairement ici : à température et volume du système fixés, lorsque que le nombre de particules N devient supérieur à cette valeur $N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T)$, les niveaux excités ne peuvent accueillir l'ensemble des particules, et l'excédent de population $N - N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T)$ s'accumule nécessairement dans l'état fondamental puisque N_0 n'est pas borné. La statistique de Bose-Einstein favorise donc les configurations condensées, c'est-à-dire celles où toutes les particules occupent le même état microscopique, lorsque la fugacité tend vers 1. Cette saturation des états excités se manifeste de la même manière si la température T est variée à volume et nombre de particules constants. On montre ainsi que pour T inférieur à une certaine température critique T_C , $N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T)$ devient inférieur à N et l'excédent de population se condense dans l'état fondamental. Si dans le cadre de la statistique de Maxwell-Boltzmann, on peut également observer une forte accumulation de particules dans l'état fondamental lorsque la température du système est diminuée (précisément si la température est inférieure à l'écart en énergie $\varepsilon_1 - \varepsilon_0$), le phénomène décrit ici est plus subtil puisque l'accumulation peut se produire à n'importe quelle température. On appelle communément la fraction macroscopique de population dans l'état fondamental, le condensat de Bose-Einstein ou la fraction condensée, et le résidu de population encore dans les états excités, le nuage thermique.

5.1.1.2 Condensation dans un piège harmonique 3D

Température critique et fraction condensée Dans la suite, nous déterminons les propriétés d'un gaz à l'équilibre thermodynamique dans le cas d'un potentiel de piégeage $U_{\text{OH}}(\mathbf{r})$ harmonique :

$$U_{\text{OH}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (5.7)$$

Nous nous plaçons dans le cas d'un piège isotrope ($\omega_x = \omega_y = \omega_z = \omega$) pour lequel les énergies propres associées aux états propres de l'hamiltonien à une particule sont :

$$\varepsilon_i = \hbar\omega \left(i + \frac{3}{2} \right), \text{ avec } i = i_x + i_y + i_z \quad (5.8)$$

Par souci de commodité, nous incorporons l'énergie de l'état fondamental $\varepsilon_0 = \frac{3}{2}\hbar\omega$ dans le potentiel chimique μ de sorte que le nombre maximal de particules dans les états excités du piège s'écrit :

$$N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T) = \sum_{i \neq 0} \frac{1}{e^{i\beta\hbar\omega} - 1} \quad (5.9)$$

Une méthode possible pour le calcul de cette somme consiste à utiliser l'expansion en série de Taylor suivante [Pethick and Smith, 2008] :

$$\frac{1}{e^x - 1} = \sum_{k=1}^{\infty} e^{-kx} \quad (5.10)$$

ce qui amène à :

$$N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{i_x, i_y, i_z \neq 0} e^{-k\beta\hbar\omega(i_x+i_y+i_z)} \quad (5.11)$$

$$= \sum_{k=1}^{\infty} \left(\sum_{i \neq 0} e^{-ik\beta\hbar\omega} \right)^3 \quad (5.12)$$

En utilisant à nouveau le développement (5.10) appliqué à la somme sur les i , il vient :

$$N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T) = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{1 - e^{-k\beta\hbar\omega}} \right)^3 \quad (5.13)$$

Pour x petit devant 1, on a :

$$\frac{1}{1 - e^{-x}} \sim \frac{1}{x} \quad (5.14)$$

On en déduit donc l'expression de $N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T)$ à l'ordre 1 en $\beta\hbar\omega^2$:

$$N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T) = \left(\frac{1}{\beta\hbar\omega} \right)^3 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^3} \quad (5.15)$$

La somme sur les k s'identifie alors à la fonction Zeta de Riemann $\zeta(s)$ évaluée en $s = 3$, d'où :

$$N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T) = \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega} \right)^3 \zeta(3) \quad (5.16)$$

La fraction de population dans l'état fondamental est alors donnée par :

$$\frac{N_0}{N} = \frac{N - N_{\text{exc}}^{(\text{max})}(T)}{N} = 1 - \frac{1}{N} \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega} \right)^3 \zeta(3) \quad (5.17)$$

En posant comme paramètre la température critique T_C évoquée plus haut :

$$T_C = \frac{\hbar\omega}{k_B} \left(\frac{N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} \quad (5.18)$$

on peut écrire :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^3 \quad (5.19)$$

Notons que les calculs se généralisent au cas d'un potentiel non isotrope en remplaçant ω par la moyenne géométrique des fréquences de piège $\bar{\omega}$ donnée par :

$$\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} \quad (5.20)$$

Le nombre $\zeta(3)$ est un nombre sans dimensions et vaut $\zeta(3) \approx 1,202$. Pour un gaz de 10^5 atomes confinés dans un potentiel harmonique 3D de fréquence moyenne 100 Hz, la température critique est d'environ 200 nK. Au moins un ordre de grandeur supplémentaire

2. Cette condition revient à considérer $k_B T \gg \hbar\omega$, autrement dit que l'énergie thermique du gaz est très grande devant le quantum d'oscillation.

par rapport aux températures sub-Doppler est donc nécessaire pour observer expérimentalement le phénomène de condensation³.

Distribution dans l'espace des positions Une des signatures du caractère condensé d'un gaz, est le changement de distribution spatiale des particules, également appelée "densité de particules". Celle-ci est définie par l'équation :

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i \bar{n}_i |\varphi_i(\mathbf{r})|^2 \quad (5.21)$$

où les $\varphi_i(\mathbf{r})$ sont les fonctions d'onde à une particule associées aux états propres de l'hamiltonien. Nous décidons de séparer la contribution de l'état fondamental du reste des niveaux, de sorte que l'on peut écrire la densité :

$$\rho(\mathbf{r}) = \rho_0(\mathbf{r}) + \rho_{\text{exc}}(\mathbf{r}) \quad (5.22)$$

Pour un potentiel harmonique, il est bien connu que la fonction d'onde correspondant à l'état fondamental du système est une fonction gaussienne et l'expression de ρ_0 est alors :

$$\rho_0(\mathbf{r}) = \frac{N_0}{\pi^{3/2} \bar{\xi}_{\text{OH}}^3} e^{-\frac{m}{\hbar}(\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2)} \quad (5.23)$$

où l'on a posé le paramètre "longueur de l'oscillateur harmonique" :

$$\bar{\xi}_{\text{OH}} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\bar{\omega}}} \quad (5.24)$$

Notons que la largeur de $\rho_0(\mathbf{r})$ est indépendante du nombre d'atomes dans l'état fondamental N_0 mais dépend des fréquences de piège. La largeur moyenne de la distribution, donnée par ce même paramètre $\bar{\xi}_{\text{OH}}$ prend des valeurs typiques, pour des atomes de ⁸⁷Rb et des fréquences de piège de l'ordre de 100 Hz, autour de 1 μm .

La contribution des niveaux excités peut quant à elle être calculée dans l'approximation semi-classique qui consiste à considérer des températures $k_B T$ grandes devant l'écart entre les énergies propres $\hbar\omega$ du potentiel, et ainsi remplacer le taux moyen d'occupation \bar{n}_i^{BE} d'un niveau d'énergie i , par la fonction de distribution dans l'espace des phases $\tilde{\varrho}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ qui suit la distribution de Bose-Einstein. Dès lors, on obtient pour la distribution spatiale de la fraction non condensée :

$$\rho_{\text{exc}}(\mathbf{r}) = \int \tilde{\varrho}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3 \mathbf{p} \quad (5.25)$$

$$= \frac{1}{h^3} \int \frac{z}{e^{\beta\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p})} - z} d^3 \mathbf{p} \quad (5.26)$$

où l'énergie est donnée par $\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U_{\text{OH}}(\mathbf{r})$. Après un développement en série de

3. Attention, en pratique les méthodes de refroidissement sub-recul classiques (i.e. évaporatif dans un piège conservatif) impliquent l'introduction de faisceaux laser supplémentaires contribuant à ajouter de l'énergie au système et donc à chauffer le gaz. Plus d'un ordre de grandeur de gain en température est alors nécessaire pour atteindre la condensation.

Taylor similaire à (5.10), on obtient :

$$\rho_{\text{exc}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{h^3} \sum_{k=1}^{\infty} z^k e^{-kU_{\text{OH}}(\mathbf{r})} \int e^{-k\beta \frac{\mathbf{p}^2}{2m}} d^3\mathbf{p} \quad (5.27)$$

Et donc après intégration de la gaussienne, en rappelant que $\int e^{-u^2/2\sigma^2} du = \sqrt{2\pi}\sigma$:

$$\rho_{\text{exc}}(\mathbf{r}) = \frac{(2\pi mk_{\text{B}}T)^{3/2}}{h^3} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^{3/2}} e^{-kU_{\text{OH}}(\mathbf{r})} \quad (5.28)$$

$$= \frac{1}{\Lambda_{\text{T}}^3} \text{Li}_{3/2} \left(z e^{-\frac{m}{2k_{\text{B}}T} (\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2)} \right) \quad (5.29)$$

où $\text{Li}_s(z) = \sum_{k=1}^{\infty} z^k/k^s$ est la fonction polylogarithme et Λ_{T} la longueur d'onde de de Broglie thermique introduite au chapitre précédent. En contraste avec les particules dans l'état fondamental du piège, la largeur de la distribution spatiale des particules dans les états excités est :

$$\bar{a}_{\text{th}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{m\bar{\omega}^2}} \quad (5.30)$$

On saisit bien le caractère bimodal d'un nuage partiellement condensé puisque l'on a $\bar{\xi}_{\text{OH}} \ll \bar{a}_{\text{th}}$ lorsque $T < T_{\text{C}}$. La fraction condensée se trouve dans le pic central de densité tandis que la partie thermique est répartie autour de ce pic. Il s'agit là d'une des signatures de l'existence de la condensation de Bose-Einstein.

Distribution dans l'espace des impulsions Nous pouvons procéder de la même manière pour déduire la distribution dans l'espace des impulsions mais en intégrant la fonction $\bar{q}(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ selon \mathbf{r} cette fois. On trouve alors :

$$\rho_0(\mathbf{p}) = \frac{N_0 \bar{a}}{\pi^{3/2} \hbar^3} e^{-\frac{1}{m\hbar} \left(\frac{p_x^2}{\omega_x^2} + \frac{p_y^2}{\omega_y^2} + \frac{p_z^2}{\omega_z^2} \right)} \quad (5.31)$$

et :

$$\rho_{\text{exc}}(\mathbf{p}) = \frac{1}{(m\bar{\omega}\Lambda_{\text{T}})^3} \text{Li}_{3/2} \left(z e^{-\frac{\mathbf{p}^2}{2mk_{\text{B}}T}} \right) \quad (5.32)$$

Ces distributions ont des largeurs respectives de $\hbar/\bar{\xi}_{\text{OH}} \approx 1$ mm/s pour les mêmes valeurs numériques qu'au dessus et $\sqrt{mk_{\text{B}}T} \approx 5$ mm/s à une température de 200 nK. Notons que le profil de $\rho_{\text{exc}}(\mathbf{p})$ est isotrope quelque soit la géométrie du potentiel harmonique, à l'inverse de $\rho_{\text{exc}}(\mathbf{r})$ qui est anisotrope si le piège l'est.

Interprétation ondulatoire de la condensation La distribution spatiale de particule occupant l'état fondamental du piège étant maximale au centre du potentiel de piégeage, la saturation des états excités, et donc le phénomène de condensation, ont lieu préférentiellement autour de la position $\mathbf{r} = \mathbf{0}$. Evaluons alors la densité spatiale de particules de la partie thermique au centre du piège et au seuil de condensation ($z = 1$) :

$$\rho_{\text{exc}}(\mathbf{r} = \mathbf{0}) = \frac{1}{\Lambda_{\text{Tc}}^3} \text{Li}_{3/2}(1) = \frac{\zeta(3/2)}{\Lambda_{\text{T}}^3} \quad (5.33)$$

avec $\zeta(3/2) \approx 2,612$. On retrouve ici le cas d'un nuage homogène contenu dans une boîte de volume V où la densité spatiale est remplacée par la densité au centre du piège. La densité spatiale étant égale à d^{-3} , où d est la distance moyenne entre particules, l'équation (5.34) exprime donc qu'à $T = T_c$, la distance moyenne entre atomes est de l'ordre de la longueur d'onde de de Broglie. Les fonctions d'onde se recouvrent alors et condensent pour former une fonction d'onde macroscopique. Par ailleurs, on trouve une condition sur la valeur de densité dans l'espace des phases (PSD) au centre du piège à atteindre pour condenser. En effet on sait d'après le chapitre précédent que :

$$\tilde{\varrho} = \rho \Lambda_T^3 \quad (5.34)$$

d'où émerge le critère $\tilde{\varrho} \approx 2,612$ sur la PSD au centre du piège à $T = T_c$.

5.1.2 Effet des interactions

Dans la section précédente, nous avons introduit le phénomène de condensation dans le cas d'un gaz de bosons parfait, autrement dit sans interactions. Toutefois, si ce traitement permet une approche simplifiée et rend bien compte de certaines propriétés des condensats (saturation des niveaux excités d'un piège, existence d'une température critique, bimodalité de la distribution spatiale, ...), en pratique, l'effet des interactions joue un rôle prépondérant dans la compréhension du comportement des condensats et de ses propriétés. En présence d'interactions, la fonction d'onde décrivant la structure du condensat n'est autre que l'état fondamental de l'hamiltonien à N corps :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_i}{2m} + \hat{U}_{\text{ext}}(\hat{\mathbf{r}}_i) \right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \hat{U}(|\hat{\mathbf{r}}_i - \hat{\mathbf{r}}_j|) \quad (5.35)$$

où les termes $\hat{U}(|\hat{\mathbf{r}}_i - \hat{\mathbf{r}}_j|)$ rendent compte des interactions à deux particules. A ce stade, il est usuel de simplifier l'expression de \hat{H} en remplaçant le potentiel d'interaction par un pseudo-potentiel de portée nulle conduisant à la même valeur de longueur de diffusion dans l'onde s ξ_s :

$$\hat{U}(|\hat{\mathbf{r}}_i - \hat{\mathbf{r}}_j|) \rightarrow g \delta(|\hat{\mathbf{r}}_i - \hat{\mathbf{r}}_j|) , \text{ avec } g = \frac{4\pi \hbar^2 \xi_s}{m} \quad (5.36)$$

Cette approximation est valide dans la limite des basses énergies, en l'occurrence sous l'hypothèse d'un gaz très dilué au sein duquel les interactions sont dominées par le comportement à grande distance de la fonction d'onde. En effet, dans ce cas les propriétés macroscopiques du gaz ne dépendent pas du détail du potentiel d'interaction mais seulement de la longueur de diffusion.

5.1.2.1 Méthode variationnelle

A cause de ce terme supplémentaire créant un couplage entre les différents états à une particule, il n'y a aucune raison pour que l'état fondamental du système corresponde à l'état fondamental du potentiel de piégeage $\hat{U}_{\text{ext}}(\hat{\mathbf{r}}_i)$. Il est de plus impossible dans la plupart des cas, de déterminer l'expression exacte de l'énergie et de la fonction d'onde de l'état fondamental de cet hamiltonien. La méthode usuelle de résolution consiste à adopter une approche variationnelle, donnant une solution approchée du problème. L'idée est la

suivante : nous nous donnons une famille d'états quantiques ψ_λ bien choisie dépendant d'un paramètre λ (qui peut être un vecteur à plusieurs composantes), nous calculons E_λ , l'énergie moyenne obtenue sur tous les états quantiques possibles et nous cherchons son minimum. En effet, on peut montrer facilement que l'énergie de l'état fondamental E_0 d'un hamiltonien \hat{H} est donnée par :

$$E_0 = \min_{\psi_\lambda \neq 0} \frac{\langle \psi_\lambda | \hat{H} | \psi_\lambda \rangle}{\langle \psi_\lambda | \psi_\lambda \rangle} \quad (5.37)$$

Ce théorème n'exprime rien d'autre que le fait que la moyenne d'une série de nombres est plus grande que le plus petit nombre de cette série. La difficulté de cette méthode tient dans le bon choix de la fonction d'onde ψ_λ , qui est effectué sur des critères d'arguments physiques. Chercher le minimum de E_λ est équivalent à résoudre l'équation (méthode des multiplicateurs de Lagrange) :

$$\delta_{\psi_\lambda} \left(\langle \psi_\lambda | \hat{H} | \psi_\lambda \rangle - \mu \langle \psi_\lambda | \psi_\lambda \rangle \right) = 0 \quad (5.38)$$

sous la contrainte $\langle \psi_\lambda | \psi_\lambda \rangle = 1$ (nombre d'atomes constants), où μ est le multiplicateur de Lagrange associé à la conservation de la norme de la fonction d'onde et δ_{ψ_λ} représente l'opération de différentiation fonctionnelle. Dans la suite, nous omettons le paramètre λ par souci d'allègement des notations.

