



HAL
open science

Technologies habilitantes pour interféromètres compacts à atomes confinés sur puce

William Dubosclard

► **To cite this version:**

William Dubosclard. Technologies habilitantes pour interféromètres compacts à atomes confinés sur puce. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Sorbonne Université, 2021. Français. NNT : 2021SORUS170 . tel-03987161

HAL Id: tel-03987161

<https://theses.hal.science/tel-03987161v1>

Submitted on 14 Feb 2023

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

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

**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : Physique

École doctorale n°564: Physique en Île-de-France

réalisée

au Laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace

sous la direction de Carlos L. GARRIDO ALZAR

présentée par

William DUBOSCLARD

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

**Technologies habilitantes pour interféromètres
compacts à atomes confinés sur puce**

soutenue le 12 février 2021

devant le jury composé de :

M. Patrick CHEINET	Rapporteur
M ^{me} . Saïda GUELLATI	Examinatrice
M. William GUERIN	Rapporteur
M. Bruno LABURTHE-TOLRA	Examineur
M. Jean-Marc LESAGE	Membre invité
M. Chris WESTBROOK	Président du jury
M. Carlos L. GARRIDO ALZAR	Directeur de thèse

Remerciements

Comme le veut la coutume, je remercie en premier lieu mon directeur de thèse, Carlos L. Garrido Alzar, de m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein du LNE-SYRTE. Grâce à lui j'ai pu vivre une expérience enrichissante pleine de rebondissements.

Je souhaite remercier Jean-Marc Martin, qu'on ne remerciera jamais assez. Grâce au travail qu'il a fourni pendant sa thèse dans la salle blanche de l'Observatoire de Paris, nous avons pu installer la puce à atomes qui m'a permis de réaliser toutes les mesures présentes dans ce manuscrit. Avec lui, j'ai pu discuter de sciences autour de nombreuses pauses-café, et partager des moments de franches camaraderie. Il a également participé à la relecture de mon manuscrit et je me rappellerai toujours des journées passées à relire les chapitres ensemble. Il a été un ami précieux pendant ces années, merci.

Je remercie dans le même temps Seungjin Kim, professeur en Corée du Sud, un collègue formidable qui est devenu un ami. Il m'a transmis ses connaissances avec une pédagogie magistrale et il est un exemple pour tous les élèves qu'il a pu encadrer.

Je tiens également à remercier mon jury de thèse : William Guerin et Patrick Cheinet pour leur rôle de rapporteur, ainsi que Saïda Guellati et Bruno Laburthe-Tolra les examinateurs ainsi que et Jean-Marc Lesage en tant que membre invité de la DGA. Je remercie pour finir Chris Westbrook pour son rôle de président du jury.

J'adresse également mes remerciements à Rémi Geiger et Martin Robert-de-Saint-Vincent pour leur rôle de parrain et tuteur pendant ma thèse. Ce sont deux chercheurs qui m'ont donné l'envie de réaliser une thèse et je les remercie pour tout ce qu'ils ont pu m'apporter pendant les stages que j'ai effectué avec eux.

Je remercie également toute l'équipe Interférométrie Atomique et Capteurs Inertiels, les membres permanents, Franck Pereira Dos Santos, Sébastien Merlet, Quentin Beaufls et Arnaud Landragin, ainsi que tous les doctorants et post-doc qui ont fait partie de mon aventure, en particulier : Mohamed Guessoum, Raphaël Piccon, Matteo Altorio, Mengzi Huang, Leonid Sidorenkov, Quentin Bouton, Romain Caldani, Romain Karcher, Tommaso Mazzoni, Nicolas Miélec et Jose Alberto De La Paz Espinosa.

Je remercie tout particulièrement mes collègues, et amis, Romain Gautier et Luc Absil qui m'ont énormément aidé lors de la rédaction de ce manuscrit et qui ont toujours pris le temps de le relire et de m'apporter des corrections.

Je remercie Michel Lours et José Pinto, du service électronique, qui sont toujours de très bons conseils et dont le travail réalisé est excellent. Je remercie le service MUTA ainsi que l'atelier mécanique et enfin le service informatique, en particulier Pascal Blondé et Maxime Laignillon pour leur réactivité.

Je tiens aussi à remercier l'Estacade et les Blaireaux de l'Observatoire, un lieu rempli de souvenirs pour les thésards et post-docs du laboratoire. Merci à William Moreno, avec qui le café de 8h était toujours intéressant, à Alexandre Bouvier et sa fameuse bière renversée, à Yannick Foucault et ses proverbes bien à lui, à Joannès Barbarat et sa nonchalance, et à Hervé Le Goff l'ainé du groupe.

Je veux également remercier toutes les personnes extérieures au labo qui m'ont accompagné et guidé jusque-là. Mes amis, Maxime et Alexandrine Liboz, Simon Lefebvre, Louis Dressler, Louis Lecordier, Mathilde Verrier, Clément Molinier, Aurélien Schirck, Marwan Ouriemmi et François Telliez. Ainsi que deux professeurs qui m'ont transmis leur passion pour la physique : Joëlle Assayag et Nima Ziaei.

Enfin, j'aimerais remercier du plus profond de mon cœur mon père, ma mère et ma tante qui ont toujours cru en moi. Je joins à ces remerciements Constance Poulain, qui est entrée dans ma vie au moment où j'en avais le plus besoin. Elle m'a soutenue jusqu'au bout de cette aventure et a changé ma vie.

Merci à tous.

Résumé

La compréhension et les multiples démonstrations expérimentales de l'interférométrie à atomes ont permis la conception et réalisation de capteurs inertiels à atomes froids. Ces dispositifs, destinés initialement à la métrologie et les mesures de haute précision, sont aujourd'hui en phase d'industrialisation et constituent un des piliers de la deuxième révolution quantique. Les premiers capteurs ont été conçus pour fonctionner dans les laboratoires, et de ce fait ils sont difficilement adaptés pour des applications de terrain comme la navigation inertielle. L'objectif central de cette thèse est donc l'étude de technologies capacitantes pour la réalisation de capteurs inertiels compacts. Nous avons choisi une puce à atomes comme élément clé du paquet physique. Elle permet de réduire la taille de capteurs tout en donnant la possibilité d'avoir une source cohérente froide ou ultra-froide d'atomes et la réalisation de différentes fonctions nécessaires à l'interférométrie atomique. En premier lieu, j'aborde dans ce manuscrit le refroidissement ainsi que la préparation des atomes dans un piège magnétique. Ensuite, la mise en place de différents éléments d'optique atomique à base de faisceaux laser, ainsi que le développement d'un protocole donné pour une mesure inertielle de rotation avec un guide magnétique linéaire. En particulier, nous avons étudié expérimentalement la propagation cohérente des atomes dans ce guide.

Un facteur essentiel dans les applications de navigation inertielle est la stabilité de centrales de mesure inertielle. Ce paramètre est affecté sérieusement par le temps mort entre les mesures. Comme les capteurs à atomes froids présentent un temps mort important, dû au processus de refroidissement, nous avons étudié une possible solution à ce problème dans ce travail de thèse. Plus précisément, nous avons mis en œuvre une nouvelle technique de mesure hyperfréquence et non-destructive de la population de niveaux atomiques utilisés dans un interféromètre. Cette méthode de détection conduit à une réduction conséquente du temps mort sur plusieurs cycles de mesure interférométriques, avec un fort potentiel d'intégration sur les puces à atomes.

Abstract

The understanding and multiple experimental demonstrations of atom interferometry have allowed the design and realisation of cold atom inertial sensors. These devices, initially intended for metrology and high-precision measurements, are now in the industrialization phase and constitute one of the pillars of the second quantum revolution. The first sensors were designed to operate in laboratories, and as such they are hardly suitable for field applications such as inertial navigation. The central objective of this thesis is therefore to study capacitance technologies for the realisation of compact inertial sensors. We have chosen an atom chip as the key element of the physical package. It allows to reduce the size of sensors while giving the possibility to have a cold or ultra-cold coherent source of atoms and the realisation of different functions necessary for atomic interferometry. First, I discuss in this manuscript the cooling and preparation of atoms in a magnetic trap. Secondly, the implementation of different laser beam based atomic optics elements, as well as the development of a given protocol for inertial rotation measurement with a linear magnetic guide. In particular, we have experimentally studied the coherent propagation of atoms in this guide.

An essential factor in inertial navigation applications is the stability of inertial measurement units. This parameter is seriously affected by the dead time between measurements. As cold atom sensors have a significant dead time, due to the cooling process, we investigated a possible solution to this problem in this thesis work. Specifically, we implemented a new technique for the microwave and non-destructive measurement of the population of atomic levels used in an interferometer. This detection method leads to a significant reduction of the dead time over several interferometric measurement cycles, with a strong potential for integration on atom chips.

Table des matières

I	Introduction	1
I.1	Introduction générale	1
I.1.1	Navigation inertielle	1
I.1.2	Historique et état de l'art	2
I.1.3	Mesures de rotation	5
	a) Effet Sagnac	5
	b) Interférométrie atomique	6
I.2	Introduction du dispositif expérimental	9
I.2.1	Vers des gyromètres à atomes froids compacts	9
	a) Enceinte expérimentale et banc optique	9
	b) Puce à atomes	14
I.2.2	Plan du mémoire	16
II	Refroidissement sur puce	19
II.1	Séquence de refroidissement	19
II.2	Piège magnéto-optique : PMO	23
II.2.1	Rubidium 87 et faisceaux optique	23
II.2.2	Champ quadrupolaire du PMO	25
II.2.3	Caractérisation et optimisation du PMO	25
II.3	Piège magnéto-optique compressé : C-PMO	28
II.3.1	Compression du PMO	28
II.3.2	Préparation au transfert vers la puce	28
II.4	Piégeage sur puce : U-PMO	32
II.4.1	Champs magnétique du U-PMO	32
II.4.2	Caractérisation du U-PMO	34
II.4.3	Temps de capture	37
II.4.4	Mesure de la température	39
II.5	Mélasse optique	40
II.5.1	Principe et caractérisation de la mélasse	40
II.5.2	Mesure de la température par temps de vol	44
II.6	Pompage optique	45
II.6.1	État piégeant	45
II.6.2	Principe du pompage optique	46

II.6.3	Caractérisation	47
II.6.4	Diminution des oscillations du champ magnétique homogène	50
II.7	Piège magnétique : Z-trap	52
II.7.1	Caractérisation	53
II.7.2	Oscillations des atomes	55
II.8	Refroidissement par évaporation	57
II.9	Conclusion	60
III	Interférométrie guidée sur puce	63
III.1	Introduction	63
III.2	Guide magnétique pour un interféromètre Sagnac	64
III.2.1	Guide magnétique circulaire	64
III.2.2	Guide magnétique linéaire	65
a)	Guide linéaire statique	65
b)	Guide linéaire en mouvement et mesure de rotation	66
III.3	Rugosité du guide induite par les fils	76
III.3.1	Protocole de mesure	77
III.3.2	Rugosité volumique	79
III.3.3	Champ magnétique rugueux	80
III.3.4	Effet de la rugosité dans un potentiel magnétique	81
a)	Détermination du potentiel magnétique rugueux par la mesure de profil du fil	81
b)	Evaluation de la rugosité via une étude de la propagation des atomes dans le guide	84
III.4	Mise en place de l'interféromètre	88
III.4.1	Impulsions Raman et Bragg	88
a)	Interaction atomes-photons	88
b)	Création des séparatrices de Bragg	89
III.4.2	Banc optique	90
a)	Banc de Bragg et banc de transition	90
b)	Développement du SWitcher pour l'interféromètre sur puce	96
III.5	Conclusion	97
IV	Détection non-destructive	99
IV.1	Introduction	99
IV.2	Mise en place du circuit micro-onde et calibration des sources	100
IV.2.1	Diagramme de rayonnement	102
IV.2.2	Calibration de la source micro-onde	104
IV.2.3	Spectroscopie micro-onde	106
IV.3	Mesure de l'impédance atomique de rayonnement	107
IV.3.1	Impédance atomique de rayonnement	107
IV.3.2	Différence de population observable par la mesure non-destructive	108

IV.3.3	Temps de vol dans la mesure d'impédance atomique de rayonnement	109
IV.4	Spectre par réflexion micro-onde	116
a)	Préparation des atomes	116
b)	Mesure de référence	117
c)	Automatisation de l'acquisition des données	121
IV.4.1	Imagerie par absorption	122
IV.5	Oscillations de Rabi	125
IV.5.1	Mesure de réflexion et imagerie par absorption	125
IV.6	Mesure en stroboscopie	127
IV.6.1	Principe de la mesure	127
IV.6.2	Mesure des oscillations de Rabi par la mesure stroboscopique	127
IV.6.3	Effet de la durée de l'impulsion de détection micro-onde sur le contraste	128
IV.7	Conclusion	133
V	Réduction du temps mort	135
V.1	Interféromètre de Ramsey micro-onde	136
V.1.1	Calcul et mesure du désaccord micro-onde	136
V.1.2	Interféromètre de Ramsey	138
a)	Protocole expérimental	138
b)	Mesure des franges de Ramsey	139
V.1.3	Étude de la non-destructivité des franges de Ramsey par l'ajout d'un pulse π pendant le temps de propagation	141
a)	Mesure de la population en sortie de l'interféromètre	142
b)	Conclusion	144
V.2	Réduction du temps mort par la mesure en double Ramsey	145
V.2.1	Principe de la mesure	145
V.2.2	Ramsey 1	146
V.2.3	Ramsey 2	147
V.2.4	Conclusion	149
V.3	Vers une mesure en temps réel	151
V.3.1	AD8302	151
V.3.2	Démonstration	153
a)	Ligne de transmission	153
b)	Caractérisation de l'AD8302 avec des expériences micro-onde simples	154
V.4	Conclusion	158
VI	Perspectives et conclusions	159
VI.1	Conclusions	159
VI.2	Perspectives	160
VI.2.1	Perspectives court terme	160

VI.2.2 Perspectives long terme	161
a) Gyromètre à atomes froids guidés sur puce	161
b) Mesure non-destructive - vers du temps réel	162
Bibliographie	191

Table des figures

I.1	Exemples de véhicules une centrale inertielle.	1
I.2	Différents types de gyromètre.	3
I.3	Effet Sagnac.	6
I.4	Interféromètre atomique à trois impulsions.	7
I.5	Enceinte à vide des gyromètres à atomes froids du SYRTE.	9
I.6	Bâtis de l'expérience GyrAChip	10
I.7	Source d'atomes réversibles.	11
I.8	Banc optique principal.	12
I.9	Configuration de l'imagerie par absorption.	13
I.10	Système d'imagerie.	14
I.11	GyrAChip	15
I.12	Configuration des fils de la puce.	15
II.1	Séquence détaillée des étapes de refroidissement	20
II.2	Calibration du refroidisseur et du repompeur pour le contrôle des lasers.	21
II.3	Logiciel de contrôle de l'expérience GAIA.	22
II.4	Transition atomique de la raie D2 du ^{87}Rb	24
II.5	Imagerie par absorption du piège magnéto-optique initiale (a) et visualisation des champs vectoriels du champ quadrupolaire (b).	26
II.6	Optimisation du piège magnéto-optique.	27
II.7	Caractérisation du piège magnéto-optique compressé.	29
II.8	Temps de vie du piège magnéto-optique compressé.	30
II.9	Imagerie par absorption du C-PMO pendant le temps de vol.	31
II.10	Configuration des fils de la puce pour l'obtention du u	32
II.11	Forme des champs magnétiques sur puce	34
II.12	Caractérisation du transfert entre le C-PMO et U-PMO en fonction des paramètres de champ magnétique	35
II.13	Caractérisation du transfert entre le C-PMO et U-PMO en fonction des paramètres optiques	36
II.14	Caractérisation du temps de vie des atomes dans le piège en U.	38
II.15	Temps de vol après la coupure du U-PMO	39

II.16	Mesure de la température du piège magnéto-optique sur puce suivant les deux axes d'expansion.	39
II.17	Caractérisation de la mélasse par étude du nombre d'atomes et de la largeur du nuage après un temps de vol de 2 ms - Paramètres des faisceaux laser	42
II.18	Caractérisation de la mélasse par étude du nombre d'atomes et de la largeur du nuage après un temps de vol de 2 ms - Désaccord et durée de refroidissement	43
II.19	Imagerie par absorption de la mélasse optique pendant le temps de vol.	44
II.20	Mesure de la température de la mélasse optique suivant les deux axes de propagations.	44
II.21	Distribution des atomes dans des états magnétiques à la fin de la mélasse optique.	45
II.22	Principe du pompage optique.	46
II.23	Caractérisation du pompage optique - Puissance et désaccord laser.	48
II.24	Caractérisation du pompage optique - Champ magnétique et temps de pompage.	49
II.25	Mise en place du X-Wing pour la réduction des oscillations de champs de biais.	51
II.26	Réduction des oscillations de champ de biais avec l'utilisation du circuit XWing.	51
II.27	Imagerie par absorption du piège magnétique sur puce et le champ magnétique associé pour différentes position sur le fil.	52
II.28	Caractérisation du transfert vers le piège magnétique.	54
II.29	Réduction des oscillations du centre de masse du nuage dans le piège magnétique avec l'utilisation du circuit X-Wing.	55
II.30	Position du minimum de potentiel en fonction du champ de biais et du courant de la puce.	56
II.31	Étude du temps de vie dans le piège magnétique.	57
II.32	Mise en place du processus par évaporation.	58
II.33	Réalisation du refroidissement évaporatif	59
II.34	Comparaison des courbes de pression et de fluorescence entre le dispenser et l'UV.	61
III.1	Guide magnétique circulaire	64
III.2	Principe du guide magnétique	65
III.3	Principe de l'accéléromètre guidé	67
III.4	Gyromètre Sagnac avec un guide linéaire	67
III.5	Effet du confinement sur la propagation des atomes guidés.	69
III.6	Domaine de validité pour la propagation libre des atomes guidés.	70
III.7	Dépendance de l'aire Sagnac de la durée de l'interferomètre.	73
III.8	Étude de l'aire Sagnac pour des temps courts.	75

III.9 Étude de la sensibilité théorique d'un gyromètre guidé sur puce.	75
III.10 Fil parfait sans défaut de fabrication.	76
III.11 Représentation d'un fil réel avec défaut de fabrication.	77
III.12 Image au microscope électronique à balayage des fils du guide de la puce pour les mesures de rugosités.	77
III.13 Définition de $f_R(z)$ et $f_L(z)$ utilisés dans le calcul de la rugosité [65].	78
III.14 Ajustement du bord du fil avec une fonction $f_R(z)$ indiqué par le tracé rouge sur la photo.	79
III.15 Puissance spectrale de bruit de rugosité.	80
III.16 Dépendance de la rugosité du champ magnétique en fonction du vecteur d'onde.	81
III.17 Protocole de calcul de potentiel rugueux.	81
III.18 Potentiel magnétique rugueux calculé à partir de la mesure de la rugosité du fil.	83
III.19 Dépendance du potentiel magnétique pic-pic en fonction de la distance atomes-puce.	84
III.20 Observation des oscillations du centre de masse des atomes dans le guide magnétique à $200\ \mu\text{m}$ de la puce.	85
III.21 Détermination de la position du centre de masse dans le piège magnétique.	86
III.22 Oscillations longitudinale et transversale du centre de masse des atomes dans le piège magnétique.	87
III.23 Figure de diffraction du faisceau d'imagerie du aux fils de la puce.	87
III.24 Niveaux d'énergie dans le piège magnétique en fonction de l'impulsion des atomes.	89
III.25 Banc optique de préparation pour le faisceau de Bragg.	91
III.26 Banc optique utilisé pour généré les faisceaux de la double diffraction de Bragg.	92
III.27 Mise en place mécanique des faisceaux de Bragg.	94
III.28 Schéma optique pour la mesure du bruit de phase.	95
III.29 Schéma optique du SWitcher.	96
III.30 Calibration du SWitcher.	97
IV.1 Système de mesure pour la détection non-destructive.	101
IV.2 Représentation du front d'onde équiphase et du plan d'ouverture.	102
IV.3 Diagramme de rayonnement du cornet pyramidal.	103
IV.4 Calibration des sources micro-onde.	104
IV.5 Tension mesurée avec l'arduino en fonction de la tension à la sortie vidéo de l'analyseur de spectre.	105
IV.6 Spectroscopie micro-onde.	106
IV.7 Atomes en chute libre dans un champ magnétique rayonné par un cornet micro-onde.	110
IV.8 Séquence de mesure générique pour la détection micro-onde.	116

IV.9	Sous niveaux Zeeman pour la détection micro-onde.	117
IV.10	Type de couplage micro-onde.	118
IV.11	Spectre théorique de la population d'un état $ F = 2\rangle$ en fonction du désaccord micro-onde.	118
IV.12	Séquence expérimentale pour la spectroscopie par détection micro-onde.	119
IV.13	Première mesure de détection non-destructive.	120
IV.14	Séquence expérimentale pour la spectroscopie micro-onde par détection micro-onde avec l'arduino.	121
IV.15	Mesure spectroscopique non-destructive en scan unique avec l'arduino en moyennant sur la durée de l'impulsion.	122
IV.16	Mesure spectroscopique non-destructive avec l'arduino en moyennant sur les dernières $50 \mu\text{s}$	123
IV.17	Mesure spectroscopique par une imagerie par absorption.	124
IV.18	Superposition des mesures micro-ondes avec le scan multiple et d'imagerie par absorption du comportement spectroscopique.	124
IV.19	Oscillation de Rabi par la mesure de réflexion et d'imagerie par absorption.	126
IV.20	Séquence expérimentale pour la mesure non-destructive en stroboscopie.	127
IV.21	Evolution du spin atomique dans la sphère de Bloch.	128
IV.22	Mesure des oscillations de Rabi en stroboscopie.	129
IV.23	Évolution du contraste des mesures en stroboscopie en fonction de l'impulsion de détection.	130
IV.24	Partie 1 des mesures de contraste de la stroboscopie en fonction de la durée de l'impulsion de détection.	131
IV.25	Partie 2 des mesures de contraste de la stroboscopie en fonction de la durée de l'impulsion de détection.	132
V.1	Schéma standard d'un interféromètre de Ramsey micro-onde	136
V.2	Calcul des franges de Ramsey.	137
V.3	Calibration du désaccord micro-onde par une mesure temporelle de l'interféromètre de Ramsey	138
V.4	Séquence expérimentale pour la mesure non-destructives sur un interféromètre de Ramsey.	139
V.5	Mesure expérimentale de la population en sortie d'un interféromètre de Ramsey.	140
V.6	Superposition des mesures micro-ondes et d'imagerie par absorption d'un interféromètre de Ramsey.	141
V.7	Séquence expérimentale pour la mesure non-destructives sur un interféromètre de Ramsey avec l'ajout d'une impulsion π	142
V.8	Mesure expérimentale de la population en sortie d'un interféromètre de Ramsey contenant une impulsion π au centre de l'interféromètre.	143

V.9	Superposition des mesures micro-ondes et d'imagerie par absorption d'un interféromètre de Ramsey contenant une impulsion π au centre de l'interféromètre.	144
V.10	Séquence expérimentale pour la mesure non-destructive des Doubles Ramsey.	145
V.11	Visualisation de la séquence des Doubles Ramsey sur l'analyseur de spectre en mode Zero Span sur la fréquence du cornet.	145
V.12	Mesure des franges de Ramsey 1.	147
V.13	Mesure des franges de Ramsey 2.	148
V.14	Superposition des mesures en Double Ramsey.	150
V.15	Détecteur de phase - AD8302.	151
V.16	Schéma du circuit micro-onde amélioré pour la détection non destructive.	152
V.17	Calibration de la sortie Phase du détecteur AD8302.	153
V.18	Démonstration de la mesure des lignes de transmission avec une mesure au détecteur de phase.	154
V.19	Mesure et ajustement d'amplitude et de phase en fonction de la distance source-objet.	155
V.20	Ligne de transmission dans un guide d'onde micro-onde.	156
V.21	Mesure des lignes de transmission par changement de la longueur du guide d'onde.	156
V.22	Abaque de Smith.	157

Chapitre I

Introduction

I.1 Introduction générale

Depuis l'instant où il a été nécessaire d'utiliser des véhicules pour se déplacer, que ce soit des avions, des sous-marins, des bateaux ou des navettes spatiales (Fig. I.1), des appareils permettant de contrôler la trajectoire et le positionnement de tels véhicules ont été conçus et fabriqués.

I.1.1 Navigation inertielle

Tout véhicule en mouvement nécessite une connaissance précise de sa trajectoire à un instant t . La détermination de la trajectoire peut se faire à l'aide de divers instruments, chacun mesurant une grandeur physique différente, la position, la vitesse, l'accélération et la rotation sont les quatre principales grandeurs utiles pour la navigation. Ces mesures inertielles sont combinées avec des mesures d'horloges, formant ainsi une centrale inertielle.



FIGURE I.1 – Exemples de véhicules nécessitant une centrale inertielle.

De nos jours, les centrales inertielles sont composées de gyromètres et d'accéléromètres classiques (MEMs, optiques) combinées avec une horloge atomique pour les plus développées. Ces systèmes sont issus de technologies mûres et sont ainsi relativement compacts, mais avec une sensibilité et une stabilité limitées (Tab.I.1).

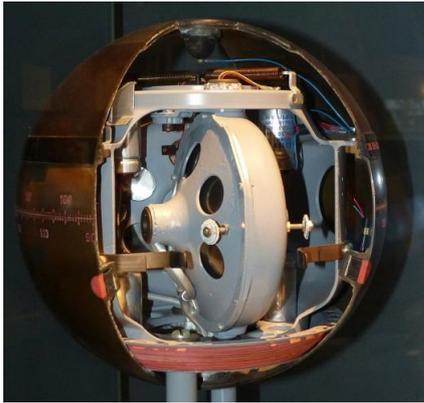
Ces deux paramètres jouent un rôle important dans la navigation. En effet, la sensibilité des capteurs détermine la plus petite variation que l'instrument est capable de mesurer pour une grandeur donnée. Dans le cas de la navigation, il s'agit, par exemple, de savoir à quel point la trajectoire mesurée est sensible en fonction de la rotation, et ainsi répondre à la question : de combien le véhicule va-t-il dévier de sa trajectoire nominale en un certain laps de temps. La stabilité, quant à elle, va jouer un rôle sur les mesures long terme du capteur. Autrement dit, avec un taux de répétition fixé et sur une longue période, à quel point la mesure va-t-elle être précise. Les capteurs à atomes froids ont déjà atteint de bonnes sensibilités et stabilités [1], mais un travail important doit être réalisé pour les rendre compatible avec des applications embarquées.

Dans l'optique de réaliser une centrale inertielle à atomes froids compacte, il est nécessaire de trouver une technologie permettant de combiner les différentes fonctions sur une surface limitée : le refroidissement, le piégeage et le contrôle des atomes, et les mesures inertielles. Afin de réaliser ce tour de force, le domaine des puces à atomes est un bon candidat à la réalisation d'une centrale inertielle compacte. Ce manuscrit abordera la fonction gyromètre des centrales inertielles, et la technologie des puces à atomes sera le centre de l'expérience présentée dans ce mémoire.

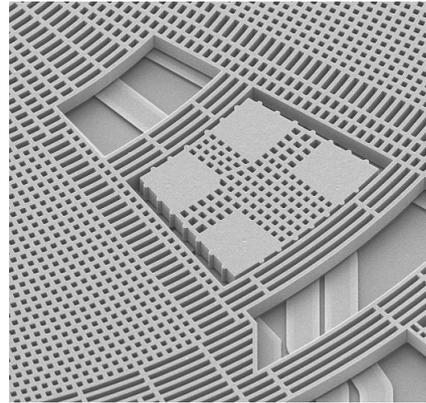
1.1.2 Historique et état de l'art

Si tous les gyromètres permettent des mesures de rotation, les différentes technologies (mécanique, optique, à atomes froids ou chauds) présentent chacune des stabilités et des sensibilités différentes et viennent avec leurs avantages et leurs inconvénients. La Fig. I.2 présente quatre gyromètres ayant chacun leur particularité. Le premier est un gyroscope (à ne pas confondre avec gyromètre [2]) qui a été déployé en tant qu'instrument de navigation au début du 20e siècle. Il s'agit d'un gyrocompas qui a pour spécificité d'indiquer le nord géographique indépendamment du champ magnétique terrestre. Il s'agit de la première application *commerciale* pour la navigation. Les gyrocompas présentent cependant des déviations systématiques qui dépendent de la vitesse et de la direction du déplacement. Ils étaient principalement utilisés dans le cas de navires à faibles vitesses. En effet, il fallait compter de deux à quatre heures pour l'alignement de cet appareil de mesure.

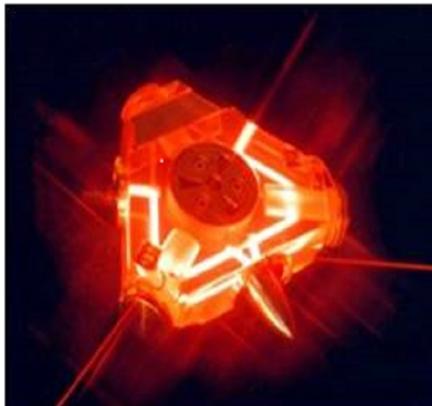
Le second est un gyromètre. Il s'agit d'un micro-système électromécanique, autrement appelé MEMs. Développés au début des années 1970, leurs premières commercialisations remontent à 1980. Ces appareils basent leurs mesures sur plusieurs éléments mécaniques et utilisent une source électrique comme source d'énergie. Utilisés principalement dans des applications de stabilisation, ils se sont rapidement répandus sur des systèmes commerciaux grand public, notamment en téléphonie mobile pour leur avantage d'être des micro-composants.



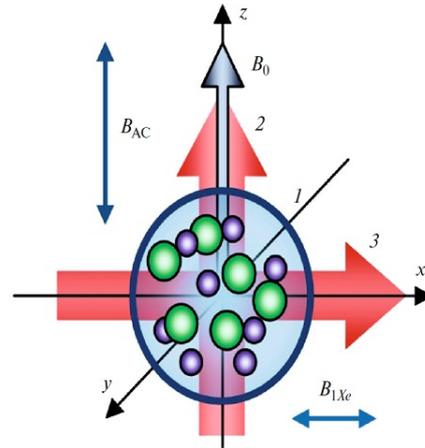
(a) Gyrocompas type Anschütz.



(b) Electro-Mécanique (MEMs).



(c) Optique.



(d) Résonance nucléaire magnétique.

FIGURE I.2 – Différents types de gyromètre. [I.2a](#) : Gyro-compas datant de 1908. [I.2b](#) : Gyromètre mécanique utilisant les effets électromécaniques (MEMs). [I.2c](#) : Gyromètre laser. [I.2d](#) : Schéma de gyromètre à résonance magnétique nucléaire.

Le troisième est un gyrolaser. Utilisés principalement dans la navigation inertielle (spatial, avionique, stabilisation de plateformes), ainsi que dans le domaine de la défense terrestre et navale, ils permettent des mesures dans les hautes fréquences. Composé d'une cavité laser, le premier gyrolaser fut présenté aux États-Unis par Macek et Davis en 1963. Contrairement au gyromètre mécanique, le gyrolaser n'est pas sensible aux accélérations.

Enfin, le quatrième gyromètre présent sur la Fig. I.2, est un gyromètre atomique basé non pas sur de l'interférométrie, mais sur des mesures de résonance magnétique nucléaire (RMN)[3, 4]. Le principe est de mesurer la fréquence de Larmor du spin atomique et de regarder la différence de phase entre le signal avec et sans rotation.

Ces différents gyromètres présentent chacun des performances différentes. Pour rappel, chacun d'eux vise une application particulière et tous ne sont pas utilisables dans le cadre de la navigation inertielle.

Technologie	Sensibilité ($\text{rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$)	Stabilité (rad.s^{-1})	τ (min)
Atomique			
SYRTE 2018	3×10^{-8}	3×10^{-10}	167
SYRTE 2015	9×10^{-8}	10^{-9}	167
SYRTE 2013	$2,6 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^{-8}$	3
SYRTE 2009	$2,4 \times 10^{-7}$	10^{-8}	30
Stanford 2005	8×10^{-8}	4×10^{-9}	30
Stanford 2000	6×10^{-10}	2×10^{-9}	2
Mécanique			
Supraconducteur (GP-B)	$5,9 \times 10^{-7}$	$3,4 \times 10^{-13}$	240
Optique			
Geant G-Ring laser	$1,2 \times 10^{-11}$	$1,6 \times 10^{-13}$	300
Navigation ring laser gyro	$\simeq 10^{-8}$	$\simeq 10^{-9}$	---
Fiber iXBlue	3×10^{-7}	10^{-8}	---
Autres			
RMN	5×10^{-7}	4×10^{-9}	---
He superfluide	8×10^{-9}	---	---
Centre NV	10^{-5}	---	---

TABLE I.1 – Etat de l'art pour des mesures de rotation. Le tableau présente les performances de différents types de gyromètre en fonction de leurs temps d'intégration τ . ($1 \text{ rad.s}^{-1} \simeq 2 \times 10^5 \text{ deg.h}^{-1}$)(pris de la Ref. [5])

Certains travaux de recherche étudient la possibilité d'hybridation de capteurs. Ces travaux conduiraient à la possibilité de mesurer des effets inertiels de façon stable sur de larges bandes de fréquences. Dans le cas des capteurs à atomes froids au vu du temps nécessaire à la préparation des atomes, seules les basses fréquences sont mesurables [3 mHz \rightarrow 20 Hz] [6]. Par contre, ils sont très stable car ils mesurent d'une façon absolue la grandeur physique d'intérêt. Pour un gyrolaser, au contraire,

les signaux inertiels hautes fréquences sont accessibles, cependant ils présentent des dérives importantes. Par le biais d'une hybridation de type Gyrolaser/Gyro-Atomique, il serait possible de mesurer sur une gamme de fréquence bien plus large et avec une faible dérive du biais du capteur.

I.1.3 Mesures de rotation

a) Effet Sagnac

L'expérience de gyromètre à atomes froids sur puce, GyrAChip, a pour but le développement d'un gyromètre à atomes froids compact reposant sur l'effet Sagnac [7, 8, 9]. Cet effet est présent dans tous les interféromètres ayant une aire physique dans un référentiel en rotation. Il consiste à regarder la différence de phase, qui dépend de la vitesse de rotation du référentiel, entre les deux bras de l'interféromètre. Sur la Fig. I.3 soit E l'entrée du gyromètre dans lequel les particules 1 et 2 suivent respectivement un chemin A et B de longueur identique jusqu'à la sortie S. De part la séparation spatiale, une aire est définie par ces deux trajectoires. Cette aire est l'aire Sagnac.

Dans le cas où le gyromètre ne tourne pas (Fig. I.3a) la différence entre les chemins A et B est nulle. Si le référentiel dans lequel se trouve le gyromètre est en rotation avec une vitesse de rotation $\vec{\Omega}$ (Fig. I.3b) cela va introduire une différence de phase entre les deux bras liée à la différence de temps d'arrivée à la sortie S. Cette différence de phase est définie comme la phase de Sagnac généralisée :

$$\Delta\Phi_{\Omega} = \frac{4\pi E}{hc^2} \vec{A} \cdot \vec{\Omega}, \quad (\text{I.1})$$

où \vec{A} représente l'aire orientée de l'interféromètre, $\vec{\Omega}$ la vitesse de rotation du gyromètre et E l'énergie de la particule utilisée pour l'interféromètre.

L'Eq.I.1 montre que la phase mesurée est proportionnelle à l'énergie de la particule utilisée pour réaliser cet interféromètre. En effet, pour un photon d'énergie $E_{\gamma} = \hbar\omega$, où $\omega = 2\pi \times \nu$ est la pulsation du photon, l'énergie de la particule effectuant la trajectoire vaut $E_{\gamma} = 2,53 \times 10^{-19}\text{J}$ pour une longueur d'onde de 780nm . Dans le cas d'un atome, l'énergie non relativiste vaut $E_{At} = mc^2$ ¹, cela signifie que dans le cas du rubidium de masse $m_{Rb} = 1,44 \times 10^{-25}\text{kg}$, l'énergie obtenue est de $E_{Rb} = 1,3 \times 10^{-8}\text{J}$.

En considérant ces deux particules, il est notable que l'utilisation d'une source d'atome comme particule pour les mesures de rotation est plus intéressante. En effet, le rapport entre les deux énergies permet de gagner un facteur 2×10^{10} sur la mesure de la phase Sagnac. Un tableau comparatif (Tab.I.2) est proposé ci-dessous pour différents alcalins et différentes longueurs d'onde, correspondant aux transitions optiques de ces alcalins.

1. $E_{At} = \frac{p^2}{2m} = \frac{m^2 c^2}{m} = mc^2$

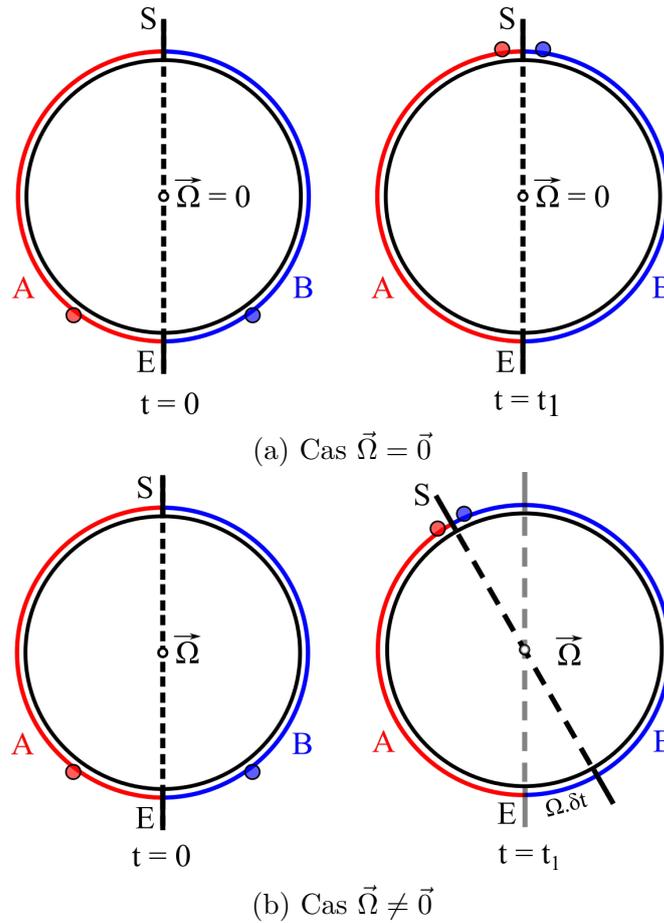


FIGURE I.3 – Effet Sagnac. La figure du haut ne présente aucune différence entre le chemin rouge et le chemin bleu. Ainsi, la différence de phase est nulle pour $\Omega = 0$. Dans la figure du bas $\Omega \neq 0$ crée une différence de chemin entre la trajectoire rouge et la trajectoire bleu. Ajoutant alors une phase liée à la rotation Ω .

b) Interférométrie atomique

Les développements en interférométrie atomique ont conduit les capteurs inertiels atomiques à des mesures de très haute sensibilité et précision [10, 11, 12, 13, 14]. Leurs performances sont limitées, entre autre, par des séquences de mesures qui introduisent des temps morts. Notamment dû à la préparation d'un nuage ultra froid, nécessaire à la réalisation de l'interféromètre. Autres facteurs qui limitent les performances sont liés à la mesure de la population atomique à la sortie de l'interféromètre. Cela provient de la manière destructive dont est mesurée la dite population. Une des conséquences étant la limitation fondamentale de ces mesures par le bruit de projection quantique [15].

Plusieurs expériences de capteurs à atomes froids sont développées au SYRTE avec des buts différents mais complémentaires. D'un côté l'amélioration des perfor-

Particules	masse (kg)	Longueur d'onde (nm)	Énergie (J)	
Photon	--	461 ($^1S_0 \rightarrow ^1P_1$)	$4,11 \times 10^{-19}$	
	--	589 ($3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$)	$3,36 \times 10^{-19}$	
	--	780 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$)	$2,53 \times 10^{-19}$	
	--	852 ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$)	$2,32 \times 10^{-19}$	
Atomes				
	Strontium	$1,45 \times 10^{-25}$	--	$1,305 \times 10^{-8}$
	Sodium	$3,816 \times 10^{-26}$	--	$3,43 \times 10^{-9}$
	Rubidium	$1,44 \times 10^{-25}$	--	$1,296 \times 10^{-8}$
Césium	$2,2 \times 10^{-25}$	--	$1,98 \times 10^{-8}$	

TABLE I.2 – Tableau comparatif des énergies intervenant dans la phase Sagnac pour différentes particules.

mances des capteurs et de l'autre la réduction de la taille des expériences dans le but d'obtenir des capteurs compacts et/ou transportable [16, 17]. Ces recherches de miniaturisation ont pour objectif d'introduire, au sein de systèmes embarqués pour de la navigation inertielle, des centrales inertielles à atomes froids.

Plusieurs solutions sont proposées pour outre-passer ces limitations de taille et de stabilité. Les objectifs du travail présentés dans ce manuscrit vont se concentrer sur l'étude de deux solutions à ces limitations. L'obtention d'un système compact pour la mesure de la rotation par le biais d'une puce à atomes, et l'étude d'une nouvelle méthode de détection dans le but de réduire le temps mort lors des séquences d'interférométrie [18].

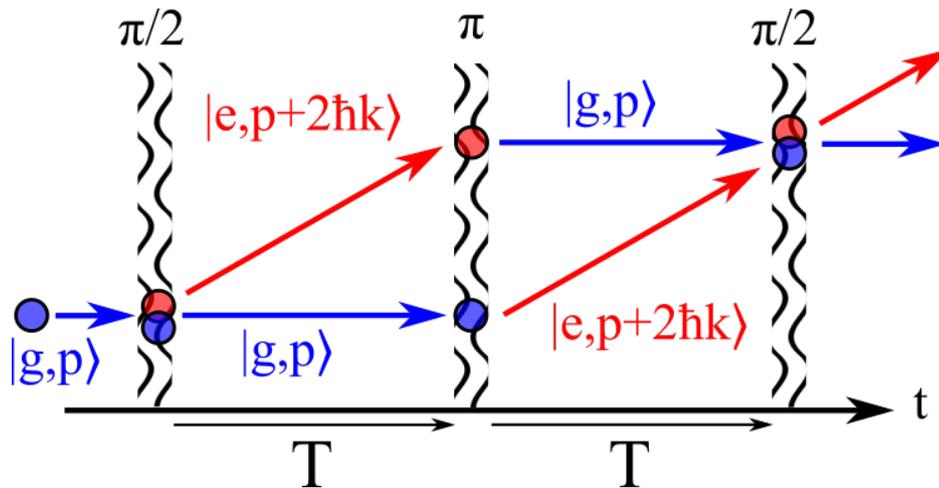


FIGURE I.4 – Interféromètre atomique à trois impulsions.

L'interférométrie atomique, utilisée pour réaliser ces mesures de rotation, est fondée sur les mêmes principes que l'interférométrie optique. La séquence, analogue

à un interféromètre Mach-Zender, suit le protocole présenté sur la Fig. I.4. Les atomes sont initialement préparés dans un état $|g, \vec{p}\rangle$, où g est l'état fondamental interne *ground* de l'atome et \vec{p} l'impulsion de ce dernier. Une première impulsion dite $\pi/2$, similaire à l'utilisation d'une lame séparatrice en optique, produit une superposition des états atomiques $|g, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$, où e est l'état excité de l'atome *excited* et $2\hbar\vec{k}$ l'impulsion provenant de l'interaction lumière-matière d'une transition à deux photons. Les atomes vont ensuite se propager dans l'espace libre pendant un temps T correspondant à un demi-temps d'interrogation. Ce temps T est suivi d'une impulsion dite π qui va échanger les états internes des atomes. Cette seconde impulsion correspond à utiliser un miroir en optique, permettant de réfléchir les trajectoires des atomes afin de les recombinaison en sortie de l'interféromètre. Cette re-combinaison à lieu après une seconde propagation libre d'une durée T . En sortie de l'interféromètre la mesure va consister à déterminer la probabilité de présence des atomes dans l'un des deux états. Cette probabilité, qui s'écrit comme

$$P \sim 1 + \cos(\Delta\Phi), \quad (\text{I.2})$$

permet de remonter à la phase atomique $\Delta\Phi$ qui contient toutes les informations du système, dont la phase inertielle qui donne l'information sur la phase Sagnac.

I.2 Introduction du dispositif expérimental

I.2.1 Vers des gyromètres à atomes froids compacts

Les différents objectifs ont été abordés dans la partie précédente. Ici, nous allons nous intéresser au dispositif expérimental en considérant les problématiques associées aux gyromètres à atomes froids compacts. Les principaux éléments qui doivent être optimisés dans le cadre de la réalisation d'une centrale inertielle compactes vont être décrits succinctement et certains seront développés en détail dans les chapitres suivants.

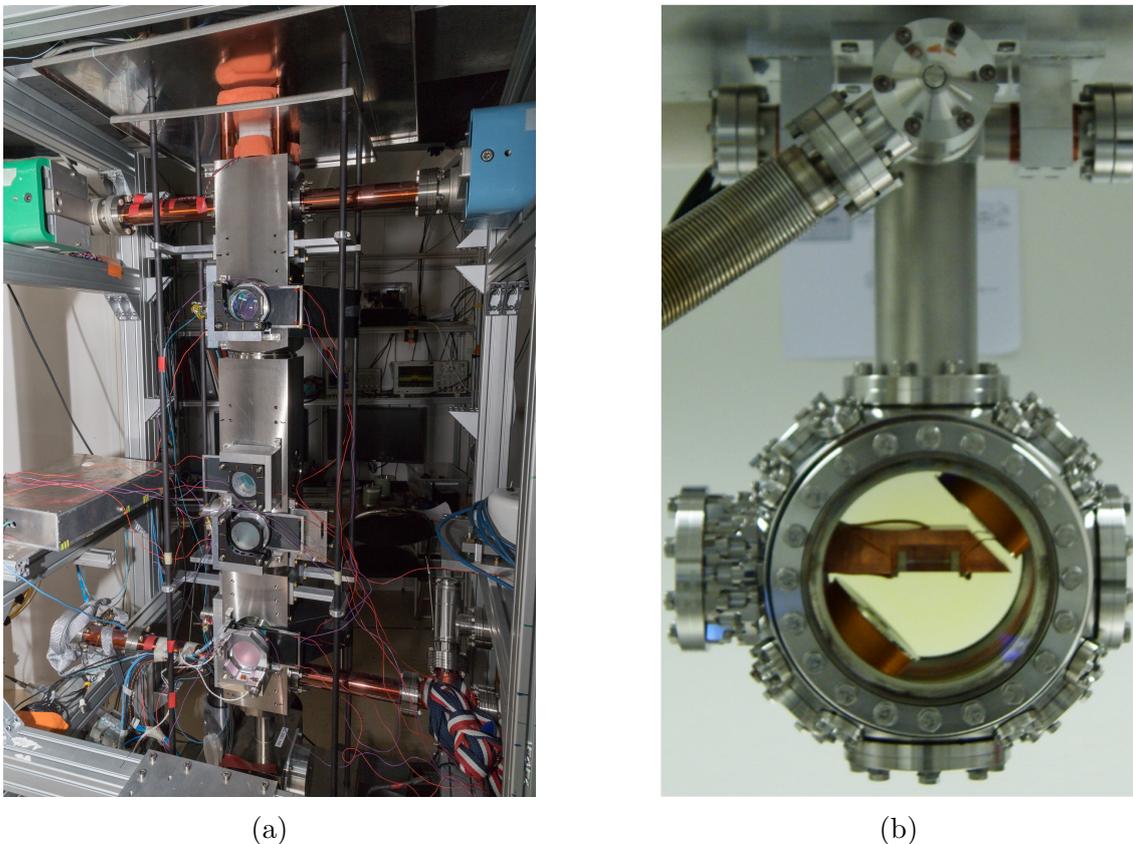


FIGURE I.5 – Enceinte à vide des gyromètres à atomes froids du SYRTE. A gauche : Gyromètre de référence du SYRTE présentant les meilleurs performances. A droite : Enceinte à vide du gyromètre à atomes froids sur puce en développement en laboratoire.

a) Enceinte expérimentale et banc optique

La conception d'un gyromètre compact à atomes froids pour la navigation inertielle doit incorporer immédiatement les contraintes liées à cette application. Les différents éléments à miniaturiser et optimiser sont les suivants : l'enceinte à vide,

la source d'atomes, les bancs optiques et la sensibilité inertielle. En effet, la sensibilité est directement reliée à l'aire, et une aire plus faible entraîne directement une sensibilité réduite, ce qui rend la réalisation d'un gyromètre compact sur puce un important défi. Pour le relever différentes solutions ont été considérées lors de la conception du gyromètre à atomes froids sur puce. Dans cette section je fais un rappel des principaux défis à tenir compte.

Enceintes expérimentales : les gyromètres à atomes froids ont généralement la particularité d'être réalisés avec des bâtis encombrants. Par exemple, le gyromètre du SYRTE [19] présenté sur la Fig. I.5, mesure près de 1.7m de haut. Cela permettant la réalisation d'une grande aire physique de presque 11 cm² .

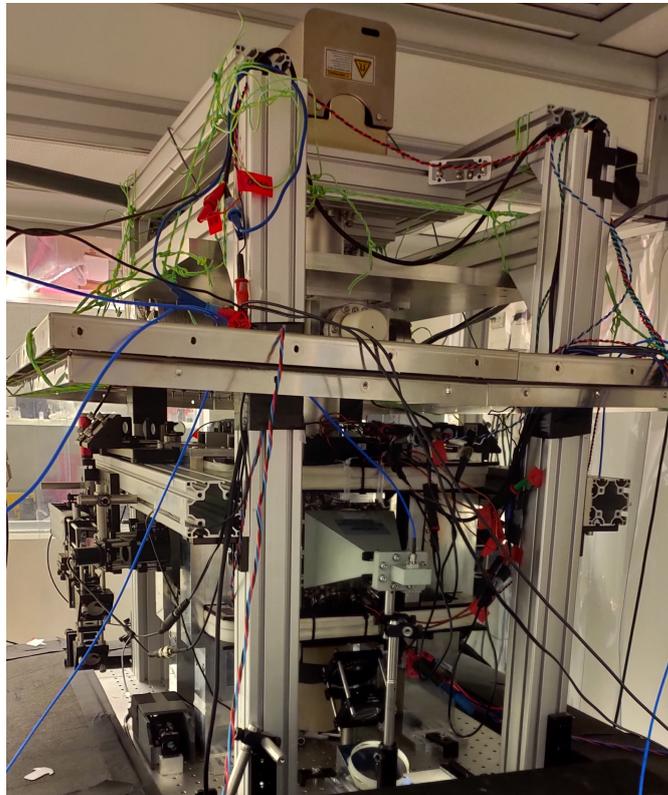


FIGURE I.6 – Bâtis de l'expérience GyrAChip.

Malgré les performances records dont il a fait preuve [1], rivalisant avec les gyrolasers et démontrant la haute sensibilité des gyromètres à atomes froids, ce gyromètre n'est définitivement pas transportable. Une des premières étapes est donc la miniaturisation de l'enceinte expérimentale [5, 20, 21]. Pour cela, nous utilisons dans l'expérience GyrAChip une enceinte unique de 20 cm de diamètre dans laquelle les différents éléments nécessaires au contrôle des atomes et à la réalisation de l'interféromètre sont installés. En particulier des assemblages optiques fonctionnels et

indépendants du bâti principal ont été mis en place. Ceci permet l'ajout et le retrait de certaines fonctionnalités, comme la mise en place des faisceaux lasers utilisés pour la double diffraction de Bragg, au fur et à mesure du processus d'optimisation de l'expérience (Fig. I.6). Bien entendu, une enceinte unique apporte de nouvelles limites ainsi que de nouveaux défis dans les mesures d'interférométrie atomique, comme par exemple le temps de vie du piège magnétique, qui dépend du niveau de pression dans l'enceinte à vide.

Sources à atomes et vide : la réalisation d'un gyromètre à atomes froids nécessite une source d'atomes ainsi qu'un niveau de vide de l'ordre de quelques 10^{-9} mBar dans le cas de la plupart des étapes de refroidissement, notamment pour la réalisation d'une mélasse optique. Ce niveau doit atteindre 10^{-10} mBar dans le cas de l'utilisation de condensat de Bose-Einstein pour certaines expériences d'interférométrie atomique. Les questions relatives à l'obtention de ces niveaux de vide ont déjà été abordés dans différentes études, dont une méthode développée par notre équipe qui sera présentée dans la suite de ce manuscrit. Cette méthode permet de suivre de manière fiable l'évolution de la pression dans l'enceinte en mesurant la pression dans la pompe ionique [22].

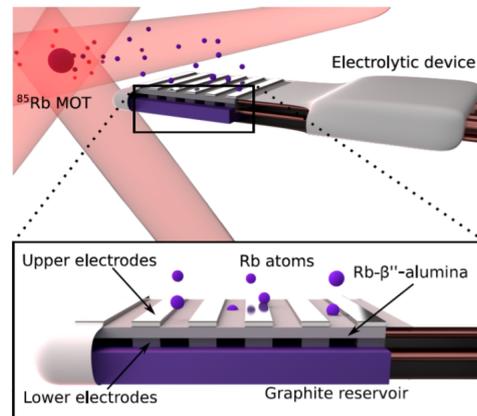


FIGURE I.7 – Source d'atomes réversibles (pris de la Ref. [23]).

Si l'utilisation de four à atomes ou de dispenser sont les principales sources, d'autres solutions sont également envisagées dans la réalisation de la source d'atomes. L'une des plus innovantes provient de l'équipe de John Kitching, au NIST [23]. Ces derniers proposent une source à atomes réversible. Cette technologie, présentée sur la Fig. I.7, permet de libérer ou pomper des atomes en fonction d'un courant appliqué en outre, elle permettrait de grandement diminuer l'encombrement et la charge de la pompe ionique, voir la remplacer complètement une fois la technologie maîtrisée.

Système optique

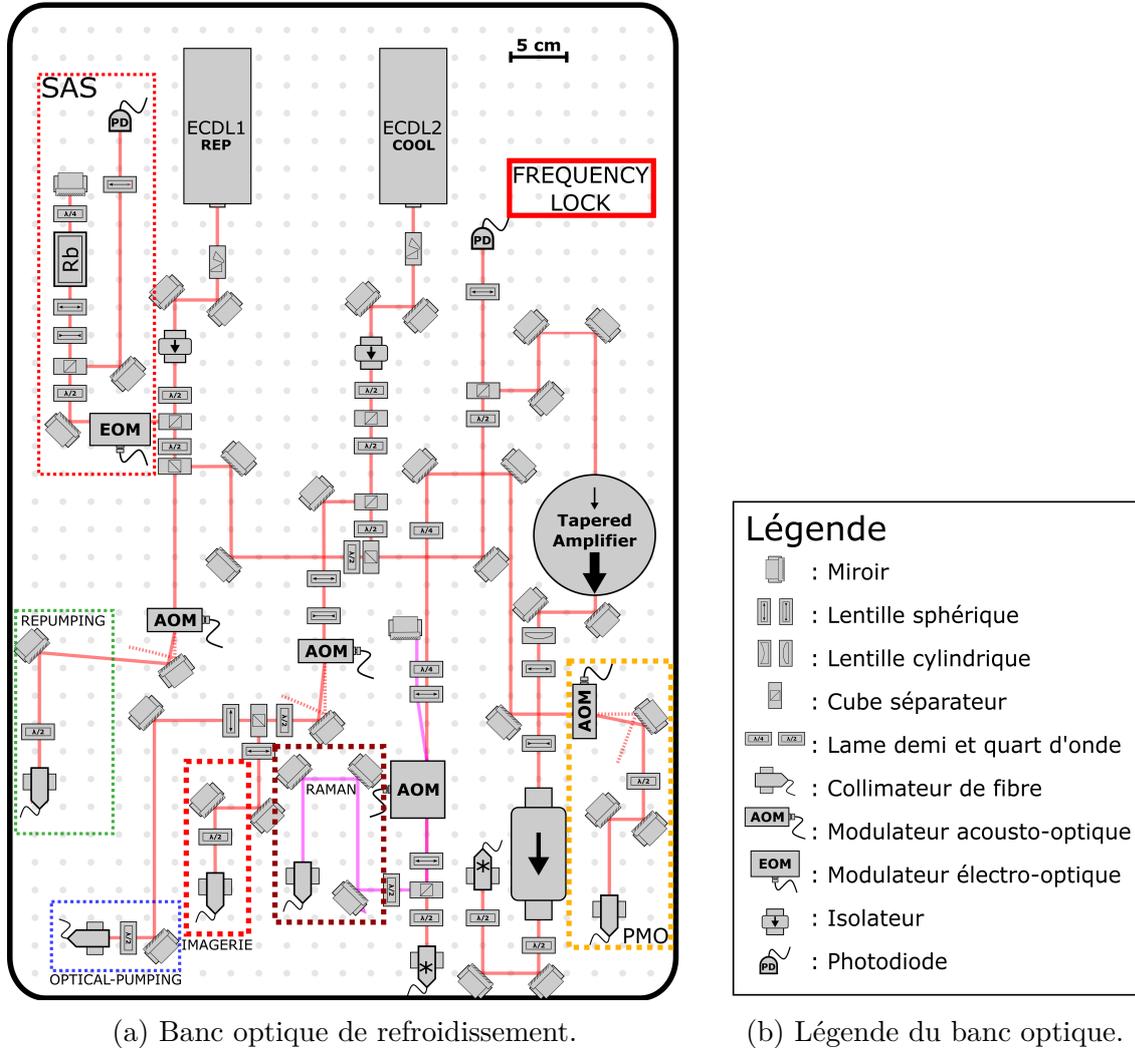


FIGURE I.8 – Banc optique principal.

Banc laser : la réduction de la taille de l'enceinte est une première étape. Le banc optique de refroidissement doit lui aussi être compact. Celui que nous utilisons pour le piégeage et le refroidissement est présenté sur la Fig. I.8a. Ce banc laser principal est constitué de deux diodes en cavité étendues (ECDL). Une diode repompeur, **REP**, et une diode refroidisseur, **COOL**. La diode **REP** est asservie par le biais d'une spectroscopie par absorption saturée (SAS) sur la raie D2 du rubidium 87 (^{87}Rb). Un asservissement par battement optique, sur une photo diode ultra-rapide, est ensuite réalisé entre les deux lasers en cavité étendues pour asservir la diode **COOL**. Une partie du faisceau provenant de la diode **REP** est prélevé

pour l'étape du pompage optique. Le faisceau **COOL** est séparé en deux. Une partie est utilisée pour l'imagerie et le pompage optique. L'autre partie passe à travers un amplificateur optique **MOPA**. Cet amplificateur génère une amplification optique de 500 mW pour une puissance d'injection de 15 mW et un courant de 1,4 A. Après l'amplificateur le faisceau passe au travers d'un modulateur acousto-optique (MAO) 350 MHz, en double passage, permettant d'obtenir les faisceaux pour un interféromètre Raman à partir de l'ordre diffracté. L'ordre 0 est utilisé pour le refroidissement des atomes. Tous les faisceaux sont couplés dans des fibres optiques à maintien de polarisation et envoyé sur l'enceinte à vide. Les différents éléments installés sur le banc sont définies sur la Fig. I.8b.

Système de détection : deux types de détection sont utilisés dans le cas de l'expérience GyrAChip. Un premier système de détection, basé sur des mesures par fluorescence, a été mis en place précédemment [24], et permet une vérification en temps réel du nombre d'atomes initialement piégés.

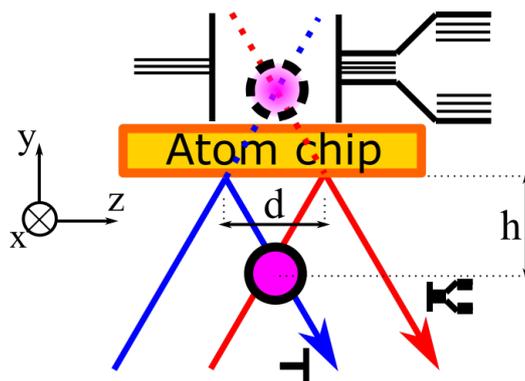


FIGURE I.9 – Configuration de l'imagerie par absorption. En bleu : imagerie par absorption après réflexion. En rouge : imagerie par absorption directe.

Afin d'obtenir les données des différentes expériences, nous avons mis en place un système d'imagerie par absorption. Ce second système est utilisé pour toutes les mesures de calibration de ce manuscrit. L'imagerie par absorption utilise un faisceau laser réfléchi sur la puce comme présenté sur la Fig. I.9, où les schémas des fils sont représentés en noir et l'image virtuelle du nuage d'atomes en pointillé.

Les atomes, situés à une certaine distance de la puce sont imagés deux fois. En effet, le faisceau d'imagerie (flèche rouge) va imagier les atomes par absorption directe. Ils sont imagés une seconde fois avec le faisceau réfléchi (flèche bleue). De plus, le faisceau étant réfléchi, le motif des fils diffracte ce faisceau laser. Ceci nous permet de déterminer, à l'aide des fils de la puce, l'emplacement exact du nuage d'atomes froids. De plus, la séparation entre les deux images du nuage nous donne la distance atome-puce $h = d/\sqrt{2}$. L'image est capturée à l'aide du montage de la Fig. I.10. Une fois réfléchi, le faisceau traverse une lentille convergente. Cette

lentille permet de récupérer une image de taille 1 : 1 sur la caméra CCD (PIXIS). Un parcours alternatif a également été mis en place afin de pouvoir modifier le grandissement pour une dimension de 4 : 1. Ce deuxième parcours permet d'obtenir d'avantage de détails sur les atomes capturés, notamment lors des dernières phases de piégeage. Ceci ne nécessite qu'une rotation de la caméra comme présentée sur la Fig. I.10.

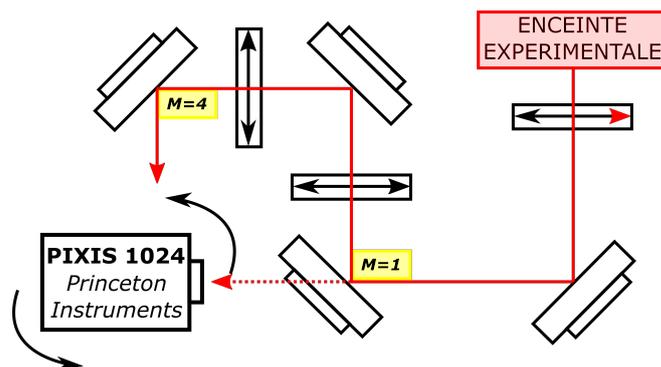


FIGURE I.10 – Système d'imagerie par absorption.

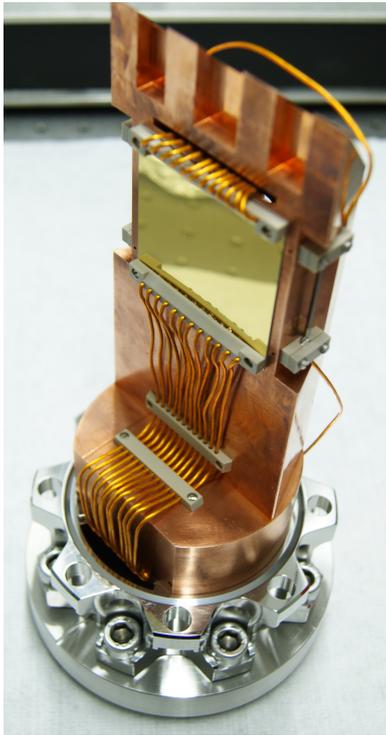
b) Puce à atomes

Dans notre expérience nous utilisons une puce à atomes fabriquée dans la salle blanche de l'Observatoire de Paris. Les détails de la fabrication sont présentés dans [25]. En particulier les microfils de la puce ont été fabriqués par évaporation. Avec ce processus, il est possible de faire croître des fils d'or dans une géométrie particulière. Ainsi, lorsqu'un courant se propage dans les fils, ces derniers génèrent un champ magnétique qui dépend du motif des fils. La géométrie choisie des fils permet la réalisation des différentes étapes de refroidissement ainsi que la possibilité de réalisation du gyromètre compact [26, 27, 28].

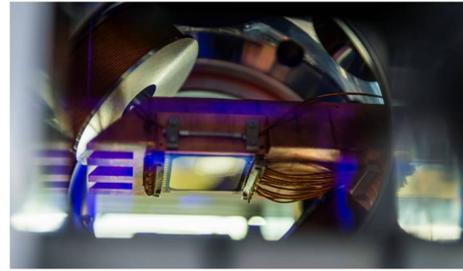
Les Figs. I.11a, I.11b et I.11c présentent respectivement la tête du capteur, son emplacement dans la chambre à vide ainsi qu'une bobine montrant la résolution du procédé de fabrication mis en place. La puce contient trois parties essentielles à la réalisation du gyromètre :

1. le fil rouge, appelé fil en U, permet la création d'un piège quadrupolaire, identique au champ anti-Helmoltz créé par les deux bobines externes. Ce fil rouge a une dimension de $4,8 \text{ mm} \times 800 \mu\text{m}$.
2. le fil vert, appelé fil en Z, permet un piégeage purement magnétique des atomes au niveau de la puce. Sa dimension est de $5 \text{ mm} \times 100 \mu\text{m}$.
3. les trois fils bleus, de $3 \mu\text{m}$ de largeur chacun, permettent la réalisation d'un guide magnétique qui sera utilisé dans la réalisation du gyromètre.