5.1.2.2 Equation de Gross-Pitaevskii stationnaire

Dans l'approximation de Hartree, la fonction d'onde totale ψ du système de N bosons condensés, est le produit des fonctions d'onde à une particule φ :

$$\psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{r_i}^N \varphi(\mathbf{r}_i) \quad (5.39)$$

On obtient ainsi pour l'énergie totale E du système de particules :

$$E[\varphi, \varphi^*, N] = \langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle \quad (5.40)$$

$$= N \int \psi^*(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) \hat{H} \psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_N \quad (5.41)$$

$$= N \int \left(-\frac{\hbar^2}{2m} |\nabla \varphi(\mathbf{r})|^2 + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) |\varphi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2} (N-1) g |\varphi(\mathbf{r})|^4 \right) d^3\mathbf{r} \quad (5.42)$$

On montre alors par différentiation fonctionnelle de $E - \mu \langle \psi | \psi \rangle$, et à partir de l'équation (5.38), que [Cohen-Tannoudji et al., 2016] :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + (N-1) g |\varphi(\mathbf{r})|^2 \right) \varphi(\mathbf{r}) = \mu \varphi(\mathbf{r}) \quad (5.43)$$

Il s'agit là de l'équation de Gross-Pitaevskii (GPE) indépendante du temps. Elle a la forme d'une équation de Schrödinger non linéaire et donne l'évolution de chaque particule dans le potentiel de confinement et dans le champ moyen créé par les $(N-1)$ autres particules. Dans l'équation (5.42), on distingue trois termes d'énergie :

- L'énergie cinétique due au confinement :

$$E_{\text{cin}} = N \int \frac{\hbar^2}{2m} |\nabla\varphi(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} \quad (5.44)$$

- L'énergie de piégeage :

$$E_{\text{p}} = N \int U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) |\varphi(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = \int U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (5.45)$$

- L'énergie cinétique due au confinement :

$$E_{\text{int}} = N \int \frac{1}{2} (N-1) g |\varphi(\mathbf{r})|^4 d^3\mathbf{r} \approx \frac{g}{2} \int \rho^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (5.46)$$

La taille du condensat à l'équilibre résulte de la minimisation de l'énergie totale qui est la somme de ces trois termes. La nature répulsive des interactions tend à élargir la taille du nuage, phénomène compensé par le potentiel de piégeage permettant la stabilité du condensat. Dans le cas où la longueur de diffusion est négative, l'effondrement du condensat n'est pas inéluctable et il est possible réussir à balancer l'énergie d'interaction attractive avec le terme d'énergie cinétique en se plaçant dans un régime où le nombre d'atomes n'est pas trop élevé [Dodd et al., 1996].

On montre également que le multiplicateur de Lagrange μ n'est autre que le potentiel chimique et que ce dernier n'est plus égal à l'énergie totale moyenne par particule comme dans le cas d'un gaz parfait. En effet, comme l'énergie d'interaction augmente non linéairement avec le nombre de particules, cela nécessite plus d'énergie d'ajouter une particule au condensat que la simple énergie de l'état fondamental du potentiel de piégeage. μ prend ainsi des valeurs supérieures à 0 lorsque la température est diminuée en dessous de la température critique, reflétant le fait qu'il est de plus en plus difficile d'ajouter une particule au condensat au fur et à mesure que celui-ci grossit.

5.1.2.3 BEC dans un piège harmonique et approximation de Thomas-Fermi

Approche variationnelle Revenons à notre cas particulier du piège harmonique. Pour simplifier nous considérons un piège isotrope de fréquence ω_0 :

$$U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2 \quad (5.47)$$

Afin de déterminer l'énergie propre de l'hamiltonien (5.35), il est d'usage de se munir d'un ansatz gaussien pour la fonction d'onde du condensat, avec un paramètre variable λ que l'on déduit en minimisant l'énergie totale. En effet, en l'absence d'interactions, nous avons vu que l'état fondamental est une gaussienne de rayon caractéristique $\xi_{\text{OH}} = \sqrt{\hbar/m\omega_0}$. On peut donc légitimement estimer que la fonction d'onde reste gaussienne dans ce régime d'interaction faible, mais avec une largeur donnée par $\lambda\xi_{\text{OH}}$. On écrit ainsi la fonction d'onde sous la forme :

$$\varphi_{\lambda}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi^{3/4} (\lambda\xi_{\text{OH}})^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{2(\lambda\xi_{\text{OH}})^2}} \quad (5.48)$$

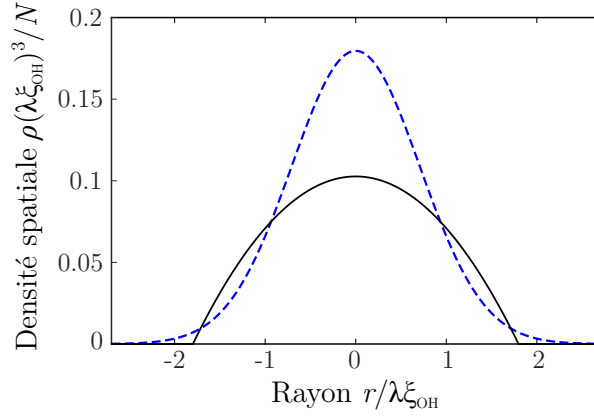


Figure 5.1 – Profils de densité spatiale $|\varphi(\mathbf{r})|^2$ obtenus par l’approche variationnelle (trait bleu pointillé) et dans l’approximation de Thomas-Fermi (trait noir plein)

On montre alors en utilisant (5.42) que l’énergie totale s’exprime :

$$E[\lambda, N] = N\hbar\omega_0 \left(\frac{3}{4} \frac{1}{\lambda^2} + \frac{3}{4} \lambda^2 + \frac{\chi}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\lambda^3} \right) \quad (5.49)$$

où l’on a posé le paramètre sans dimension :

$$\chi = N \frac{\xi_s}{\xi_{\text{OH}}} \quad (5.50)$$

caractéristique du régime d’interaction. En l’absence d’interactions ($\chi \ll 1$), le dernier terme de (5.49) est nul et le minimum de l’énergie totale est obtenu pour $\lambda = 1$. On retrouve ainsi l’expression connue de la fonction d’onde de l’état fondamental de l’oscillateur harmonique. Dans la limite opposée où $\chi \gg 1$, appelée limite de Thomas-Fermi, les interactions ne sont plus négligeables au contraire du terme d’énergie cinétique lorsque la longueur de diffusion est positive. Il existe alors toujours une valeur de λ minimisant $E[\lambda, N]$ que l’on détermine en égalant à 0 la dérivée par rapport à λ de l’énergie totale. Cela nous donne en négligeant le premier terme (celui d’énergie cinétique) dans (5.49) :

$$\partial_\lambda E[\lambda, N] = N\hbar\omega_0 \left(\frac{3}{2} \lambda - \frac{3\chi}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\lambda^4} \right) = 0 \quad (5.51)$$

d’où découle :

$$\lambda = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \chi \right)^{1/5} \quad (5.52)$$

On peut alors introduire la demi-largeur à mi-hauteur σ de la densité spatiale en rappelant que $\rho(\mathbf{r}) = |\varphi(\mathbf{r})|^2$:

$$\sigma = \sqrt{\ln(2)} \lambda \xi_{\text{OH}} \quad (5.53)$$

Résolution exacte de la GPE La méthode variationnelle donne la bonne dépendance de la taille du nuage condensé avec le nombre de particules ($N^{1/5}$), mais elle ne donne qu’une solution approchée de l’expression de la fonction d’onde. Pour une solution exacte de la fonction d’onde, on résout l’équation de Gross-Pitaevskii qui se simplifie en une

équation algébrique dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi :

$$U_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + g\rho_{\text{TF}}(\mathbf{r}) = \mu \quad (5.54)$$

et la densité spatiale $\rho_{0,\text{TF}}$ prend alors la forme d'une parabole inversée définie sur le domaine où elle reste positive, c'est-à-dire pour $\mathbf{r} \in [-R_{\text{TF}}, R_{\text{TF}}]$:

$$\rho_{\text{TF}}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{g} \left[1 - \left(\frac{\mathbf{r}}{R_{\text{TF}}} \right)^2 \right] \quad (5.55)$$

avec R_{TF} le rayon de Thomas-Fermi du condensat :

$$R_{\text{TF}} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_0^2}} \quad (5.56)$$

La condition de normalisation de la fonction d'onde $\langle \varphi | \varphi \rangle = \int \rho(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = 1$ permet d'exprimer le potentiel chimique en fonction du nombre de particules :

$$\mu = \frac{\hbar\omega_0}{2} (15\chi)^{2/5} \quad (5.57)$$

et donc

$$R_{\text{TF}} = (15\chi)^{1/5} \xi_{\text{OH}} \quad (5.58)$$

On peut également définir une demi-largeur à mi-hauteur $\sigma_{\text{TF}} = R_{\text{TF}}/\sqrt{2}$ et ainsi exprimer le rapport :

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{TF}}} = \sqrt{2 \ln(2)} \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{15} \right)^{1/5} \approx 0,65 \quad (5.59)$$

Sur la Figure (5.1), nous comparons les densités spatiales déduites de l'approche variationnelle et de la résolution exacte de la GPE dans l'approximation de Thomas-Fermi.

5.1.2.4 Conclusion

Cette section présentait donc les concepts théoriques de base permettant de comprendre ce phénomène original qu'est la condensation de Bose-Einstein. Le lien avec la suite de ce chapitre n'est pas forcément évident, l'expérience I.C.E n'ayant pas pour ultime vocation la production de condensats, ces-derniers étant simplement le fruit de notre quête vers une source atomique ultra-froide. Toutefois, puisque l'expérience fonctionne dorénavant avec des condensats, il nous a semblé utile d'effectuer ces quelques rappels pour les prochains étudiants qui ne sont pas toujours familiers avec ces notions.

5.1.3 Refroidissement évaporatif dans un piège conservatif

5.1.3.1 Principe

Aujourd'hui, le moyen le plus répandu pour atteindre la dégénérescence quantique d'un gaz d'atomes neutres est le refroidissement évaporatif. L'idée du refroidissement par évaporation fut proposée pour la première fois en 1986 par H. Hess sur une expérience d'Hydrogène polarisé en spin dans un piège magnétique [Hess, 1986] et est depuis, largement utilisée par la communauté des atomes ultra-froids. Ce mécanisme repose sur le

simple fait que retirer les atomes les plus énergétiques d'un système, entraîne un refroidissement du reste de l'assemblée après thermalisation. Le refroidissement se fait donc au détriment d'une perte d'atomes conséquente mais permet d'atteindre des températures bien au-dessous de la limite de recul. Tout l'enjeu pour parvenir à la condensation, est de conserver une densité spatiale suffisante afin d'obtenir une PSD de l'ordre de 1. Cette méthode repose sur des processus de collisions entre atomes efficaces et dépend donc fortement des propriétés collisionnelles à basse température de l'espèce à refroidir. En pratique, l'évaporation a lieu au sein d'un potentiel de confinement pour les atomes ayant une certaine profondeur, typiquement un piège optique ou magnétique. Si la profondeur du piège est fixée, alors l'évaporation peut avoir lieu mais ralentit exponentiellement au cours du processus. En effet, au fur et à mesure que la température diminue, les collisions élastiques ne peuvent plus transférer assez d'énergie pour permettre aux atomes de quitter le piège. Il est alors nécessaire de forcer l'évaporation en réduisant la profondeur du potentiel de piégeage. C'est ce qu'on appelle l'évaporation forcée. Elle permet ainsi en quelques secondes de gagner plusieurs ordres de grandeur en densité dans l'espace des phases.

5.1.3.2 Les processus de collisions

L'efficacité du refroidissement par évaporation dépend directement de la vitesse à laquelle l'assemblée d'atomes rethermalise après la perte des plus énergétiques, et est donc intimement liée aux processus de collisions entre les atomes, en particulier des collisions élastiques. En effet, ce sont les collisions élastiques qui sont responsables de la thermalisation du gaz puisqu'elles se font à énergie cinétique totale constante. A l'inverse, les collisions inélastiques, qui induisent un changement d'état interne des atomes, entraînent des pertes du fait de la non-conservation de l'énergie cinétique au cours du processus [Dalibard, 1998].

Collisions élastiques Le taux de collisions élastiques, que l'on identifie comme l'inverse du temps de relaxation du gaz pour atteindre l'équilibre, est donné par :

$$\gamma_{\text{el}} = \bar{\rho}\sigma\bar{v}_r \quad (5.60)$$

avec $\bar{\rho} = \frac{\rho_0}{2\sqrt{2}}$ la densité d'atomes moyenne dans le piège (ρ_0 étant la densité au centre du piège), \bar{v}_r la vitesse relative moyenne des atomes :

$$\bar{v}_r = \sqrt{\frac{16k_B T}{\pi m}} \quad (5.61)$$

et σ la section efficace de collisions élastiques à basse température :

$$\sigma = 8\pi\xi_s^2 \quad (5.62)$$

où ξ_s est la longueur de diffusion dans l'onde s . On a donc finalement :

$$\gamma_{\text{el}} = \frac{4Nm\bar{\omega}^3\xi_s^2}{\pi k_B T} \quad (5.63)$$

En plus de permettre la thermalisation, les collisions élastiques sont également à l'origine de pertes si l'énergie acquise par un atome est supérieure à un certain seuil ε_t défini par

la hauteur du potentiel de piégeage :

$$\left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{el}} = -\frac{N\gamma_{\text{el}}}{\sqrt{2}}\eta e^{-\eta} \quad (5.64)$$

où l'on a posé le paramètre adimensionné $\eta = \frac{\varepsilon_t}{k_{\text{B}}T}$ caractéristique de la hauteur de troncature du potentiel. Ces pertes représentent le processus même d'évaporation et le temps de thermalisation après troncature du potentiel dépend donc de γ_{el} et de η .

Collisions inélastiques Plusieurs processus de collisions inélastiques contribuent à des pertes d'atomes au sein du piège.

- *Les collisions avec le vide résiduel* : les atomes non piégés dans l'enceinte à vide sont à température ambiante et sont responsables de pertes par chauffage. Ces pertes ne dépendent que de la qualité du vide et pas de la densité au sein du piège et on note γ_{bg} le taux de pertes associé. On peut montrer que [Bali et al., 1999] :

$$\gamma_{\text{bg}} = 6,3 \cdot 10^{-9} \times \rho_{\text{bg}} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (5.65)$$

avec ρ_{bg} est la densité d'atomes de Rubidium du vide résiduel.