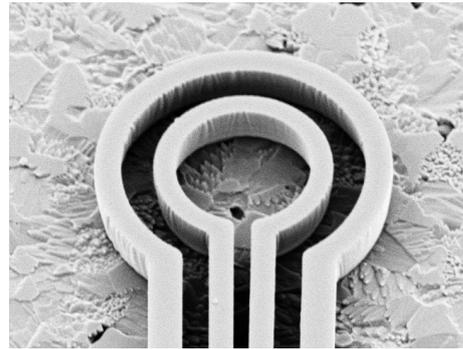
Les champs et les propriétés de chacun de ces fils seront abordés au fur et à mesure du manuscrit en fonction de leur utilité.



(a) Tête du capteur.



(b) Puce dans l'enceinte



(c) Photolithographie d'une boucle micro fabriquée.

FIGURE I.11 – GyrAChip. **I.11a** : Support de la puce avec toute la connectique des micro-fils. La plaque dorée est la puce micro-fabriquée dans la salle blanche du GEPI. **I.11b** : Support placé au sein de la chambre à vide. **I.11c** : Exemple de fil micro-fabriquée utilisé pour le contrôle des atomes et la réalisation du capteur compact.

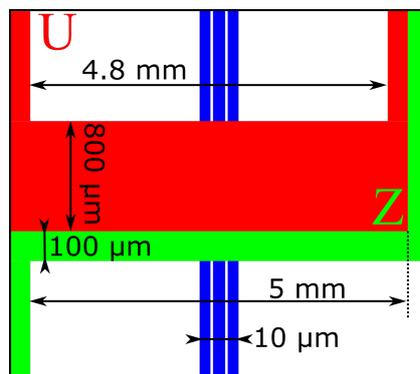


FIGURE I.12 – Configuration des fils de la puce.

1.2.2 Plan du mémoire

Le mémoire est structuré comme suit.

Chapitre 2 - Préparation des atomes par les processus de refroidissement sur une puce : dans ce chapitre, nous présenterons les principales étapes de refroidissement. En premier lieu, nous regarderons l'étape initiale du piège magnéto-optique sur miroir (PMO), puis nous regarderons comment un transfert total des atomes sur la puce est possible par le biais d'un piège magnéto-optique compressé. Ensuite, nous étudierons le piège magnétique créé par les fils de la puce. Cela sera suivi par la réalisation de la mélasse optique. Enfin, l'étude du pompage optique ainsi que le transfert des atomes vers le piège en Z (Z-Trap) de la puce seront abordés. Pour finir, j'énoncerai la perspective d'un refroidissement supplémentaire avec le processus de refroidissement évaporatif en décrivant le principe et en introduisant les premiers tests réalisés sur les atomes.

Chapitre 3 - Interféromètre à atomes guidés sur puce : dans ce chapitre, nous étudierons une configuration pour réaliser un gyromètre à atomes froids guidés sur puce. Dans un premier temps, je décrirais les différents éléments à prendre en considération dans un système confiné, notamment les fréquences de piégeages, puis nous aborderons le protocole pour la réalisation d'un gyromètre dans un guide linéaire. Ensuite, nous nous intéresserons à la mesure de la rugosité du guide magnétique induite par la rugosité des fils de la puce. Cet effet est notamment important pour s'assurer que les atomes se déplacent librement au sein du guide sans rencontrer de puits ou de barrières de potentiel. Pour finir, nous regarderons le système optique que j'ai mis en place pour la réalisation d'un interféromètre guidé et les conditions physiques pour qu'un tel interféromètre fonctionne seront rappelées.

Chapitre 4 - Mesure non-destructive d'une population atomique : un des points critiques d'un interféromètre à atomes froids est le temps mort. Ce temps correspond au temps de préparation d'un nuage d'atomes entre chaque mesure. Dans ce chapitre, nous allons donc proposer une nouvelle technique de mesure non-destructive basée sur la technologie micro-onde. En effet, avec l'utilisation d'une antenne nous verrons qu'il est possible de mesurer l'impédance de rayonnement de l'antenne dû aux atomes. De ce fait, une mesure spectroscopique sera en premier lieu présentée pour appuyer cette méthode en utilisant la sensibilité des atomes à la fréquence d'un champ électromagnétique puis, en tant que preuve de principe, une mesure cohérente des oscillations de Rabi sera présentée. De plus, le caractère non-destructif de la mesure sera mis en évidence par une mesure stroboscopique des oscillations de Rabi.

Chapitre 5 - Réduction du temps mort pour l'interférométrie atomique : ce dernier chapitre va étendre les possibilités de cette nouvelle technique de détection

à un interféromètre de Ramsey afin de prouver la compatibilité de cette détection avec la réalisation d'un interféromètre à atomes froids. De plus, nous aborderons la question de réduction du temps mort en réalisant deux interféromètres de Ramsey consécutifs sans passer par l'étape de refroidissement. Enfin, le chapitre se conclura avec une perspective d'amélioration de la détection micro-onde en mesurant les parties réelle et imaginaire de l'impédance de rayonnement atomique.

Chapitre II

Préparation des atomes par les processus de refroidissement sur une puce

II.1 Séquence de refroidissement

Dans ce chapitre, je présenterai un aperçu de la séquence expérimentale utilisée pour réaliser la source d'atomes froids. Pour réaliser un interféromètre à atomes il est nécessaire d'avoir une source cohérente. Celle-ci est obtenue via un processus de refroidissement par laser [29, 30, 31], suivant la séquence présentée dans la Fig.II.1. Dans un premier temps un piège magnéto-optique (PMO) réalisé avec des bobines sous-vide permet la capture d'atomes de ^{87}Rb dans un volume relativement grand. Le temps de chargement varie entre 1, 5 et 5 s. Pendant le chargement le dispenser, source des atomes, est pulsé à un courant $I \in [4, 5 \text{ A}; 7, 5 \text{ A}]$. Le piège est ensuite compressé (C-PMO) lors du chargement vers le piège magnéto-optique sur miroir (U-PMO) fait avec les fils de la puce. Une fois le piège stabilisé, un refroidissement sub-Doppler est mis en place dans le but d'obtenir une mélasse optique (Molasses) à une température de quelques micro-kelvins. Le pompage optique (Opt. Pump.) va permettre, par la suite, de préparer les atomes dans un état magnétique que l'on peut piéger à l'aide d'un piège magnétique (Z-Trap). La durée de maintien de ce piège doit être supérieur à 500 ms afin de réaliser un refroidissement évaporatif efficace du nuage d'atomes. Le refroidissement évaporatif est la dernière étape de refroidissement avant la réalisation de l'interféromètre (Bragg). Afin de pouvoir réaliser cette étape, un miroir sur moteur permet l'envoi des faisceaux d'interférométrie pour qu'ils puissent interagir avec les atomes (Stepper Motor). Pour finir, une séquence d'imagerie par absorption (Imaging) sert à déterminer le nombre d'atomes via une impulsion laser.

Étapes	PMO	C-PMO	U-PMO	Mélasse	Pomp.Opt.	Z-Trap	Bragg	Imagerie
t	1,5 à 5s	100 ms	10 ms	4 ms	500 ms	5 ms	100µs	
					Stepper Motor			

FIGURE II.1 – Séquence détaillée des étapes de refroidissement.

Chacune des étapes montrée dans la Fig. II.1 sera présentée en détaille dans la suite, en commençant par la calibration des puissances optiques des lasers nécessaires aux différentes étapes de refroidissement (Fig. II.2). Les différentes opérations sont contrôlées ordinateur, avec le logiciel GAIA, dont une capture d'écran est montré dans la Fig. II.3. Chaque colonne du logiciel correspond à une étape de refroidissement. Chaque ligne correspond à un paramètre, par exemple le désaccord des lasers, des paramètres du champ magnétiques (gradient, champ de biais, champ d'offset, champ de quantification), ainsi que de la durée des étapes dans la dernière ligne. Le logiciel permet également le traitement des images et la mesure du nombre d'atomes en temps réel. Toutes les mesures sont prises à l'aide de ce panneau de contrôle qui permet la visualisation des nuages d'atomes observés à la caméra CCD, comme présenté dans la Fig. I.10 du Chap. I. Le contrôle des puissances se fait également à travers ce logiciel. Ce dernier va envoyer un signal vers les contrôleurs de puissance RF des modulateurs acousto-optiques (MAO) et ainsi changer la puissance optique dans l'ordre diffracté. La Fig. II.2 présente l'évolution des puissances optiques du refroidisseur et du repompeur en fonction de la valeur de contrôle du logiciel GAIA dont le panneau de contrôle est présenté en Fig. II.3. La puissance mesurée correspond à la puissance, dans l'ordre diffracté du modulateur acousto-optique, en sortie de fibre. Les calibrations présentent une linéarité de la puissance en fonction de la valeur de contrôle, cela signifie que la puissance RF envoyé aux MAOs est suffisamment basse pour ne pas atteindre la saturation habituellement observable sur les acousto-optiques. Ces calibrations ont également été effectuées pour le faisceau de pompage optique et celui de l'imagerie.

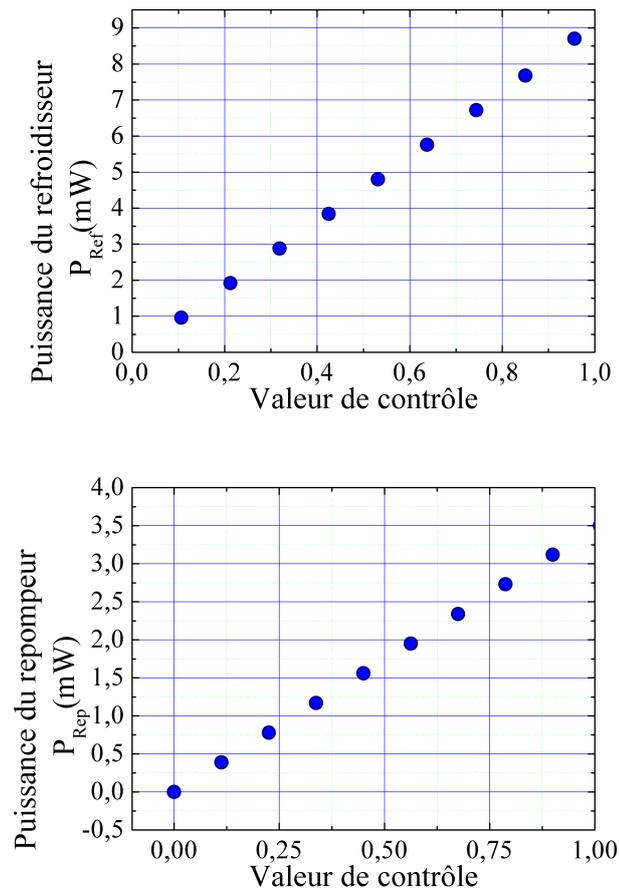


FIGURE II.2 – Calibration des puissances optiques du refroidisseur (à gauche) et du repompeur (à droite) en fonction des commande dans l’interface utilisateur du logiciel GAIA.

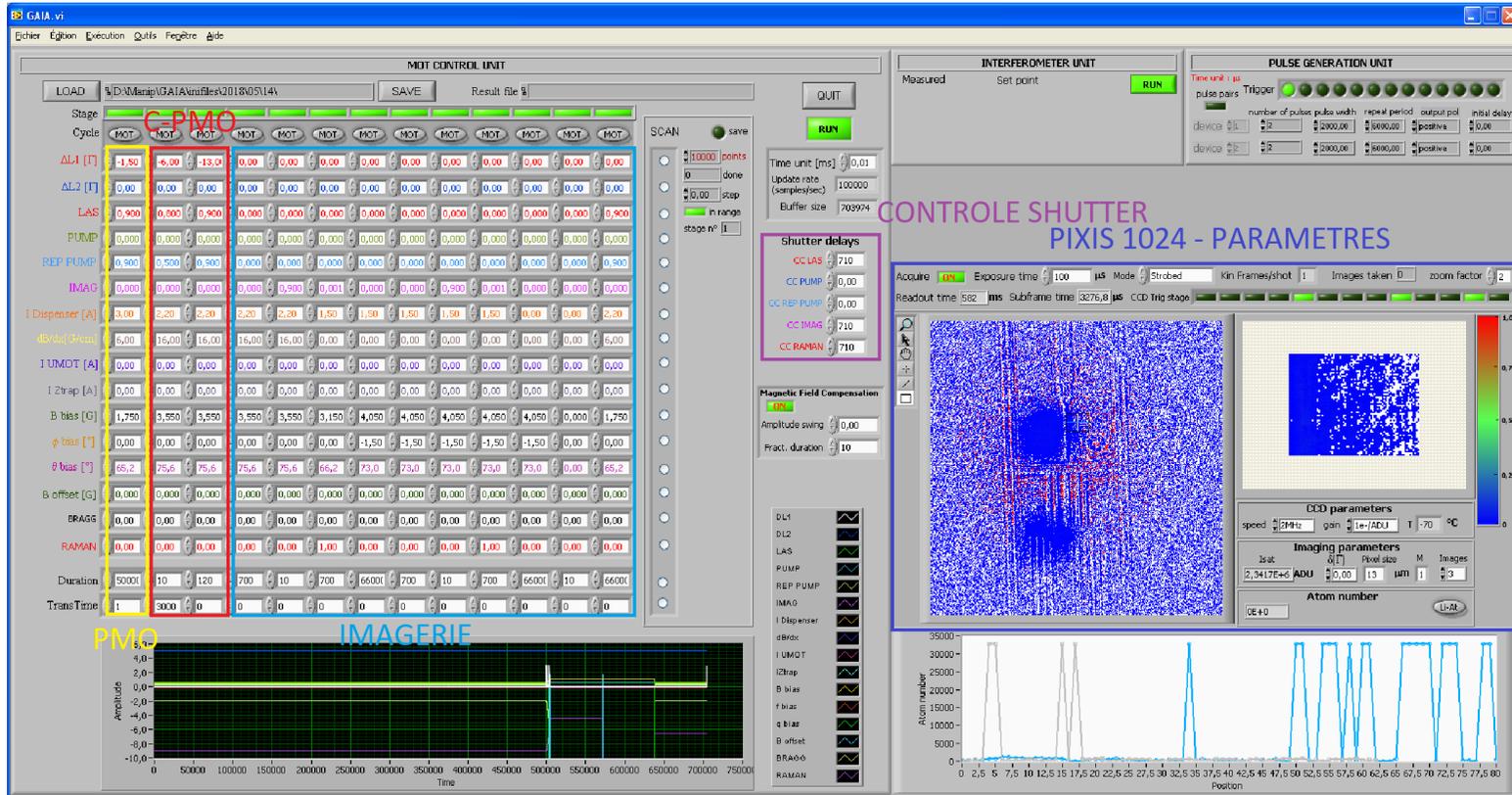


FIGURE II.3 – Logiciel de contrôle de l'expérience GAIA.

II.2 Piège magnéto-optique : PMO

Le piège magnéto-optique est typiquement la première étape de refroidissement de la majorité des expériences d'atomes froids [32, 33, 34]. De manière classique, son fonctionnement nécessite six faisceaux contra-propageants. Cependant, dans notre configuration, deux faisceaux sont rétro-réfléchis sur la puce permettant la mise en place d'un PMO sur miroir (mirror-MOT) ce qui permet la réduction du nombre de faisceaux : ici, quatre sont nécessaires au lieu de six. Afin d'avoir un large volume de capture et charger un maximum d'atomes dans le piège, les faisceaux de refroidissement doivent être relativement larges. Ce PMO demande également deux bobines en configuration anti-Helmholtz afin de créer un zéro de champ magnétique au centre des deux bobines dans lequel les atomes vont être capturés. D'autre part, la configuration actuelle de GyrAChip permet la création d'un champ de biais homogène qui va déplacer le zéro de champ hors du centre des deux bobines quadrupolaires. Ce champ de biais est réalisé avec trois paires de bobines externes à l'enceinte à vide.

II.2.1 Rubidium 87 et faisceaux optique

Dans le cas de l'expérience GyrAChip un dispenser (AMD SAES) est utilisé en mode impulsif comme source d'atome de ^{87}Rb . La structure de la raie D2 du ^{87}Rb est rappelée dans la Fig. II.4. C'est un des alcalins les plus simples à manipuler car les sources lasers simples à cette longueur d'onde (780 nm) sont facilement disponibles sur le marché. Le piège magnéto-optique utilise seulement deux types de lasers : le refroidisseur et le repompeur (Fig. II.4), et il fonctionne à base de cycles d'absorption-émission spontanée. Le premier, couplé à la transition cyclante $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, est désaccordé de $x\Gamma$, où $\Gamma = 2\pi \times 6,065\text{ MHz}$ est le taux d'émission spontanée. Ce désaccord est calculé en tenant compte du désaccord Doppler relatif à la vitesse des atomes [35]. Pour le PMO, il est généralement égal à -2Γ . Les atomes peuplent naturellement les états fondamentaux $|F = 2\rangle$ et $|F = 1\rangle$ de manière équiprobable, et après un cycle d'absorption-émission spontanée, des atomes initialement dans l'état $|F = 2\rangle$ peuvent se retrouver dans l'état $|F = 1\rangle$. Alors ils ne peuvent plus interagir avec le refroidisseur et, par conséquent, être refroidis par ce faisceau. Le repompeur, asservi sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, va donc servir à renvoyer les atomes dans l'état $|F' = 2\rangle$. A partir de cet état, les atomes ont deux choix possibles pour se désexciter spontanément [36] :

1. soit vers l'état $|F = 2\rangle$, ils pourront alors être refroidis à l'aide du faisceau de refroidissement ;
2. soit vers $|F = 1\rangle$, le repompeur servira à les remettre dans l'état $|F' = 2\rangle$.

Ce cycle de refroidissement, dans notre expérience, a pour objectif d'obtenir un maximum d'atome dans l'état $|F = 2\rangle$, avec une température de l'ordre de quelques centaines de μK .

II.2.2 Champ quadrupolaire du PMO

Le deuxième composant clé à prendre en compte lors de l'étape du PMO est le champ quadripolaire. Le gradient, la position, ainsi que les lignes de champ peuvent être déterminés à l'aide des équations suivantes :

$$B_x^{\text{quad}} = 2.10^3 \times I \frac{1}{\sqrt{(R + \rho)^2 + (x - A)^2}} \times \left[K(\alpha) + \left(\frac{R^2 - \rho^2 - (x - A)^2}{(R - \rho)^2 + (x - A)^2} \right) \times E(\alpha) \right], \quad (\text{II.1})$$

$$B_y^{\text{quad}} = \frac{2.10^3 \times I}{\rho^2} \frac{y(x - A)}{\sqrt{(R + \rho)^2 + (x - A)^2}} \times \left[-K(\alpha) + \left(\frac{R^2 - \rho^2 - (x - A)^2}{(R - \rho)^2 + (x - A)^2} \right) \times E(\alpha) \right], \quad (\text{II.2})$$

$$B_z^{\text{quad}} = \frac{2.10^3 \times I}{\rho^2} \frac{z(x - A)}{\sqrt{(R + \rho)^2 + (x - A)^2}} \times \left[-K(\alpha) + \left(\frac{R^2 - \rho^2 - (x - A)^2}{(R - \rho)^2 + (x - A)^2} \right) \times E(\alpha) \right], \quad (\text{II.3})$$

où les fonctions $K(\alpha)$ et $E(\alpha)$ sont des fonctions elliptiques et :

$$\alpha = \frac{4R\rho}{(R + \rho)^2 + (x - A)^2}. \quad (\text{II.4})$$

Dans les Eqs. II.1, II.2 et II.3 R , A et I sont, respectivement, le rayon des bobines quadripolaires, la distance entre les deux bobines et le courant parcourant les fils. Ces trois paramètres donnent la localisation du minimum de potentiel magnétique ainsi que le volume de capture engendré par ces paramètres physiques.

Les Eqs. II.1, II.2 et II.3 permettent de déterminer la forme du champ et sa distribution dans l'espace, comme montré dans la Fig. II.5. Cette figure présente le PMO obtenue via l'imagerie par absorption ainsi que la distribution de lignes de force du champ du quadripôle.

II.2.3 Caractérisation et optimisation du PMO

Les caractérisations et optimisations présentées dans ce manuscrit sont réalisées en traitant les images obtenues en imagerie par absorption. Le principe de ces mesures est de calibrer le nombre d'atome présent dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction de différents paramètres. Cela permet, à chacune des étapes, de déterminer l'efficacité de refroidissement et de transfert. Pour le PMO, nous avons pris en compte les trois paramètres suivants :

1. la fréquence ν du laser refroidisseur, qui va déterminer la force de pression de radiation $\vec{F}_{PMO} \propto (g_F \mu_B \vec{r} \cdot \nabla \vec{B} / \hbar)(c/2\pi\nu)$;

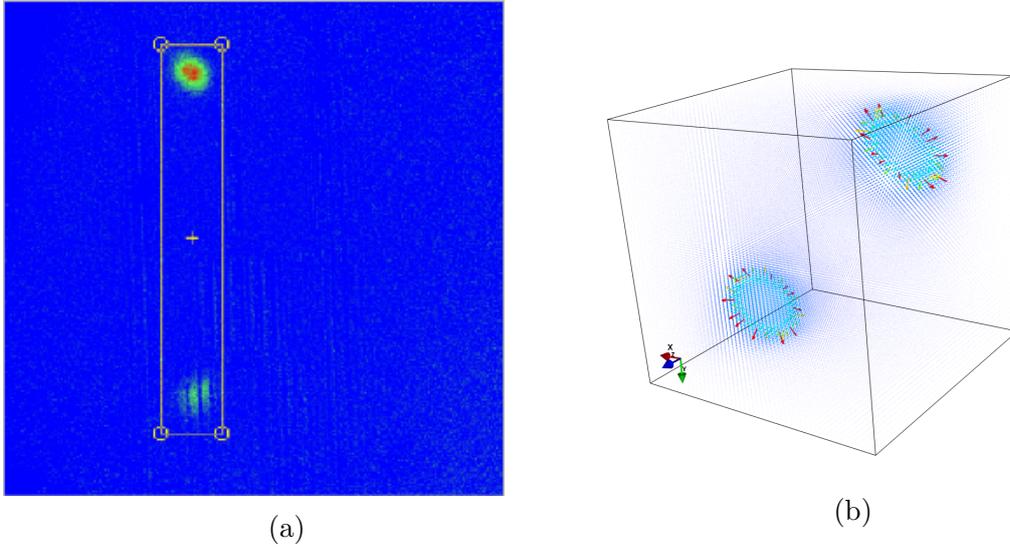


FIGURE II.5 – Imagerie par absorption du piège magnéto-optique initiale (a), la présence de deux nuages provient de la rétro-réflexion du faisceau d’imagerie sur la puce, et visualisation vectorielle du champ quadripolaire (b).

2. la puissance du refroidisseur, qui doit maximiser le cycle absorption-émission spontanée, garantissant un refroidissement efficace ;
3. la puissance du repompeur, qui doit minimiser la population de l’état hyperfin $|F = 1\rangle$.

Les courbes de calibration de ces paramètres sont présentées sur la Fig. II.6. À partir de celles-ci, nous avons déterminé les valeurs utilisées pour le piège magnéto-optique. Elles sont $\Delta_{\text{Ref}} = -2,5 \Gamma$, $G = 7 \text{ G/cm}$, $P_{\text{Ref}} = 7,5 \text{ mW}$ et $P_{\text{Rep}} = 3,5 \text{ mW}$, avec des faisceaux mesurant $2w = 1,6 \text{ cm}$. À l’aide de ces paramètres, nous pouvons charger un total de 5×10^5 atomes dans le PMO. Ce nombre est relativement faible par rapport à ce que permet les chargements usuelles. Pendant le chargement la pression à l’intérieur de l’enceinte à vide peut monter jusqu’à $\simeq 10^{-8} \text{ mBar}$, ce qui entraîne une augmentation des interactions entre les atomes piégés et les atomes du vide. Ce phénomène va limiter le nombre d’atome maximum que l’on peut piéger à cette première étape. Dans la Fig. II.6c la valeur optimale du désaccord est en accord avec les valeurs rapportées dans la littérature et celle attendue d’après l’optimisation de la force de rappel du piège pour le ^{87}Rb , le gradient du champ du quadripôle et les intensités laser utilisés. En particulier, le nombre d’atomes atteint un palier pour une puissance repompeur supérieur ou égale à 1 mW , suffisante dû au fait que ce faisceau est à résonance avec la transition qu’il couple. Le fait que le volume de capture du piège U-PMO est plus petit que celui du PMO réalisé avec les bobines nous impose une étape de compression (C-PMO) lors du chargement des atomes dans le U-PMO. En effet, le volume de capture du U-PMO est plus faible de par l’utilisation de fils limités en courant (cf. II.4).

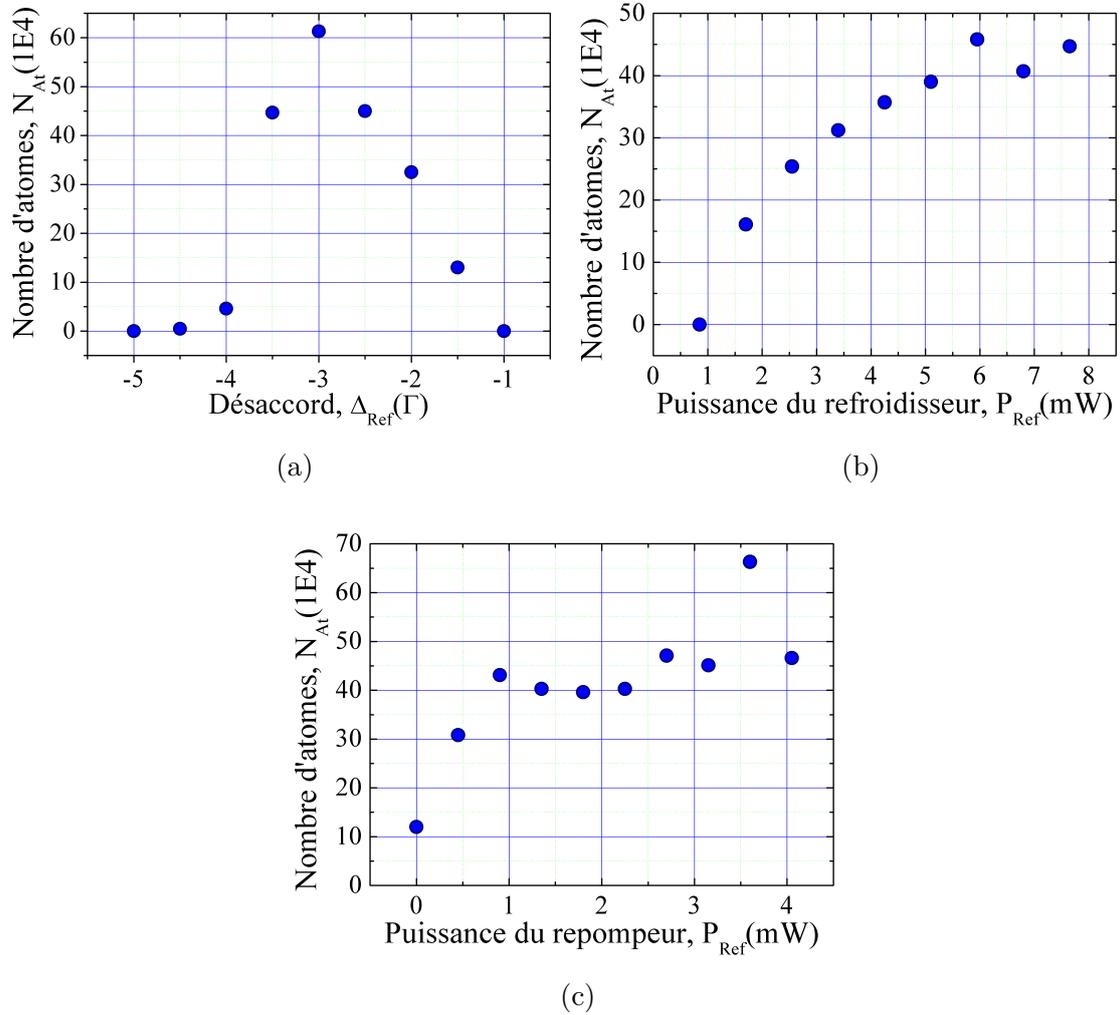


FIGURE II.6 – Optimisation du piège magnéto-optique. L'optimisation du PMO se fait sur le désaccord (a), la puissance du faisceau refroidisseur (b) et la puissance du faisceau repompeur (c). A chaque fois, nous avons cherché à maximiser le nombre d'atomes dans le PMO. En particulier, la valeur optimale du désaccord est égale à -3Γ , et les puissances des faisceaux laser présentent une saturation à une valeur de 6 mW pour le faisceau refroidisseur et de 1 mW pour le faisceau repompeur. La durée de chargement du PMO pour ces calibrations est de 5 s avec un courant de 5,5 A dans le dispenser.

II.3 Piège magnéto-optique comprimé : C-PMO

Le gradient de champ du PMO sur miroir et le gradient de champ induit par la puce ne sont pas identiques. Cette différence conduit à une perte des atomes lors du transfert. Ainsi, pour obtenir une efficacité de transfert optimal, il faut effectuer une étape qui permet de minimiser la différence de gradient entre les deux pièges. En cela, l'utilisation d'un piège comprimé permet :

1. le déplacement du nuage vers la surface de la puce ;
2. l'augmentation du gradient du PMO, conduisant à la compression du piège et à la correspondance avec celui du U-PMO.

II.3.1 Compression du PMO

La densité des atomes augmente pendant l'étape du C-PMO et occasionne une augmentation de la température du nuage. En augmentant le désaccord du laser refroidisseur, il est possible d'éviter un échauffement des atomes par laser. Ainsi, ils vont être refroidis et maintenus dans le piège pendant le processus de compression. Pour ces mêmes raisons, la puissance du repompeur est diminuée. Enfin, le gradient joue un rôle dans le déplacement du nuage vers la puce et dans l'efficacité de transfert d'un piège vers l'autre. Dans le cas du C-PMO, il n'est pas critique jusqu'à une certaine valeur de 30 G/cm, correspondant à l'impact du nuage sur la puce.

Les différentes conditions d'optimisation sont présentées sur la Fig. II.7, pour lesquelles les valeurs optimales mesurées sont $P_{\text{Ref}} = 6 \text{ mW}$, $P_{\text{Rep}} = 3 \text{ mW}$, $G = 20 \text{ G/cm}$ et $\Delta_{\text{Ref}} = -3\Gamma$. De la même manière que précédemment, nous mesurons le nombre d'atomes N_{At} en fonction des différents paramètres. Cela permet alors la mesure de l'efficacité de transfert, e , du PMO vers le C-PMO. Cette dernière vaut $e = 60 \%$.

II.3.2 Préparation au transfert vers la puce

L'étude de la stabilité du piège et de sa compression pendant son déplacement vers le piège de la puce permet un transfert efficace des atomes entre les deux pièges [37]. La première étape est de déterminer les paramètres finaux des faisceaux laser afin d'obtenir un nuage stable. Lors de cette étape, le gradient du PMO sur miroir n'est utilisé que pour déplacer le nuage vers la localisation du minimum de potentiel du gradient généré par les fils de la puce. C'est donc un paramètre que nous garderons constant. Les paramètres de puissances optiques et le désaccord laser sont les seuls degrés de liberté qui permettront la stabilisation des atomes vers l'emplacement du piège de la puce.