- *Les collisions à deux corps* ($\gamma_{2\text{b}}$) : les collisions inélastiques à deux corps, elles, dépendent du nombre d'atomes dans le piège. En l'absence de lumière proche de résonance, la principale source de pertes à deux corps sont les collisions avec changement d'état hyperfin (*hyperfine-changing collisions*). Elles impliquent deux atomes dans l'état $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ (ou bien un atome dans $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ et le deuxième dans $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$). Dans les deux cas, les atomes finissent dans l'état $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$, emportant avec eux l'énergie cinétique correspondant à l'énergie de la transition hyperfine $\hbar\omega_{\text{HF}}$, soit environ 100 mK dans le cas du ^{87}Rb ($\omega_{\text{HF}} = 6,834 \text{ GHz}$) [Gensemer et al., 2000, Shang et al., 1994]. Ces pertes peuvent ainsi être évitées si les atomes sont tous dans le même état hyperfin $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$. Le taux de collision à deux corps est donné par :

$$\gamma_{2\text{b}} = \frac{K_{2\text{b}}}{N} \int \rho^2(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (5.66)$$

où $K_{2\text{b}} \approx 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

- *Les collisions à trois corps* ($\gamma_{3\text{b}}$) : lorsque deux atomes collisionnent, une molécule peut se former dès lors qu'un 3^{ème} atome est suffisamment proche pour pouvoir emporter avec lui l'énergie relâché au cours du processus. Cet atome est alors éjecté du piège ainsi que la molécule qui ne ressent elle, aucune force de piégeage. La probabilité d'occurrence d'un tel processus devient significative à très haute densité. Les pertes sont donc également dépendantes de la densité et le taux de pertes est donné par :

$$\gamma_{3\text{b}} = \frac{K_{3\text{b}}}{N} \int \rho^3(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (5.67)$$

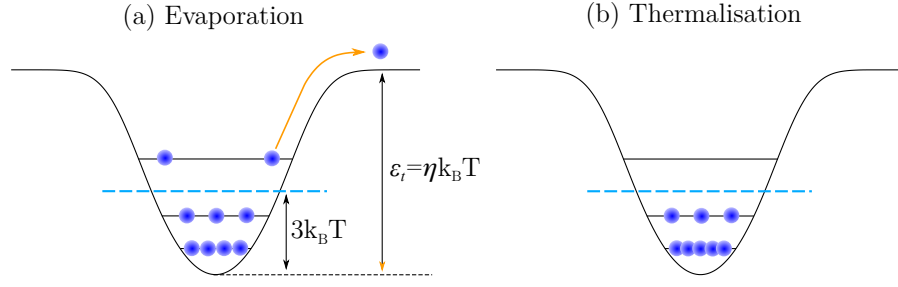


Figure 5.2 – Principe du processus d'évaporation. (a) Par suite d'une collision élastique entre deux particules piégées, une des particules peut acquérir une énergie supérieure à la profondeur de piège ε_t , et s'échapper hors du piège. (b) Après un temps de thermalisation suffisamment long, l'énergie quadratique moyenne du gaz est abaissée.

où $K_{3b} \approx 10^{-29} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ [Burt et al., 1997]. Finalement, les pertes totales par collisions peuvent se résumer par l'équation suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{el}} + \left. \frac{dN}{dt} \right|_{\text{inel}} \quad (5.68)$$

$$= - \left(\frac{\gamma_{\text{el}}}{\sqrt{2}} \eta e^{-\eta} + \gamma_{\text{bg}} + \gamma_{3b} \right) N \quad (5.69)$$

$$= - (\Gamma_{\text{ev}} + \Gamma_{\text{loss}}) N \quad (5.70)$$

où l'on a omis le terme de pertes par collisions à deux corps, que l'on élimine aisément dans notre piège optique par dépompage des atomes dans $|F = 1\rangle$.

5.1.3.3 Loi d'échelles

Lors du processus d'évaporation forcée, les atomes les plus chauds sont retirés sélectivement en diminuant la profondeur du piège. Cette opération doit être réalisée suffisamment lentement par rapport au temps de thermalisation du gaz, temps de l'ordre de la durée typique entre deux collisions élastiques Γ_{el}^{-1} . Nous dérivons ici les lois d'échelle entre les grandeurs thermodynamiques d'intérêt par un modèle simple et qualitatif. On trouvera des approches plus quantitatives basées sur des modèles analytiques et des simulations numériques considérant la dynamique de l'évaporation dans [Cohen-Tannoudji, 1996, Luiten et al., 1996].

Bilan d'énergie Considérons que le potentiel piégeant a une profondeur en unité de $k_B T$, η (paramètre exprimé plus haut). Les N particules sont initialement dans le piège harmonique avec chacune une énergie moyenne totale (énergie cinétique + énergie potentielle) $\bar{\varepsilon} = 3k_B T$ bien inférieure à $\eta k_B T$. Par suite de collisions élastiques entre particules piégées, une particule peut acquérir une énergie suffisante $\eta + \kappa$ ($\kappa \ll \eta$) pour s'échapper hors du piège. Les dN ($dN \ll N$) particules s'échappant du piège après abaissement de la profondeur de potentiel ont donc reçu une énergie dE de la part des autres particules, égale à [Ketterle and Druten, 1996] :

$$dE = [(\eta + \kappa)k_B T - \bar{\varepsilon}] dN \quad (5.71)$$

Les $N - dN$ particules restantes avaient initialement une énergie égale à $(N - dN)\bar{\epsilon}$ et ont dû céder cette énergie dE à celles qui se sont échappées. Après rethermalisation, leur température a ainsi diminué et vaut $T - dT$ tandis que l'énergie moyenne par particule vaut $\bar{\epsilon} - d\bar{\epsilon}$. Par conservation de l'énergie on peut alors écrire :

$$(N - dN)\bar{\epsilon} - dE = (N - dN)(\bar{\epsilon} - d\bar{\epsilon}) \quad (5.72)$$

Dans le cas des pièges dipolaires, une subtilité concernant l'énergie moyenne par particule $\bar{\epsilon}$ apparaît lorsque la profondeur du potentiel est variée de manière adiabatique. En effet, les fréquences de piège (donc l'énergie totale du gaz) dépendant de la profondeur de piège (cf. Chapitre 4), l'énergie moyenne après troncature du potentiel est en plus diminuée d'une quantité $\nu\bar{\epsilon}$, où [O'Hara et al., 2001] :

$$\nu = \frac{\dot{\omega}/\omega}{\dot{U}/U} \quad (5.73)$$

On montre facilement que $\nu = 0,5$ dans le cas d'un piège dipolaire puisque $\omega \propto U^{1/2}$. On remplace donc dans l'équation (5.72) $\bar{\epsilon}$ par $(1 - \nu)\bar{\epsilon}$ et il vient :

$$3k_B(1 - \nu)(N - dN)T - dE = 3k_B(1 - \nu)(N - dN)(T - dT) \quad (5.74)$$

Après développement, en négligeant les termes d'ordre 2 en $dNdT$, on a :

$$\frac{dT}{T} = \alpha \frac{dN}{N} \quad (5.75)$$

avec

$$\alpha = \frac{\eta + \kappa - 3}{3(1 - \nu)} \quad (5.76)$$

L'intégration de cette équation différentielle simple donne :

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\alpha \quad (5.77)$$

Cette relation définit la loi de variation de la température en fonction du nombre d'atomes perdus par évaporation. Nous constatons que pour avoir une évaporation la plus efficace possible, une grande valeur de η est requise. Toutefois, nous avons vu que le temps de thermalisation dépendait également de η comme e^η/η , et donc qu'augmenter η tend à ralentir le retour à l'équilibre. Un compromis doit ainsi être trouvé entre efficacité de refroidissement et vitesse d'évaporation.

Notons qu'ici, nous avons considéré que les pertes étaient purement dues au processus d'évaporation. Si l'on inclut dans le modèle les pertes par collisions avec le vide résiduel (pertes à trois corps négligées⁴), le paramètre α doit être remplacé par [Pethick and Smith,

4. Dans notre expérience, le facteur limitant est bien le vide résiduel puisque l'évaporation est effectuée dans la même enceinte à vide que le chargement du MOT. En particulier, ce sont les collisions avec les atomes de Rubidium qui nous limitent.

2008] :

$$\alpha' = \frac{\Gamma_{\text{ev}}}{\Gamma_{\text{ev}} + \Gamma_{\text{loss}}} \alpha = \frac{\alpha}{1 + R \frac{\sqrt{2}}{\eta} e^{\eta}} \quad (5.78)$$

avec $R = \gamma_{\text{bg}}/\gamma_{\text{el}}$.

Le régime d'emballlement On peut déduire de cette relation des lois similaires pour les autres grandeurs thermodynamiques, en particulier pour la densité dans l'espace des phases pour laquelle on obtient :

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^{1-3\alpha(1-\nu)} \quad (5.79)$$

Cette loi d'échelle montre la grande efficacité du processus d'évaporation lorsque la condition $\alpha > 1/3(1-\nu)$ est vérifiée. Si l'on prend par exemple un paramètre $\eta = 9$, on trouve qu'une perte d'atomes d'un facteur 10 mène à une diminution de la température d'un facteur 10^4 , et une augmentation de la PSD d'un facteur 10^5 . Par rapport au cas où $\nu = 0$, la température obtenue est plus basse puisque les fréquences de piège sont diminuées en même temps que la profondeur, décompressant ainsi le piège. En revanche la variation de la PSD est indépendante de ν . Concernant le taux de collisions, on trouve :

$$\frac{\gamma_{\text{el}}}{\gamma_{\text{el}0}} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^{1-\alpha(1-3\nu)} \quad (5.80)$$

révélaient l'existence d'un phénomène intéressant se produisant lorsque $\alpha > 1/(1-3\nu)$. Dans ce régime, l'évaporation induit une augmentation du taux de collisions et donc à une accélération de la vitesse d'évaporation. La diminution de la vitesse moyenne des atomes et de leur nombre est compensée par l'augmentation de la densité. Cette propriété que l'on désigne sous le nom de régime d'emballlement ne peut se produire dans le cas où $\nu = 0,5$ (car α devrait être négatif). En effet, dans cette configuration, la décompression du piège accompagnant la diminution de la profondeur tend à réduire fortement le taux de collisions élastiques empêchant l'emballlement de l'évaporation. De ce fait, il est primordial de démarrer le processus d'évaporation avec un taux de collisions suffisamment élevé. Des méthodes reposant sur l'ajout d'une force extérieure (gradient de champ magnétique par exemple) permettent tout de même d'atteindre le régime d'emballlement dans des pièges dipolaires. Ce résultat est à comparer avec l'évaporation dans un piège magnétique, pour lequel les fréquences de piège sont indépendantes de la profondeur et l'emballlement existe dès que $\alpha > 1$. Nous concernant, la modulation spatiale a été implémentée dans le but de maintenir un taux de collisions élevé malgré la diminution de la profondeur de piège.

5.2 Résultats expérimentaux

5.2.1 Évaporation en gravité standard

5.2.1.1 Séquence expérimentale

Nous avons vu dans le chapitre précédent la méthode de chargement du piège dipolaire. Nous présentons maintenant la suite de la séquence expérimentale aboutissant à la dégénérescence quantique de notre nuage d'atomes de ^{87}Rb .

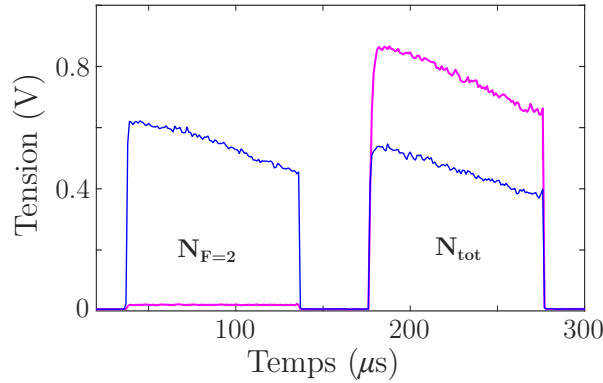


Figure 5.3 – Efficacité du dépompage des atomes avec et sans modulation. Population d'atomes dans $|F = 2\rangle$ et population totale mesurées au photodétecteur, avec modulation (rose) des faisceaux dipolaires et sans modulation (bleu). La modulation temporelle des déplacements lumineux permet de dépomper efficacement les atomes dans $|F = 1\rangle$.

Maintien et dépompage Notre méthode de chargement du piège permet de capturer jusqu'à 5×10^6 atomes. Le nuage est à une température d'environ $15 \mu\text{K}$ pour une PSD de 2.10^{-4} . Après le chargement du piège, les faisceaux de refroidissement sont éteints et les atomes du MOT non piégés tombent sous l'effet de la gravité. La puissance des faisceaux dipolaires est augmentée durant cette étape de maintien passant de 5 à 7 W, et la modulation est toujours active. La durée de cette étape est de 50 ms. A l'issue du chargement, plus de 90% des atomes sont dans l'état $|F = 2\rangle$. Afin d'éviter les pertes par collisions à deux corps, les atomes sont dépompés dans l'état $|F = 1\rangle$ par le biais d'une impulsion de $500 \mu\text{s}$ résonante avec la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ effectuée avec les faisceaux MOT (sans la fréquence repompeur), et d'intensité 5 mW soit $I \approx I_{\text{sat}}$. Nous en profitons pour faire remarquer que le dépompage est totalement inefficace lorsque la modulation est coupée à cause des forts déplacements lumineux induits par le piège dipolaire. A l'inverse comme expliqué dans le chapitre précédent, lorsque la modulation des faisceaux est active, les atomes ne voient les faisceaux dipolaires qu'une partie du temps ($1/f_{\text{mod}}$) et se trouvent ainsi à résonance avec l'impulsion repompeur lorsqu'ils sont hors des faisceaux. La Figure 5.3 représentant les deux impulsions de détection (1^{ère} impulsion sans repompeur pour la population dans $|F = 2\rangle$ et 2^{ème} avec repompeur pour la population totale, cf. Chapitre 2) avant et après compression du piège, illustre cet effet. On constate par ailleurs que sans dépompage, une partie des atomes est perdue du fait des collisions inélastiques à deux corps. On voit donc bien ici l'intérêt de cette étape de dépompage et la nécessité de l'effectuer lorsque les faisceaux dipolaires sont modulés.

Compression adiabatique Pour démarrer une évaporation efficace, le taux de collisions élastiques doit être élevé. Or après chargement, le piège est peu comprimé du fait de la modulation spatiale des faisceaux, et les fréquences de pièges calculées sont égales à $(\omega_{\tilde{x}}, \omega_{\tilde{y}}, \omega_{\tilde{z}}) = 2\pi \times (50, 70, 550) \text{ Hz}$. Le taux de collisions élastiques vaut alors seulement 150 s^{-1} . A l'instar des pièges magnétiques, on commence donc par une étape de compression du piège, effectuée de manière adiabatique en coupant progressivement la modulation. Le critère d'adiabaticité en mécanique quantique stipule que la perturbation appliquée au système doit agir suffisamment lentement pour que le système reste dans l'état propre de l'hamiltonien à chaque instant, si bien que la densité de probabilité est modifiée au cours

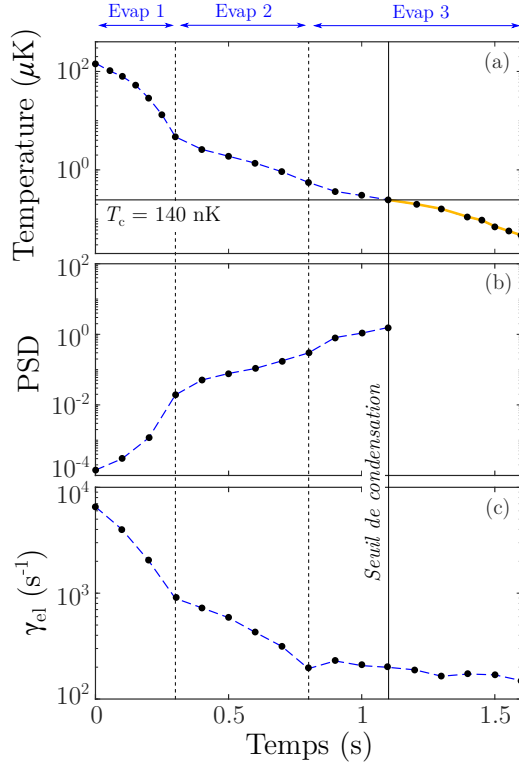


Figure 5.4 – Trajectoire d'évaporation au cours du temps en 1 g. (a) Température, (b) densité dans l'espace des phases et (c) taux de collisions élastiques. Le seuil de condensation est observé au milieu de la 3^{ème} rampe de puissance pour une température d'environ 200 nK. La partie en jaune correspond à la température de la partie thermique lorsque que le nuage est partiellement condensé.

du processus. Dans le cas d'un piège harmonique, la compression adiabatique doit vérifier deux conditions :

- L'augmentation des fréquences de piège $\dot{\bar{\omega}}$ doit être négligeable devant une période d'oscillation d'un atome dans le piège : $\dot{\bar{\omega}} \ll \bar{\omega}^2$
- Le nuage doit rethermaliser plus rapidement que ne varient les fréquences de piège de manière à redistribuer l'énergie selon les 3 axes du piège (critère thermodynamique) : $\dot{\bar{\omega}} \ll \gamma_{el}\bar{\omega}$

Une compression adiabatique augmente la température du nuage tout en augmentant sa densité spatiale de sorte que la densité dans l'espace des phases est conservée. Expérimentalement, nous déterminons la durée de l'étape de compression optimale à 150 ms, étape au cours de laquelle la modulation est linéairement diminuée jusqu'à être totalement éteinte. On vérifie alors que le processus est bien adiabatique : on passe d'une fréquence de piège moyenne de 125 Hz à 900 Hz en 150 ms ce qui donne $\dot{\bar{\omega}} \approx 5000 \text{ s}^{-2}$. Cette variation est à chaque instant très petite devant $\bar{\omega}^2$ et $\gamma_{el}\bar{\omega}$ qui valent au minimum $1,4 \cdot 10^4$ et $1,8 \cdot 10^4 \text{ s}^{-2}$ respectivement. En fin de compression on atteint un taux de collision de 6500 s^{-1} , une température de $140 \mu\text{K}$, et on vérifie que la PSD est conservée ($\bar{\rho} \sim 2 \cdot 10^{-4}$).

Rampe d'évaporation L'évaporation débute dans la foulée de l'étape de compression et est découpée en trois rampes linéaires de pentes variables optimisées expérimentalement et

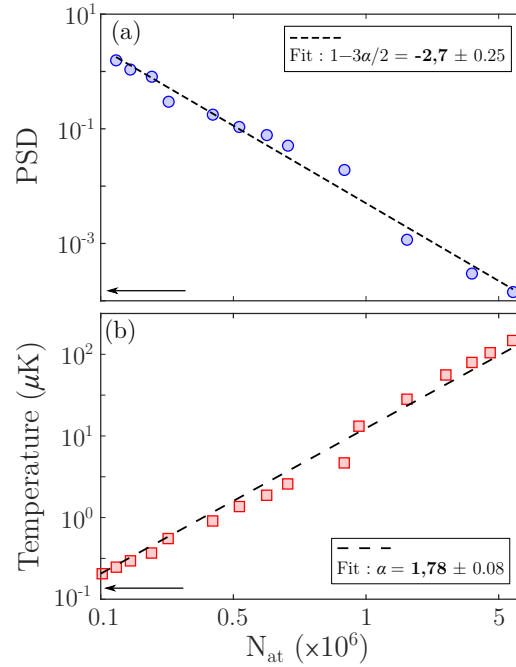


Figure 5.5 – Efficacité de l'évaporation en 1 g. (a) Densité dans l'espace des phases et (b) Température du nuage en fonction du nombre d'atomes en échelle log-log au cours de la trajectoire d'évaporation. Les ajustements linéaires donnent des coefficients de 1,78 et 2,7 respectivement.

prenant en compte la diminution du taux de collisions au fil du processus (cf. Figure 5.4). Une première rampe d'une durée de 300 ms au cours de laquelle la puissance passe de 7 W à 460 mW résultant en une troncature de la profondeur de piège d'un facteur 20. Puis une deuxième rampe de 500 ms permet de diminuer encore la puissance jusqu'à 125 mW pour une profondeur de piège de 2 μK . A la fin de cette rampe la température est de l'ordre de 360 nK et le nombre d'atomes d'environ $1,8 \times 10^5$. Enfin une dernière rampe de 800 ms réduisant la profondeur à environ 250 nK permet de générer un condensat de Bose-Einstein quasiment pur contenant 4×10^4 atomes et avec une dispersion en vitesse correspondant à une température de 35 nK⁵. La fréquence de piège moyenne en fin d'évaporation est de $2\pi \times 90$ Hz. Le seuil de condensation est repéré au bout de 1,1 s d'évaporation, la température critique étant évaluée à 140 nK.

Afin d'analyser l'efficacité de l'évaporation, nous avons tracé les évolutions de la température et de la PSD⁶ en fonction du nombre d'atomes, courbes régies par les lois d'échelle décrites plus haut. Un ajustement linéaire des tracés en échelle *log-log* permet en effet de remonter aux paramètres α et η . La pente de la courbe $\text{PSD} = f(N)$ est une indication directe de l'efficacité de l'évaporation puisqu'elle donne le gain dans l'espace des phases par atome perdu dans le processus. On l'estime d'après l'ajustement à $-2,70(25)$ d'où l'on

5. L'expansion spatiale du condensat après un temps de vol est due à l'énergie d'interaction qui est convertie en énergie cinétique. On associe ainsi généralement une température correspondant à la dispersion en vitesse résultante.

6. La PSD est estimée à partir des fréquences de piège calculées numériquement selon la puissance des faisceaux dipolaires.

déduit la valeur du paramètre de troncature $\eta = 6,7$, typique des évaporations dans les pièges dipolaires. La pente de la courbe $T = f(N)$ qui correspond au paramètre α est elle, estimée à 1,78(8). On observe un écart à la valeur théorique calculée à partir du paramètre η et valant 2,47 probablement dû aux pertes par collisions à trois corps [Brantut, 2009]. On pourrait imaginer ralentir l'évaporation pour compenser la diminution du taux de collisions avec les fréquences de piège, mais l'augmentation du taux de collisions avec le vide résiduel qui s'en suivrait, diminuerait alors l'efficacité de l'évaporation qui est donc intrinsèquement limitée.

Bilan Pour résumer, notre rampe d'évaporation permet de générer un nuage condensé d'environ 4×10^4 atomes en 1,2 secondes, durée proche des performances des meilleures puces atomiques pour lesquelles l'évaporation dure environ une seconde (voire moins de 500 ms [Rudolph et al., 2015]). Le temps de cycle total est de 4 secondes, chargement du MOT inclus. Nous rappelons ici que le fait de ne disposer que d'une seule chambre nous oblige à limiter le courant dans les dispensers ce qui contribue à ralentir le chargement du MOT pour un nombre d'atomes voulu. Le temps de cycle est un paramètre important pour les expériences d'interférométrie atomique telle que la notre puisqu'il permet d'intégrer les mesures d'autant plus rapidement qu'il est court. Idéalement, la modulation est censée permettre d'accélérer le processus d'évaporation en supprimant la loi de puissance du piège ($\omega \propto \sqrt{P}$), mais nous avons trouvé un optimum d'efficacité pour une compression complète du piège avant le début de l'évaporation. Il n'y a alors plus de degré de liberté pour conserver de grandes fréquences de piège et donc un taux de collisions élastiques important au cours de l'évaporation. Notons que le régime de fonctionnement pourrait différer dans l'hypothèse d'un plus grand nombre d'atomes chargés (plus gros waist des faisceaux ou plus grande amplitude de modulation).

5.2.1.2 Le condensat de Bose-Einstein en 1 g

Structure bimodale Il existe plusieurs signatures permettant d'identifier l'atteinte du régime de dégénérescence quantique, parmi lesquelles on trouve l'inversion d'ellipticité ainsi que l'apparition de la structure bimodale du profil de densité au voisinage du seuil de condensation. En raison de la faible anisotropie de notre piège (les fréquences de pièges en fin d'évaporation étant $(\omega_{\tilde{x}}, \omega_{\tilde{y}}, \omega_{\tilde{z}}) = 2\pi \times (110, 105, 75)$ Hz), l'inversion d'ellipticité caractéristique des condensats dans le régime hydrodynamique n'est pas une signature suffisamment claire. La structure bimodale au franchissement du seuil de condensation est quant à elle bien identifiable et comprend donc une zone dense au centre du nuage constituée des atomes condensés et un pourtour plus dilué formé des atomes thermiques restants. La Figure 5.6 présente le triptyque usuel d'images du nuage de part et d'autre du seuil de condensation. Les images sont prises à des instants de l'évaporation croissants et montrent très clairement l'apparition de la double structure lorsque l'on passe en dessous de la température critique, puis sa disparition lorsque la fraction condensée devient prépondérante devant la partie thermique.

Durée de vie du condensat Nous mesurons également la durée de vie de notre condensat dans le piège. Pour ce faire, nous préparons un condensat dans le piège puis nous augmentons légèrement la profondeur du potentiel de manière adiabatique en doublant l'intensité laser sur 100 ms après l'évaporation afin de limiter l'évaporation libre résiduelle. Nous relevons alors le nombre d'atomes pour différents temps de maintien dans le piège (allant de 0 à 8 s). Le résultat de la mesure est présenté sur la Figure 5.7. On observe

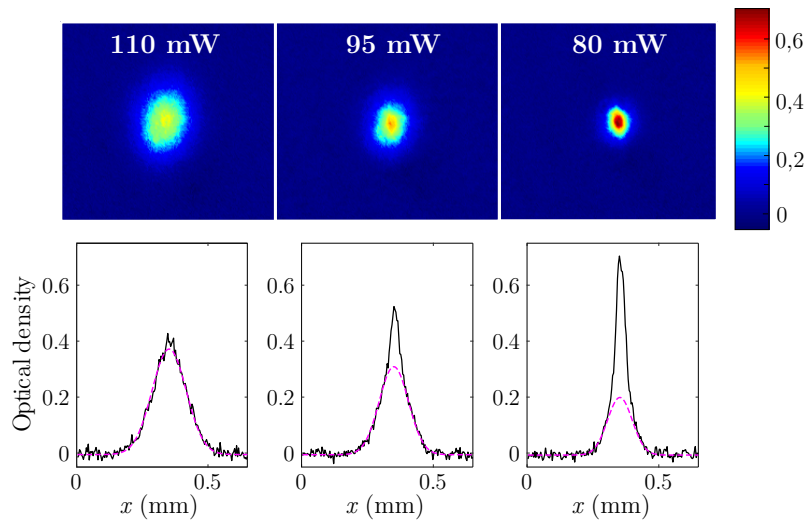


Figure 5.6 – Triptyque du condensat en 1 g. (haut) Images d'absorption du nuage à différents points de la dernière rampe d'évaporation (les puissances sont indiquées sur les images correspondantes) après un temps de vol de 15 ms, et (bas) coupes de la densité optique suivant l'axe horizontal. On a tracé simplement l'ajustement gaussien de la partie thermique du nuage (rose). On voit bien apparaître la structure bimodale au fur et à mesure que l'on avance dans l'évaporation.

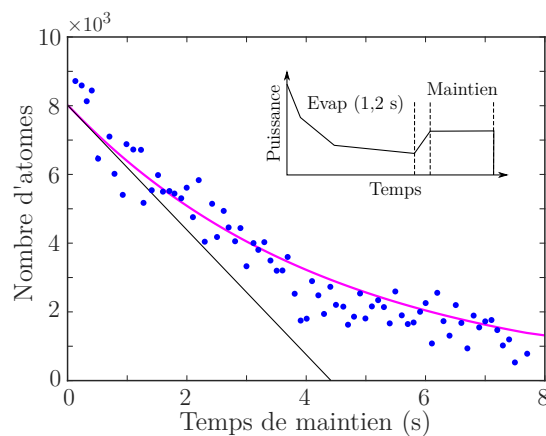


Figure 5.7 – Durée de vie du BEC. A l'issue de la rampe d'évaporation, la puissance du piège dipolaire est augmentée et maintenue sur une durée allant de 0 à 8 s (insert). Le nombre d'atomes mesuré est tracé en fonction de ce temps de maintien (points bleus) et ajusté par une fonction exponentielle décroissante (rose). La tangente de cette courbe à l'origine donne la constante de temps associée à la décroissance du nombre d'atomes : $\tau = 4,5$ s.

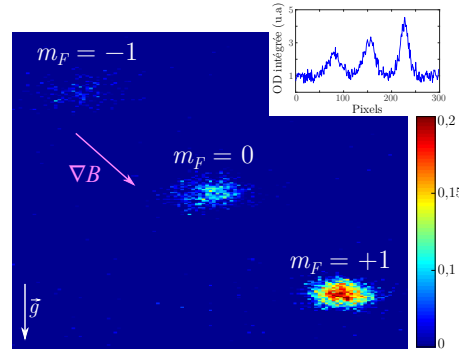


Figure 5.8 – Analyse Stern & Gerlach. Image d’absorption du BEC prise après un temps de vol de 20 ms durant lequel les bobines MOT sont allumées créant un gradient de champ magnétique selon la direction indiquée en rose. Les atomes dans les différents sous-niveaux magnétiques se séparent sous l’effet du gradient. On relève les ratios de populations dans $m_F = -1, 0$ et $+1$ de 0,25, 0,32 et 0,43 respectivement. En insert est présentée la densité optique intégrée selon la verticale.

une décroissance exponentielle du nombre d’atomes avec le temps de maintien, avec une constante de temps estimée à environ 4,5 s. Ce temps de vie correspond à une pression du vide de l’enceinte de 4×10^{-9} mbar. Le taux de pertes mesuré est donc compatible avec de futures expériences d’interférométrie atomique pour lesquelles les temps d’expansion sont de l’ordre de quelques centaines de ms.

Analyse Stern & Gerlach Nous avons vu que pour produire notre condensat, il est nécessaire de dépomper les atomes dans le niveau hyperfin $|F = 1\rangle$ afin d’éviter les pertes par relaxation de spin. Toutefois, l’évaporation étant réalisée à champ magnétique nul, les trois sous-niveaux Zeeman sont dégénérés et le condensat obtenu est donc un mélange statistique de ces trois états puisqu’il n’y a pas de discrimination des atomes en fonction de l’orientation du spin, contrairement au cas des pièges magnétiques. On appelle ce type de condensat, un condensat spineur⁷. Il est possible d’analyser la composition du condensat en introduisant un gradient de champ magnétique au cours du temps de vol dans le but de séparer les différentes composantes de spin du nuage et ainsi réaliser une expérience dite de Stern et Gerlach. La séquence expérimentale consiste donc simplement à allumer les bobines MOT lors du temps de vol, générant pour rappel un gradient selon l’axe fort d’environ 6 G/cm. La chute des atomes dans le sous-niveau $m_F = -1$ est ainsi amortie par la présence du gradient tandis que ceux présents dans $m_F = +1$ sont accélérés dans le sens de la gravité. La Figure 5.8 présente un exemple d’image obtenue par cette technique après un temps de vol de 20 ms. Sur cette image on distingue de haut en bas les sous-niveaux $m_F = -1, 0$ et $+1$ avec des populations relatives de 0,25, 0,32 et 0,43 respectivement. Etant donnée l’orientation des bobines MOT, on observe également un décalage latéral. Alors que l’on s’attendrait à une répartition équitable des populations entre les trois m_F , on constate en fait un déséquilibre qui peut être dû à une balance des puissances des

7. Ce type de condensat peut également être vu comme une superposition de trois condensats couplés dans un état de spin différent, mais avec la même fonction d’onde. Il peut toujours être décrit par une unique fonction d’onde définie comme le produit d’une distribution spatiale et d’une fonction d’onde vectorielle décrivant les populations des condensats dans les différents états de spin. La dynamique de ces composantes est alors régie par des équations impliquant des échanges de populations par collisions entre états m_F [Pechkis et al., 2013].

faisceaux refroidisseurs imparfaite, ou bien à la présence d'un champ magnétique résiduel durant l'évaporation qui tend à polariser préférentiellement le nuage dans un m_F donné.

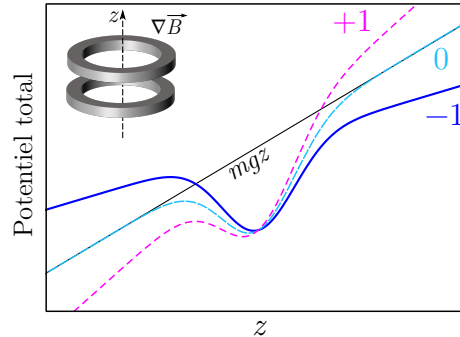


Figure 5.9 – Principe de la distillation de spin. Ajout d'un gradient de champ magnétique durant l'évaporation créant un potentiel m_F -dépendant et favorisant ainsi l'évaporation des atomes dans les sous-niveaux dont la profondeur est la plus faible. Cas d'un gradient vertical en gravité standard : polarisation dans le sous-état magnétique $m_F = -1$ (bleu).

Purification du condensat par distillation de spin Pour l'interférométrie il est essentiel de préparer le nuage atomique dans un état de spin pur à la fois pour améliorer le contraste des franges mais surtout pour éviter leur brouillage induit par la différence de phase acquise par les différents sous-niveaux Zeeman due aux champs magnétiques résiduels. Pour préparer des condensats dans un sous-état magnétique donné, un schéma simple consiste à filtrer les atomes présents dans les sous-niveaux $m_F = \pm 1$ en ajoutant un gradient de champ magnétique suffisamment important de sorte que ces atomes puissent s'échapper du piège le long d'un axe éventuellement faible. Cette méthode décrite dans [Cennini et al., 2003] nécessite de forts gradients et n'est efficace que dans le cas d'un piège fortement anisotrope. Dans notre cas, le piège dipolaire ne présente pas d'axe particulièrement faible puisque les fréquences sont toutes du même ordre de grandeur. Nous pouvons néanmoins tirer parti d'un autre mécanisme, la distillation de spin [Couvert, 2009], sous-jacent à l'introduction d'un gradient de champ magnétique au cours de l'évaporation. En effet, ce-dernier génère des profondeurs de potentiel différentes pour chaque m_F sans pour autant modifier la position du centre de ces trois potentiels, permettant ainsi d'assurer la bonne thermalisation des atomes des trois sous-états par un bon recouvrement spatial. Le paramètre de troncature du piège η devient alors m_F -dépendant ce qui favorise l'évaporation dans les sous-niveaux dont la profondeur modifiée par le gradient est la plus faible. Ainsi, si la direction privilégiée du gradient est horizontale, autrement dit orthogonale à la direction de la pesanteur, la profondeur de piège pour les atomes dans les sous-niveaux $m_F = \pm 1$ est diminuée par rapport au cas du sous-niveau $m_F = 0$. Le nuage est donc purifié dans l'état $m_F = 0$ au cours de la rampe d'évaporation. En revanche, la situation est différente si le gradient est vertical puisque ce-dernier est alors dans la même direction que la pesanteur et le sous-niveau $m_F = -1$ voit donc sa profondeur augmentée (si le gradient est positif) par rapport au deux autres sous-niveaux. La distillation a donc lieu dans $m_F = -1$.