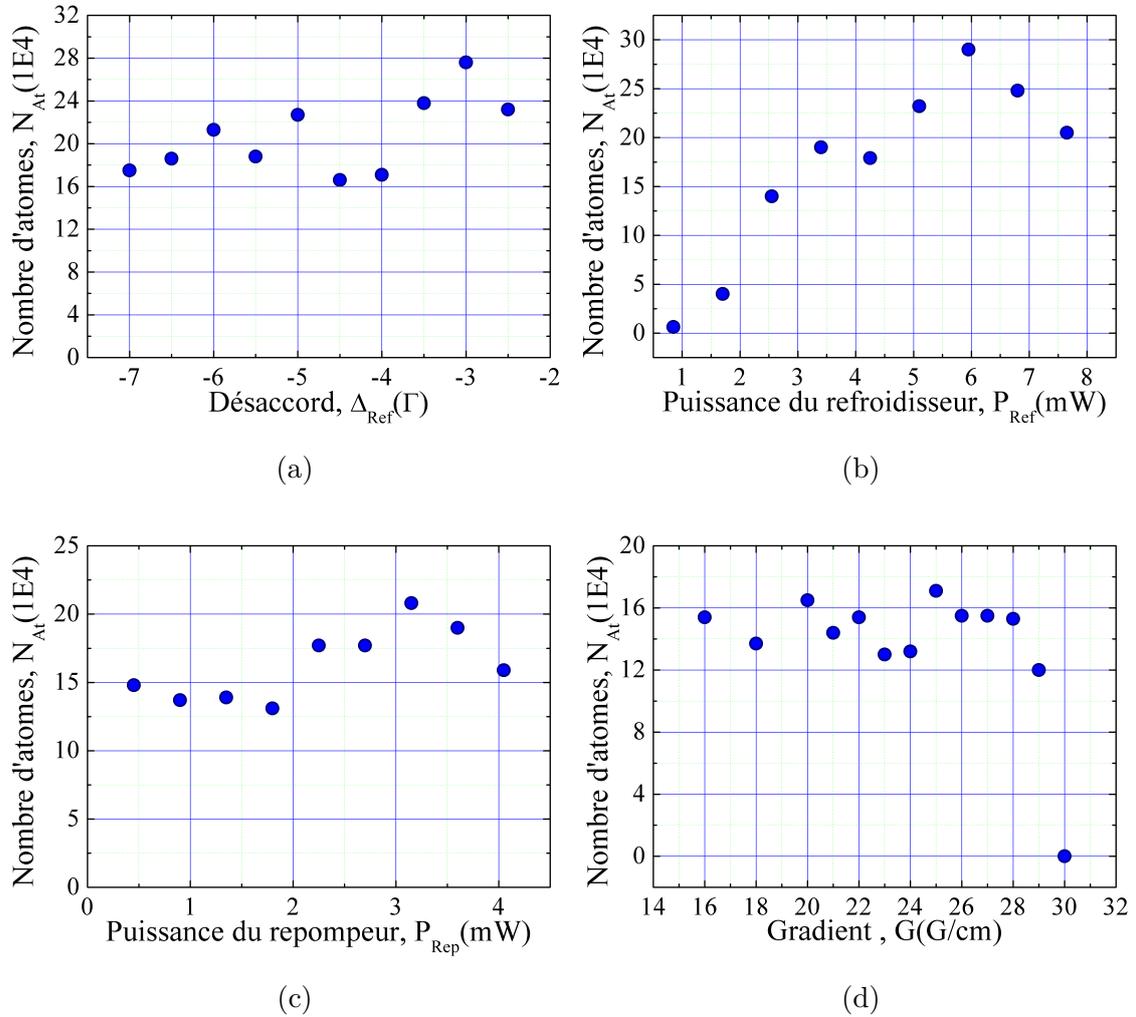


FIGURE II.7 – Caractérisation du piège magnéto-optique compressé. Comme pour le PMO, les paramètres optimisés sont le désaccord (a), la puissance du faisceau refroidisseur (b), la puissance du faisceau repompeur (c) et le gradient du champ compressé (d). Le désaccord présente une valeur optimale pour -3Γ , le nombre d'atomes croît linéairement jusqu'à une puissance de 6 mW puis décroît en fonction de la puissance du faisceau refroidisseur. Le nombre d'atomes augmente linéairement de la même manière à partir d'une puissance de 1,4 mW puis diminue en fonction de la puissance du repompeur. Par contre, le nombre d'atomes n'est pas affecté significativement par la valeur du gradient de champ, excepté pour la valeur de 30 G qui correspond aux atomes écrasés sur la puce.

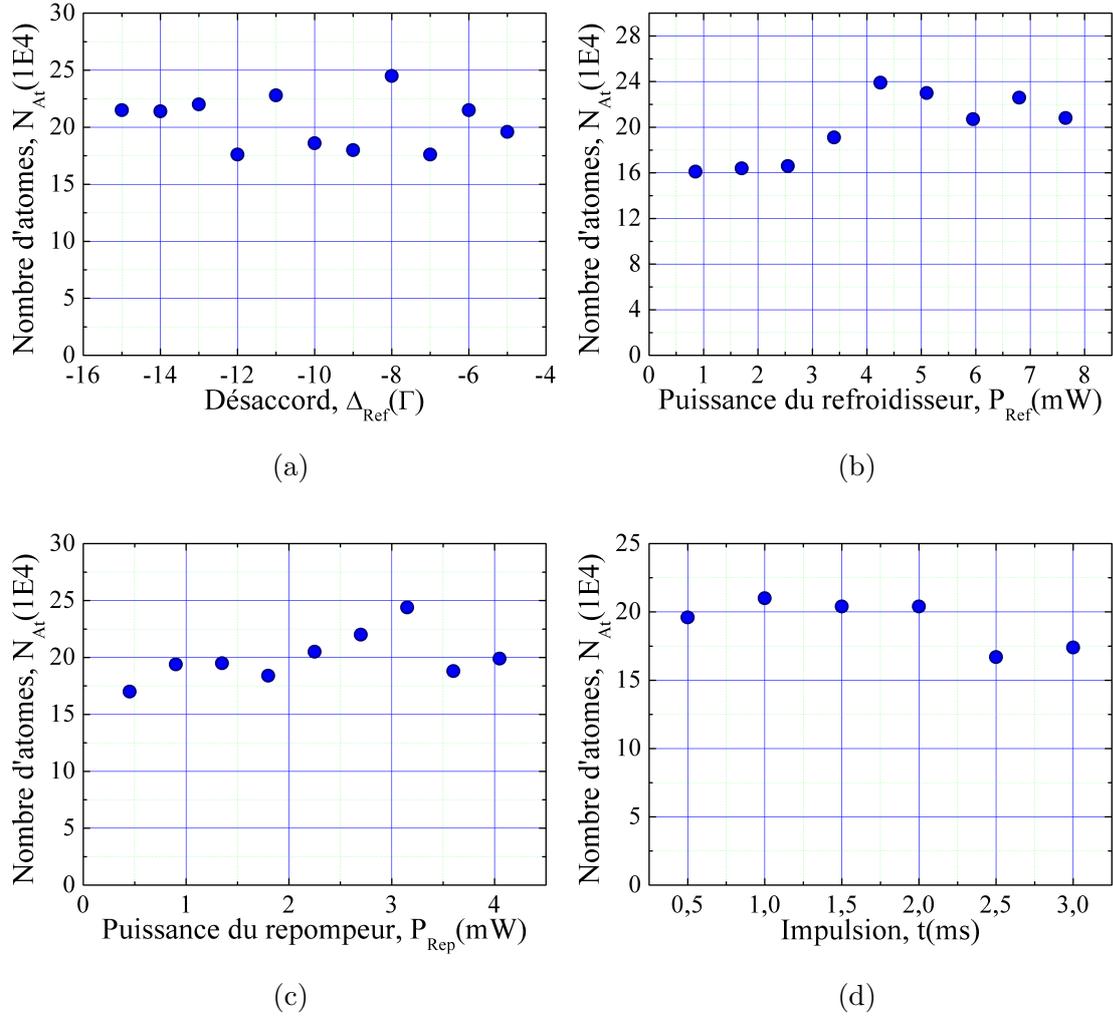


FIGURE II.8 – Temps de vie du piège magnéto-optique compressé. Les paramètres optimisés sont le désaccord (a) qui présente une valeur optimale à -8Γ , la puissance du faisceau refroidisseur (b) qui présente une saturation pour une puissance du faisceau à partir de 4 mW, la puissance du faisceau repompeur (c) qui croît linéairement jusqu'à une valeur de 3 mW et la durée de maintien du piège compressé (d) qui présente une perte d'atome après une durée de 2 ms.

La Fig. II.8 présente les différents éléments d'optimisation en question. On remarquera en particulier que la valeur du désaccord ne trouve pas d'optimum. Cet effet provient de la proximité des atomes à la surface de la puce. D'une part parce que les faisceaux refroidisseurs étant rétro-réfléchis sur celle-ci, les atomes qui se trouvent à $400\ \mu\text{m}$ de la surface sont beaucoup plus sensibles aux effets de diffractions induit par les défauts du miroir. De plus, en fonction du désaccord laser, l'effet de la diffraction va être plus ou moins important lors du refroidissement. On a ainsi une distribution spatiale importante de l'intensité des faisceaux de refroidissement au niveau des atomes. D'autre part, les atomes évoluent dans un gradient de champ magnétique relativement fort dû au fait de la proximité à la puce. De ce fait, le désaccord laser varie considérablement sur l'étendu du nuage piégé.

A la fin du C-PMO on augmente le désaccord à -8Γ pour réduire la perte d'atomes et améliorer la stabilité du piège. La durée de cette étape doit être courte afin d'éviter l'échauffement des atomes dans le piège quadrupolaire compressé après son déplacement. Cette étape est éphémère et est remplacée par le transfert vers le piège en U dans la séquence finale. En effet, cette étape ne permet pas un transfert optimal des atomes vers le piège U-PMO. Elle permet néanmoins la caractérisation de la température du nuage après sa compression.

Les optimisations précédentes permettent l'obtention d'une température de l'ordre de $\simeq 150\ \mu\text{K}$, déterminée à l'aide d'une mesure par temps de vol. Ainsi, en mesurant la vitesse d'expansion du nuage en chute libre en observant sa largeur pour différent temps de vol, la température peut en être déduite. En effet, si l'on considère une distribution initiale gaussienne de positions et vitesses des atomes dans le nuage, alors la température peut être déterminée à partir de la largeur σ^2 de la distribution observée.

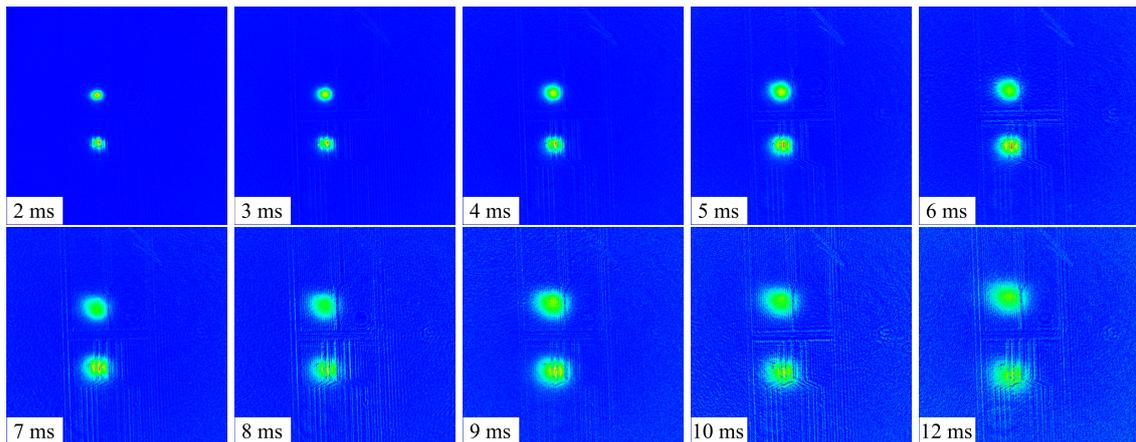


FIGURE II.9 – Imagerie par absorption du C-PMO pendant le temps de vol. De gauche à droite : $2\ \text{ms} \rightarrow 10\ \text{ms}$ avec un pas de $1\ \text{ms}$ et la dernière image correspond à un temps de $12\ \text{ms}$.

La Fig. II.9 présente l'expansion du nuage d'atomes après coupure du C-PMO. Le

nuage est visualisé à l'aide d'une imagerie par absorption pour des temps de vol t variant de 2 ms à 12 ms. A partir de ces données la largeur de la gaussienne $\sigma(t)^2$ est extraite pour les différents temps t . La température peut être déterminée par l'équation [24] :

$$\sigma(t)^2 = \sigma(0)^2 + \frac{k_B T}{m} t^2. \quad (\text{II.5})$$

Cette équation est utilisée pour ajuster les données de temps de vol. Par exemple, la Fig. II.16 présente la mesure de la température du piège magnéto-optique sur le piège de la puce via l'utilisation de cette méthode de mesure. Une fois le C-PMO optimisé, il est possible de réaliser un transfert sur la puce sans perte d'atomes. Dans le cas du C-PMO, la température a été estimée à $135 \mu\text{K}$, limite du refroidissement Doppler pour le ^{87}Rb .

II.4 Piégeage sur puce : U-PMO

II.4.1 Champs magnétique du U-PMO

Le calcul du champ magnétique du U-PMO doit prendre en compte une géométrie rectangulaire des fils pour être correctement simulé [38][39], en effet, la physique donnée par un fil infiniment fin ne permet pas de déterminer correctement la géométrie d'un champ magnétique créé par un un fil micro-fabriqués. De plus, le champ quadrupolaire du fil U est inversé par rapport à celui des bobines sous-vide. Cela conduit alors à une inversion de la polarisation des lasers par rapports aux champs magnétique, empêchant alors le refroidissement des atomes dans le U-PMO. Nous n'avons donc pas pu l'utiliser tel quel pour faire le U-PMO (Fig. II.10).

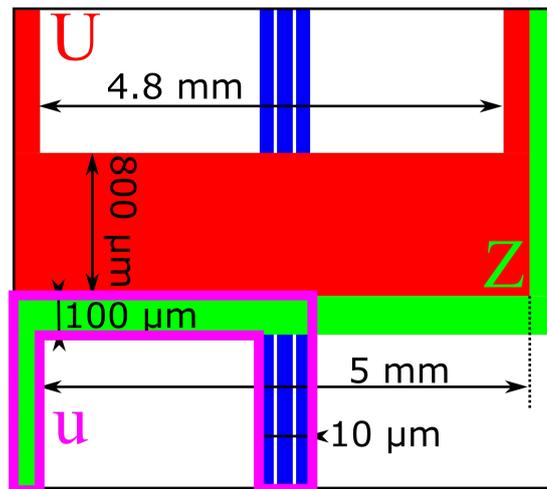


FIGURE II.10 – Configuration des fils de la puce pour l'obtention du u .

La création du champ quadrupolaire sur la puce a nécessité alors une combinaison

du fil Z , vert, et des trois fils bleus pour créer le quadrupole de la puce, u (voir Fig. II.10). Dès lors, la taille des fils bleus ne permettant pas de soutenir un courant élevé, le courant maximum utilisé est de 0,5 A [40].

Les équations :

$$B_x^{\text{fil}} = \frac{-kI}{wh} \frac{1}{\pi \arctan\left(\frac{z-l}{\rho}\right) - \arctan\left(\frac{z+l}{\rho}\right)} \times \left[2y_- \left(\arctan\left(\frac{x_-}{y_-}\right) - \arctan\left(\frac{x_+}{y_-}\right) \right) \right. \\ \left. + 2y_+ \left(\arctan\left(\frac{x_+}{y_+}\right) - \arctan\left(\frac{x_-}{y_+}\right) \right) + x_- \log\left(\frac{x_-^2 + y_-^2}{x_+^2 + y_-^2}\right) + x_+ \log\left(\frac{x_+^2 + y_+^2}{x_-^2 + y_+^2}\right) \right], \quad (\text{II.6})$$

$$B_y^{\text{fil}} = kI \frac{-z}{\rho} \left(\frac{b-x}{\sqrt{(b-x)^2 + y^2 + z^2}} + \frac{b+x}{\sqrt{(b+x)^2 + y^2 + z^2}} \right), \quad (\text{II.7})$$

$$B_z^{\text{fil}} = kI \frac{-y-z}{z} \frac{1}{\rho} \left(\frac{b-x}{\sqrt{(b-x)^2 + y^2 + z^2}} + \frac{b+x}{\sqrt{(b+x)^2 + y^2 + z^2}} \right), \quad (\text{II.8})$$

représentent les composantes du champ magnétique généré par un fil rectangulaire, où $x_{\pm} = x \pm w/2$ et $y_{\pm} = y \pm h/2$ avec w la largeur du fil, l sa longueur et h sa hauteur. Le champ magnétique créé par le U rouge et celui créé par le u sont tracés sur la Fig. II.11. Ces figures ne tiennent pas compte du champ de biais, créé par nos bobines externes, qui permet la réalisation des pièges.

Les deux champs suivent un comportement similaire dans l'espace, où x est la direction longitudinale du piège. Cependant, la largeur du puits est nettement supérieure dans le cas du U que dans le cas du u . De ce fait, la largeur du puits du petit u entraîne un confinement plus élevé pour les atomes et une réduction du volume de capture.

La puce utilisée dans le cadre de l'expérience GyrAChip utilise un courant qui induit un champ magnétique pour le piégeage des atomes. Il existe d'autre type de puce utilisant, par exemple, des circuits d'aimants permanents [41]. L'avantage de ce type de puce est d'obtenir des champs magnétiques sans utiliser de courant électrique. S'il est vrai que cela permet de réduire la puissance électrique du capteur, une telle configuration ne permet pas un contrôle fin et précis de la position des atomes, contrairement à notre configuration qui permet de réduire, voir effectivement supprimer, la rugosité des bords de fils en utilisant la technique de la modulation [42]. De plus, les champs magnétiques peuvent être coupés complètement avec des configurations de puce à atomes.

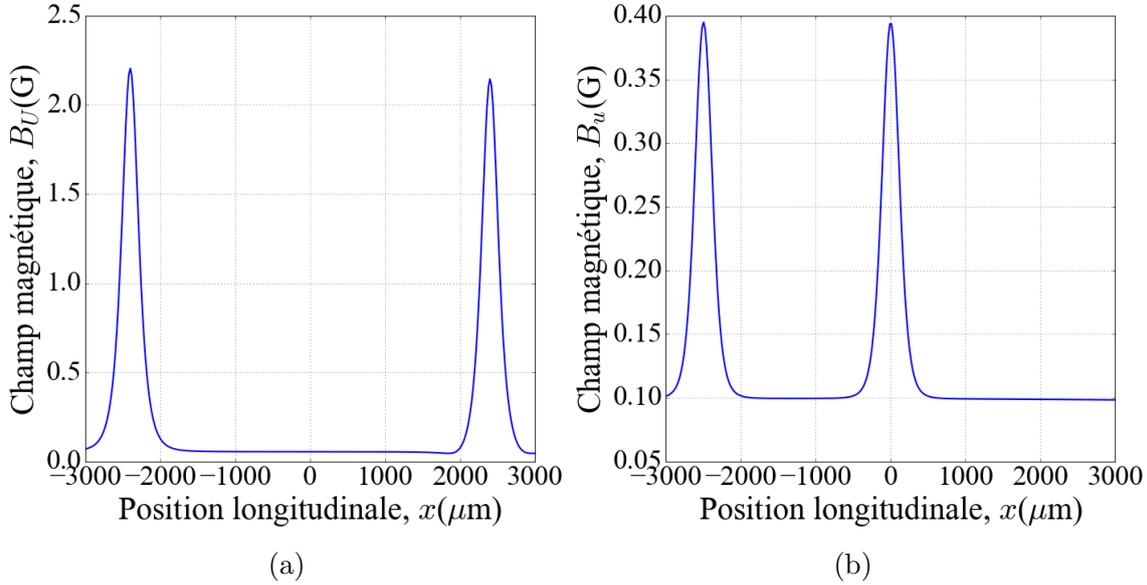


FIGURE II.11 – Forme des champs magnétiques sur puce. En se basant sur les Eq. (II.6, II.7 et II.8) il est possible de générer la manière dont les champs quadripolaires de la puce se comportent. Le champ magnétique du U rouge (a) présente un minimum de champ magnétique à $x = 0 \mu\text{m}$, contrairement au fil u (b) qui présente un minimum de champ magnétique centré à $\simeq -1500 \mu\text{m}$. Cette différence provenant de la configuration actuel des fils générant le champ quadripolaire de la puce.

II.4.2 Caractérisation du U-PMO

La caractérisation du U-PMO se fait en deux étapes. Dans un premier temps, il faut regarder le taux de chargement des atomes. Ensuite, il faut étudier et optimiser la stabilisation du piège chargé.

Le courant I_u appliqué aux fils en u (voir Fig. II.10) est constant et a pour valeur $0,4 \text{ A}$. La Fig. II.13 présente une augmentation linéaire du nombre d'atomes en fonction du désaccord avec un maximum à -2Γ . De plus, le nombre d'atomes piégé présente une saturation pour une puissance du laser refroidisseur égale et supérieur à 4 mW . Par contre, le nombre d'atomes présente un comportement constant en fonction de la puissance du laser repompeur.

Le champ de biais joue un rôle important dans la création du quadropole, celui-ci va déterminer le gradient du champ mais également la position des atomes par rapport à la puce. Il doit être considéré avec attention, car si le champ est trop élevé, alors les atomes seront écrasés à la surface de la puce. D'autre part, si le champ est trop faible, les atomes ne parviendront pas à rester dans le piège.

Le temps de transfert des atomes entre le C-PMO et le U-PMO est également à prendre en considération. En effet, si le temps est trop long, les atomes auront le temps de s'échapper du quadropole en gagnant de l'énergie cinétique via des colli-

sions avec les atomes du gaz résiduel. Et si le temps est trop court, les atomes seront accélérés vers la puce, ce qui entraîne leur perte. Conjointement, le champ initialement aligné suivant le C-PMO doit, pendant le temps du transfert des atomes, s'aligner suivant le U-PMO afin de créer le quadrupole de la puce.

Remarque : Le nombre d'atomes présenté sur les calibrations du U-PMO peut laisser penser à un chargement d'atomes pendant le temps de transfert. Cependant, cette augmentation est dû principalement à une augmentation de la densité atomique entre les deux pièges. Lors de l'imagerie par absorption, cette augmentation de densité fausse la valeur réelle de la quantité d'atomes présent dans le piège. Ainsi, il faut regarder par la suite les variations et non pas la valeur absolue du nombre d'atomes.

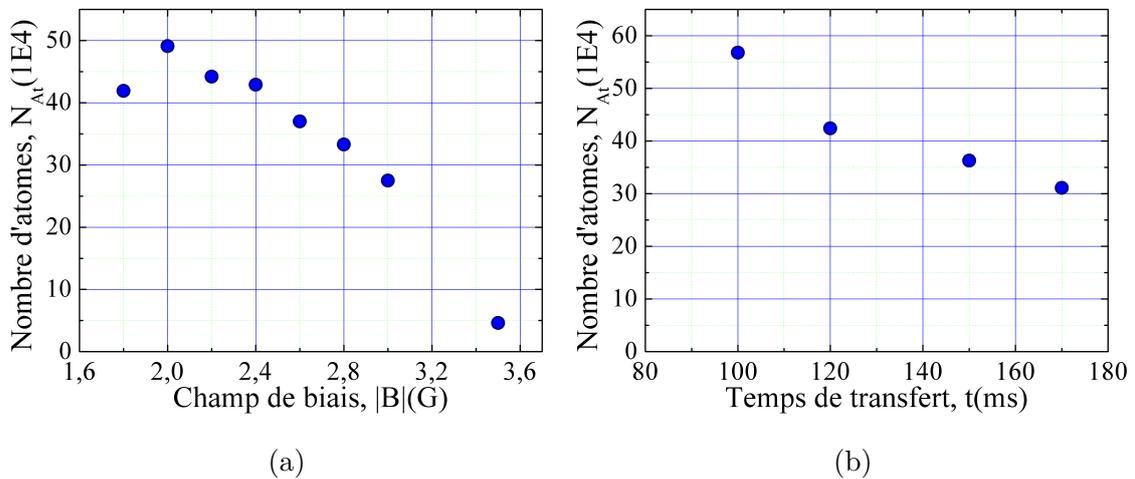


FIGURE II.12 – Caractérisation du transfert entre le C-PMO et le U-PMO en fonction des paramètres de champ magnétique. Les paramètres optimisés sont le champ de biais (a), qui présente une décroissance dans le nombre d'atomes lorsque la valeur du champ augmente du fait que les atomes s'approchent de la puce et le temps de transfert (b) entre le C-PMO et le U-PMO, qui présente une décroissance après un temps de transfert de 100 ms.

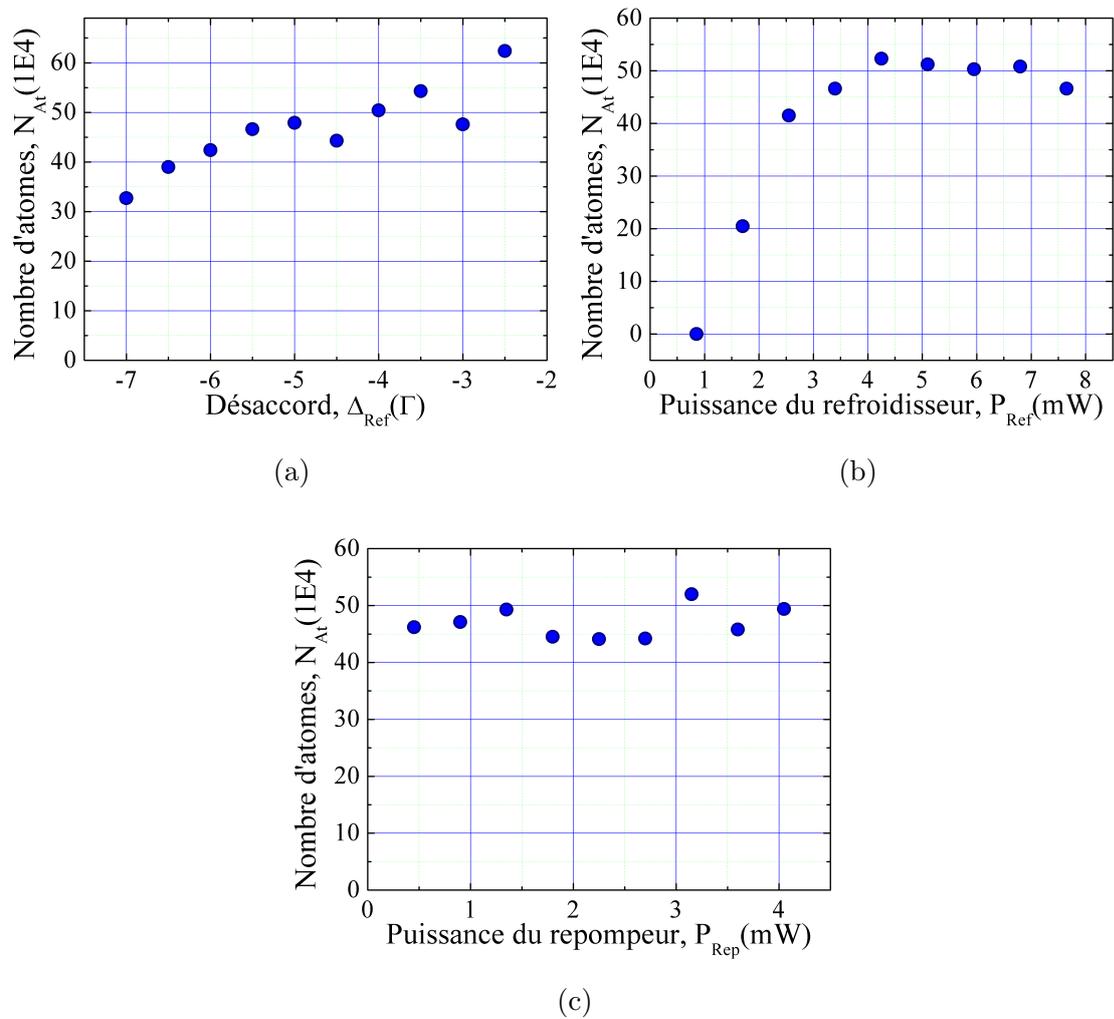


FIGURE II.13 – Caractérisation du transfert entre le C-PMO et le U-PMO en fonction des paramètres optiques. Les paramètres optimisés sont le désaccord (a), qui présente une augmentation linéaire et atteint un optimal pour une valeur de $-2,5 \Gamma$, la puissance des faisceaux refroidisseurs (b), qui atteint une saturation pour une puissance de 3 mW et la puissance du faisceau repompeur (c), qui ne présente aucune variation dans le nombre d'atomes.

II.4.3 Temps de capture

Le transfert du C-PMO vers le U-PMO provoque une augmentation de la température du nuage. Ceci s'explique par le fait que les atomes passent d'un champ possédant un certain volume de capture et un gradient relativement faible (C-PMO $\simeq 30$ G/cm), vers un piège dont le volume de capture est plus faible avec un gradient plus élevé (U-PMO $\simeq 600$ G/cm). Cela augmente alors le taux de collision des atomes au sein du piège, entraînant une diminution du temps de vie des atomes dans le U-PMO.

La caractérisation des paramètres du piège U-PMO est présentée dans la Fig. II.14. Le nombre d'atomes présente un désaccord optimum piqué à -3Γ (Fig. II.14a). Le nombre d'atomes en fonction de la puissance du refroidisseur présente une saturation qui arrive plus tôt que dans le cas du C-PMO (Fig. II.14b). Ensuite, le nombre d'atomes présente un creux lorsque la puissance du repompeur est à 2,3 mW. Ce phénomène est curieux mais aucunes raisons ne permet de déterminer si ce comportement est vrai. Il est probable que ce point ne soit pas correct et que la barre d'erreur soit très grande pour cette donnée. Pour finir, les paramètres optimaux obtenues lors des calibrations précédentes permettent une mesure du temps de vie de $\simeq 80$ ms obtenue à partir de l'ajustement des données de la Fig. II.14d.

En suivant les procédures de caractérisations, il est alors possible de maintenir le piège de la puce avec le même nombre d'atomes pendant 20 ms. Ce temps de maintien du piège est supérieur au temps nécessaire pour réaliser un refroidissement Sisyphe (i.e. Polarization Gradient Cooling / Mélasse Optique). Ce refroidissement dure typiquement 10 ms, et ce, sans risquer une perte conséquente d'atomes dans le nuage.

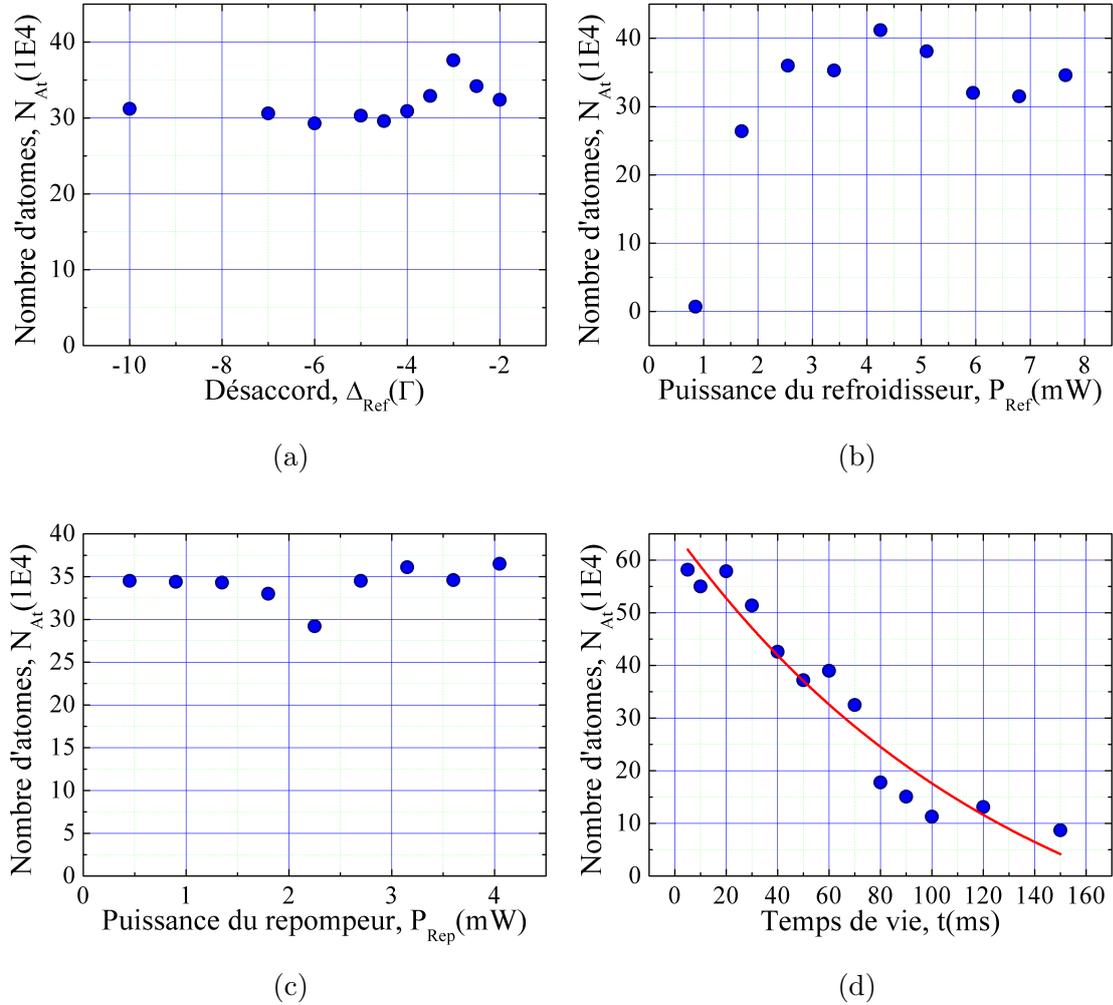


FIGURE II.14 – Caractérisation du temps de vie des atomes dans le piège en U. Les paramètres observés sont le désaccord (a), qui présente une augmentation du nombre d'atomes jusqu'à une valeur de -3Γ , puis décroît, la puissance des faisceaux refroidisseurs (b), qui montre une saturation à partir d'une valeur de 2 mW, la puissance du faisceau repompeur (c), qui ne montre aucun comportement particulier sur le nombre d'atomes et le temps de vie des atomes dans le U-PMO (d) mesurée à $\simeq 100$ ms par un ajustement des données avec une fonction exponentielle décroissante.

II.4.4 Mesure de la température

L'optimisation du processus de refroidissement sub-Doppler avec le refroidissement Sisyphes nécessite de caractériser en premier lieu la température obtenue dans le U-PMO, en utilisant la mesure par temps de vol présentée dans la section II.3.2. Le nuage d'atomes est libéré du U-PMO et imagé à l'aide d'un faisceau à résonance et à différents temps de vol t . La mesure est présentée sur la Fig. II.15.