Nous avons réalisé cette purification à l'aide des bobines MOT créant un gradient dont la direction privilégiée est oblique par rapport à la gravité, et mesuré les populations des sous-états magnétiques à la fin de l'évaporation par une expérience de Stern et Gerlach.

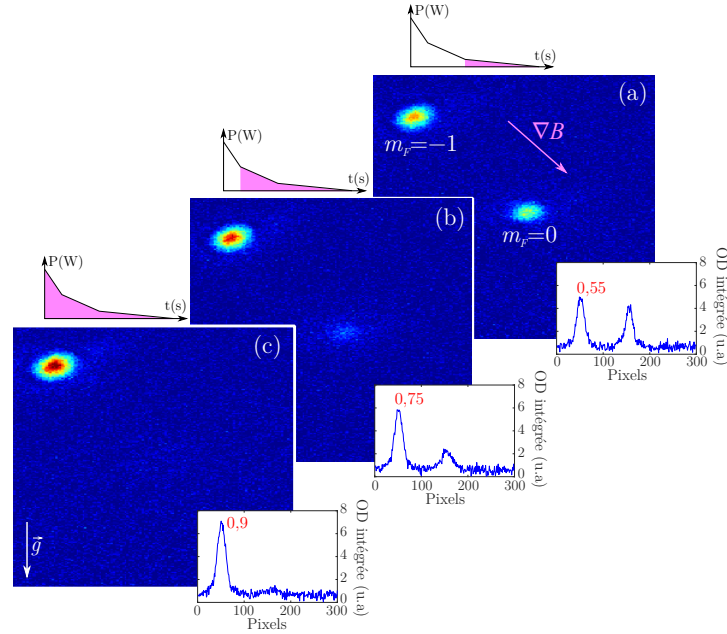


Figure 5.10 – Résultats de la distillation de spin en 1 g. Les bobines de gradient de champ magnétique sont allumées (a) durant la dernière rampe d'évaporation, (b) à partir de la 2^{ème} rampe et (c) durant la totalité de l'évaporation. La direction forte du gradient possède une composante suivant \mathbf{g} entraînant une polarisation du condensat dans le sous-niveau $m_F = -1$, d'autant plus efficace que le gradient est appliquée durant une grande partie de l'évaporation.

La Figure 5.10 présente les résultats de la distillation lorsque le gradient est activé pour des durées différentes au cours de la rampe d'évaporation. On observe clairement l'obtention d'un condensat purifié dans l'état $m_F = -1$ et dont le nombre d'atomes n'est que peu différent du condensat spineur (environ 3×10^4). Le mécanisme à l'oeuvre est donc bien plus qu'un simple filtrage puisqu'il permet de conserver 90% des atomes. Notons que cette méthode permet de générer un condensat pur dans le sous-niveau $m_F = 0$ en l'absence de gravité quelque soit la direction forte du gradient de champ magnétique. Cette préparation d'état est donc particulièrement bien adaptée à l'interférométrie en microgravité puisque cet état est insensible au champ magnétique. Toutefois, sur le simulateur 0g, comme nous allons le voir, l'évaporation n'a pas lieu en microgravité mais au cours de la phase d'accélération. Il n'est donc pas possible de préparer le nuage dans l'état $m_F = 0$ par cette méthode. On pourra dans un premier temps se contenter d'une préparation dans $m_F = -1$, avant de réfléchir à d'autres méthodes utilisant des transitions Raman par exemple.

5.2.1.3 Mesure des fréquences de piège

Par mesure des modes d'oscillation du nuage Plusieurs méthodes existent pour déterminer les fréquences de piège. L'une d'elles est la mesure des oscillations du nuage dans le piège lorsque celui-ci est brusquement perturbé. Pour mesurer la fréquence verticale du piège, nous produisons un condensat puis à la fin de la rampe d'évaporation la puissance des faisceaux est coupée avant d'être soudainement rallumée après un court temps de vol (1 ms) à la valeur dont on veut connaître la fréquence associée. La taille ainsi que la position

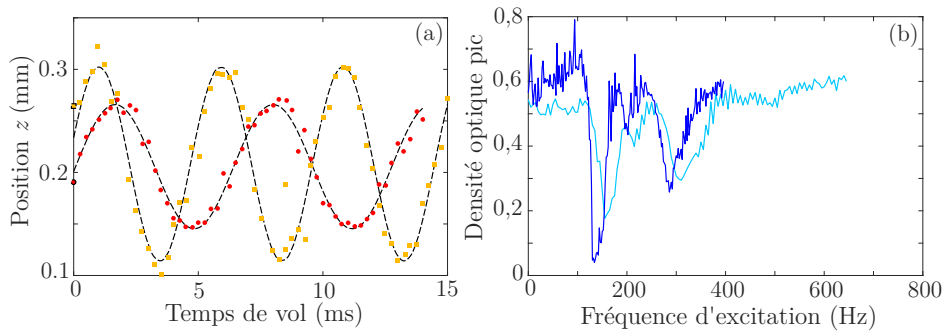


Figure 5.11 – Deux méthodes de mesure des fréquences de piège. (a) *Mesure des modes d'oscillation pour deux valeurs de puissance différentes : 110 mW (rouge) et 155 mW (orange). Les puissances mentionnées sont celles du premier passage uniquement.* (b) *Méthode de l'excitation paramétrique : le piège est excité en modulant la puissance dans les faisceaux et l'on mesure le chauffage induit pour deux puissances différentes (105 mW en bleu et 125 mW en bleu ciel). Il y a un fort chauffage pour des fréquences voisines du double des fréquences de piège.*

du nuage sont ensuite relevées après un temps d'expansion que l'on fait varier. La position du nuage oscille alors à la fréquence des oscillations dipolaires, c'est-à-dire la fréquence du piège, tandis que la taille du nuage oscille à la fréquence du mode de respiration, soit deux fois la fréquence du piège. La Figure 5.11.a montre des exemples de telles mesures pour deux puissances différentes. Cette méthode permet seulement de déduire la fréquence de piège verticale.

Par chauffage paramétrique Une autre méthode bien connue et que nous avons également mise en pratique est le chauffage paramétrique. Le principe repose sur une excitation sinusoïdale du nuage par le biais d'une modulation de l'intensité laser. On peut montrer que pour de faibles amplitudes de modulation, le taux de chauffage du nuage présente des résonances pour des fréquences égales au double des fréquences de piège [Savard et al., 1997] chauffage s'accompagnant également de pertes atomiques du fait de la profondeur finie du potentiel. La séquence utilisée est la suivante : le piège dipolaire est chargé puis nous procédons à l'évaporation jusqu'à une certaine valeur de puissance pour laquelle on veut mesurer la fréquence de piège. L'intensité laser est ensuite modulée temporellement pendant 500 ms via l'AOM, avec une amplitude de l'ordre de la dizaine de milliwatts. Nous mesurons alors la température du nuage après temps de vol en fonction de la fréquence de modulation. Sur la Figure 5.12.b sont présentées deux mesures effectuées via cette méthode. Nous avons tracé la perte de densité optique au centre du nuage, celle-ci étant directement reliée au taux de chauffage. Pour les basses puissances, la fréquence de modulation induisant un chauffage est légèrement inférieure à $2f_{\text{trap}}$ car l'anharmonicité du piège est plus importante à basse puissance et le mouvement classique des atomes est ainsi ralenti par les bords moins abrupts du potentiel.

Ces mesures expérimentales de fréquences de piège permettent de valider notre modèle théorique permettant de calculer numériquement les fréquences et la profondeur de piège en fonction de la puissance laser et de l'accélération subie. Sur la Figure 5.12 sont ainsi comparés les résultats de simulation avec les mesures, pour une puissance dans le premier passage variant de 0 à 1 W et une accélération de 1 g. Pour rappel, les calculs prennent en compte les deux faisceaux et consistent en la diagonalisation de la matrice hessienne

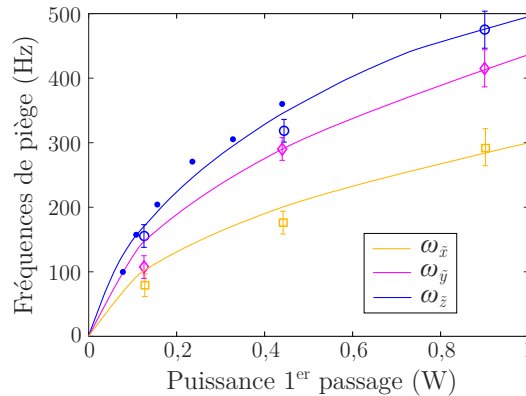


Figure 5.12 – Fréquences de piège en fonction de la puissance. Résultats des mesures par chauffage paramétrique donnant accès aux trois fréquences propres du piège représentés par les symboles vides. Les cercles pleins bleus sont les valeurs de la fréquence verticale obtenues par mesure des modes d’oscillation du nuage. Les traits pleins sont les fréquences simulées numériquement et obtenues par la diagonalisation de la matrice hessienne du potentiel.

du potentiel total. Bien que la validation expérimentale du modèle n’ait été effectuée que jusqu’à 1 W, celui-ci est extrapolé aux hautes puissances et permet de calculer les caractéristiques du piège au cours de l’évaporation sur le simulateur 0g.

5.2.2 Évaporation sur le simulateur 0g

Adaptation de la séquence expérimentale Nous présentons à présent les résultats de l’évaporation obtenus sur le simulateur 0g. Afin de bénéficier de la totalité de la phase de microgravité pour réaliser l’interféromètre, la source atomique ultra-froide doit être préparée en amont de la 0 g. Nous avons donc mis en place une stratégie consistant à réaliser la fin de l’évaporation pendant le mouvement de la plateforme, autrement dit pendant les phases d’hypergravité précédant la parabole. Nous profitons du temps-mort de 12 secondes entre deux trajectoires pour charger le MOT, le piège dipolaire, effectuer le dépompage et la compression du piège, puis amorcer l’évaporation. A la fin de la deuxième rampe d’évaporation, c’est-à-dire 800 ms après le début de l’évaporation, le signal de déclenchement est envoyé au simulateur. A cet instant, nous rappelons que la puissance dans chaque faisceau dipolaire est de 125 mW pour une profondeur de piège de $2 \mu\text{K}$. Lorsque que le mouvement de la plateforme débute alors et que nous recevons en retour le TTL le signalant quelques 80 ms plus tard, la fin de la rampe est effectuée. Mais puisque l’accélération verticale varie au cours de la trajectoire, la profondeur ainsi que les fréquences de piège sont fortement affectées par rapport à la trajectoire d’évaporation standard en raison de l’affaissement gravitationnel. Pour y remédier nous modifions la rampe d’évaporation de la manière suivante, en cherchant à optimiser la température et le nombre d’atomes en fin de trajectoire (cf. Figure 5.13) : au début du mouvement, lorsque l’accélération se trouve supérieur à 1 g, le piège est comprimé adiabatiquement en augmentant linéairement la puissance jusqu’à 215 mW (par faisceau) en 80 ms. Cela garantit une profondeur suffisante ($4 \mu\text{K}$) pour maintenir les atomes dans le piège durant la phase de 2 g. L’évaporation reprend ensuite et est complétée en deux étapes jusqu’à la phase de microgravité. Une première rampe linéaire d’une durée de 200 ms s’étendant

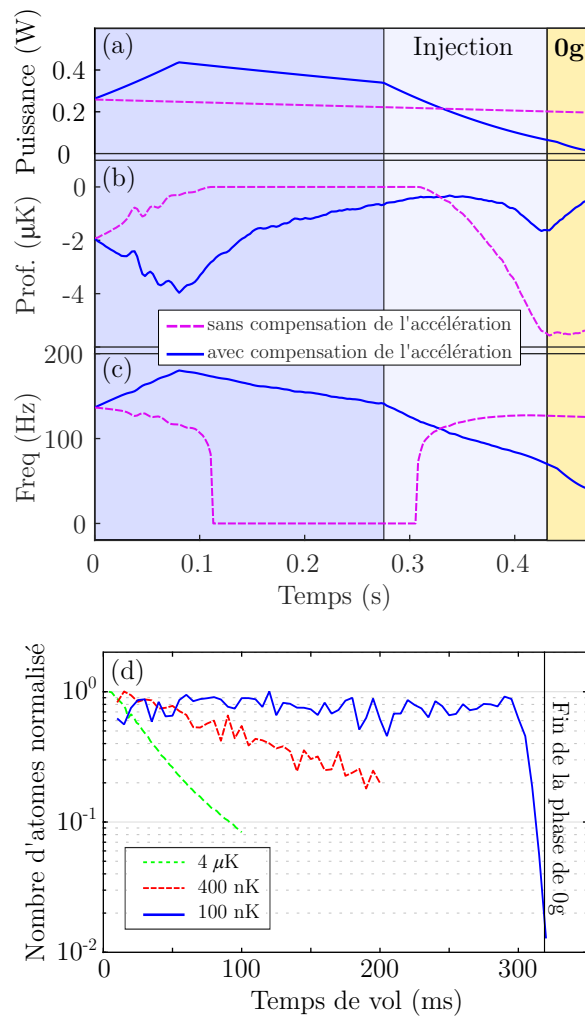


Figure 5.13 – Caractéristiques du piège dipolaire lors du mouvement du simulateur 0g et détection des atomes. Les fréquences et la profondeur sont calculées numériquement grâce à la calibration de la puissance du piège dipolaire et de l'accélération mesurée. (a) Puissance totale du piège dipolaire, (b) profondeur de piège et (c) fréquence moyenne prenant en compte l'affaissement gravitationnel. En bleu est tracée l'évolution des paramètres dans le cas de la rampe de puissance modifiée et en rose dans le cas hypothétique où l'on garderait la même rampe qu'en gravité standard. (d) Détection des atomes par fluorescence (sur la photodiode du haut) en fonction du temps de vol. A 100 nK, on détecte les atomes sur toute la durée de la parabole.

jusqu'à la fin de la phase de 2 g et une deuxième de 165 ms allant jusqu'à la fin de la phase d'injection et aboutissant sur une puissance de 30 mW. Grâce à ce protocole, nous obtenons un condensat environ 100 ms avant la phase de 0 g avec 5×10^4 atomes à une température critique de 140 nK. Les fréquences de pièges au seuil de condensation sont de $(\omega_{\tilde{x}}, \omega_{\tilde{y}}, \omega_{\tilde{z}}) = 2\pi \times (110, 105, 70)$ Hz et la durée totale de l'évaporation (1 g + simulateur) est de 1,2 s (cf. Figure 5.14). Lorsque la phase de microgravité débute, la puissance du piège dipolaire