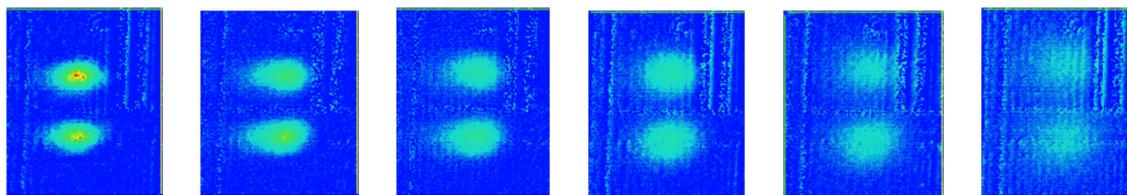


FIGURE II.15 – Temps de vol après la coupure du U-PMO. De gauche à droite : 2 ms \rightarrow 7 ms avec un pas de 1 ms. Le résultat des mesures de temps de vol est présenté sur la Fig. II.16.

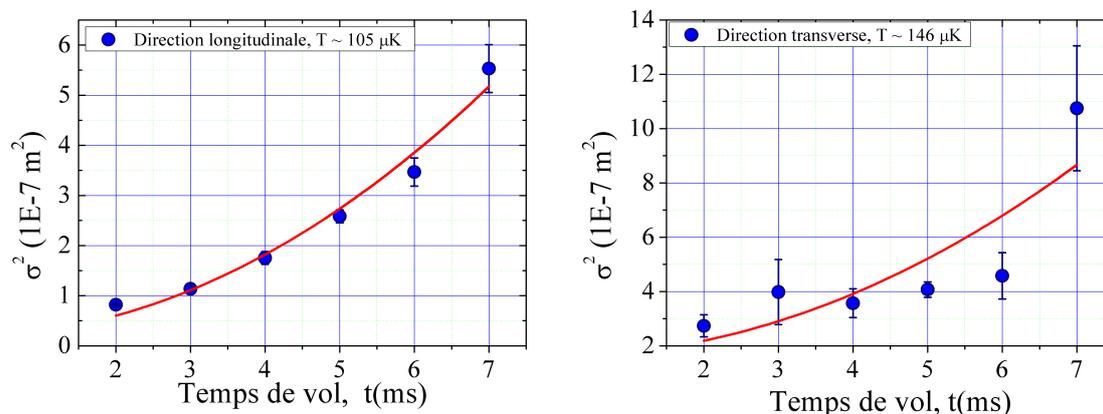


FIGURE II.16 – Mesure de la température du piège magnéto-optique sur puce suivant les deux axes d'expansion. A gauche la mesure du temps de vol suivant l'axe longitudinal (axe x). A droite la mesure du temps de vol suivant l'axe transverse (axe z).

La température extraite est de $146 \mu\text{K}$ dans la direction longitudinale (axe x), et de $105 \mu\text{K}$ (axe z) dans la direction transverse. Ces températures correspondent au seuil Doppler et il n'est pas possible de refroidir davantage un piège magnéto-optique de ^{87}Rb . Descendre plus bas en température demande d'autres techniques de refroidissement, notamment le refroidissement Sisyphes. On notera que la mesure suivant la direction transverse (Fig. II.16) suit un comportement qui n'est pas en adéquation avec ce qui est visible à l'imagerie par absorption (Fig. II.15). En effet,

la mesure présente, après 6 ms de temps de vol, une augmentation drastique de la largeur du nuage, ce qui impliquerait une force qui étend le nuage dans cette direction. Hors sur l'imagerie par absorption, nous pouvons remarquer que le nuage s'étend normalement. La mesure est probablement biaisé par l'imagerie qui voit apparaître la diffraction du faisceau d'imagerie sur la puce. Cela ajoutant un bruit et ne permettant pas une mesure fiable suivant la direction transverse.

II.5 Mélasse optique

La limite de refroidissement Doppler dans un PMO de ^{87}Rb est de $\sim 140 \mu\text{K}$ [35]. Cette température est trop élevée pour effectuer des mesures interférométriques avec des atomes. Ainsi, un refroidissement Sisyphé doit être effectué pour refroidir en dessous de cette limite. Ce refroidissement conduit à l'obtention d'une mélasse optique qui est utilisée dans la plupart des expériences d'atomes froids. Elle peut atteindre une température d'à peine quelques μK . Dans le cas du projet GyrAChip, une mélasse optique obtenue par refroidissement Sisyphé permet la préparation des atomes pour leur transfert vers un piège magnétique qui est généré par le fil en Z de la puce.

II.5.1 Principe et caractérisation de la mélasse

Une mélasse optique n'est optimale qu'en l'absence totale de champ magnétique. Dans le cadre de ce refroidissement, les faisceaux interagissent, comme pour les PMOs, avec les niveaux fondamentaux et les niveaux excités. A présent, le couplage entre niveaux Zeeman responsable pour le refroidissement est déterminée par le gradient de polarisation des faisceaux laser au lieu du gradient de champ magnétique.

Les résultats que je présente ont été obtenus en absence de blindage magnétique dans notre expérience. Cependant, nous avons compensé les champs magnétiques DC résiduels, y compris terrestre, en utilisant un champ de compensation homogène de 0,45 G.

De plus, l'efficacité de la mélasse dépendant de la fréquence du faisceau du refroidisseur (ici $\delta = -16 \Gamma$) afin d'interagir avec les atomes les plus chauds sans perturber les atomes les plus froids. Il est donc nécessaire de trouver le bon compromis entre les coefficients de diffusion, D_p , et de friction, α définis par les équations

$$D_p = \frac{3}{4} \hbar^2 k^2 \frac{\delta^2}{\Gamma} s_0, \quad (\text{II.9})$$

$$\alpha = 3 \hbar k^2 \frac{|\delta|}{\Gamma}. \quad (\text{II.10})$$

On peut alors déterminer la température d'équilibre du refroidissement

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} = \frac{1}{8} \frac{\hbar \Omega^2}{|\delta|}. \quad (\text{II.11})$$

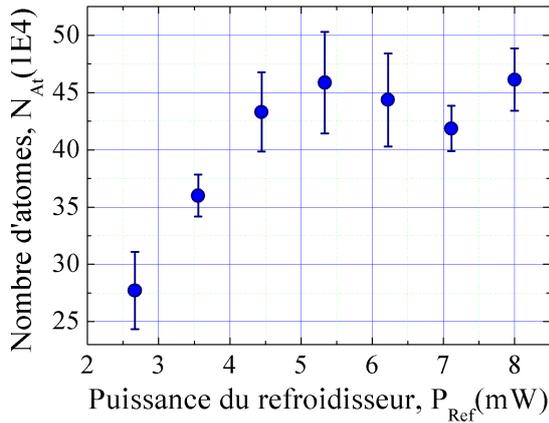
A l'aide des Eqs. II.9, II.10 et II.11, on se rend compte que l'efficacité du refroidissement dépend de la puissance des faisceaux lasers, ainsi que de leur désaccord. De plus, on remarque que plus la puissance est basse et le désaccord est élevé, plus la température diminue.

L'état d'un atome se divise en deux composantes : l'une externe, caractérisée par la position ou la vitesse du noyau, l'autre interne qui décrit les états internes de l'atome. La lumière agit sur ces deux états et crée une force qui modifie en permanence la vitesse de l'atome et conduit également à la modification de son état interne dans le même temps. En mettant en place des faisceaux laser adéquats, il est possible de réaliser des structures en trois dimensions qui vont permettre aux atomes de ralentir et, par extension, de refroidir. Par exemple, deux faisceaux contra-propageants vont permettre la réalisation d'une onde stationnaire, permettant la réalisation d'un réseau optique. Les atomes vont alors être piégés suivant la direction de propagation des lasers, dans les minimums de potentiels de ce réseau. Les atomes possédant une certaine énergie cinétique, ils vont perdre de l'énergie en essayant de sortir des puits de potentiel, ainsi l'efficacité de refroidissement va dépendre de la profondeur de ces puits. En ajoutant deux autres paires de faisceaux dans les deux autres directions de l'espace, il est alors possible de confiner et refroidir les atomes suivant (x, y, z) , dans de nouvelles variétés de structures.

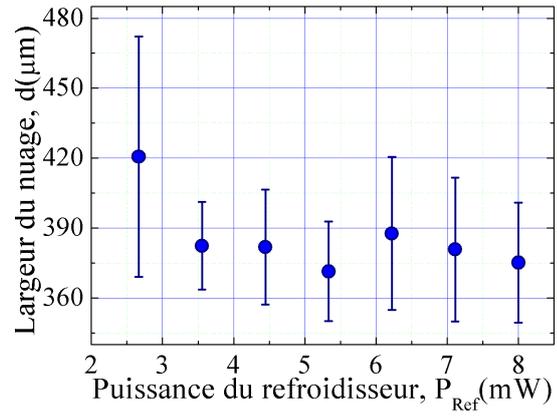
En prenant en compte ce comportement, et afin d'obtenir le meilleur taux de refroidissement, les éléments à optimiser sont les paramètres liés aux faisceaux. Notamment le désaccord, la puissance et la durée du refroidissement laser. Le but de la mélasse, au-delà de la diminution de la température, est d'obtenir une densité élevée d'atomes. Pour déterminer ce paramètre, il faut donc vérifier le nombre d'atomes et la largeur de la gaussienne par une mesure de temps de vol. La Fig. II.17 présente les caractérisations pour les faisceaux refroidisseur et repompeur. La figure présente, à gauche la valeur du nombre d'atomes, et à droite la largeur du nuage.

La Fig. II.18 présente, les caractérisations du désaccord laser ainsi que l'évolution du nuage en fonction du temps de refroidissement. De la même manière que pour la Fig. II.17, les données présentées à gauche correspondent à la valeur du nombre d'atomes, et à droite à la largeur du nuage.

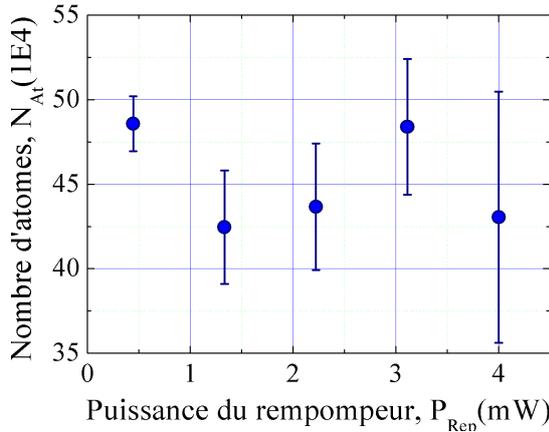
Après optimisation des différents paramètres discutés précédemment il est possible d'obtenir à la fin du refroidissement un nombre d'atomes conséquent ($4,5 \times 10^5$ atomes) et une largeur de nuage suffisamment faible ($\simeq 370 \mu\text{m}$). Il devient donc nécessaire de faire une mesure de temps de vol afin d'obtenir la température de la mélasse.



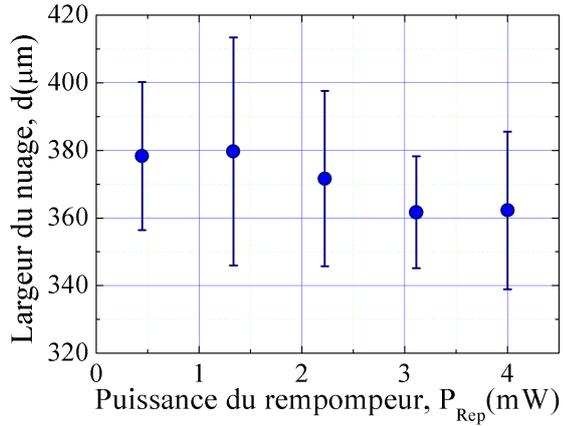
(a) Nombre d'atomes.



(b) Largeur du nuage.



(c) Nombre d'atomes.



(d) Largeur du nuage.

FIGURE II.17 – Caractérisation de la mélasse par étude du nombre d'atomes et de la largeur du nuage après un temps de vol de 2 ms - Paramètres des faisceaux laser. Le nombre d'atomes présente une saturation pour une puissance du faisceau refroidisseur de 4 mW (a) et la largeur du nuage ne présente aucune variation en fonction de cette puissance (b). La puissance du faisceau repompeur n'induit aucun comportement particulier sur le nombre d'atomes du nuage (c) ou sur sa largeur (d).

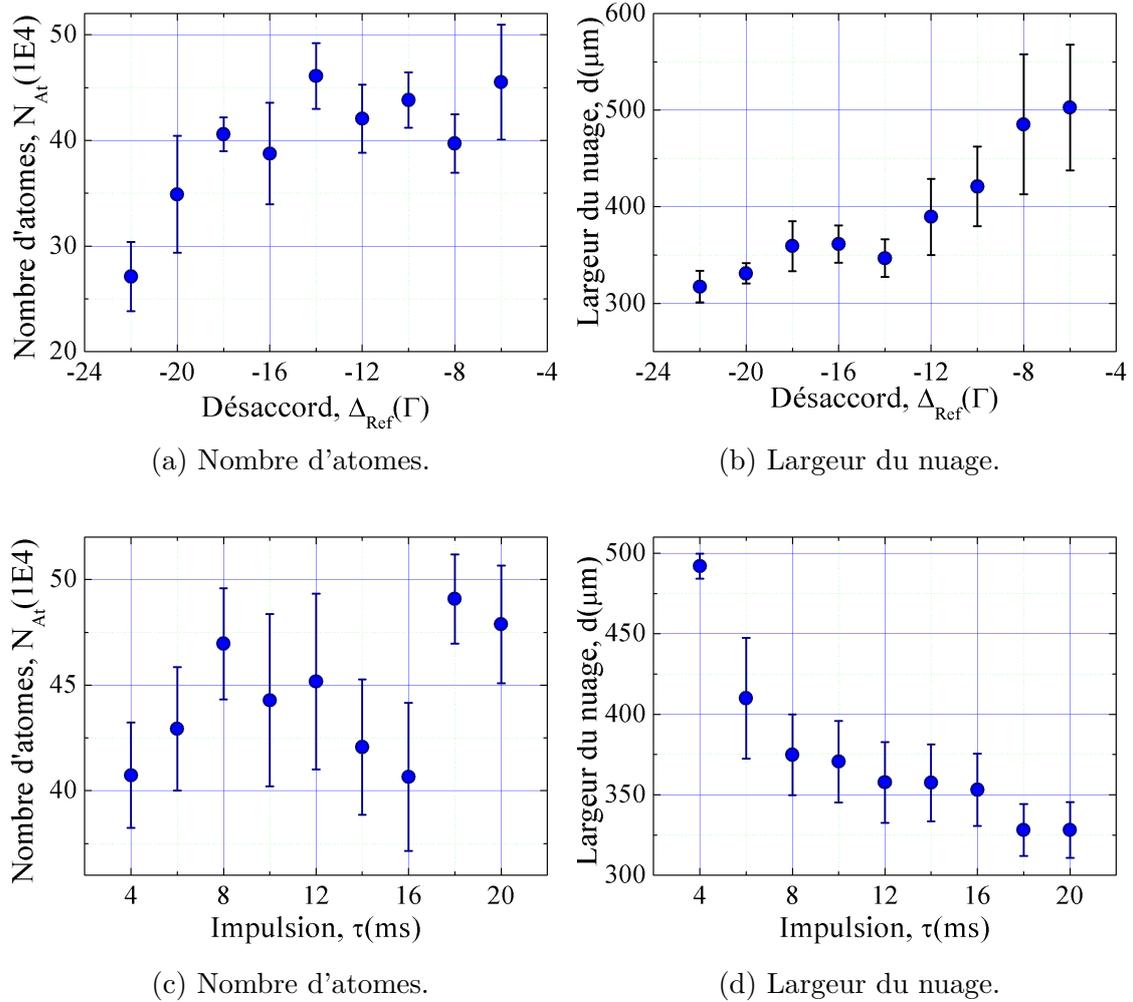


FIGURE II.18 – Caractérisation de la mélasse par étude du nombre d'atomes et de la largeur du nuage après un temps de vol de 2 ms - Désaccord et durée de refroidissement. Le nombre d'atomes présente une saturation pour un désaccord -16Γ (a) et la largeur du nuage augmente linéairement en fonction de ce désaccord (b). La durée de l'impulsion ne présente aucun comportement particulier sur le nombre d'atomes (c), par contre, pour un désaccord donné de -16Γ , la largeur du nuage diminue lorsque la durée du refroidissement augmente (d).

II.5.2 Mesure de la température par temps de vol

De la même manière que pour le C-PMO et le U-PMO, la caractérisation de la mélasse optique se termine par la détermination de sa température via une mesure de temps de vol.

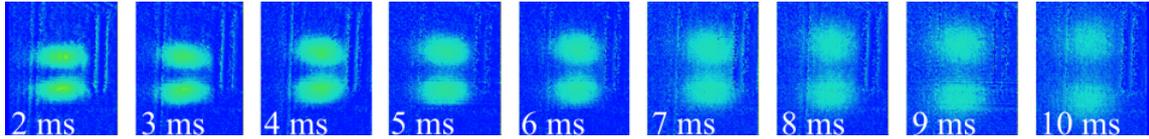


FIGURE II.19 – Imagerie par absorption de la mélasse optique pendant le temps de vol.

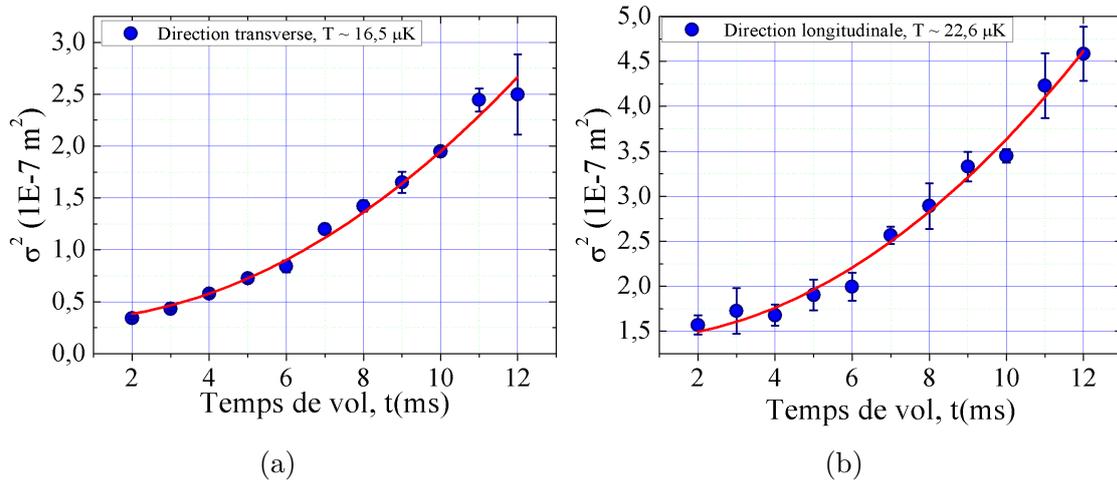


FIGURE II.20 – Mesure de la température de la mélasse optique suivant les deux axes de propagations. La mélasse est observée sur des temps de vol plus long que pour le piège de la puce. L'imagerie est faite pour des durées de 2 ms \rightarrow 10 ms par pas de 2 ms.

Les températures obtenues sont de $23 \mu\text{K}$ dans la direction transverse z et $16,5 \mu\text{K}$ dans la direction longitudinale x . Toutes les mesures de caractérisations effectuées jusqu'à présent sont faites pour chacune des étapes de refroidissement. C'est-à-dire que le jeu de paramètres des étapes précédentes qui mènent à une mélasse de $23 \mu\text{K}$, peut être de nouveau optimisé en ne regardant que l'étape finale de la mélasse.

Par conséquent en effectuant une seconde série d'optimisation, dont les valeurs finales sont données dans le Tab. II.1, on peut alors réduire la température de la mélasse d'un ordre de grandeur et atteindre $\simeq 3 \mu\text{K}$.

II.6 Pompage optique

II.6.1 État piégeant

Les atomes de la mélasse optique sont répartis équiprobablement sur tous les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental $|F = 2\rangle$. Afin de piéger les atomes magnétiquement, une dernière étape est nécessaire : le pompage optique. Cette étape permet de préparer tous les atomes dans un état magnétique donné, appelé ici *état piégeant*. Les atomes préparés dans cet état, en présence d'un gradient de champ magnétique, restent piégés dans le potentiel magnétique associé à ce champ.

Afin de réaliser cette préparation, il faut lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman en appliquant un champ magnétique de quantification homogène B_Q , réalisé avec les bobines externes, autour duquel les spins s'aligneront. Le principe est présenté sur la Fig. II.21.

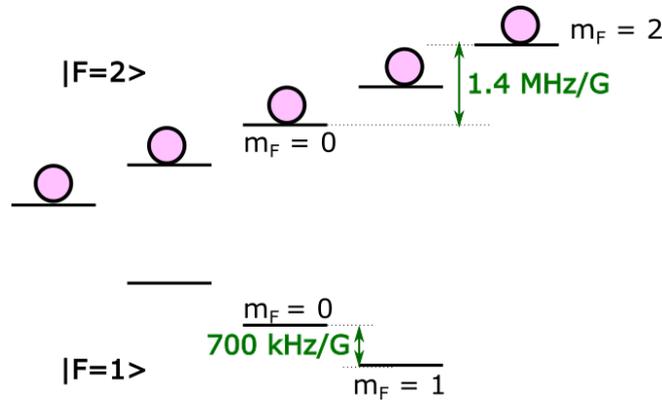


FIGURE II.21 – Distribution des atomes dans des états magnétiques à la fin de la mélasse optique. Le faisceau refroidisseur va créer une distribution équiprobable des atomes dans les états magnétiques dans l'état $|F = 2\rangle$.

La détermination des états considérés comme *piégeant* se fait en regardant la valeur de l'énergie d'interaction magnétique U entre un état Zeeman donnée et le champ de quantification, soit l'équation

$$U = g_F m_F \mu_B |\vec{B}_Q(\vec{r})| \quad (\text{II.12})$$

où g_F correspond au facteur de Landé de l'état fondamental, m_F correspond à l'un des états magnétiques de l'état hyperfin $|F = 2\rangle$ et $|\vec{B}_Q(\vec{r})|$ la direction de propagation du champ de quantification. Si $g_F m_F > 0$ alors les atomes dans l'état m_F seront attirés par les champs faibles. Dans ce cas l'état est dit piégeant. Si $g_F m_F < 0$, les atomes dans l'état m_F seront alors expulsés du minimum et, dans ce cas, l'état est dit anti-piégeant [31].

II.6.2 Principe du pompage optique

Le transfert des états non-piégeants vers les états piégeants par le pompage optique nécessite deux faisceaux contrapropageants. Le premier est le faisceau de pompage optique asservi sur la fréquence du laser refroidisseur et désaccordé de $-42,6\Gamma$, de plus ce faisceau est polarisé σ^+ . Le second est le faisceau repompeur, utilisé pour les mêmes raisons que dans les étapes de refroidissement précédentes.

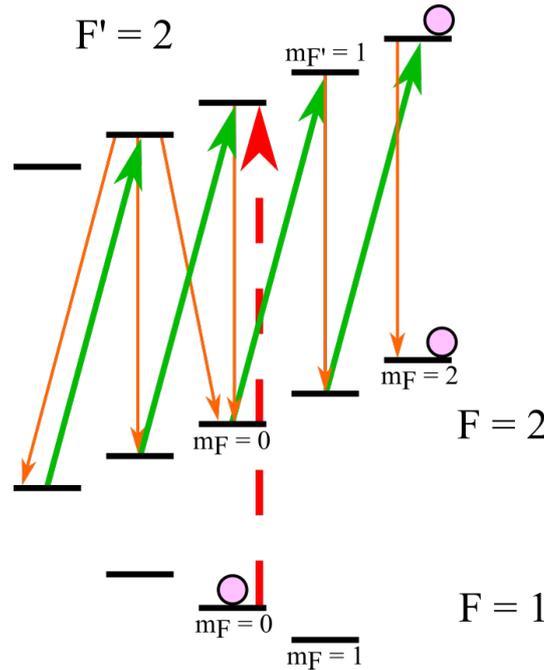


FIGURE II.22 – Principe du pompage optique. Afin de charger les atomes dans le piège magnétique, il est nécessaire d'envoyer tous les atomes dans l'état piégeant. Cet état correspond à $|F=2, m_F=2\rangle$. Le faisceau de pompage optique, défini en vert dans la figure, a une polarisation σ^+ . Ce qui lui permet d'envoyer les atomes d'un état magnétique initial $m_F = n$ vers un état supérieur $m_F = n + 1$. Les atomes qui se désexcitent spontanément, en suivant les flèches oranges, interagissent à nouveau avec le faisceaux de pompage optique jusqu'à atteindre l'état magnétique noir $m_F = 2$. Le processus de désexcitation spontanée à lieu pour chaque niveau m_F en respectant les règles de sélection. Le repompeur est allumé afin de renvoyer, vers les états excités $|F'\rangle$, les atomes retombés dans l'état $|F=1\rangle$.

Le principe du pompage est présenté sur la Fig. II.22. Le faisceau de pompage optique, en vert dans la Fig. II.4 va transférer les atomes d'un état magnétique initial m_F vers un état magnétique $m_{F'} = m_F + 1$. Par exemple, si les atomes sont piégés dans un état $|F=2, m_F=0\rangle$, le pompage va permettre aux atomes d'atteindre l'état excité $|F'=2, m_{F'}=1\rangle$. Un atome dans cet état excité aura alors deux possibilités de désexcitation spontanée soit il tombe dans l'état fondamental

$|F = 1\rangle$ et à ce moment-là, il sera immédiatement repompé vers l'état $|F' = 2\rangle$ en interagissant avec le faisceau repompeur, soit il tombe dans l'état fondamental $|F = 2\rangle$ et immédiatement incorporé dans le processus de pompage optique. En réitérant ce processus, il est donc possible de conduire tous les atomes vers l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$.

II.6.3 Caractérisation

Les différentes caractérisations effectuées pour le pompage optique sont présentées sur les Fig. II.23 et II.24.

Le temps de transfert des atomes vers l'état piégeant dépend du désaccord du pompage optique. Ainsi pour une durée de transfert donnée, le nombre d'atomes transféré va dépendre de la valeur de ce désaccord (Fig. II.23a). De plus, le laser ainsi que le champ de quantification nécessitent un temps de stabilisation avant le pompage optique (Fig. II.24b), à cause du courant induit dans les bobines qui provoque un effet Hall. Cette effet sera supprimé à l'aide d'un circuit électrique que nous définirons par la suite.

En effet, la fréquence du laser passe de -16Γ pour la mélasse, à $-42,8\Gamma$ pour le pompage optique. Soit 177 MHz à combler en seulement quelques millisecondes. Le laser doit donc atteindre la fréquence de consigne (à plus ou moins quelques centaines de kHz) avant de pouvoir effectuer un pompage optique efficace. Enfin le temps de pompage doit être suffisamment long pour transférer tous les atomes dans l'état piégeant. En l'occurrence, un temps de pompage de 3 ms permet le transfert de 50 % des atomes dans l'état $m_F = 2$. De plus, le champ de quantification doit, dans le même temps, être aligné avec le faisceau de pompage. Cet alignement entraîne une oscillation du champ magnétique qui sera abordée dans la suite.

L'ajout d'un champ de quantification va également séparer les états magnétiques entre eux de 700 kHz/G et lever la dégénérescence. Dans notre situation, grâce à la forte sensibilité au champ magnétique du ^{87}Rb , cette levée de dégénérescence est suffisante avec un champ de quantification $B_Q = 2\text{ G}$ (soit 1,4 MHz entre deux états magnétiques). Cependant, cette levée de dégénérescence est sans conséquence pour l'efficacité de transfert. En effet, on peut observer sur la Fig. II.24a qu'avec un champ de 1 G minimum, on arrive à saturation. Nous pouvons donc en conclure que seul l'alignement du faisceau de pompage optique par rapport au champ B_Q , et non la norme de ce champ, est important pour le transfert des populations vers l'état piégeant.

Par contre, levée la dégénérescence est très utile lors de l'imagerie par absorption. En effet, cela permet d'imager un seul état magnétique et de déterminer le taux d'atomes transféré dans l'état $m_F = 2$.

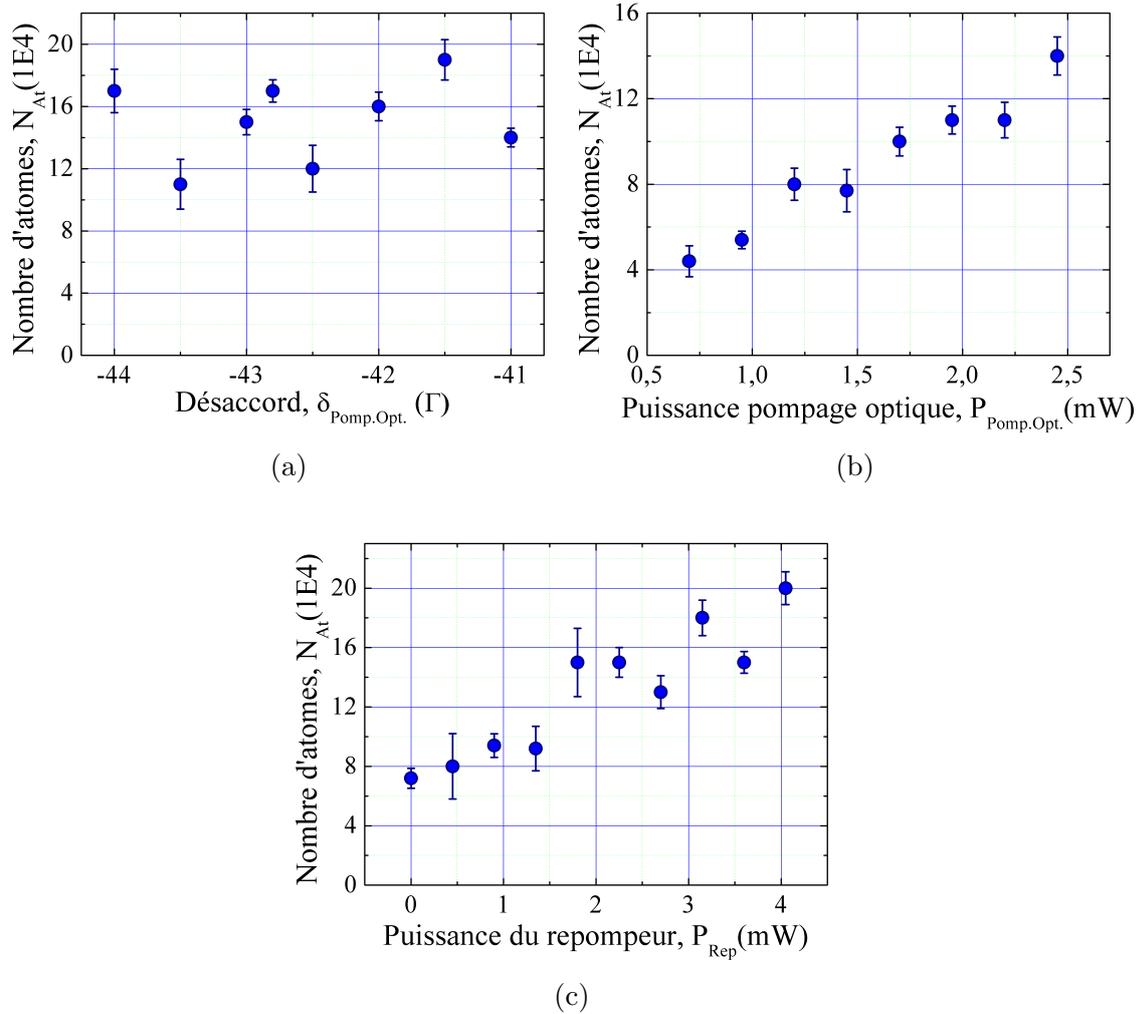


FIGURE II.23 – Caractérisation du pompage optique - Puissance et désaccord laser. Les paramètres optimisés sont le désaccord (a), qui ne présente pas de comportement particulier sur le nombre d'atomes, la puissance du faisceau de pompage optique (b), qui présente une augmentation linéaire du nombre d'atomes transféré dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et la puissance du faisceau repompeur (c), qui présente un comportement identique.