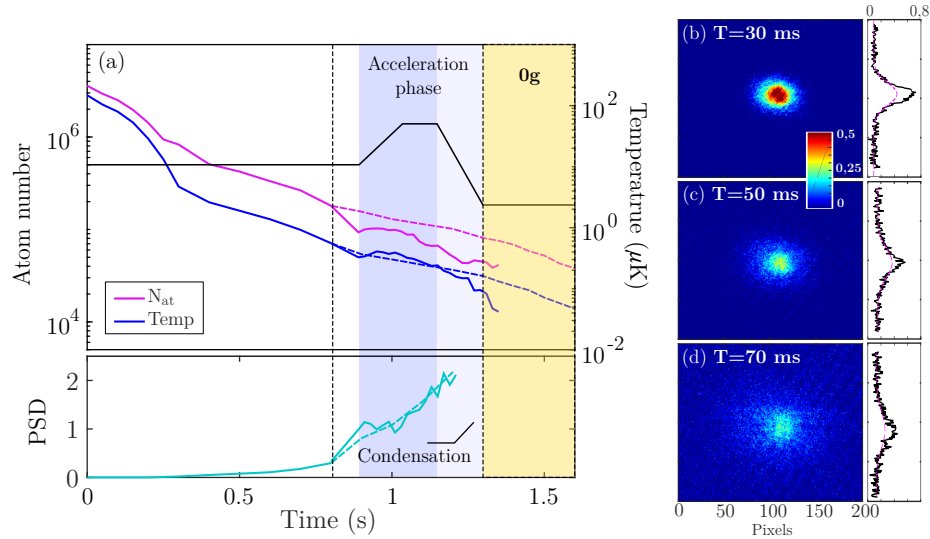


Figure 5.14 – BEC en microgravité. (a) Trajectoire d'évaporation d'une séquence sur simulateur avec l'évolution du nombre d'atomes (magenta), de la température (bleu) et de la PSD (vert). Les données en gravité standard sont tracées en traits pointillés. A droite, images d'absorption du condensat en 0 g et profil transverse de la densité optique, pour différents temps de vol : (b) 30 ms, (c) 50 ms et (d) 70 ms.

est encore diminuée jusqu'à 10 mW en 40 ms pour atteindre la profondeur minimale permettant de conserver les atomes dans le piège. Cette décompression s'accompagne d'une diminution de la dispersion en vitesse du condensat équivalente à une température de 35 nK et d'une perte d'atomes portant le total à 4×10^4 . Les fréquences de piège sont alors estimées à $(\omega_{\tilde{x}}, \omega_{\tilde{y}}, \omega_{\tilde{z}}) = 2\pi \times (50, 40, 30)$ Hz. Notons que pour procéder à une mesure par temps de vol, une commande $V_{DC} = 5$ V est appliquée sur le té de polarisation du système de modulation des faisceaux dipolaires afin de déplacer spatialement les faisceaux par rapport au nuage. En effet, le taux d'extinction de l'AOM n'est pas infini et la puissance minimale que l'on peut atteindre est de 2 mW en sortie du premier passage. En 0 g, puisque les atomes restent dans la zone du faisceau même après temps de vol, il est nécessaire de réaliser cette procédure. La décompression du piège pourrait être poussée encore plus loin en diminuant encore la puissance et en réactivant la modulation spatiale mais la durée utile de microgravité deviendrait alors limitée. Un refroidissement par une méthode de type *delta-kick* [Ammann and Christensen, 1997] pourrait également permettre d'atteindre des températures sub-nanokelvin.

Caractéristiques du piège pendant le mouvement Sur la Figure 5.13, sont tracées en bleu la puissance totale du piège dipolaire (1^{er} + 2^{ème} passage), la profondeur et la fréquence moyenne de piège au cours de la phase d'évaporation lorsque que le simulateur est en mouvement. Le calcul de la profondeur et des fréquences est effectué grâce à notre

modèle numérique prenant en compte les deux faisceaux dipolaires et leur angle de 70° , ainsi que l'accélération durant le mouvement issue de la mesure accélérométrique. En rose sont tracées les valeurs correspondantes dans le cas où la compensation de l'affaissement n'est pas effectuée (même rampe de puissance qu'en 1 g donc). On constate que les atomes ne sont plus piégés après 110 ms, et qu'il est donc indispensable d'augmenter la puissance lors de la phase d'hypergravité. En fin de phase d'injection, on observe une remontée de la profondeur de piège dû au fait que la rampe de puissance décroissante est compensée par la forte atténuation du potentiel gravitationnel. Pour autant la fréquence de piège moyenne continue bien de s'abaisser, signe que la température diminue toujours. Il ne s'agit plus là d'un processus d'évaporation mais d'une décompression du piège. D'ailleurs on remarque sur la Figure 5.14.a qu'à partir de cet instant, le nombre d'atomes reste relativement constant. A l'avenir, une modification de la pente de la rampe de puissance à cet endroit pourra être testée dans le but que l'évaporation se poursuive jusqu'à la phase de microgravité. Sur la Figure 5.13.d, nous montrons l'intérêt d'utiliser une source ultra-froide en microgravité, le nombre d'atomes détectés (par collection de la fluorescence sur la photodiode du haut) étant constant quelque soit le temps de vol pour un nuage à 100 nK (au prix d'une détérioration du rapport signal à bruit).

5.2.3 Résultats préliminaires d'interférométrie avec des atomes ultra-froids

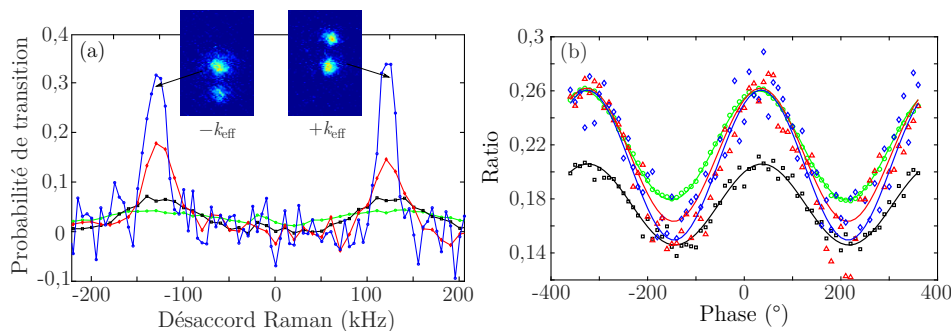


Figure 5.15 – Interférométrie avec atomes ultra-froids en gravité standard. (a) Spectroscopie Raman et (b) franges d'interférences d'un interféromètre de Mach-Zehnder à $T = 100 \mu\text{s}$, pour différentes températures du nuage : MOT à $5 \mu\text{K}$ (vert), Evaporation 1 à $3 \mu\text{K}$ (noir), Evaporation 2 à 500 nK (rouge), Evaporation 3 à 100 nK (bleu). Les jeux de données jusqu'à 500 nK ont été réalisés avec la détection par fluorescence (photodiode) et les données à 100 nK à l'imagerie spatiale. La durée de l'impulsion π est de $35 \mu\text{s}$ à chaque fois.

Dans le Chapitre 3, nous avons présenté les premières franges d'interférence d'un interféromètre de Mach-Zehnder obtenues sur le simulateur 0g dans le régime de double simple diffraction. Dans cette section, nous montrons les résultats préliminaires d'interférométrie avec des atomes ultra-froids au sol et sur le simulateur, dans le régime de double diffraction.

5.2.3.1 Interférométrie au sol

Spectroscopie Nous souhaitons tout d'abord comparer selon la température du nuage atomique, l'allure des spectres Raman obtenus (cf. Figure 5.15.a). Un premier spectre de référence avec un nuage en sortie de mélasse à $5 \mu\text{K}$ est réalisé. Les trois autres spectres

sont effectués à partir d'un nuage issu du piège dipolaire, pour différents instants de l'évaporation : après la première rampe d'évaporation en noir (nuage à $3 \mu\text{K}$), après la deuxième rampe d'évaporation en rouge (nuage à 500 nK), et à l'issue de la rampe totale en bleu (nuage à 100 nK). Quelque soit le spectre, un biais de champ magnétique de $0,7 \text{ G}$ est appliqué avant l'impulsion Raman afin de séparer les sous-niveaux Zeeman. L'impulsion, d'une durée de $35 \mu\text{s}$ et de désaccord $\Delta = 1,2 \text{ GHz}$ est réalisée après 5 ms de temps de vol. A noter que pour les températures de $5 \mu\text{K}$, $3 \mu\text{K}$ et 500 nK , la méthode de détection employée est la méthode basée sur l'enregistrement de la fluorescence à l'aide d'une photodiode (cf. Chapitre 2). Pour le nuage à 100 nK en revanche, le niveau du signal sur la photodiode est trop faible après une impulsion Raman et l'on est forcé d'utiliser l'imagerie spatiale⁸. Par cette méthode, on est en mesure d'imager sur la caméra les atomes diffractés lorsque la condition de résonance Raman est satisfaite. On identifie ainsi clairement les deux transitions $\pm k_{\text{eff}}$ (cf. inserts de la Figure 5.15.a) et le ratio des populations est simplement déduit par estimation du nombre d'atomes dans l'ordre diffracté par rapport au nombre total. Comme attendu, lorsque la température diminue, l'amplitude est plus importante et la largeur des pics plus étroite à résonance, signe que l'efficacité des transitions Raman est d'autant plus grande que la température est faible. Ainsi, à 100 nK , l'efficacité de transfert est quasiment de 100% puisque le ratio de population à résonance est de l'ordre de $0,3$ ce qui correspond bien à un tiers des atomes adressés (seuls les atomes dans $m_F = 0$ sont adressés à cause du biais de champ magnétique). A l'inverse, le SNR lui, chute avec la diminution de la température à cause de la perte importante d'atomes au sein du nuage au cours de l'évaporation.

Interféromètre de Mach-Zehnder Après avoir mesuré ces spectres Raman, nous avons réalisé un interféromètre complet à court temps d'interrogation ($T = 100 \mu\text{s}$), pour ces mêmes températures et mêmes paramètres expérimentaux. Nous avons arbitrairement sélectionné la transition $-k_{\text{eff}}$. Le jeu de données à 100 nK est également réalisé à l'imagerie spatiale après un temps de vol de 5 ms à l'issue de l'interféromètre. Les résultats des performances de l'interféromètre (contraste et SNR) sont répertoriés dans la Table 5.1. Le premier constat difficilement interprétable est que, malgré un nuage plus froid après la première étape d'évaporation qu'après la mélasse ($3 \mu\text{K}$ contre $5 \mu\text{K}$), le contraste des franges est plus faible (6% contre 8%). Il peut s'agir d'un problème de normalisation de la détection qui est très dépendante du nombre d'atomes. Par ailleurs, le contraste augmente ensuite bien avec l'abaissement de la température mais pas autant qu'attendu. En effet d'après l'analyse des spectres Raman, à 100 nK l'efficacité de la transition est quasiment optimale. Le gain en contraste est ainsi très limité par rapport à l'inévitable perte de SNR. Une émission spontanée trop importante lors des impulsions Raman pourrait être à l'origine de ce constat. En l'état, il est clair que le faible nombre d'atomes ne facilite pas la réalisation et l'interprétation d'un interféromètre et que l'amélioration de la détection

	MOT	Evap 1	Evap 2	Evap 3
Température (μK)	5	3	0,5	0,1
Contraste (%)	8	6	9,8	11,2
SNR	52	12	7	8,6

Table 5.1 – Performances de l'interféromètre selon la température du nuage atomique.

8. En effet le niveau de fluorescence des atomes dans $|F = 2\rangle$ est à peine plus élevé que le bruit de détection (provenant majoritairement du vide résiduel) et les spectres obtenus sont alors très bruités.

apparaît comme essentiel.

5.2.3.2 Interférométrie sur simulateur

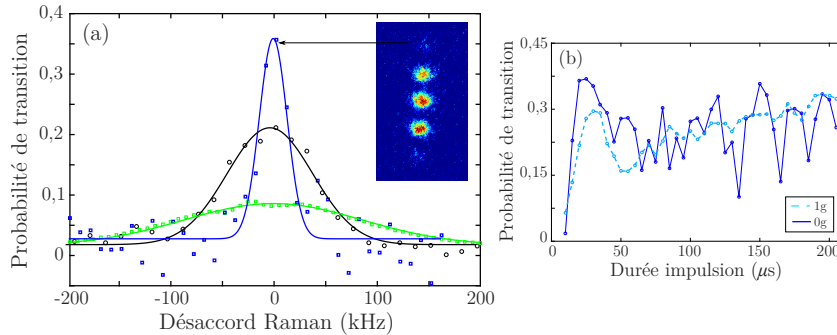


Figure 5.16 – Spectroscopie avec atomes ultra-froids en microgravité. (a) Spectroscopie Raman pour différentes températures du nuage : MOT à $5 \mu\text{K}$ (vert), Evaporation 1 à $1 \mu\text{K}$ (noir), Evaporation 3 à 300 nK (bleu). Données de la fluorescence enregistrée sur la photodiode. L'insert est une image d'absorption du nuage diffracté. (b) Oscillations de Rabi en 1 g à 100 nK (bleu ciel pointillé) et en 0 g à 300 nK (bleu). La durée de l'impulsion π est environ $\sqrt{2}$ -fois plus courte en 0 g .

Spectroscopie Des mesures de spectroscopie Raman présentées sur la Figure 5.16.a, ont également été réalisées sur le simulateur 0g . Nous avons ainsi mesuré les spectres Raman pour différentes températures : $5 \mu\text{K}$ en sortie de mélasse, $1 \mu\text{K}$ après la première rampe d'évaporation et 300 nK après la rampe d'évaporation entière⁹. Ici, "première rampe d'évaporation" ne correspond pas tout à fait à l'évaporation 1 dans le cas de la 1 g . En effet, pour réaliser ce spectre en 0 g , la puissance du piège dipolaire est simplement maintenue durant tout le mouvement de l'expérience ce qui induit, nous l'avons vu, une évaporation du fait de l'affaissement du potentiel gravitationnel lors des phases d'hypergravité. Il est donc logique d'obtenir une température plus faible ($1 \mu\text{K}$ au lieu de $3 \mu\text{K}$) qu'en gravité standard. Les spectres ont tous été réalisés par fluorescence sur la photodiode (à 300 nK , le signal sur la photodiode est encore suffisamment élevé). Il est difficile de comparer les spectres obtenus en 1 g et en 0 g puisque les températures ne sont pas équivalentes. Notons tout de même que l'amplitude du spectre à 300 nK est du même ordre que celle du spectre à 100 nK en 1 g , ce qui conforte l'interprétation de la spectroscopie dans le régime de faible accélération et de faible vitesse énoncée dans le Chapitre 1 (à température donnée, le nombre d'atomes adressés est deux fois plus important). L'insert est une image d'absorption du nuage refroidi à 50 nK diffracté sur laquelle on devine, en plus des premiers ordres de diffraction ($\pm k_{\text{eff}}$), les deuxièmes ordres ($\pm 2k_{\text{eff}}$), preuve du processus de double diffraction à l'oeuvre. Les atomes restant au milieu sont les atomes peuplant les sous-niveaux Zeeman $m_F = \pm 1$ non adressés par les faisceaux. Nous comparons également sur la Figure 5.16.b les oscillations de Rabi obtenues en microgravité (à 300 nK) et en gravité standard (à 100 nK). Pour les mêmes paramètres expérimentaux (puissance des faisceaux Raman et désaccord laser), on mesure approximativement la durée de l'impulsion π à $\tau_{\pi,0\text{g}} = 25 \mu\text{s}$ en 0 g ce qui correspond bien à $\tau_{\pi,1\text{g}}/\sqrt{2}$ (cf. Chapitre 1).

9. La dernière rampe de puissance est modifiée ici par rapport au cas des températures les plus froides obtenues sur le simulateur. La puissance en fin de trajectoire dans le premier passage est $P = 45 \text{ mW}$ au lieu de 7 mW .

Interféromètre en double diffraction Le temps nous a manqué pour réaliser un interféromètre complet en microgravité. Sur la Figure 5.17, nous montrons qualitativement l'efficacité de la deuxième impulsion Raman en observant que les deux nuages séparés après une première impulsion $\pi/2$ ((a) plus 5 ms de temps de vol, et (b) plus 10 ms de temps de vol) se recouvrent après l'impulsion π et le temps d'interrogation de 5 ms (cf. (c)).

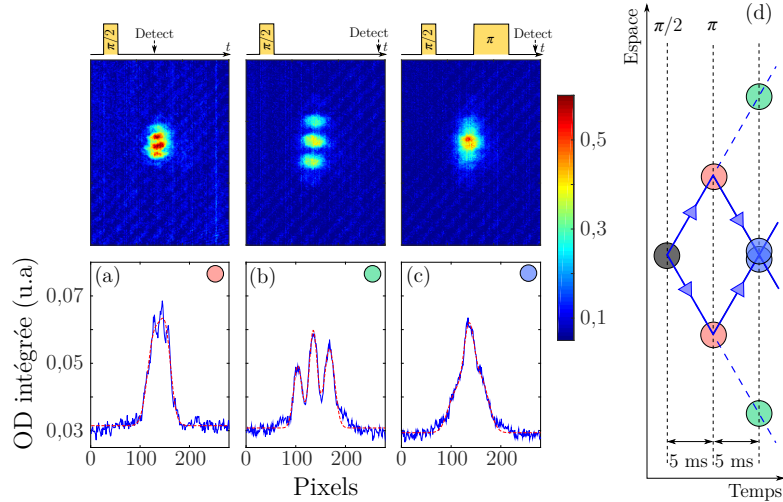


Figure 5.17 – Interférométrie en double diffraction. Images d'absorption au cours de l'interféromètre et profils de la densité optique intégrée suivant la direction horizontale. (a) : après impulsion $\pi/2$ + temps de vol de 5 ms, (b) : (a) + temps de vol de 5 ms, (c) : (a) + impulsion π + temps de vol de 5 ms. (d) Schéma du principe de la mesure : les ronds correspondent aux positions attendues des nuages lors des prises d'images.

5.3 Conclusion

Ce dernier chapitre présente donc le premier condensat de Bose-Einstein obtenu en microgravité par une méthode tout optique. Nous avons démontré notre capacité à évaporer efficacement dans le piège dipolaire alors même que l'expérience est en mouvement accéléré sur le simulateur 0g, en adaptant intelligemment la rampe de puissance le long de la trajectoire de sorte que, d'abord les atomes restent piégés malgré la phase d'hypergravité initiale (phase de compression), et ensuite que la fréquence moyenne de piégeage diminue graduellement au cours du mouvement (évaporation). Une ultime phase de décompression permet d'atteindre des températures de 35 nK pour un nombre d'atomes de 4×10^4 . Nous sommes ainsi en mesure de produire un condensat en microgravité toutes les 13,5 secondes, durée limitée par le taux de répétition du simulateur. Les résultats préliminaires d'interférométrie en régime de double diffraction avec source atomique ultra-froide attestent de la pertinence du simulateur 0g et de l'efficacité de notre méthode de refroidissement pour de futures mesures interférométriques. Un travail sur la préparation d'état du nuage ultra-froid et une réflexion sur la méthode de détection (spatiale ou non) ainsi que sur l'augmentation du nombre d'atomes devra être mené afin d'approfondir ces résultats.

Conclusion

Mes travaux de thèse synthétisés dans ce manuscrit, se sont inscrits en rupture avec les précédentes avancées sur l'expérience I.C.E. Après la première démonstration d'un test du principe d'équivalence faible à l'aide d'un interféromètre atomique double espèce, dans l'avion Zéro-g, puis au sol avec une sensibilité de 10^{-6} sur le paramètre d'Eötvös ($5 \cdot 10^{-8}$ après 5000 s d'intégration), des modifications étaient devenues nécessaires en vue d'améliorer ces résultats. L'objectif à terme étant d'allonger le temps d'interrogation, la mise en place de sources atomiques ultra-froides devait constituer le premier pas vers l'interférométrie à grand facteur d'échelle.

L'installation sur l'expérience d'un piège dipolaire a ainsi occupé une grande partie de ma thèse. Nous avons implémenté une méthode de chargement du piège originale grâce à l'utilisation d'une modulation spatiale des faisceaux permettant d'augmenter le volume de capture tout en gardant un refroidissement laser par mélasse grise, efficace. La densité dans l'espace des phases atteinte après chargement, ainsi que le taux de collisions important après compression du piège, permettent d'enclencher une évaporation efficace et d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. Grâce à ce refroidissement tout optique en une seule chambre, nous sommes donc en mesure de générer un condensat de Bose-Einstein d'atomes de ^{87}Rb en moins de 5 s, avec une durée d'évaporation 1,6 s.

En parallèle, l'installation d'un simulateur de microgravité au laboratoire a permis de réaliser les premiers condensats tout optique en microgravité. Au prix d'une adaptation de la rampe d'évaporation pendant le mouvement de l'expérience sur le simulateur, nous démontrons notre capacité à générer un nuage condensé de ^{87}Rb de 4×10^4 atomes avec une dispersion en vitesse correspondant à une température de 35 nK, en 0 g, toutes les 13,5 secondes (le taux de répétition étant limité par le simulateur). Le simulateur 0g se révèle donc être une véritable alternative pour les expériences d'atomes froids aujourd'hui proposées pour être envoyées sur la station spatiale internationale, ou du moins un excellent outil pour préparer de futures missions spatiales. Bien que la durée de microgravité soit limitée à 500 ms, il offre la possibilité d'opérer dans un environnement parfaitement contrôlé qu'est le laboratoire, en plus de réaliser des trajectoires d'une très bonne répétabilité.

Des résultats préliminaires d'interférométrie avec atomes ultra-froids en microgravité dans le régime de double diffraction, ont également été obtenus, ouvrant la voie vers de prochaines mesures à long temps d'interrogation. Enfin, la réalisation de franges de Ramsey optiques à $T = 480$ ms avec un nuage à $3 \mu\text{K}$, confirme tout le potentiel du simulateur, qui peut donc également aider à l'amélioration de la sensibilité de mesures par spectroscopie Ramsey.

Toutefois, des efforts quant à l'évolution technologique de l'expérience doivent être consentis afin d'améliorer ces résultats encourageants. La mise en place d'une préparation d'état pour la source ultra-froide, d'un éventuel MOT-2D afin d'augmenter le nombre

d'atomes ou bien encore l'installation d'un système de détection amélioré, sont les principales de pistes.

Les perspectives à court et moyen terme sur I.C.E sont nombreuses, et laissent entrevoir un bel avenir. En effet, il s'agit à présent de ré-installer le Potassium sur l'expérience, une nouvelle source laser entièrement fibrée étant actuellement en cours d'intégration. Tester notre méthode de chargement sur le ^{39}K puis le refroidir par refroidissement sympathique avec le ^{87}Rb , sont les prochains objectifs. A plus long terme, l'installation d'un nouveau laser destiné à réaliser des oscillations de Bloch afin d'augmenter la séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre, est également prévue. Enfin, une étude théorique sur la formation de nouveaux objets topologiques 2D comme les pièges en forme de bulle, uniquement réalisables en microgravité sera prochainement menée.

Bibliographie

- [Adams et al., 1995] Adams, C. S., Lee, H. J., Davidson, N., Kasevich, M., and Chu, S. (1995). Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap. *Physical Review Letters*, 74(18).
- [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., Gaaloul, 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., Lämmerzahl, 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., Schuldt, 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., and Zahzam, N. (2014). STE-QUEST - Test of the Universality of Free Fall Using Cold Atom Interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 31(11).
- [Aldous et al., 2017] Aldous, M., Woods, J., Dragomir, A., Roy, R., and Himsforth, M. (2017). Carrier frequency modulation of an acousto-optic modulator for laser stabilization. *Optics Express*, 25(11).
- [Altschul et al., 2015] Altschul, B., Bailey, Q. G., Blanchet, L., Bongs, K., Bouyer, P., Cacciapuoti, L., Capozziello, S., Gaaloul, N., Giulini, D., Hartwig, J., Iess, L., Jetzer, P., Landragin, A., Rasel, E., Reynaud, S., Schiller, S., Schubert, C., Sorrentino, F., Sterr, U., Tasson, J. D., Tino, G. M., Tuckey, P., and Wolf, P. (2015). Quantum Tests of the Einstein Equivalence Principle with the STE-QUEST Space Mission. *Advances in Space Research*, 55(1).
- [Ammann and Christensen, 1997] Ammann, H. and Christensen, N. (1997). Delta Kick Cooling : A New Method for Cooling Atoms. *Physical Review Letters*, 78(11).
- [Andrews, 1997] Andrews, M. R. (1997). Observation of Interference Between Two Bose Condensates. *Science*, 275(5300).
- [Antoni-Micollier, 2016] Antoni-Micollier, L. (2016). Interféromètre à atomes froids de ^{39}K et ^{87}Rb pour tester le principe d'équivalence en micropesanteur. *Thèse de doctorat*.
- [Antoni-Micollier et al., 2017] Antoni-Micollier, L., Barrett, B., Chichet, L., Condon, G., Battelier, B., Landragin, A., and Bouyer, P. (2017). Generation of high-purity low-temperature samples of ^{39}K for applications in metrology. *Physical Review A*, 96(2).
- [Antoniadis et al., 1998] Antoniadis, I., Dimopoulos, S., and Dvali, G. (1998). Millimetre-range forces in superstring theories with weak-scale compactification. *Nuclear Physics B*, 516(1-2).

- [Arora et al., 2007] Arora, B., Safronova, M. S., and Clark, C. W. (2007). Magic wavelength for the np - ns transitions in alkali-metal atoms. *Physical Review A*, 76(5).
- [Bali et al., 1999] Bali, S., O'Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., and Thomas, J. E. (1999). Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss. *Physical Review A*, 60(1).
- [Barrett et al., 2016] Barrett, B., Antoni-Micollier, L., Chichet, L., Battelier, B., Lévèque, T., Landragin, A., and Bouyer, P. (2016). Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness. *Nature Communications*, 7(1).
- [Barrett et al., 2014] Barrett, B., Gominet, P.-A., Cantin, E., Antoni-Micollier, L., Bertoldi, A., Battelier, B., Bouyer, P., Lautier, J., and Landragin, A. (2014). Mobile and remote inertial sensing with atom interferometers. *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" on Atom Interferometry*.
- [Battelier et al., 2016] Battelier, B., Barrett, B., Fouché, L., Chichet, L., Antoni-Micollier, L., Porte, H., Napolitano, F., Lautier, J., Landragin, A., and Bouyer, P. (2016). Development of compact cold-atom sensors for inertial navigation. *Proc. SPIE*, 9900.
- [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., Franz, T., Gaaloul, N., Herr, W., Lüdtke, D., Popp, M., Amri, S., Duncker, H., Erbe, M., Kohfeldt, A., Kubelka-Lange, A., Braxmaier, C., Charron, E., Ertmer, W., Krutzik, M., Lämmerzahl, C., Peters, A., Schleich, W. P., Sengstock, K., Walser, R., Wicht, A., Windpassinger, P., and Rasel, E. M. (2018). Space-borne Bose-Einstein condensation for precision interferometry. *Nature*, 562(7727).
- [Beloï, 2009] Beloï, K. (2009). Theory of the ac Stark Effect on the Atomic Hyperfine Structure and Applications to Microwave Atomic Clocks. *Thèse de doctorat*.
- [Billy et al., 2008] Billy, J., Josse, V., Zuo, Z., Bernard, A., Hambrecht, B., Lugan, P., Clément, D., Sanchez-Palencia, L., Bouyer, P., and Aspect, A. (2008). Direct observation of Anderson localization of matter waves in a controlled disorder. *Nature*, 453(7197).
- [Boiron, 1998] Boiron, D. (1998). Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion. *Thèse de doctorat*.
- [Bordé, 1997] Bordé, C. J. (1997). Matter-Wave Interferometers. In *Atom Interferometry*. Elsevier.
- [Bouyer et al., 1996] Bouyer, P., Gustavson, T. L., Haritos, K. G., and Kasevich, M. A. (1996). Microwave signal generation with optical injection locking. *Optics Letters*, 21(18).
- [Brantut, 2009] Brantut, J.-P. (2009). Manipulation d'atomes froids dans des potentiels lumineux. *Thèse de doctorat*.
- [Brantut et al., 2008] Brantut, J. P., Clément, J. F., de Saint Vincent, M. R., Varoquaux, G., Nyman, R. A., Aspect, A., Bourdel, T., and Bouyer, P. (2008). Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms. *Physical Review A*, 78(3).
- [Brewer and Hahn, 1975] Brewer, R. G. and Hahn, E. L. (1975). Coherent two-photon processes : Transient and steady-state cases. *Physical Review A*, 11(5).
- [Burt et al., 1997] Burt, E. A., Ghrist, R. W., Myatt, C. J., Holland, M. J., Cornell, E. A., and Wieman, C. E. (1997). Coherence, Correlations, and Collisions : What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay. *Physical Review Letters*, 79(3).

- [Carraz et al., 2012] Carraz, O., Charrière, R., Cadoret, M., Zahzam, N., Bidel, Y., and 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).
- [Cennini et al., 2003] Cennini, G., Ritt, G., Geckeler, C., and Weitz, M. (2003). All-Optical Realization of an Atom Laser. *Physical Review Letters*, 91(24).
- [Cheinet, 2006] Cheinet, P. (2006). Conception et réalisation d'un gravimètre à atomes froids. *Thèse de doctorat*.
- [Cheinet et al., 2005] Cheinet, P., Canuel, B., Santos, F. P. D., Gauguier, A., Leduc, F., and Landragin, A. (2005). Measurement of the sensitivity function in time-domain atomic interferometer. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 57(6).
- [Chichet, 2017] Chichet, L. (2017). Interférométrie atomique embarquée double espèce, ^{87}Rb et ^{39}K , appliqué au test du principe d'équivalence faible et à la navigation inertielle. *Thèse de doctorat*.
- [Chin et al., 2010] Chin, C., Grimm, R., Julienne, P., and Tiesinga, E. (2010). Feshbach resonances in ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 82(2).
- [Chu, 1998] Chu, S. (1998). The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3).
- [Chu et al., 1986] Chu, S., Bjorkholm, J. E., Ashkin, A., and Cable, A. (1986). Experimental Observation of Optically Trapped Atoms. *Physical Review Letters*, 57(3).
- [Clairon et al., 1991] Clairon, A., Salomon, C., Guellati, S., and Phillips, W. D. (1991). Ramsey Resonance in a Zacharias Fountain. *EuroPhysics Letters*, 16(2).
- [Clément, 2008] Clément, J.-F. (2008). Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565 nm. *Thèse de doctorat*.
- [Cohen-Tannoudji, 1996] Cohen-Tannoudji (1996). Atomes ultrafroids - piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif. *Cours du Collège de France*.
- [Cohen-Tannoudji et al., 2016] Cohen-Tannoudji, C., Guéry-Odelin, D., and Perrin, H. (2016). *Avancées en physique atomique : du pompage optique aux gaz quantiques*. Hermann, Paris.
- [Couvert, 2009] Couvert, A. (2009). Production et étude de lasers à atomes guidés, et de leur interaction avec des défauts contrôlés. *Thèse de doctorat*.
- [Couvert et al., 2008] Couvert, A., Jeppesen, M., Kawalec, T., Reinaudi, G., Mathevet, R., and Guéry-Odelin, D. (2008). A quasi-monomode guided atom laser from an all-optical Bose-Einstein condensate. *EuroPhysics Letters*, 83(5).
- [Dalibard, 1998] Dalibard, J. (1998). Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases. *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*, 140.
- [Dalibard, 2015] Dalibard, J. (2015). Cohérence et superfluidité dans les gaz atomiques. *Cours du Collège de France*.
- [Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989] Dalibard, J. and Cohen-Tannoudji, C. (1989). Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11).
- [Dalibard et al., 1983] Dalibard, J., Reynaud, S., and Cohen-Tannoudji, C. (1983). Proposals of stable optical traps for neutral atoms. *Optics Communications*, 47(6).