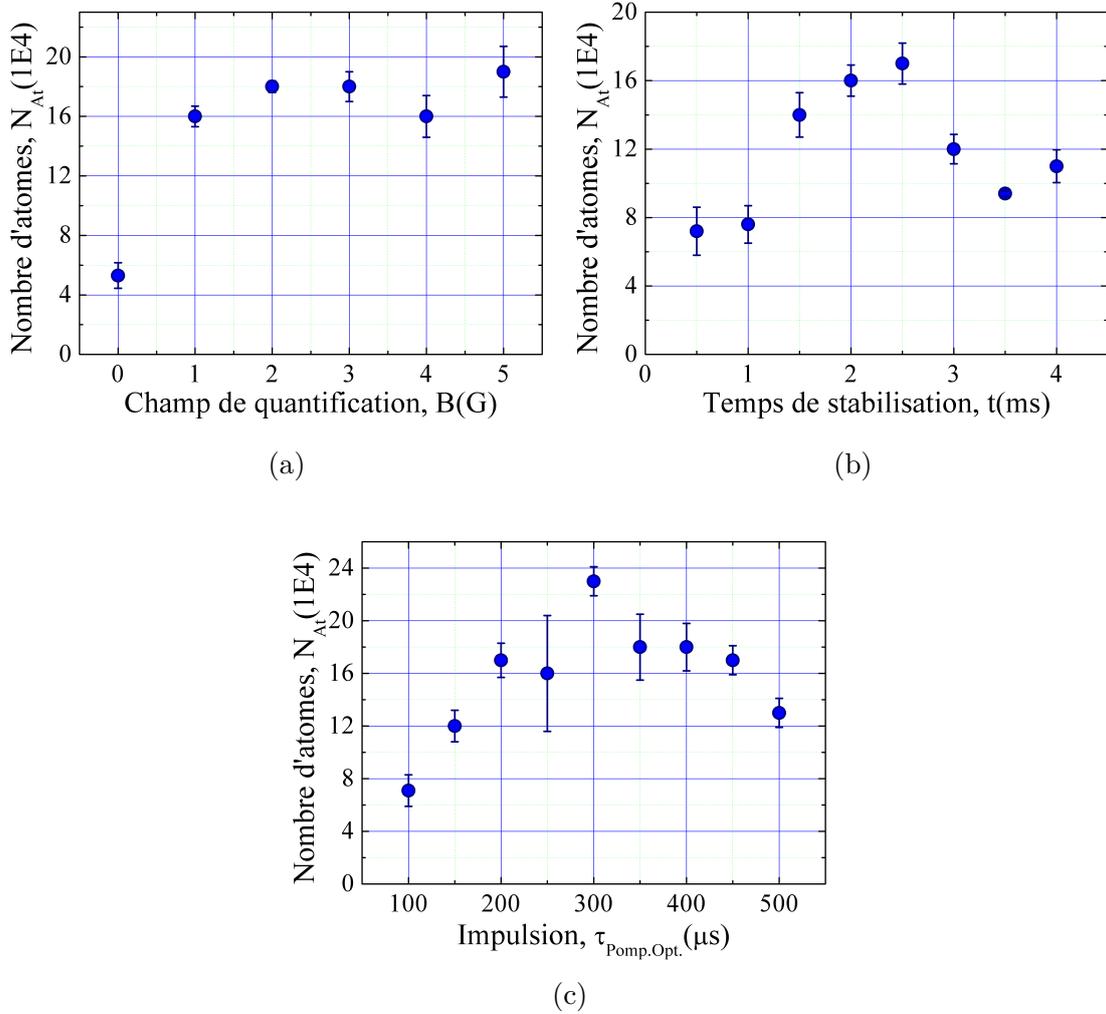


FIGURE II.24 – Caractérisation du pompage optique - Champ magnétique et temps de pompage. Le champ de quantification (a) présente une saturation à partir de 1 G correspondant à une levée de dégénérescence de 700 kHz, le temps nécessaire à la stabilisation du champ de biais (b) présente des oscillations dans le nombre d'atomes lié aux oscillations du champ de quantification, la durée de l'impulsion laser pour la réalisation du pompage optique (c) qui définit le nombre total de photons absorbé par les atomes pendant le processus [31] et qui présente un maximum pour 300 μs .

Les derniers paramètres à prendre en considération sont les puissances optiques nécessaires au transfert des atomes dans l'état piégeant, mais également le temps requis par les atomes pour être totalement envoyés dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$. En effet, ces trois paramètres, présentés sur les Fig. II.23b, II.23c et II.24c sont totalement corrélés, et pour cause, si les puissances optiques sont élevés, la durée de transfert devra être courte afin d'éviter un transfert d'impulsion et de pousser les atomes. Si, à contrario, les puissances optiques sont faibles, la durée de transfert devra être longue afin d'assurer un transfert maximum d'atomes dans l'état magnétique visé. De plus, les atomes étant en chute libre pendant le pompage optique, un temps long conduit à une réduction de l'efficacité du pompage à cause de l'effet Doppler et de l'expansion du nuage.

Ces trois paramètres sont optimisés parallèlement afin d'assurer un transfert optimal des atomes. Pour rappel, ces calibrations ont été réalisées sans blindage magnétique, entraînant alors la présence de champs magnétiques parasites qui, dans la configuration actuelle, ne sont pas activement compensés.

II.6.4 Diminution des oscillations du champ magnétique homogène

Lors du changement de direction du champ de biais pour l'étape du pompage optique, des oscillations ont été mesurées sur le courant qui génère le champ de quantification (Fig. II.26). Ces oscillations proviennent de l'effet Lenz lors d'allumage du champ magnétique. Ces oscillations sont très critiques pour le pompage optique, et par conséquent pour le piégeage magnétique. En effet, elles vont influencer sur la qualité du transfert des atomes vers l'état piégeant, puisque le champ de quantification oscillera autour de l'axe de propagation du faisceau de pompage optique, entraînant une diminution de l'efficacité de transfert. Mais également sur la mise en place du minimum de champ du piège magnétique qui oscillera également. Pour réduire ces oscillations, il faut mettre en place un circuit de compensation de l'effet Lenz. Ce circuit, composé de deux condensateurs et d'une résistance variable, est appelé Snubber (X-Wing dans la suite).

Deux versions sont représentées sur la Fig. II.25. La version initiale du circuit permet une compensation de courant pour une polarité unique. Cependant, le champ de biais est créé à l'aide de trois alimentations bipolaires. Cela signifie une génération de courant aussi bien positive que négative. Ainsi, le circuit est légèrement modifié en incorporant un deuxième condensateur permettant la compensation des deux directions du courant. Chaque circuit possède une résistance variable, et réglé pour minimiser le temps de réponse de chaque alimentation indépendamment, permettant ainsi une flexibilité et un ajustement fin de chaque courant.

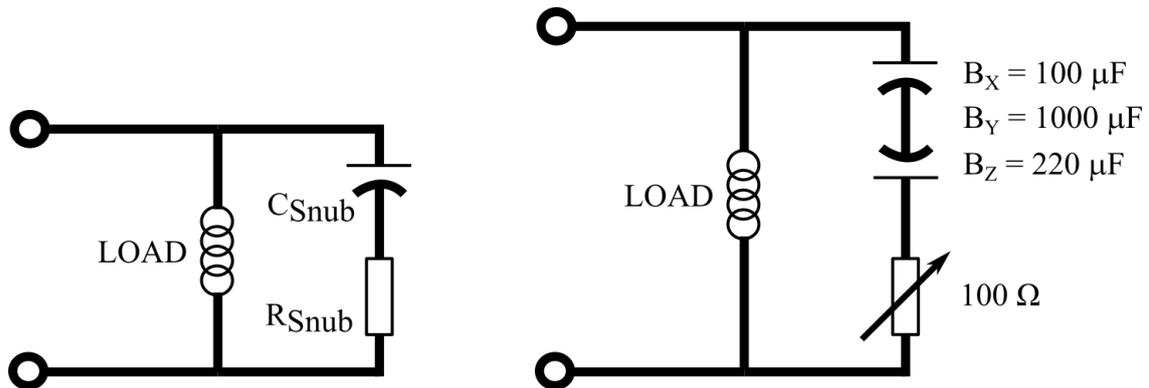


FIGURE II.25 – Mise en place du X-Wing pour la réduction des oscillations du champ de biais. A gauche, le circuit standard qui n'utilise qu'un seul condensateur. A droite, le circuit mis en place sur les bobines contrôlant le champ de biais.

La calibration de ces circuits s'effectue en changeant abruptement la tension de l'alimentation entre 1 V et -1 V. Ces valeurs sont mesurées avec une pince Fluke, sensible à 0,1 A, et correspondent à une amplitude de champ de 2 G utilisé pour le pompage optique. La Fig. II.26 présente l'effet du X-Wing où les oscillations d'amplitude de 0,5 V (en rouge) sont complètement supprimés après installation de ce circuit de compensation (en bleu). Ces mesures sont réalisées sur les trois bobines contrôlant le champ de biais. Si l'une d'entre elle n'est pas correctement corrigée, alors l'une des directions peut rendre le pompage optique inefficace et faire osciller le minimum de potentiel du piège magnétique, ce qui le rend instable.

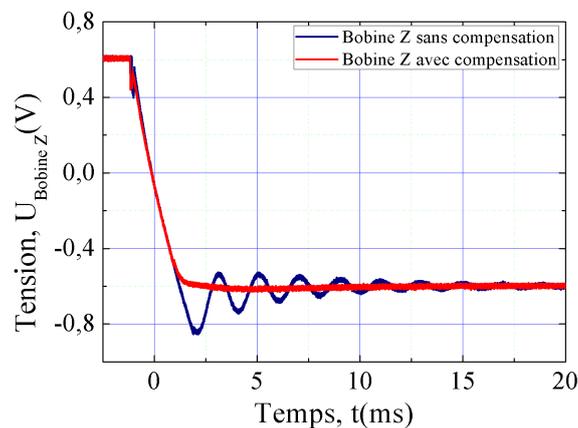


FIGURE II.26 – Réduction des oscillations de champ de biais avec l'utilisation du circuit XWing. La tension est mesurée avec une pince de courant Fluke après le passage du courant au travers des bobines de champs de biais en fonction du temps. En bleu le comportement sans compensation X-Wing, et en rouge le comportement avec la compensation du X-Wing.

II.7 Piège magnétique : Z-trap

Les étapes précédentes ont permis deux choses. Dans un premier temps, le C-PMO et le transfert vers le U-PMO ont permis le positionnement du nuage au plus près de la puce. La position choisie correspond au minimum du potentiel du piège magnétique selon la direction normale à la puce. Ceci permet l'étape de la mélasse à l'endroit du piège Z-Trap. Cela signifie que les atomes auront un minimum d'énergie cinétique, avec une température initiale basse, pendant le transfert qui sera expliqué dans cette section.

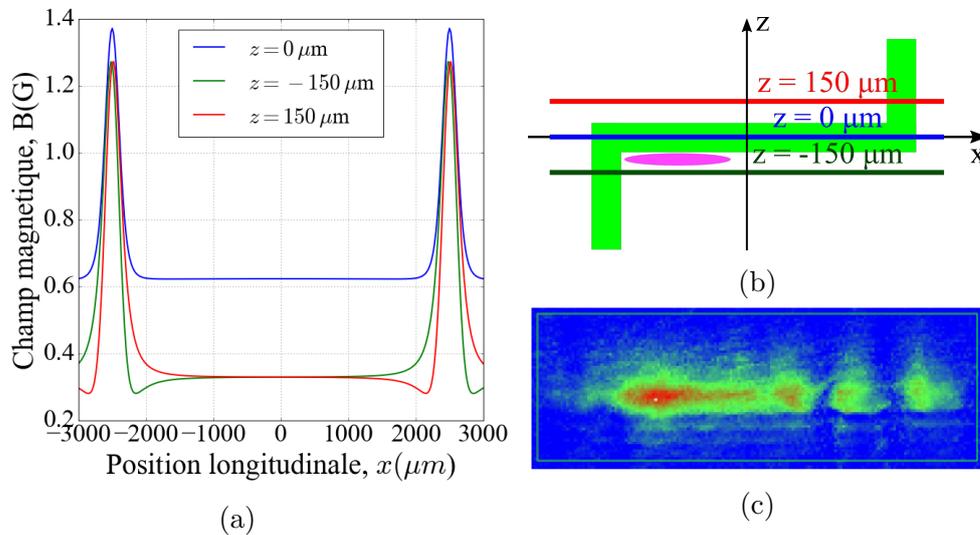


FIGURE II.27 – Imagerie par absorption du piège magnétique sur puce et le champ magnétique associé pour différentes positions sur le fil. Le champ magnétique du fil en Z (a) présente des symétries différentes suivant la position transverse z sur laquelle il est mesuré (b). L'imagerie par absorption du nuage piégé dans le potentiel magnétique (c) présente une densité supérieure sur le côté gauche, cette augmentation de la densité provient de la forme du champ magnétique à la position transverse $z = -150 \mu\text{m}$.

Le potentiel magnétique créé par le Z-Trap présente un minimum à la position $(x, z) = (0 \mu\text{m}, 0 \mu\text{m})$ (Fig. II.27a). Cependant, le minimum du U-PMO n'est pas à cette position. De ce fait, le champ magnétique, et par extension le potentiel, est modifié comme le présente la Fig. II.27a, à cause des pattes du fils en Z (courbe verte), qui devient asymétrique. Ce comportement prévoit une forte densité atomique dans la région à faible champ magnétique ($\simeq -2000 \mu\text{m}$) et une *queue de comète* sur la partie haute du champ magnétique. Cet effet visible sur la Fig. II.27c qui présente les atomes piégés imagé par absorption.

II.7.1 Caractérisation

Nous chargeons les atomes dans le piège magnétique après le pompage optique. Ensuite, les atomes sont retenus dans le piège en fonction de la force de rappel du potentiel harmonique.

Les atomes, préparés dans l'état magnétique piégeant, vont naturellement être attirés vers le minimum de potentiel du piège magnétique. L'optimisation du transfert se fait uniquement par une calibration du champ de biais (Fig. II.28a) et du courant dans le fil Z de la puce (Fig. II.28b). Afin d'obtenir un transfert adiabatique des atomes en chute libre vers le piège, une rampe de courant et de champ de biais est utilisée. Cela permet aux atomes de tomber dans le piège sans être immédiatement comprimé par le fort confinement du piège magnétique (Fig. II.28c). Le paramétrage de ce temps est similaire au déplacement du C-PMO, aussi si le temps de transfert est trop court, les atomes seront projetés vers la puce et iront s'écraser sur la paroi. Si le temps de transfert est trop long, les atomes gagneront en température et ne pourront pas être piégés.

Par ailleurs, avec l'asymétrie du potentiel magnétique (voir Fig. II.27a) et la position initiale des atomes après le U-PMO (Fig. II.11), des oscillations du centre de masse du nuage piégé sont observables in-situ. De plus, le champ de biais oscille lorsque sa direction change. Cela ajoute une fluctuation dans la géométrie du potentiel du piège. Ces oscillations peuvent conduire à une perte conséquente d'atomes dans le piège.

De plus, le confinement important du piège magnétique, de l'ordre de $[\omega_T, \omega_L] = 2\pi \cdot [265; 20]$ Hz calculé avec les équations suivantes

$$\omega_L = \sqrt{\frac{\mu}{m} \frac{4\sqrt{6}}{\pi L^2} \frac{\mu_0 I}{\sqrt{B_x}}}, \quad (\text{II.13})$$

$$\omega_T = \sqrt{\frac{\mu}{m} \frac{2\pi B_x^2}{\mu_0 I \sqrt{B_z + B_x y_0^2 / (L/2)^2}}}, \quad (\text{II.14})$$

nous indique un taux de collision de

$$\gamma = \frac{m\bar{\omega}^3 \sigma N}{2\pi^2 k_B T} = 0,003 \text{ collisions/s} \quad (\text{II.15})$$

où m est la masse de l'atome, N le nombre d'atomes, T la température, $\bar{\omega}$ la fréquence moyenne de piégeage et $\sigma = 8\pi a^2$ la section efficace de collision entre les atomes au seins du piège, où a correspond à la longueur de diffusion [43, 44]. Cela nous indique que l'augmentation drastique de la température du nuage piégé à $\simeq 150 \mu\text{K}$ ne vient pas des collisions élastiques entre les atomes du piège in-situ mais plus probablement des collisions avec la pression résiduelle. En effet, la pression au niveau de l'enceinte pendant le piège magnétique est de $P \simeq 10^{-9}$ mBar.

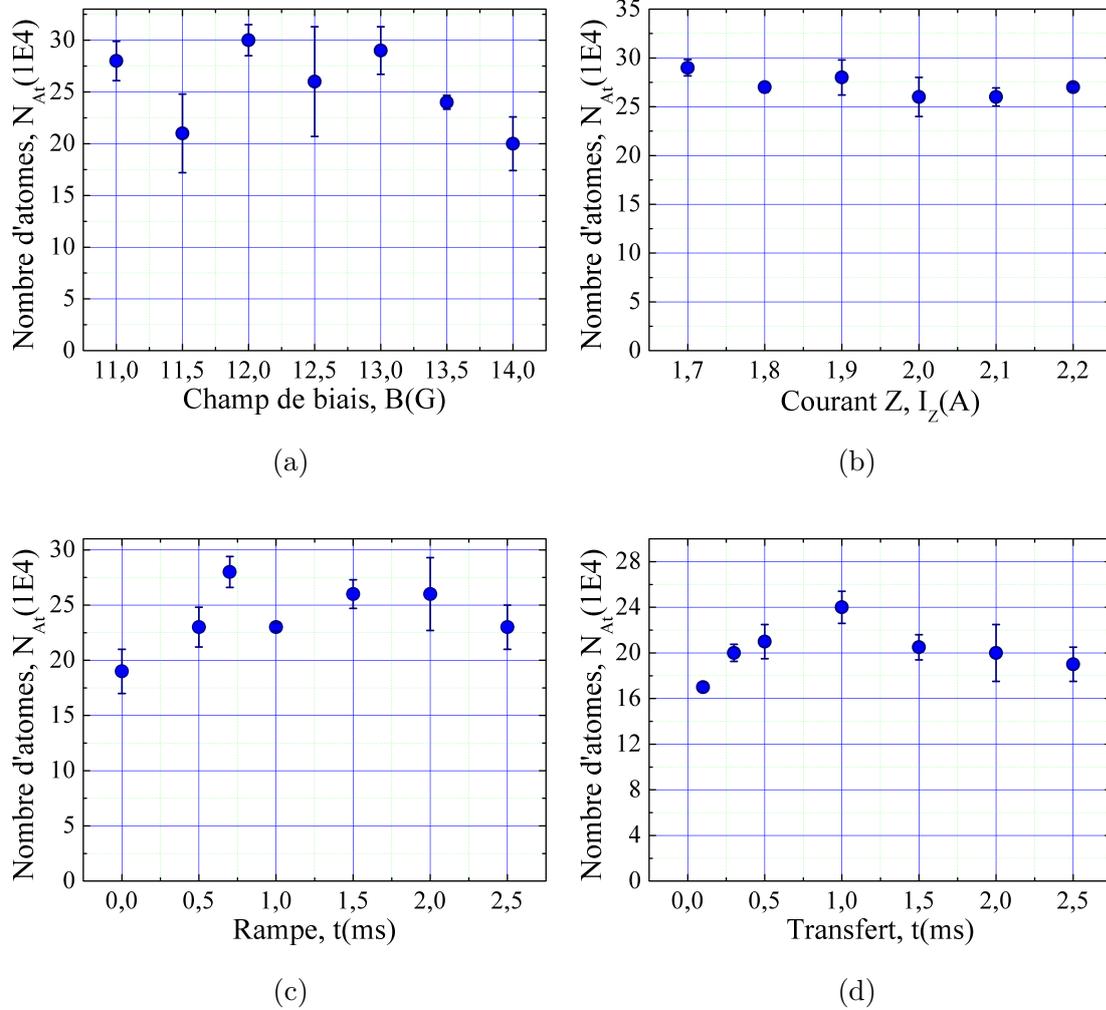


FIGURE II.28 – Caractérisation du transfert vers le piège magnétique. Les paramètres optimisés sont le champ de biais (a), qui ne montre pas de comportement particulier, le courant I_Z dans le fil en Z (b), qui présente une légère diminution du nombre d'atomes pour des courants supérieurs à 1,9 A, la durée de la rampe (c), qui présente la durée de mise en place du potentiel magnétique avant le piégeage des atomes sur la puce et qui présente une valeur optimale à 1 ms et le temps de transfert (d), qui montre une augmentation du nombre d'atomes transféré jusqu'à 0,5 ms avec un maximum à 1 ms puis décroît pour des valeurs supérieures.

Ainsi, après la libération des atomes du piège magnétique, on peut mesurer leur température avec un temps de vol. Cependant, la mesure de la stabilité du piège doit s'étudier en estimant le temps de vie des atomes in-situ. Permettant l'obtention d'information sur le taux de collision des atomes dans le piège, et le taux de collision entre les atomes du piège et la pression résiduelle de rubidium.

Finalement, une mesure d'oscillation du centre de masse dans le piège ainsi qu'une mesure de temps de vie des atomes dans le piège, sont les études principales à réaliser pour caractériser le piège magnétique.

II.7.2 Oscillations des atomes

Les oscillations du champ magnétique de biais génèrent des oscillations du centre de masse du nuage placé dans le piège magnétique [45]. Elles sont observables en imageant in-situ le nuage piégé à différents instants de temps t . Cette mesure sera détaillée ultérieurement, dans le Chap. III, avec les mesures de rugosité de fils. Néanmoins, la Fig.II.29 présente le résultat de la mesure d'oscillations des atomes au sein du piège magnétique, avec et sans compensation des oscillations du champ de biais.

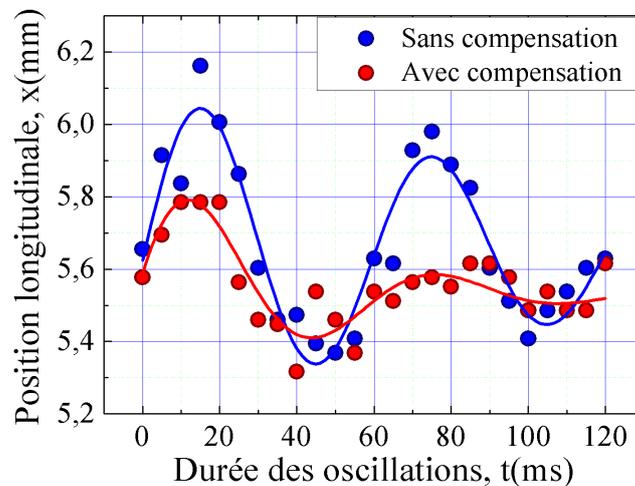


FIGURE II.29 – Réduction des oscillations du centre de masse du nuage dans le piège magnétique avec l'utilisation du circuit X-Wing. Dans le cas de l'absence du circuit X-Wing, le nuage oscille avec une amplitude plus importante (courbe bleu) que dans la situation où l'effet Lenz est compensé (courbe rouge).

En l'absence du circuit, les atomes oscillent avec une amplitude d'environ $900 \mu\text{m}$. L'ajout du circuit permet une diminution de l'amplitude des oscillations d'un facteur supérieur à 2 ($\simeq 400 \mu\text{m}$). Cette amélioration est importante, non seulement

pour préserver la cohérence des états atomiques lors de la réalisation d'un interféromètre, mais aussi pour avoir un temps de vie relativement grand des atomes dans le piège magnétique.

Ainsi, la dernière optimisation du piège magnétique que nous allons considérer vise le temps de vie des atomes piégés dans le potentiel harmonique [46]. Ce temps de vie dépend, entre autres, de la densité du nuage atomique, laquelle est déterminée par les fréquences de piégeage. Ce paramètre est modulable et peut être changé à l'aide du champ magnétique de biais ou bien du courant I_Z qui crée le potentiel magnétique. Ces paramètres vont également modifier la distance des atomes par rapport à la surface de la puce. Cette distance, notée h peut être calculée avec l'équation

$$h = \frac{\mu_0 I_Z}{2\pi B}, \quad (\text{II.16})$$

où B est la valeur du champ et I_Z le courant utilisé dans le fil.

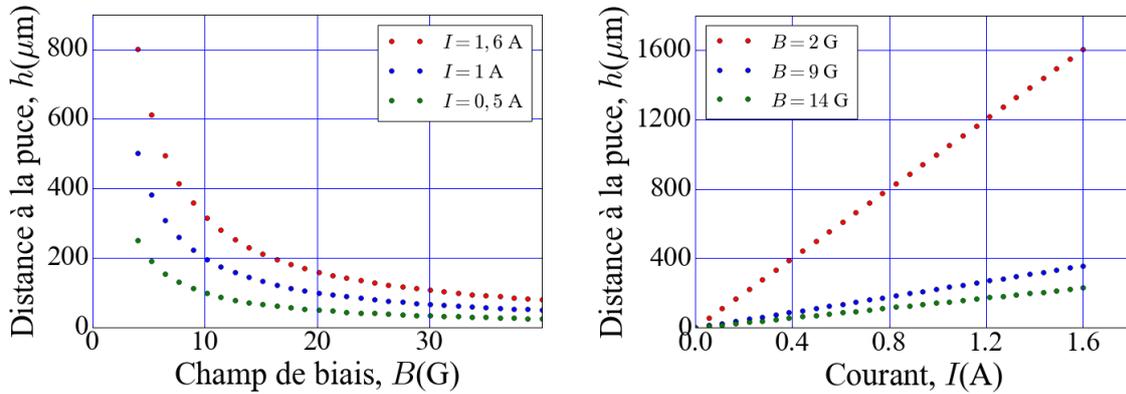


FIGURE II.30 – Position du minimum de potentiel en fonction du champ de biais et du courant de la puce. A gauche, l'augmentation du champ de biais rapproche les atomes de la puce. A droite, une augmentation du courant dans les fils de la puce éloigne les atomes de la surface.

La Fig. II.30 permet de connaître la position des atomes sur la puce. Ce calcul est obtenu à l'aide de l'Eq. II.7.2. La distance des atomes à la puce peut être contrôlée avec le champ de biais ou le courant dans le fil Z de la puce. Dans le cas d'atome guidé, notamment pour la réalisation d'un interféromètre sur puce, la distance h typiquement utilisée est de $\simeq 100 \mu\text{m}$. Notre configuration permet actuellement de piéger les atomes à une distance $h = 200 \mu\text{m}$ avec des paramètres de courant $I_Z = 1,6 \text{ A}$ et un champ de biais $G = 14 \text{ G}$.

D'autre part, plus les atomes sont proches de la puce, plus le confinement sera important. Plus le confinement est important, plus les interactions entre les atomes dans le piège seront élevées. Le temps de vie sera donc modifié en fonction de ces paramètres. La mesure présentée sur la Fig. II.31 pour différentes distances à la puce et pour différent champ de biais.

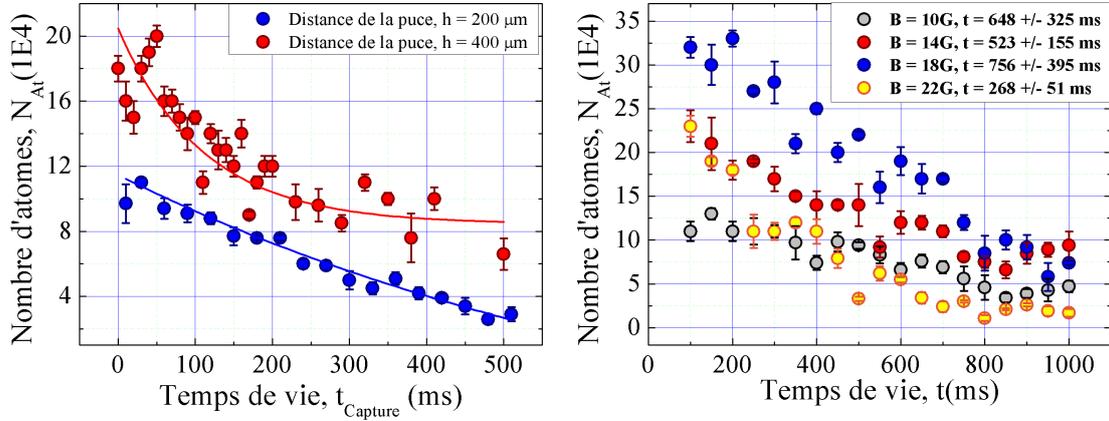


FIGURE II.31 – Étude du temps de vie dans le piège magnétique. A gauche : le temps de vie entre deux distances sont comparés. A droite : le temps de vie mesuré pour différents champs de biais.

II.8 Refroidissement par évaporation

Jusqu'à présent, nous avons considéré des mécanismes de refroidissement dissipatifs. Le refroidissement évaporatif, lui, permet la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein (BEC). C'est une source cohérente au centre de plusieurs sujets de recherche en physique atomique [47, 48, 49].

Afin de réaliser le refroidissement par évaporation, un circuit RF est mis en place dans notre expérience. Il est présenté dans la Fig. II.32 [50, 51].

Cette fréquence RF interagit avec les sous-niveaux Zeeman, comme le présente la Fig. II.32. Les atomes "voient" un potentiel différent en fonction du niveau magnétique dans lequel ils sont piégés. Initialement dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$, ils oscillent avec une fréquence déterminée par leur énergie.

Le principe est d'appliquer un champ RF à une fréquence initiale élevée, et de diminuer au fur et à mesure la puissance et la fréquence de ce champ. La rampe doit suivre les courbes du potentiel en gardant une puissance et une fréquence qui permet l'interaction entre les états magnétiques $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$. La fréquence est diminuée jusqu'à un seuil qui est légèrement supérieure à la pulsation de Larmor, $\omega_{RF} = 2\pi \times f_L$, et qui correspond à la profondeur du piège. Afin de déterminer la fréquence du fond du piège, il est possible de réaliser une mesure du nombre d'atomes en fonction de la fréquence RF appliquée sur le piège magnétique (Fig. II.33a). Cette mesure donne la profondeur du piège $f_{Trap} = 3$ MHz et correspond à la fréquence RF permettant aux atomes les plus froids d'effectuer une transition entre les niveaux $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 1\rangle$.

En se basant sur ces mesures, les premiers tests de refroidissement évaporatif peuvent être réalisés. Le but de l'évaporation étant de garder les atomes les plus froids au

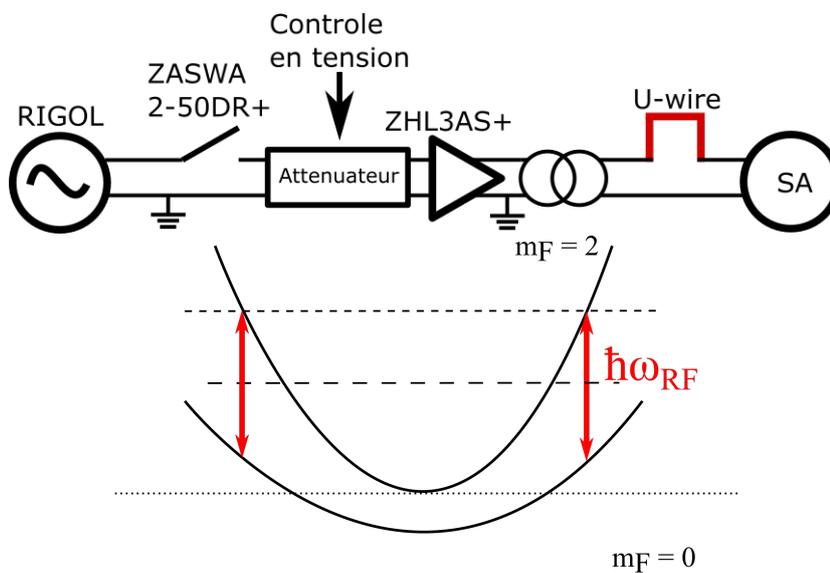


FIGURE II.32 – Mise en place du processus par évaporation. Afin de refroidir d’avantage les atomes dans le piège magnétique, un processus de refroidissement par évaporation est mis en place. Le circuit RF (en haut) est composé d’un générateur de fonction (RIGOL), d’un commutateur RF (*ZASWA 2-50DR+*), d’un atténuateur contrôlé en tension, d’un amplificateur RF (*ZHL3AS+*) et d’un transformateur avant de faire propager le signal RF dans le fil en U rouge (dans la Fig. II.10), utilisé pour l’évaporation, l’analyseur de spectre (SA) est utilisé pour contrôler la puissance et la fréquence RF pendant le processus. Le principe du refroidissement évaporatif (en bas).

sein du piège, une mesure de temps de vie des atomes dans le piège après une impulsion RF permet de déterminer si l’action du champ RF retire effectivement les atomes les plus chauds. Les mesures ont déterminé que pour une fréquence RF de 10 MHz le temps de vie des atomes dans le piège atteint une valeur de 1,8 s, contre un temps de vie de 0,323 s en cas d’absence de champ RF.

Nous allons opérer l’interféromètre avec des atomes ultra-froids mais pas dans un état dégénéré. Pour cette raison, nous n’avons pas cherché à réaliser un BEC, mais à disposer d’un outil pour avoir un contrôle fin de la température de notre source atomique.

Dans la majorité des expériences le processus par évaporation induit typiquement une perte de 10^3 atomes dans le piège [52]. Cela signifie qu’un nombre d’atomes élevé est nécessaire avant d’effectuer cette technique de refroidissement.

Sachant que la compacité oblige un nombre d’atomes initial minimal, il est préférable de stopper le processus d’évaporation après un temps d’environ 600 ms afin de garder suffisamment d’atomes à une température de mélasse.

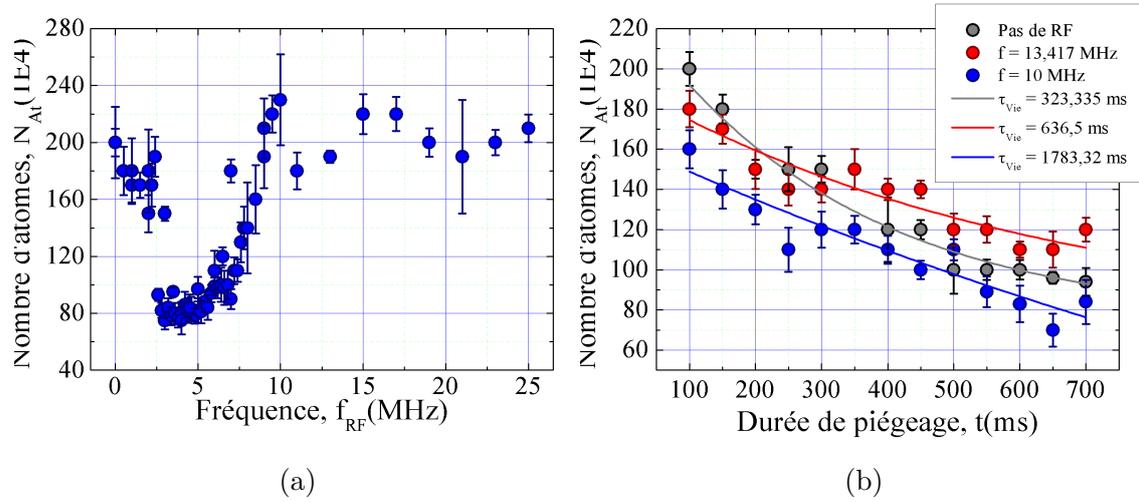


FIGURE II.33 – Réalisation du refroidissement évaporatif. Ces mesures sont les premiers essais dans la réalisation d'un refroidissement évaporatif. La mesure de la fréquence de piégeage (a) donne une valeur de 3 MHz correspondant à ce que la littérature admet pour des atomes de ^{87}Rb dans un piège magnétique. De plus, le temps de vie (b) est mesuré après différentes évaporations, sans évaporation (en gris) le temps de vie mesuré est de 323 ms, en appliquant une fréquence RF de 13,417 MHz (en rouge) le temps de vie mesuré est de 636,5 ms et en appliquant une fréquence RF de 10 MHz (en bleu) le temps de vie mesuré est de 1783 ms.

II.9 Conclusion

La première étape de refroidissement présentée ici est un PMO sur miroir. Dans le but de transférer les atomes sur la puce, un C-PMO va permettre le déplacement et la compression du nuage, tout en le refroidissant à une température de $140 \mu\text{K}$. Le transfert des atomes du C-PMO vers le U-PMO s'effectue en utilisant le fil en u avec un courant de $0,4 \text{ A}$.

Une fois le transfert complété, un processus de refroidissement Sisyphes, permet l'obtention d'une mélasse optique, à une température sub-Doppler de $3 \mu\text{K}$.

Enfin un pompage optique permet le transfert des atomes vers le piège magnétique où un total de 1×10^5 atomes sont piégés. Ces atomes ont un temps de vie $\tau_{Vie} = 750 \text{ ms}$, temps pendant lequel un processus de refroidissement par évaporation est mis en place. Ce processus n'a pas encore été étudié en profondeur, mais les composants sont présents et prêts à l'emploi.

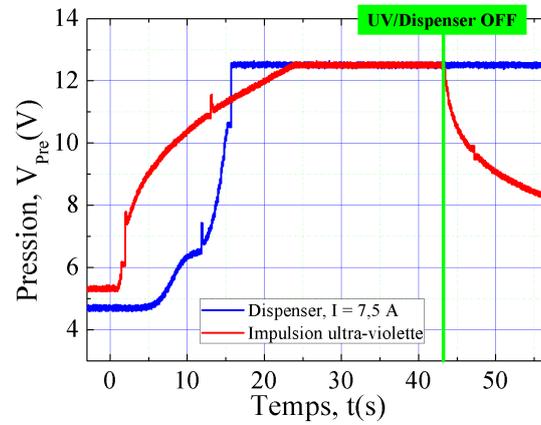
La séquence est schématisée sur la figure II.1 et un récapitulatif complet des paramètres utilisés sont données dans le tableau II.1.

Une maîtrise approfondie de la pression dans la chambre à vide est nécessaire afin de maximiser le temps de vie. Dans ce but, une mesure du comportement de la pression par une mesure du nombre d'atomes pendant le chargement du PMO a été effectuée [22].

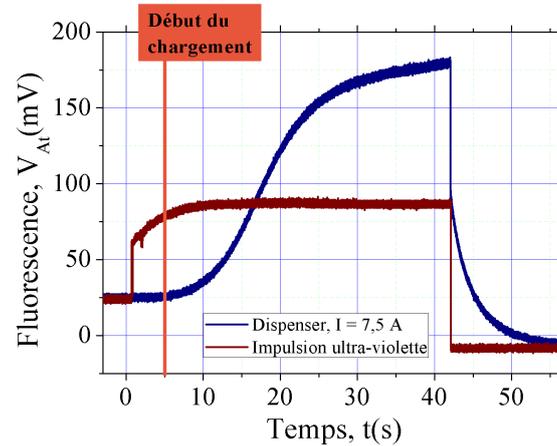
L'utilisation d'un dispenser nuit au bon déroulement des étapes de préparation. En effet, ce dispositif demande un certain temps pour refroidir. Ce laps de temps entraîne une augmentation de la pression même après avoir éteint le générateur de courant. Une fois arrivé au piège magnétique, une pression trop élevée entraîne des interactions entre les atomes piégés et les atomes provenant de la pression résiduelles.

L'une des techniques étudiées pour résoudre ce problème de dispenser, est l'utilisation de la désorption des atomes de ^{87}Rb par lumière ultra-violette. En utilisant ce procédé, la pression descend beaucoup plus vite qu'en utilisant un dispenser comme source de rubidium. Cependant, afin que cette technique puisse fonctionner, un nombre suffisant d'atomes de rubidium dans l'enceinte doit exister.

Cette étude est présentée sur la figure II.34. Dans le but d'augmenter le temps de vie dans le piège, il faut une pression de l'ordre de 10^{-10} mBar . L'utilisation du dispenser (Fig. II.34a) ne permet pas une telle configuration. En effet, la pression ne diminue pas immédiatement après la coupure de la source. Cela est dû à l'échauffement du fil du dispenser qui subit une inertie thermique. Dans le cas de l'UV (Fig. II.34b) les atomes piégés sont ceux de la paroi de l'enceinte. De ce fait, la pression diminue immédiatement après la coupure de la lumière puisque qu'aucun phénomène est lié à la température.



(a) Courbe de pression. En bleu : Dispenser, en rouge : UV-LIAD.



(b) Courbe de chargement en fluorescence. En bleu : Dispenser, en rouge : UV -LIAD.

FIGURE II.34 – Comparaison des courbes de pression et de fluorescence entre le dispenser et l'UV.

Ces différentes optimisations permettraient alors de gagner en temps de vie dans le piège magnétique, de refroidir les atomes par le processus d'évaporation et ainsi permettre la réalisation d'un interféromètre guidé sur puce qui demande plusieurs centaines de millisecondes de temps de vie.

Paramètres	MOT	C-MOT	Piège en U	Mélasse	Pompage optique	Piège en Z
Temps	1,5 → 5 s	0,1 ms	1 ms	10 ms	2 ms	500 ms
Rampe	--	30 ms	250 ms	--	--	100 ms
Désaccord	-1,8 Γ	-2,5 Γ	-3 Γ	-16 Γ	42,8 Γ	0 Γ
Refroidisseur	7 mW	4,2 mW	6,5 mW	7 mW	--	--
Repompeur	4 mW	2 mW	4 mW	4 mW	--	--
Pompage optique	--	--	--	--	2,5 mW	--
Courant U	--	--	--	0,4 A	--	--
Courant Z	--	--	--	--	--	1,6 A
Gradient	$\simeq 6$ G/cm	$\simeq 20$ G/cm	$\simeq 13$ G/cm	--	--	$\simeq 8$ G/cm
Biais	3,5 G	3,4 G	1,45 G	0,45 G	2 G	9 G
Theta	70°	83,6°	180°	149°	90°	90°
Phi (deg)	-5°	0,82°	77,7°	14,1°	90°	180°

TABLE II.1 – Récapitulatif des paramètres de chaque étape de refroidissement.

Chapitre III

Interféromètre à atomes guidés sur puce

III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons étudié la réalisation de la source d'atomes pour le gyromètre à atomes guidés sur puce. Comme vu précédemment, les atomes sont piégés magnétiquement à la surface de la puce avec le fil en Z. Dans ce chapitre nous allons aborder un protocole permettant la réalisation d'un gyromètre à atomes guidés sur puce [53, 54, 5]. Les atomes seront déplacés du Z-Trap vers un guide magnétique créé par les fils bleus de la puce (voir Fig. I.12), où ils devront rester dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$. La plupart des gyromètres utilise des atomes froids en chute libre refroidis dans une mélasse optique. Une série d'impulsion laser sépare le nuage en créant une superposition de deux états, $|f, \vec{p}\rangle$ et $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$, où $\hbar\vec{k}$ est l'impulsion transférée aux atomes par les faisceaux Raman et $|f\rangle$ et $|e\rangle$, respectivement, l'état fondamental et l'état excité du nuage d'atomes [18, 1]. Cette séparation crée une aire résultant des trajectoires fermées des atomes. Cette configuration d'interféromètre, permettant de mesurer la rotation, est appelée interféromètre Sagnac, et l'aire est nommée, par extension aire Sagnac.

Dans le cas d'atomes piégés dans un guide magnétique, l'utilisation d'une séquence basée sur des faisceaux Raman standard n'est pas possible. Les atomes devant rester dans un état piégeant, si ces derniers changent d'état interne, ils s'échapperont du guide, rendant alors impossible une telle séquence d'interférométrie. Afin de réaliser un gyromètre guidé nous devons être capable de créer une aire Sagnac avec le guide magnétique. Cependant, la puce actuelle permet uniquement la création d'un guide magnétique linéaire. Malgré cela, la réalisation d'une aire Sagnac est possible par un déplacement de ce guide linéaire pendant la séquence d'interférométrie [54]. Ensuite, il sera également abordé dans ce chapitre les limitations techniques liées à la génération de guide magnétique sur puce [25]. En effet la rugosité des fils de la puce, qui sont utilisés pour générer le guide magnétique, crée des défauts dans le potentiel magnétique. Ces défauts provoquent la perte de cohérence des états atomiques utilisés dans l'interféromètre.

Ce chapitre va donc répondre aux trois questionnements suivants :

1. Quel protocole utiliser pour la réalisation d'un gyromètre à atomes froids dans un guide linéaire ?
2. Comment la rugosité des fils impactera la propagation des atomes dans un guide magnétique généré par les fils de la puce ?
3. Quels types de transitions permettent la réalisation des séparatrices lasers dans le cadre d'atomes piégés magnétiquement ?

III.2 Guide magnétique pour un interféromètre Sagnac

III.2.1 Guide magnétique circulaire

Dans les gyromètres à atomes froids, l'aire physique de l'interféromètre est typiquement définie par la hauteur à laquelle sont lancés les atomes et la vitesse de séparation des paquets d'ondes à l'entrée de l'interféromètre. Cette séparation est déterminée par les impulsions lasers. Dans le cas d'atomes guidés, l'idée la plus naturelle pour réaliser un interféromètre Sagnac est une géométrie circulaire permanente, notamment l'utilisation d'un guide circulaire toroïdale [17, 16].

En considérant un tel guide magnétique circulaire, l'aire de Sagnac est calculé comme $A = \pi R^2$, où R est le rayon du tore créé par les fils.

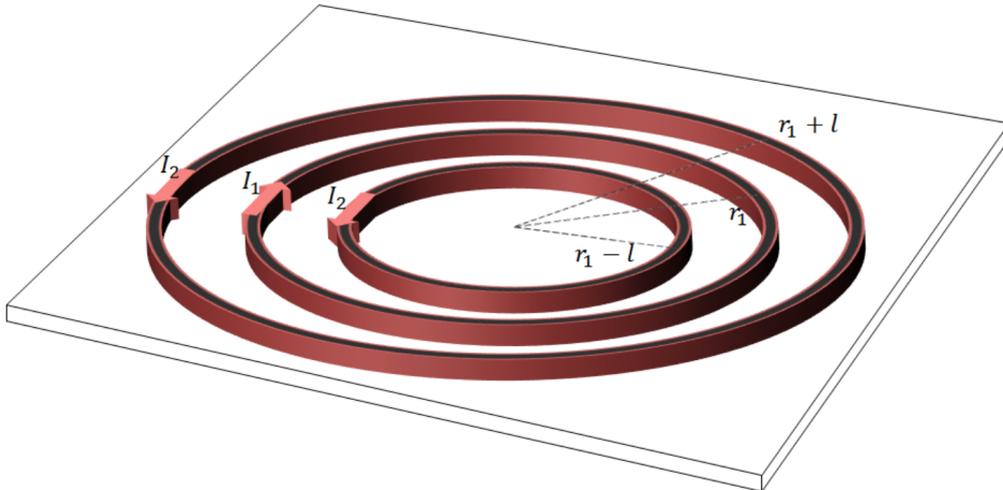


FIGURE III.1 – Guide magnétique circulaire (pris dans les Refs. [17, 24]). Exemple de réalisation d'un guide magnétique circulaire par le biais de trois fils avec des courants qui sont contra-propageants.

La Fig. III.1 propose un schéma de fil pour la création d'un guide magnétique circulaire. Malheureusement, la réalisation d'un tel guide pose beaucoup de difficultés technique [17, 24]. Par exemple, dans une telle structure, il est impossible de mettre des connecteurs pour alimenter les fils en courant. La mise en place de port

de connexions va irrémédiablement créer des irrégularités dans le potentiel pouvant affecter le déplacement des atomes au niveau des connecteurs [17]. Deux solutions sont envisagées pour résoudre ce problème :

1. induire un courant dans les fils du guide à l'aide de champs radio-fréquence et micro-onde [55] ;
2. introduire des connecteurs par la fabrication d'une puce multi-couche.

Un moyen d'outrepasser les difficultés du guide toroïdal est d'utiliser d'autres méthodes permettant l'obtention d'un interféromètre Sagnac [56, 57, 58], notamment l'utilisation d'un guide linéaire en mouvement [54]. C'est la direction qui a été choisie dans le projet GyrAChip où la puce actuellement en place permet de créer un guide linéaire (voir les fils en bleus dans la Fig. 1.12). Comme indiqué précédemment, ce guide peut être déplacé dans la direction transverse à la propagation des atomes dans le guide pour construire une aire Sagnac.

III.2.2 Guide magnétique linéaire

Comme le présente la Fig. III.2, trois fils, dont les courants sont contra-propageants, ainsi qu'un champ de biais homogène, permettent la création d'un minimum de champ. Les fils n'ont pas une paroi parfaite et des variations dans leur paroi (i.e. des rugosités) peuvent provoquer des variations dans le champ induit par le courant. Ainsi, les rugosités magnétiques copient les rugosités des fils. Cette rugosité, vue par les atomes, peut être compensée par une modulation de courant dans les fils [42, 59].

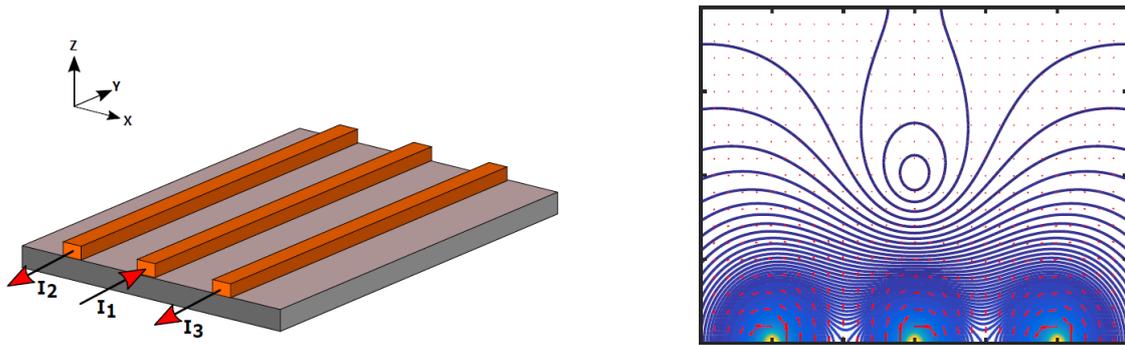


FIGURE III.2 – Principe du guide magnétique (pris dans la Ref. [24]). Dans le cas d'une symétrie à trois fils dont les courants sont contra-propageants, un minimum magnétique est créé au centre de ces trois fils.

a) Guide linéaire statique

La séquence d'impulsions de l'interféromètre reste similaire à ce qui a été présentée dans le Chap. I. Une première impulsion $\pi/2$ va créer une superposition d'état

d'impulsion atomique $|f, \vec{p} \pm \hbar \vec{k}\rangle$. Chaque état va parcourir le guide pendant un temps d'interrogation T , au bout duquel une impulsion π va jouer le rôle de miroir et inverser les états d'impulsion. Au bout d'un même temps d'interrogation T , les atomes sont recombinaés par une dernière impulsion $\pi/2$. Enfin, une mesure de la population dans les états d'impulsion est réalisée avec une imagerie par absorption. Si l'on considère le guide linéaire, les atomes réalisent une trajectoire parfaitement rectiligne. De ce fait, seul un effet inertiel d'accélération le long de cette trajectoire rectiligne peut être perçu par les atomes en sortie de l'interféromètre. Dans le but de déterminer l'action du guide magnétique linéaire sur les atomes pendant leur propagation, il est possible de calculer à partir du Lagrangien l'action du système physique. Les atomes étant considérés comme un repère inertiel par rapport auquel on mesure les forces suivis par le dispositif, il est nécessaire de trouver la condition sous laquelle des atomes, dans un guide linéaire, nous donne un accès à une mesure de l'accélération. On va partir du Lagrangien d'un atome libre selon x comme

$$L = \frac{1}{2}M\dot{x}^2. \quad (\text{III.1})$$

En considérant un guide magnétique fini selon x , celui-ci peut être écrit comme un potentiel harmonique de fréquence ω_x . La condition d'atomes libres dans le guide se traduit alors par une égalité $\omega_x T \ll 1$ [60]. Ainsi, le Lagrangien devient

$$L = \frac{1}{2}M\dot{x}^2 - \frac{1}{2}\omega_x^2 x^2. \quad (\text{III.2})$$

En utilisant l'équation d'Euler-Lagrange

$$\frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = 0, \quad (\text{III.3})$$

il en découle l'équation du mouvement sur x

$$\ddot{x} + \omega_x^2 = 0. \quad (\text{III.4})$$

On écrit alors l'action $S_{cl}(z_b t_b, z_a t_a)$ correspondante à la propagation libre des atomes entre le point de l'espace temps de (z_a, t_a) à (z_b, t_b) comme [61]

$$S_{cl}(z_b t_b, z_a t_a) = \frac{M}{2} \frac{(z_b - z_a)^2}{t_b - t_a} + \omega_x^2. \quad (\text{III.5})$$

A continuation, nous allons calculer la contribution d'un effet de rotation au lagrangien du système.

b) Guide linéaire en mouvement et mesure de rotation

Pour réaliser un gyromètre à partir de ce guide linéaire, il faut alors déplacer le guide perpendiculairement à la direction de propagation des atomes dans le guide.

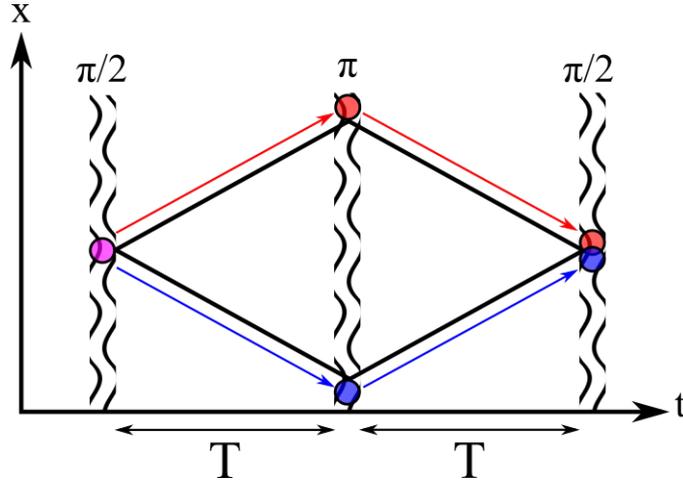


FIGURE III.3 – Principe de l'accéléromètre guidé.

Cela permet de modifier la trajectoire de ces derniers pour former une aire Sagnac [54, 60]. Cette trajectoire est donnée dans la Fig. III.4. Le guide est déplacé transversalement en modulant le champ de biais. Cela permet un déplacement spatiale $C_Z \cos[\omega_Z t] + z_0$, où C_Z est l'amplitude de modulation, ω_Z sa fréquence angulaire (tel que $\omega_Z T = \pi$) et z_0 la position initiale du centre du guide.

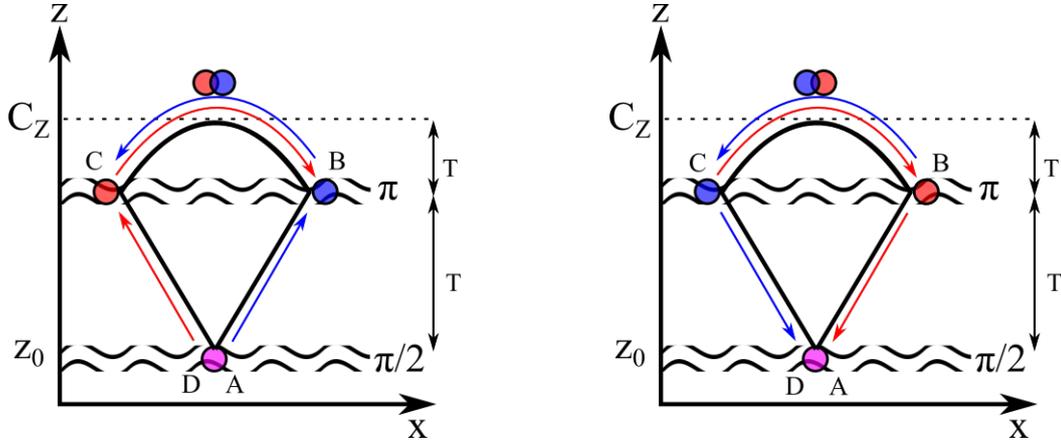


FIGURE III.4 – Gyromètre Sagnac avec un guide linéaire. En prenant le cas similaire à la Fig. III.3, les atomes sont initialement préparés au centre du guide magnétique. Puis une séquence interférométrique : allé $\pi/2 - T - \pi - T$ - retour $T - \pi - T - \pi/2$ est réalisée pendant le déplacement transverse du guide linéaire.

Avec cette configuration, la séquence interférométrique se décompose en plusieurs étapes (Fig. III.4) :

1. les atomes sont initialement piégés au centre du guide et une impulsion $\pi/2$ va créer une superposition d'état d'impulsion $\vec{p} \pm 2\hbar\vec{k}$. Ainsi, chaque nuage

se propage dans le guide suivant la direction $\pm x$ et, dans le même temps, le guide linéaire est déplacé suivant la direction $+z$, perpendiculairement à la direction de propagation des atomes ;

2. après une durée de propagation T , une impulsion π va échanger les états d'impulsions de chaque nuage qui se propageront alors suivant $\mp x$. Le guide continuant de se propager suivant $+z$;
3. après une durée T , les atomes seront superposés et le guide aura atteint l'amplitude de modulation C_Z . A partir de là, le guide se propagera suivant $-z$;
4. après une seconde propagation de durée T , les états d'impulsion seront de nouveau intervertis avec une seconde impulsion π ;
5. finalement, les atomes se recombieront lorsque le guide retournera à la position z_0 , où une dernière impulsion $\pi/2$ fermera l'interféromètre.

En considérant ce schéma interférométrique, les atomes auront suivi une trajectoire permettant l'établissement d'une surface de Sagnac effective qu'il est possible de calculer.

b).1 Calcul de l'aire de Sagnac : pour calculer le lagrangien du système en présence d'une rotation, il faut prendre en compte deux directions de propagation :

1. la direction de propagation longitudinale des atomes dans le guide, suivant x , qui doit tenir compte de la fréquence de piégeage longitudinale ω_x ;
2. la direction transverse de propagation du guide, suivant z , qui doit tenir compte des paramètres de modulation du guide, et de la fréquence de piégeage transverse ω_z .

Le Lagrangien complet, permettant de prendre en compte les atomes piégés ainsi que les effets inertiels de rotation, s'écrit

$$L(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{1}{2}Mv^2 + M\vec{\Omega} \cdot (\vec{r} \times \vec{v}) + \frac{1}{2}M(\vec{\Omega} \times \vec{r})^2 - \frac{1}{2}M\omega_x^2 x^2 - \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2, \quad (\text{III.6})$$

où \vec{r} , \vec{v} et Ω sont respectivement la position spatiale des particules dans le plan (x, z) , la vitesse des particules dans le même plan, et la vitesse de rotation du plan lui même, et ω_x et ω_z les fréquences longitudinale et radiale du guide magnétique. En développant les différents termes, le lagrangien devient :

$$L(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{1}{2}M\dot{x}^2 + \frac{1}{2}M\dot{z}^2 - \frac{1}{2}M\omega_x^2 x^2 - \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2 + \frac{1}{2}M(\Omega^2 z^2 + \Omega^2 x^2) + M\Omega(z\dot{x} - x\dot{z}). \quad (\text{III.7})$$

En considérant la situation dans laquelle la vitesse angulaire Ω et l'intervalle Δt sont suffisamment faibles, alors les termes du second ordre $\Omega^2 x^2$ et $\Omega^2 z^2$ sont négligeables. Ainsi, on peut écrire le lagrangien comme

$$L(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{1}{2}M\dot{x}^2 + \frac{1}{2}M\dot{z}^2 - \frac{1}{2}M\omega_x^2 x^2 - \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2 + M\Omega(z\dot{x} - x\dot{z}). \quad (\text{III.8})$$

On peut alors séparer le lagrangien en deux termes distincts, un terme non-perturbé L_0 et un terme perturbatif L_1 tel que

$$\begin{cases} L_0 = \frac{1}{2}M\dot{x}(t)^2 + \frac{1}{2}M\dot{z}(t)^2 - \frac{1}{2}M\omega_x^2x(t)^2 - \frac{1}{2}M\omega_z^2z(t)^2 \\ L_1 = M\Omega [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)]. \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

A partir du lagrangien L_0 , il sera possible de déterminer les équations du mouvement $x(t)$, $z(t)$ et $\dot{x}(t)$, $\dot{z}(t)$. Puis, en considérant le lagrangien non perturbé, de déduire l'action $S_{cl}(z_bt_b, z_at_a, x_bt_b, x_at_a)$ tel que :

$$S_{cl}(z_bt_b, z_at_a, x_bt_b, x_at_a) = \int_{t_a}^{t_b} L_1(\vec{r}, \vec{v})dt \quad (\text{III.10})$$

où $\{z_b, t_b; z_a, t_a\}$ sont les coordonnées de d'arrivée et de départ de la particule suivant l'axe transverse z et $\{x_b, t_b; x_a, t_a\}$ les coordonnées suivant l'axe longitudinal x .

Ainsi, à partir des équation d'Euler-Lagrange :

$$\begin{cases} \frac{\partial L_0}{\partial x} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_0}{\partial \dot{x}} \right) = 0 \\ \frac{\partial L_0}{\partial z} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L_0}{\partial \dot{z}} \right) = 0 \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

on peut déterminer les équations du mouvement du lagrangien non-perturbé

$$\begin{cases} \ddot{x} + \omega_x^2x = 0, \\ \ddot{z} + \omega_z^2z = 0. \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

Les atomes se propagent dans un guide linéaire de fréquence longitudinale donnée, ω_x . Cette fréquence définit les "bords" du piège et il est important d'en tenir compte. En effet, les atomes vont se propager sur une trajectoire rectiligne jusqu'à atteindre la région de courbure du piège. Autrement dit, la région où les atomes vont être ralentis par les effets de potentiel en fonction de leur énergie totale (Fig. III.5). Cette limite est définie par la condition de validité $\omega_x T$ (Fig. III.6). Dans le cas du confinement transverse, en bleu, les atomes oscillent très vite dans le piège et ils suivent adiabatiquement le déplacement transversal du guide.

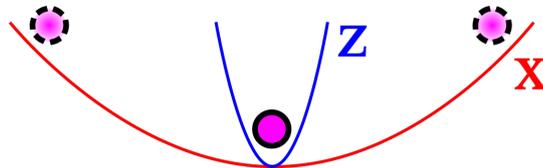


FIGURE III.5 – Effet du confinement sur la propagation des atomes guidés.

Le domaine de validité dépend de la durée de propagation libre et de la fréquence de piégeage longitudinale. Les études présentées ci-après sont faites pour un guide

magnétique réalisé avec le fil en Z qui a une fréquence ω_x limitée à $2\pi \times 20$ Hz. Les fréquences du guide sont données par les équations

$$\omega_L = \sqrt{\frac{\mu}{m} \frac{4\sqrt{6}}{\pi L^2} \frac{\mu_0 I}{\sqrt{B_x}}}, \quad (\text{III.13})$$

$$\omega_T = \sqrt{\frac{\mu}{m} \frac{2\pi B_x^2}{\mu_0 I \sqrt{B_z + B_x y_0^2 / (L/2)^2}}}, \quad (\text{III.14})$$

à partir desquelles nous observons que, pour un courant fixé I , une longueur de fil L 10 fois plus longue conduit à une diminution de la fréquence d'un facteur 100 dans la direction longitudinale.

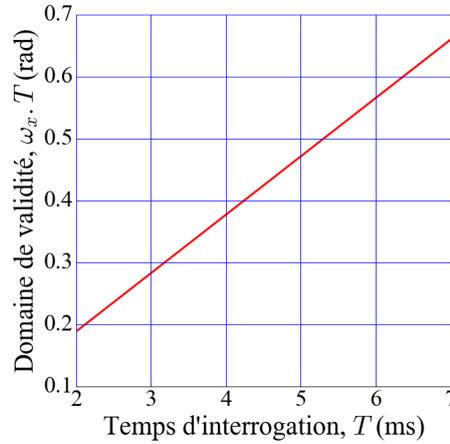


FIGURE III.6 – Domaine de validité pour la propagation libre des atomes guidés. La condition est calculée dans le cas d'atomes piégés dans un Z-Trap.

Dans la suite, nous allons considérer que le domaine de validité est respecté et que la fréquence longitudinal est suffisamment faible pour être négligé. Ainsi, le système à résoudre est :

$$\begin{cases} \ddot{x} = 0, \\ \ddot{z} + \omega_z^2 z = 0. \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

A partir de ces équations, deux chemins permettent le calcul de la phase. Où bien en considérant la modulation du piège comme une condition initiale de position et de vitesse, où bien en considérant la modulation du guide comme un oscillateur harmonique forcé suivant z .

Considération du mouvement transverse dans les conditions initiales : Si on considère le système d'oscillation initiale, les équations du mouvement suivant les deux directions de propagation s'écrivent :

$$\begin{cases} x(x_A, \dot{x}_A, t) = x_A + \dot{x}_A(t - t_A), \\ z(z_A, \dot{z}_A, t) = z_A \cos[\omega_z(t - t_A)] + \frac{\dot{z}_A}{\omega_z} \sin[\omega_z(t - t_A)]. \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

Ces équations de position et de vitesse sont utilisées pour calculer les différences de chemin en fonction des conditions initiales à chaque changement de trajectoire des atomes (i.e. à chaque impulsion laser) pendant l'interféromètre.

Dans ce calcul, on considère la modulation spatiale comme une condition initiale sur la position et la vitesse des atomes à l'instant t où les impulsions lasers sont appliqués [61].