- [Damour and Polyakov, 1994] Damour, T. and Polyakov, A. (1994). The string dilation and a least coupling principle. *Nuclear Physics B*, 423(2-3).
- [Dick, 1987] Dick, G. J. (1987). Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards. *Proceedings of the 19th APTTISA Meeting*.
- [Dodd et al., 1996] Dodd, R. J., Edwards, M., Williams, C. J., Clark, C. W., Holland, M. J., Ruprecht, P. A., and Burnett, K. (1996). Role of attractive interactions on Bose-Einstein condensation. *Physical Review A*, 54(1).
- [Elliott et al., 2018] Elliott, E. R., Krutzik, M. C., Williams, J. R., Thompson, R. J., and Aveline, D. C. (2018). NASA's Cold Atom Lab (CAL) : system development and ground test status. *npj Microgravity*, 4(1).
- [Feynman, 1948] Feynman, R. P. (1948). Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics*, 20(2).
- [Fortágh and Zimmermann, 2007] Fortágh, J. and Zimmermann, C. (2007). Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Reviews of Modern Physics*, 79(1).
- [Gehm et al., 1998] Gehm, M. E., O'Hara, K. M., Savard, T. A., and Thomas, J. E. (1998). Dynamics of noise-induced heating in atom traps. *Physical Review A*, 58(5).
- [Geiger, 2011] Geiger, R. (2011). Senseur inertielle à ondes de matière aéroporté. *Thèse de doctorat*.
- [Geiger et al., 2011] Geiger, R., Ménoiret, V., Stern, G., Zahzam, N., Cheinet, P., Battelier, B., Villing, A., Moron, F., Lours, M., Bidet, Y., Bresson, A., Landragin, A., and Bouyer, P. (2011). Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 2(1).
- [Gensemer et al., 2000] Gensemer, S. D., Gould, P. L., Leo, P. J., Tiesinga, E., and Williams, C. J. (2000). Ultracold ^{87}Rb ground-state hyperfine-changing collisions in the presence and absence of laser light. *Physical Review A*, 62(3) :030702.
- [Gominet, 2014] Gominet, P. A. (2014). Accéléromètre atomique double espèce $^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$ aéroporté pour un test du principe d'équivalence. *Thèse de doctorat*.
- [Greene et al., 1998] Greene, B. R., Morrison, D. R., and Polchinski, J. (1998). String theory. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 95(19).
- [Grimm et al., 2000] Grimm, R., Weidemüller, M., and Ovchinnikov, Y. B. (2000). Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. In *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, volume 42. Elsevier.
- [Hensley et al., 1999] Hensley, J. M., Peters, A., and Chu, S. (1999). Active low frequency vertical vibration isolation. *Review of Scientific Instruments*, 70(6).
- [Hess, 1986] Hess, H. F. (1986). Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Physical Review B*, 34(5).
- [Hu et al., 2017] Hu, J., Urvoy, A., Vendeiro, Z., Crépel, V., Chen, W., and Vuletić, V. (2017). Creation of a Bose-condensed gas of ^{87}Rb by laser cooling. *Science*, 358(6366).
- [Jacob et al., 2011] Jacob, D., Mimoun, E., De Sarlo, L., Weitz, M., Dalibard, J., and Gerbier, F. (2011). Production of sodium Bose-Einstein condensates in an optical dimple trap. *New Journal of Physics*, 13(6).
- [Jannin et al., 2015] Jannin, R., Cladé, P., and Guellati-Khélifa, S. (2015). Phase shift due to atom-atom interactions in a light-pulse atom interferometer. *Physical Review A*, 92(1).

- [Kasevich and Chu, 1991] Kasevich, M. and Chu, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2).
- [Keil et al., 2016] Keil, M., Amit, O., Zhou, S., Groswasser, D., Japha, Y., and Folman, R. (2016). Fifteen years of cold matter on the atom chip : promise, realizations, and prospects. *Journal of Modern Optics*, 63(18).
- [Ketterle et al., 1993] Ketterle, W., Davis, K. B., Joffe, M. A., Martin, A., and Pritchard, D. E. (1993). High densities of cold atoms in a *dark* spontaneous-force optical trap. *Physical Review Letters*, 70(15).
- [Ketterle and Druten, 1996] Ketterle, W. and Druten, N. V. (1996). Evaporative Cooling of Trapped Atoms. In *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Elsevier.
- [Khadjavi et al., 1968] Khadjavi, A., Lurio, A., and Happer, W. (1968). Stark Effect in the Excited States of Rb, Cs, Cd, and Hg. *Physical Review*, 167(1).
- [Kovachy et al., 2015] Kovachy, T., Asenbaum, P., Overstreet, C., Donnelly, C. A., Dickerson, S. M., Sugarbaker, A., Hogan, J. M., and Kasevich, M. A. (2015). Quantum superposition at the half-metre scale. *Nature*, 528(7583).
- [Langlois et al., 2018] Langlois, M., Schaff, J.-F., De Sarlo, L., Bernon, S., Holleville, D., and Dimarcq, N. (2018). Compact cold atom clock for on-board timebase : tests in reduced gravity. *Physical Review Applied*, 10(6).
- [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., and Abadie, J. (2003). The space clock PHARAO : functioning and expected performances. In *IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003*, Tampa, FL, USA. IEEE.
- [Lautier et al., 2014] Lautier, J., Volodimer, L., Hardin, T., Merlet, S., Lours, M., Pereira Dos Santos, F., and Landragin, A. (2014). Hybridizing matter-wave and classical accelerometers. *Applied Physics Letters*, 105(14).
- [Le Gouët, 2008] Le Gouët, J. (2008). Etude des performances d'un gravimètre atomique absolu : sensibilité limite et exactitude préliminaire. *Thèse de doctorat*.
- [Le Gouët et al., 2007] Le Gouët, J., Cheinet, P., Kim, J., Holleville, D., Clairon, A., Landragin, A., and Pereira Dos Santos, F. (2007). Influence of lasers propagation delay on the sensitivity of atom interferometers. *The European Physical Journal D*, 44(3).
- [Le Kien et al., 2013] Le Kien, F., Schneeweiss, P., and Rauschenbeutel, A. (2013). Dynamical polarizability of atoms in arbitrary light fields : general theory and application to cesium. *The European Physical Journal D*, 67(5).
- [Leanhardt, 2003] Leanhardt, A. E. (2003). Cooling Bose-Einstein Condensates Below 500 Picokelvin. *Science*, 301(5639).
- [Lin et al., 2009] Lin, Y.-J., Perry, A. R., Compton, R. L., Spielman, I. B., and Porto, J. V. (2009). Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Physical Review A*, 79(6).
- [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., and Wang, Y.-Z. (2018). In-orbit operation of an atomic clock based on laser-cooled ^{87}Rb atoms. *Nature Communications*, 9(1).

- [Luiten et al., 1996] Luiten, O. J., Reynolds, M. W., and Walraven, J. T. M. (1996). Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Physical Review A*, 53(1).
- [Lévègue, 2010] Lévègue, T. (2010). Développement d'un gyromètre à atomes froids de haute sensibilité fondé sur une géométrie repliée. *Thèse de doctorat*.
- [Ma et al., 2004] Ma, Z.-Y., Foot, C. J., and Cornish, S. L. (2004). Optimized evaporative cooling using a dimple potential : an efficient route to Bose-Einstein condensation. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37(15).
- [Malossi et al., 2010] Malossi, N., Bodart, Q., Merlet, S., Lévègue, T., Landragin, A., and Santos, F. P. D. (2010). Double diffraction in an atomic gravimeter. *Physical Review A*, 81(1).
- [Martin et al., 1988] Martin, P., Oldaker, B., Miklich, A., and Pritchard, D. (1988). Bragg scattering of atoms from a standing light wave. *Physical Review Letters*, 60(6).
- [Mattingly, 2005] Mattingly, D. (2005). Modern Tests of Lorentz Invariance. *Living Reviews in Relativity*, 8(1).
- [Mazurenko et al., 2017] Mazurenko, A., Chiu, C. S., Ji, G., Parsons, M. F., Kanász-Nagy, M., Schmidt, R., Grusdt, F., Demler, E., Greif, D., and Greiner, M. (2017). A cold-atom Fermi–Hubbard antiferromagnet. *Nature*, 545(7655).
- [Merlet et al., 2009] Merlet, S., Le Gouët, J., Bodart, Q., Clairon, A., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F., and Rouchon, P. (2009). Operating an atom interferometer beyond its linear range. *Metrologia*, 46(1).
- [Meunier et al., 2014] Meunier, M., Dutta, I., Geiger, R., Guerlin, C., Garrido Alzar, C. L., and Landragin, A. (2014). Stability enhancement by joint phase measurements in a single cold atomic fountain. *Physical Review A*, 90(6).
- [Moharam and Young, 1978] Moharam, M. G. and Young, L. (1978). Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes. *Applied Optics*, 17(11).
- [Moler et al., 1992] Moler, K., Weiss, D. S., Kasevich, M., and Chu, S. (1992). Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Physical Review A*, 45(1).
- [Murphy, 2013] Murphy, T. W. (2013). Lunar laser ranging : the millimeter challenge. *Reports on Progress in Physics*, 76(7).
- [Ménoret, 2012] Ménoret, V. (2012). Accéléromètre à atomes froids aéroporté pour un test du principe d'équivalence. *Thèse de doctorat*.
- [Ménoret et al., 2011] Ménoret, V., Geiger, R., Stern, G., Zahzam, N., Battelier, B., Besson, A., Landragin, A., and Bouyer, P. (2011). Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry. *Optics Letters*, 36(21).
- [Müntinga et al., 2013] Müntinga, H., Ahlers, H., Krutzik, M., Wenzlawski, A., Arnold, S., Becker, D., Bongs, K., Dittus, H., Duncker, H., Gaaloul, N., Gherasim, C., Giese, E., Grzeschik, C., Hänsch, T. W., Hellmig, O., Herr, W., Herrmann, S., Kajari, E., Kleinert, S., Lämmerzahl, 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., and Rasel, E. M. (2013). Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9).

- [Naik et al., 2019] Naik, D. S., Eneriz Imaz, H., Carey, M., Freearge, T., Minardi, F., Battelier, B., Bouyer, P., and Bertoldi, A. (2019). Velocity Tuned Hyperfine Dark State Loading and Cooling in a dipole trap. *arXiv :1910.12849*.
- [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., and Bouyer, P. (2006). I.C.E. : a transportable atomic inertial sensor for test in microgravity. *Applied Physics B*, 84(4).
- [O’Hara et al., 2001] O’Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., and Thomas, J. E. (2001). Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Physical Review A*, 64(5).
- [Papoff et al., 1992] Papoff, F., Mauri, F., and Arimondo, E. (1992). Transient velocity-selective coherent population trapping in one dimension. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(3).
- [Pappa et al., 2011] Pappa, M., Condylis, P. C., Konstantinidis, G. O., Bolpasi, V., Lazoudis, A., Morizot, O., Sahagun, D., Baker, M., and von Klitzing, W. (2011). Ultra-sensitive atom imaging for matter-wave optics. *New Journal of Physics*, 13(11).
- [Pechkis et al., 2013] Pechkis, H. K., Wrubel, J. P., Schwettmann, A., Griffin, P. F., Barnett, R., Tiesinga, E., and Lett, P. D. (2013). Spinor Dynamics in an Antiferromagnetic Spin-1 Thermal Bose Gas. *Physical Review Letters*, 111(2).
- [Peil et al., 2013] Peil, S., Crane, S., Hanssen, J. L., Swanson, T. B., and Ekstrom, C. R. (2013). Tests of local position invariance using continuously running atomic clocks. *Physical Review A*, 87(1).
- [Pethick and Smith, 2008] Pethick, C. and Smith, H. (2008). *Bose-Einstein condensation in dilute gases*. Cambridge Univ. Press.
- [Petrich et al., 1994] Petrich, W., Anderson, M. H., Ensher, J. R., and Cornell, E. A. (1994). Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B*, 11(8).
- [Petrich et al., 1995] Petrich, W., Anderson, M. H., Ensher, J. R., and Cornell, E. A. (1995). Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms. *Physical Review Letters*, 74(17).
- [Pottie, 2003] Pottie, P.-E. (2003). Etude du refroidissement laser en cellule : contribution au développement d’une horloge atomique miniature à ^{133}Cs . *Thèse de doctorat*.
- [Raman and Nagendra Nath, 1936] Raman, C. V. and Nagendra Nath, N. S. (1936). The diffraction of light by high frequency sound waves. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 3.
- [Ramsey, 1950] Ramsey, N. F. (1950). A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields. *Physical Review*, 78(6).
- [Rosi et al., 2018] Rosi, S., Burchianti, A., Conclave, S., Naik, D. S., Roati, G., Fort, C., and Minardi, F. (2018). Λ -enhanced grey molasses on the D2 transition of Rubidium-87 atoms. *Scientific Reports*, 8(1).
- [Roura et al., 2014] Roura, A., Zeller, W., and Schleich, W. P. (2014). Overcoming loss of contrast in atom interferometry due to gravity gradients. *New Journal of Physics*, 16(12).
- [Rovelli, 1998] Rovelli, C. (1998). Loop Quantum Gravity. *Living Reviews in Relativity*.

- [Roy et al., 2016] Roy, R., Green, A., Bowler, R., and Gupta, S. (2016). Rapid Cooling to Quantum Degeneracy in Dynamically Shaped Atom Traps. *Physical Review A*, 93(4).
- [Rudolph et al., 2015] Rudolph, J., Herr, W., Grzeschik, C., Sterneke, T., Grote, A., Popp, M., Becker, D., Müntinga, H., Ahlers, H., Peters, A., Lämmerzahl, C., Sengstock, K., Gaaloul, N., Ertmer, W., and Rasel, E. M. (2015). A high-flux BEC source for mobile atom interferometers. *New Journal of Physics*, 17(6).
- [Salomon, 1984] Salomon, C. (1984). Franges de Ramsey et spectroscopie laser à ultra-haute résolution dans l'infrarouge. *Thèse de doctorat*.
- [Salomon et al., 2013] Salomon, G., Fouché, L., Wang, P., Aspect, A., Bouyer, P., and Bourdel, T. (2013). Gray-molasses cooling of ^{39}K to a high phase-space density. *Euro-Physics Letters*, 104(6).
- [Sanner et al., 2019] Sanner, C., Huntemann, N., Lange, R., Tamm, C., Peik, E., Safroнова, M. S., and Porsev, S. G. (2019). Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing. *Nature*, 567(7747).
- [Santarelli et al., 1999] Santarelli, G., Laurent, P., Lemonde, P., Clairon, A., Mann, A. G., Chang, S., Luiten, A. N., and Salomon, C. (1999). Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain : A High Stability Cesium Frequency Standard. *Physical Review Letters*, 82(23).
- [Savard et al., 1997] Savard, T. A., O'Hara, K. M., and Thomas, J. E. (1997). Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps. *Physical Review A*, 56(2).
- [Schmieder, 1972] Schmieder, R. W. (1972). Matrix Elements of the Quadratic Stark Effect on Atoms with Hyperfine Structure. *American Journal of Physics*, 40(2).
- [Shang et al., 1994] Shang, S.-Q., Lu, Z.-T., and 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).
- [Steck, 2001] Steck, D. A. (2001). Rubidium 87 D Line Data. *Classical and Modern Optics*.
- [Stellmer et al., 2013] Stellmer, S., Pasquiou, B., Grimm, R., and Schreck, F. (2013). Laser Cooling to Quantum Degeneracy. *Physical Review Letters*, 110(26).
- [Stern et al., 2010] Stern, G., Allard, B., Robert-de Saint-Vincent, M., Brantut, J.-P., Battelier, B., Bourdel, T., and Bouyer, P. (2010). Frequency doubled 1534 nm laser system for potassium laser cooling. *Applied Optics*, 49(16).
- [Storey and Cohen-Tannoudji, 1994] Storey, P. and Cohen-Tannoudji, C. (1994). The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial. *Journal de Physique II*, 4(11).
- [Taylor and Veneziano, 1988] Taylor, T. and Veneziano, G. (1988). Dilaton couplings at large distances. *Physics Letters B*, 213(4).
- [Thomas et al., 1982] Thomas, J. E., Hemmer, P. R., Ezekiel, S., Leiby, C. C., Picard, R. H., and Willis, C. R. (1982). Observation of Ramsey Fringes Using a Stimulated, Resonance Raman Transition in a Sodium Atomic Beam. *Physical Review Letters*, 48(13).
- [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., Lämmerzahl, C., Lebat,

- V., Leseur, P., Liorzou, F., List, M., Löffler, F., Panet, I., Pouilloux, B., Prieur, P., Rebray, A., Reynaud, S., Rievers, B., Robert, A., Selig, H., Serron, L., Sumner, T., Tanguy, N., and Visser, P. (2017). *MICROSCOPE* Mission : First Results of a Space Test of the Equivalence Principle. *Physical Review Letters*, 119(23).
- [van Zoest et al., 2010] van Zoest, T., Gaaloul, N., Singh, Y., Ahlers, H., Herr, W., Seidel, S. T., Ertmer, W., Rasel, E., Eckart, M., Kajari, E., Arnold, S., Nandi, G., Schleich, W. P., Walser, R., Vogel, A., Sengstock, K., Bongs, K., Lewoczko-Adamczyk, W., Schiemangk, M., Schuldt, T., Peters, A., Konemann, T., Muntinga, H., Lammerzahl, C., Dittus, H., Steinmetz, T., Hansch, T. W., and Reichel, J. (2010). Bose-Einstein Condensation in Microgravity. *Science*, 328(5985).
- [Viola and Onofrio, 1997] Viola, L. and Onofrio, R. (1997). Testing the equivalence principle through freely falling quantum objects. *Physical Review D*, 55(2).
- [Wolf et al., 2011] Wolf, P., Blanchet, L., Bordé, C. J., Reynaud, S., Salomon, C., and Cohen-Tannoudji, C. (2011). Atom interferometry and the Einstein equivalence principle. *arXiv :1109.6247*.
- [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., and 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).