Ainsi, la phase accumulée par la particule sur un morceau de chemin est calculé par le biais de l'intégrale de chemin tel que :

$$\phi = \frac{M\Omega}{\hbar} S(AB) = \frac{M\Omega}{\hbar} \int_{t_A}^{t_B} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \quad (\text{III.17})$$

En considérant les deux trajectoires, bleu et rouge, de la Fig. III.4, les conditions initiales sont définies pour la particule bleue :

$$\left\{ \begin{array}{l} A \rightarrow B : S(AB) = \int_{t_A}^{t_B} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \text{ où : } t_A = 0, t_B = T \\ \text{Avec en conditions initiales : } x_A = 0, \dot{x}_A = v_0, z_A = C_z \sin(ft_A) = 0, \dot{z}_A = C_z f \cos(ft_A) \\ B \rightarrow C : S(BC) = \int_{t_B}^{t_C} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \text{ où : } t_B = T, t_C = 3T \\ \text{Avec en conditions initiales : } x_B = v_0 T, \dot{x}_B = -v_0, z_B = C_z \sin(ft_B), \dot{z}_B = C_z f \cos(ft_B) \\ C \rightarrow D : S(CD) = \int_{t_C}^{t_D} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \text{ où : } t_C = 3T, t_D = 4T \\ \text{Avec en conditions initiales : } x_C = -v_0 T, \dot{x}_C = v_0, z_C = C_z \sin(ft_C), \dot{z}_C = C_z f \cos(ft_C) \end{array} \right. \quad (\text{III.18})$$

et de la même manière pour la particule rouge :

$$\left\{ \begin{array}{l} D \rightarrow C : S(DC) = \int_{t_D}^{t_C} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \text{ où : } t_D = 0, t_C = T \\ \text{Avec en conditions initiales : } x_D = 0, \dot{x}_D = -v_0, z_D = C_z \sin(ft_D) = 0, \dot{z}_D = C_z \omega_z \cos(ft_D) \\ C \rightarrow B : S(CB) = \int_{t_C}^{t_B} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \text{ où : } t_C = T, t_B = 3T \\ \text{Avec en conditions initiales : } x_C = -v_0 T, \dot{x}_C = v_0, z_C = C_z \sin(ft_C), \dot{z}_C = C_z f \cos(ft_C) \\ B \rightarrow A : S(BA) = \int_{t_B}^{t_A} [z(t)\dot{x}(t) - x(t)\dot{z}(t)] dt \text{ où : } t_B = 3T, t_A = 4T \\ \text{Avec en conditions initiales : } x_B = v_0 T, \dot{x}_B = -v_0, z_B = C_z \sin(ft_B), \dot{z}_B = C_z f \cos(ft_B). \end{array} \right. \quad (\text{III.19})$$

Ainsi, la phase accumulée par les atomes dans le guide peut s'écrire sous la forme non-simplifiée suivante :

$$\begin{aligned} \delta\phi = \frac{2C_z M v_0 \Omega}{\omega_z^2 \hbar} & \left[2f \cos \omega_z T - 2T \omega_z^2 \cos^2 \omega_z T \sin fT + \omega_z \sin 3fT (\omega_z T - 2 \sin \omega_z T) \right. \\ & + f \left(-2 - 4 \cos 3fT \sin^2 \frac{\omega_z T}{2} + \omega_z T \sin \omega_z T + 4 \cos fT \sin^2 \omega_z T \right) \\ & \left. + \omega_z (-fT \cos fT + 2 \sin fT) \sin 2\omega_z T \right] \quad (\text{III.20}) \end{aligned}$$

Considération d'un piège harmonique forcé : En considérant le piège harmonique forcé, le système de l'Eq. III.15 devient :

$$\begin{cases} \ddot{x} = 0, \\ \ddot{z} + \omega_z^2(z - C_z \sin fT) = 0, \end{cases} \quad (\text{III.21})$$

où $C_z \sin fT$ correspond au mouvement transverse du piège modulé à une amplitude C_z et une fréquence f . Ainsi, les équation du mouvement suivant les deux directions de propagation s'écrivent :

$$\begin{cases} x(x_A, \dot{x}_A, t) = v_0 t \\ z(t) = \frac{C_z \omega_z (f \sin \omega_z t - \omega_z \sin f t)}{(f - \omega_z)(f + \omega_z)} \end{cases} \quad (\text{III.22})$$

La phase accumulée par la particule peut donc être calculé par le biais de l'intégrale

$$\delta\phi = 2 \frac{M\Omega}{\hbar} \left\{ \int_0^T z(t) v_0 dt + \int_T^{2T} z(t) (-v_0) dt \right\}. \quad (\text{III.23})$$

qui permet alors l'obtention de la phase à la sortie de l'interféromètre

$$\delta\phi = \frac{2MC_z v_0 \Omega}{\hbar} \frac{\omega_z^2}{f^3 - f\omega_z^2} \left[\left(2 \cos fT - \cos 2fT - 1 \right) - \frac{f^2}{\omega_z^2} \left(2 \cos \omega_z T - \cos 2\omega_z T - 1 \right) \right], \quad (\text{III.24})$$

qui contient les termes C_z , v_0 et Ω respectivement l'amplitude de modulation, la vitesse des atomes transférée par les impulsions laser et la vitesse de rotation du gyromètre. Cette expression peut être simplifiée tel que

$$\delta\phi = \frac{8MC_z v_0 \Omega}{\hbar} \frac{1}{f} \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega_z^2}{f^2}} \right) \left[\frac{\omega_z^2}{f^2} \cos fT \sin^2 \frac{fT}{2} - \cos \omega_z T \sin^2 \frac{\omega_z T}{2} \right], \quad (\text{III.25})$$

où l'aire de l'interféromètre A est donnée par l'expression

$$A = 8C_z v_0 \frac{1}{f} \left(\frac{1}{1 - \frac{\omega_z^2}{f^2}} \right) \left[\frac{\omega_z^2}{f^2} \cos fT \sin^2 \frac{fT}{2} - \cos \omega_z T \sin^2 \frac{\omega_z T}{2} \right]. \quad (\text{III.26})$$

b).2 Simulations : plus l'aire Sagnac est grande plus la phase mesurée à la sortie de l'interféromètre est importante. Afin d'augmenter cette aire, il est possible de jouer sur deux paramètres :

1. la durée de l'interféromètre $2T$ dans la limite de validité de la condition $\omega_x T \ll 1$;
2. la vitesse initiale des atomes suivant la direction de propagation longitudinale x , qui dépend de l'impulsion initiale transférée aux atomes par l'impulsion laser.

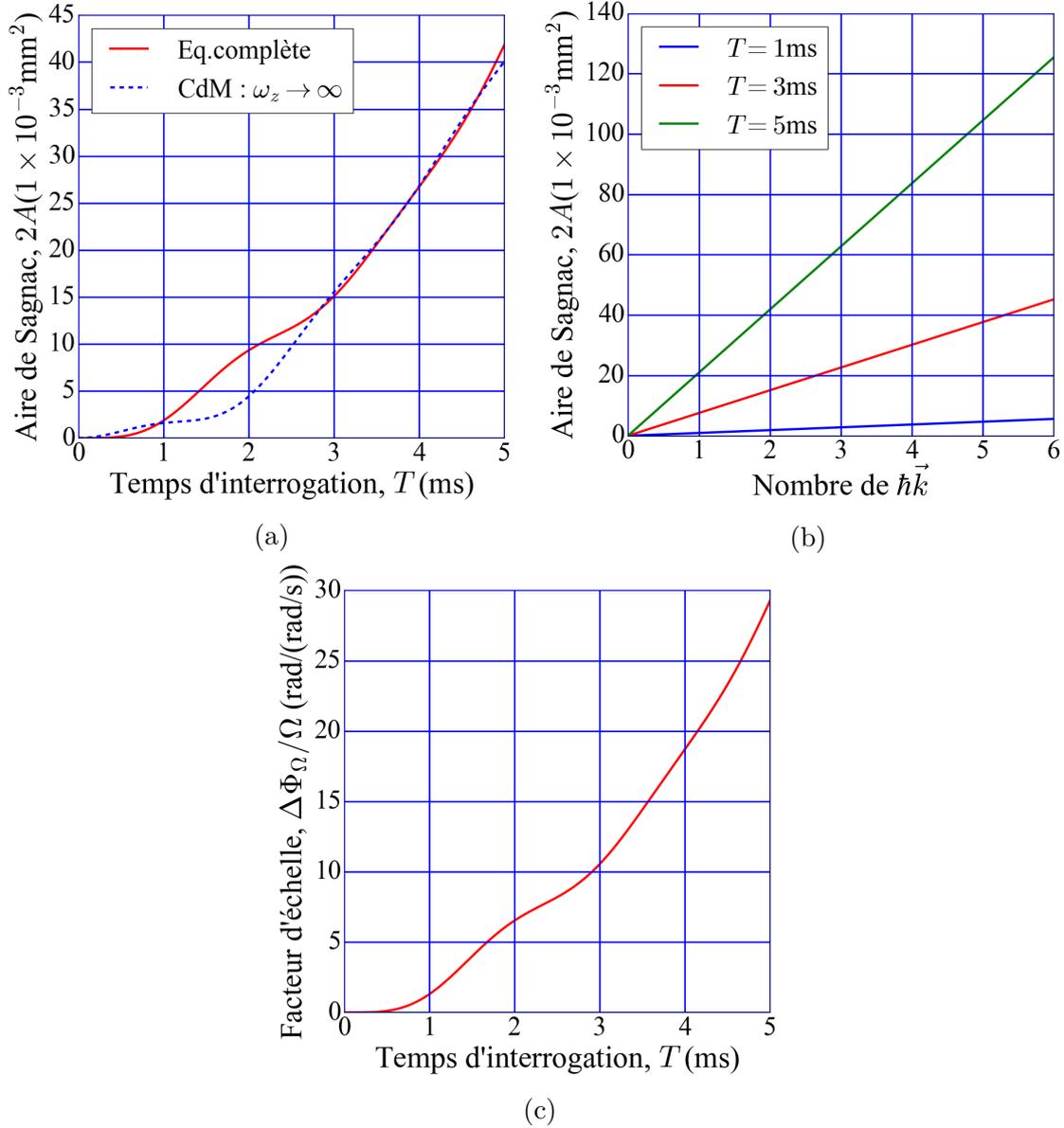


FIGURE III.7 – Dépendance de l'aire Sagnac de la durée de l'interferomètre. (a) Cette aire augmente en fonction du temps d'interrogation T , contraint par la limite de validité $\omega_x T \ll 1$. (b) L'aire augmente linéairement en fonction de l'impulsion transférée aux atomes. (c) Le facteur d'échelle suit le même comportement que l'aire. Il est défini pour une vitesse de rotation $\Omega = 1$ rad/s.

Ainsi, en choisissant $C_z = 600 \mu\text{m}$, en considérant la fréquence de piégeage $\omega_z = 2\pi \times 20$ Hz, une fréquence de modulation $f = 2\pi \times 10$ Hz et en laissant le temps de propagation T , ou bien, la vitesse initiale des atomes v_0 , libres, l'Eq. III.26 donne l'évolution de l'aire de Sagnac (Fig. III.7) en fonction de ces deux paramètres. En respectant le domaine de validité, le temps maximal de propagation des atomes

dans un piège magnétique est de 5 ms. Cela permet l'obtention d'une surface de Sagnac de $0,04 \mu\text{m}^2$. De plus, on peut considérer que le potentiel radiale ω_z est très grand et le faire tendre à l'infini. Ainsi, on va considérer le déplacement du centre de masse du nuage et non plus les atomes dans un potentiel harmonique piégé.

L'aire décrite par l'Eq. III.26 dépend linéairement de la vitesse initiale des atomes dans la direction de propagation libre. Ainsi, pour un temps d'interrogation donné par la condition de validité. Ainsi, en augmentant cette vitesse, par exemple, à $6\hbar\vec{k}$ il est possible d'atteindre une aire Sagnac de $0,2 \mu\text{m}^2$ pour un temps d'interrogation $T = 5$ ms. Cette aire définit la phase accumulée par les particules à la sortie de l'interféromètre comme on peut le voir à partir de l'expression de $\delta\phi/\Omega$. Ainsi, en utilisant un transfert d'impulsion de $2n\hbar\vec{k}$ on peut augmenter la sensibilité du gyromètre d'un facteur n .

Ces premières simulations ont permis de définir l'aire et la phase qu'il est possible de mesurer pour des temps de l'ordre de la milli-secondes. Cependant, pour des temps très courts, lorsque $T \rightarrow 0$, l'Eq. III.26 n'est plus valable. En effectuant un développement limité à l'ordre 2, il est possible de déterminer la manière dont l'aire va évoluer, le résultat de l'approximation est donnée dans l'équation suivante :

$$\lim_{T \rightarrow 0} A \simeq -2C_z v_0 \omega_z^2 f T^4. \quad (\text{III.27})$$

La Fig. III.8 présente la différence entre l'aire obtenue sans approximation et l'aire obtenue dans le cadre de l'approximation $T \rightarrow 0$. On notera que pour des temps faibles, l'approximation tend à l'obtention d'une aire supérieure à partir de $0,4 \mu\text{s}$. Cela signifie que cette dernière n'est valable que pour des temps de quelques centaines de nano-seconde. Une fois le temps de propagation de $0,4 \mu\text{s}$ dépassé, l'approximation ne permet plus de considérer le bon comportement physique des atomes pendant leur trajectoire.

De plus, le capteur doit être capable de détecter de très faibles variations. Ces variations, donnée par la mesure de la sensibilité nous donne physiquement quelle est la variation minimale de vitesse de rotation détectable par l'instrument. Avec les paramètres de piégeage et de modulation définit plus haut, si les mesures sont limitées par le bruit de projection quantique, alors on peut atteindre une sensibilité à la rotation $\delta\Omega = 4,3 \text{ deg.h}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un temps d'interrogation de $T = 5$ ms (Fig. III.9). On peut aussi augmenter l'aire Sagnac de façon effective en réalisant plusieurs allé-retour dans le guide. En effet, toujours en considérant une limitation au bruit de projection quantique, si l'on considère la réalisation de 5 allers-retours avec une amplitude de modulation de 1 mm, et en considérant un transfert d'impulsions de $6\hbar\vec{k}$, on peut atteindre une sensibilité de $\delta\Omega = 0,2 \text{ deg.h}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$.

D'un point de vue *utilisation du capteur*, il est possible d'utiliser deux types de mesures différentes. On peut mesurer la population à chaque tour de manière non-destructive, permettant ainsi d'asservir la trajectoire du véhicule à chaque coup, mesures qui seront abordés dans le Chap. IV, ou bien on effectue plusieurs allers-retours avant d'effectuer la mesure, ce qui permet l'obtention d'une meilleure sensibilité long terme.

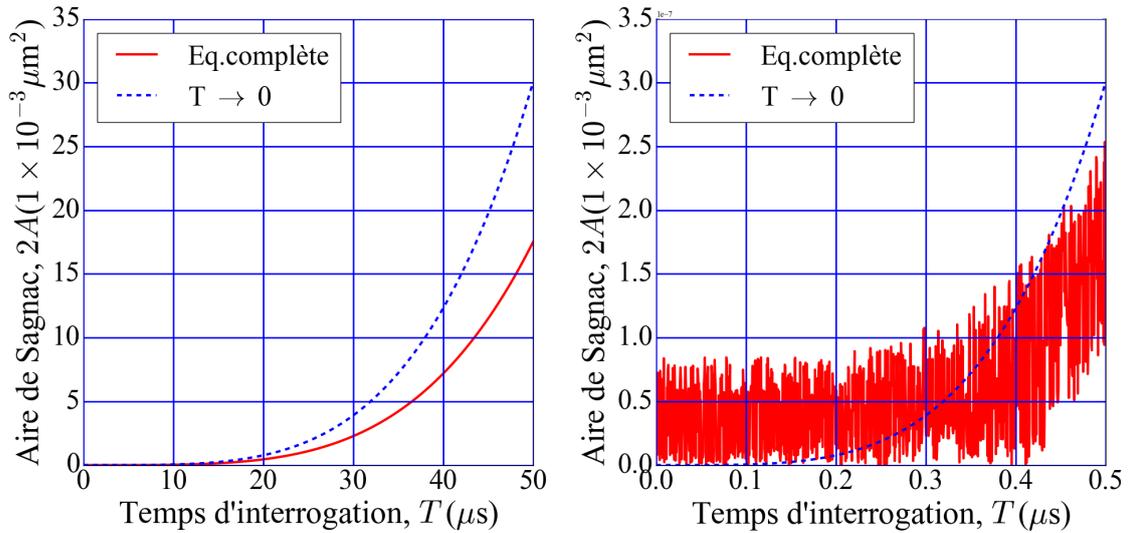


FIGURE III.8 – Étude de l’aire Sagnac pour des temps courts. Les courbes présentent l’évolution de l’aire en fonction du temps de propagation des atomes dans le guide en considérant des temps de propagation courts. L’étude compare l’Eq. III.26 à l’Eq. III.27.

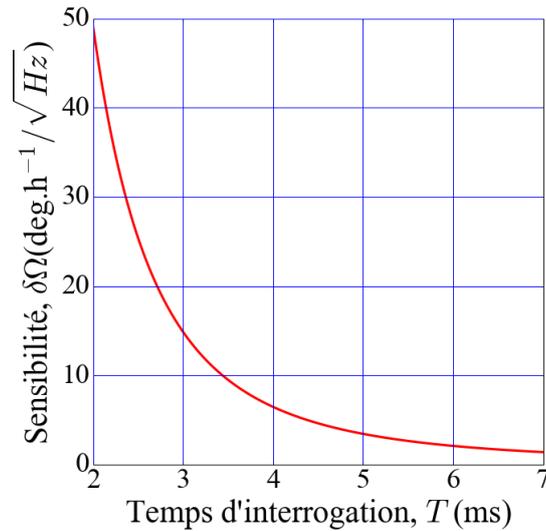


FIGURE III.9 – Étude de la sensibilité théorique d’un gyromètre guidé sur puce. La courbe présente l’évolution de la sensibilité en fonction du temps de propagation des atomes dans le guide pour une impulsion initiale de $2\hbar k$. Après 5 ms d’interrogation, la sensibilité atteint une valeur de $4,3 \text{ deg.h}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$.

La propagation des atomes s’effectue dans un guide linéaire, purement magnétique, et donc conservatif. Dans les conditions où il est possible de réaliser une aire Sagnac effective de 1000 mm^2 en 1 s la sensibilité atteindrait $2 \times 10^{-4} \text{ deg.h}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$

[54], compatible avec des applications en navigation inertielle. Une telle sensibilité est comparable à celle obtenue avec le gyromètre à atomes froids du SYRTE [1], de $6 \times 10^{-3} \text{ deg.h}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un temps d'interrogation de 1 s. Cependant, une telle proposition est pour le moment peu réalisable dans les conditions actuelles. Plusieurs améliorations techniques sont à considérer. En effet, une modification dans le paysage magnétique pourrait modifier la symétrie du piège et donc la trajectoire des atomes au sein du guide. Il est donc nécessaire d'avoir un système imperméable aux champs parasites. D'un point de vue interaction atomes-champs, il faut aussi avoir des atomes respectant la condition $\sigma_v \ll \frac{\hbar k}{m}$, où σ_v est la distribution en vitesse du nuage.

III.3 Rugosité du guide induite par les fils

Pour réaliser un interféromètre avec des atomes guidés il est nécessaire que le guide conserve la cohérence des états atomiques préparés. Le champ magnétique du guide est créé par les fils de la puce. Ces fils, en générale, présentent des défauts qui modifient les potentiels magnétiques de guidage [62, 63, 64]. La principale conséquence de ces défauts est de piéger localement les atomes en détruisant la cohérence requise pour la réalisation de l'interféromètre.

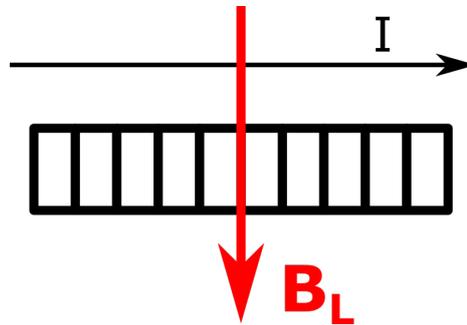


FIGURE III.10 – Fil parfait sans défaut de fabrication.

Analysons maintenant comment le potentiel magnétique du guide est généré. Lorsqu'un courant traverse un fil considéré comme parfait (Fig. III.10), ce dernier va générer un champ magnétique uniforme B_L . Bien entendu, un fil réel n'est jamais parfait (Fig. III.11) et des défauts spatiaux sont présents. Dans ce cas, deux champs magnétiques vont être produits. Un champ B_L majoritaire produit par le courant I_L qui se propage dans le fil et un champ B_T produit par le courant I_T qui provient de la composante transverse du courant appliqué provenant des irrégularités du fil. Le champ B_T va créer des puits de potentiel dans la direction de propagation libre des atomes. En fonction de leur température, les atomes qui se propagent dans le guide vont être sensibles à la profondeur de ces pièges. Plus le champ B_T sera grand, plus les puits seront profonds et plus le nuage sera fragmenté.

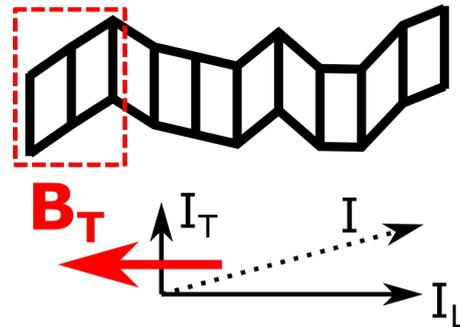


FIGURE III.11 – Représentation d'un fil réel avec défaut de fabrication.

Le champ B_T est ainsi responsable de la rugosité du potentiel magnétique. Il peut être caractérisé en mesurant les bords des fils microfabriqués. Cette mesure peut être réalisée à l'aide d'un microscope électronique à balayage, afin de déterminer les composantes spatiales présentes dans les bords du fil.

III.3.1 Protocole de mesure

Pour la mesure de la rugosité magnétique le choix s'est porté sur les trois fils permettant la création du guide magnétique linéaire. Chaque fil mesure $3\ \mu\text{m}$ de large et ces derniers sont imités à l'aide d'un microscope électronique à balayage dont la photographie est observable sur la Fig. III.12. A l'aide de cette image, il est possible de déterminer les fluctuations spatiales du bord du fil [65].

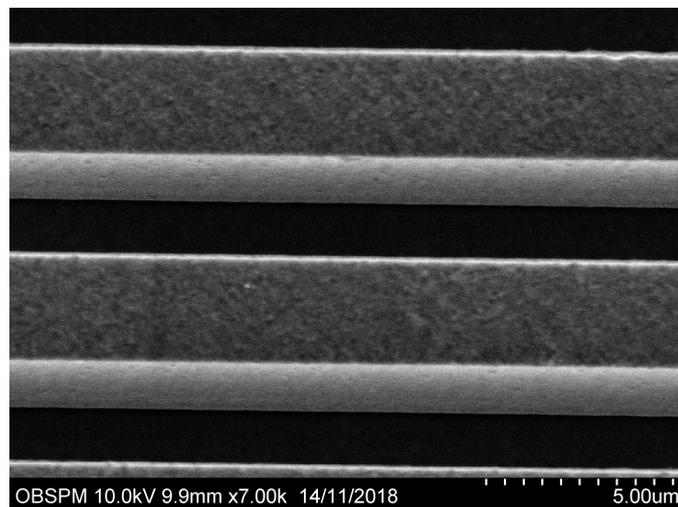


FIGURE III.12 – Image au microscope électronique à balayage des fils du guide de la puce pour les mesures de rugosités.

Pour ce faire, on ajuste les bords des fils avec une fonction qui nous permettra d'évaluer les composantes de fréquences spatiales présentes dans les irrégularités de

la paroi des fils. Le modèle ensuite utilisé est basé sur la Fig.III.13, laquelle nous permet de définir deux fonctions $f_R(z)$ et $f_L(z)$ pour chaque bord d'un fil.

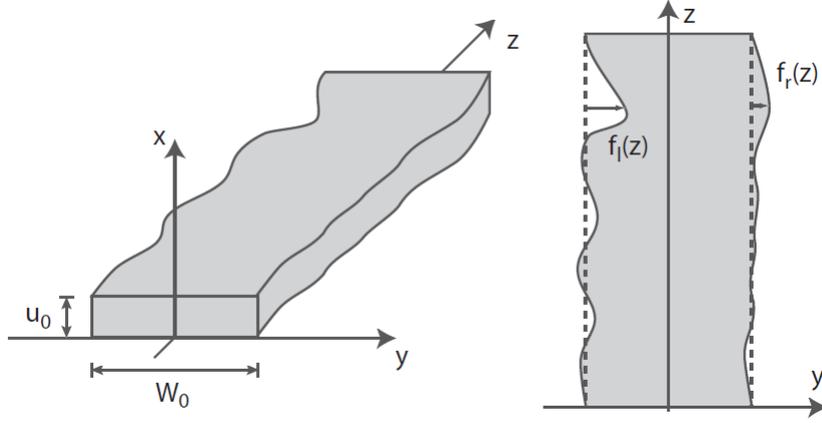


FIGURE III.13 – Définition de $f_R(z)$ et $f_L(z)$ utilisés dans le calcul de la rugosité (pris de la Ref. [65]).

En effectuant cette mesure pour les bords de chaque fil, il est possible de déterminer une composante symétrique f^+ , et une composante anti-symétrique f^- définies comme

$$f^+(z) = \frac{f_R(z) + f_L(z)}{2} \quad (\text{III.28})$$

$$(\text{III.29})$$

$$f^-(z) = \frac{f_R(z) - f_L(z)}{2} \quad (\text{III.30})$$

où $f_R(z)$ et $f_L(z)$ sont les positions relatives aux bords du fil. Dans la suite des mesures seul $f^+(z)$ sera considéré. En effet, la seule contribution aux fluctuations de champ magnétique est la composante symétrique des fluctuations du bord dont l'amplitude est proportionnelle à $f^+(q)$ [65]. A l'aide de ces deux équations, il est possible de déduire trois propriétés physiques liées à la rugosité :

1. la rugosité volumique ;
2. la valeur du champ magnétique pour les différentes fréquences spatiales du fil ;
3. la valeur du potentiel magnétique et sa comparaison avec la température des atomes.

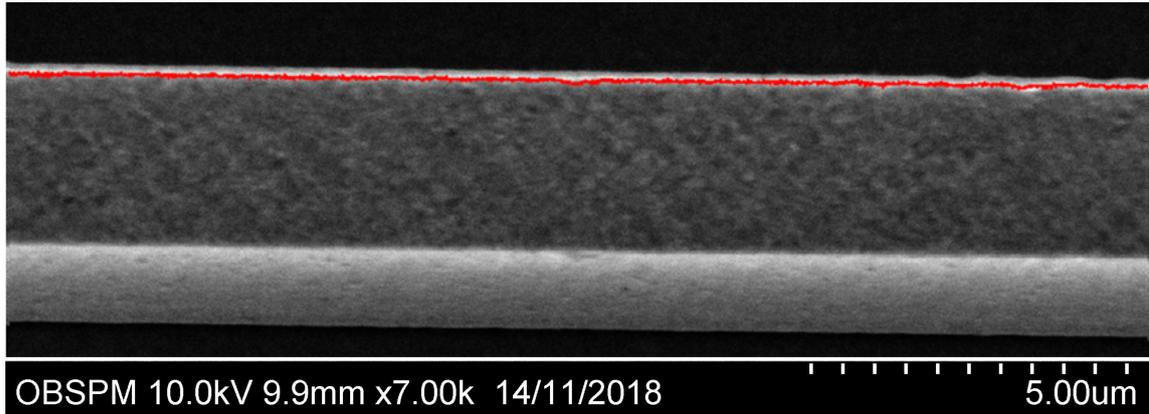


FIGURE III.14 – Ajustement du bord du fil avec une fonction $f_R(z)$ indiqué par le tracé rouge sur la photo.

III.3.2 Rugosité volumique

Pour déterminer la rugosité volumique on mesure la densité spectrale de puissance de la rugosité. A partir des Eqs. III.30 cette densité est donnée par

$$J_e^+(q) = \frac{1}{2\pi} \int \langle f(0) f(z) \rangle e^{-iqz} dz = \text{TF}[f^+(0) \times f^+(z)]. \quad (\text{III.31})$$

Dans la Fig.III.15 nous avons représenté la densité spectrale de puissance de la rugosité mesurée sur un des microfils. A partir de cette mesure on détermine la valeur RMS de la rugosité volumique donnée par l'équation

$$J_e^+ = A.q^{-B} + R, \quad (\text{III.32})$$

où J_e^+ est exprimé en $\mu\text{m}^2/\mu\text{m}^{-1}$. Il est alors possible de déterminer la valeur de la constante R qui représente la valeur de la rugosité volumique. Dans le cas de l'échantillon étudié R est égale à $5,9 \times 10^{-5} \pm 6,9 \times 10^{-8} \mu\text{m}^3$. Dans la Fig. III.15 nous présentons les valeurs des vecteurs d'ondes que l'on peut extraire à partir de l'image dans la Fig.III.14 [65, 59]. Ainsi, pour accéder à d'autres valeurs de puissances spatiales il est nécessaire de mesurer la fonction $f_R(z)$ sur un fil de longueur plus importante.

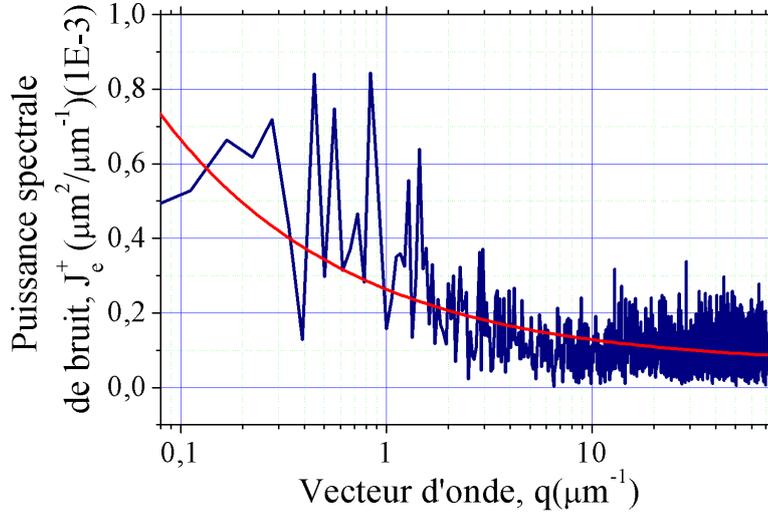


FIGURE III.15 – Puissance spectrale de bruit de rugosité.

III.3.3 Champ magnétique rugueux

La composante z du champ dû à la rugosité est déterminé à l'aide de l'expression :

$$|B_z| \sim \frac{\mu_0 I}{2\pi h^2} f_q^+(qh)^2 K_1(qh), \quad (\text{III.33})$$

où I est le courant dans le fil, h la distance au fil, f_q^+ la transformée de Fourier dans l'espace des \vec{q} et $K_1(qh) \simeq \sqrt{\pi/2} \exp(-qh)/\sqrt{qh}$ une fonction de Bessel. La Fig. III.16 présente la dépendance du champ magnétique transverse en fonction des fluctuations spatiales du fil pour différentes hauteurs atome-puce, h . L'amplitude du champ magnétique présente une valeur maximum pour un vecteur d'onde caractéristique $q \simeq 1,3/h$ [65]. Ce champ décroît à zéro quand q tend à l'infini. Le comportement du champ s'explique de la manière suivante :

1. pour des q faibles (i.e. grande longueur d'onde) les variations transverses du champ magnétique sont faibles et deviennent négligeables par rapport à la taille du guide magnétique que l'on peut réaliser (maximum 4 cm) ;
2. pour des q élevés (i.e. petite longueur d'onde) les variations transverses du champ magnétique sont rapides et prises ensemble se moyennent à zéro. Cela entraînant un *lissage* du champ magnétique rugueux.

On peut voir dans la Fig. III.16 que le champ magnétique rugueux décroît quand on s'éloigne de la surface de la puce (quand h augmente). Cette diminution du champ rugueux varie comme $1/h^2$. Pour cette raison, la plupart des expériences avec des atomes froids sur puce, sont réalisées à des distances supérieures à la centaine de micromètres.

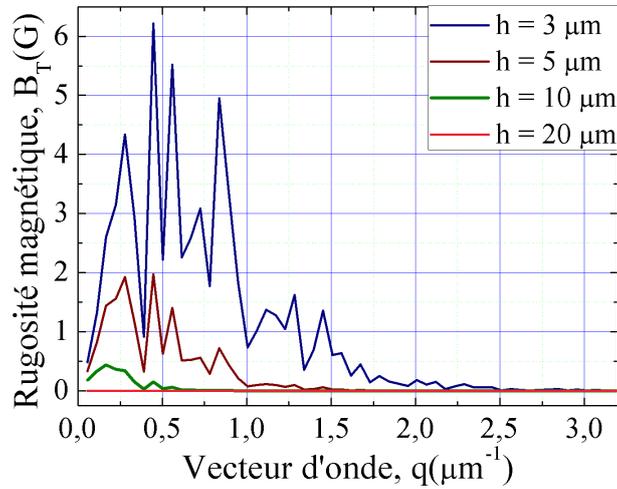


FIGURE III.16 – Dépendance de la rugosité du champ magnétique en fonction du vecteur d'onde.

III.3.4 Effet de la rugosité dans un potentiel magnétique

A partir des mesures du champ magnétique rugueux, il est possible de déterminer le potentiel magnétique rugueux. On peut le calculer en utilisant la loi de Biot-Savart, et on peut aussi le mesurer en utilisant les atomes froids.

a) Détermination du potentiel magnétique rugueux par la mesure de profil du fil

Pour déterminer le potentiel magnétique lié à la rugosité, on va utiliser le modèle de fil présenté dans la Fig. III.17. On utilisera la loi de Biot-Savart pour calculer la contribution de chaque cellule j du fil au champ magnétique total.

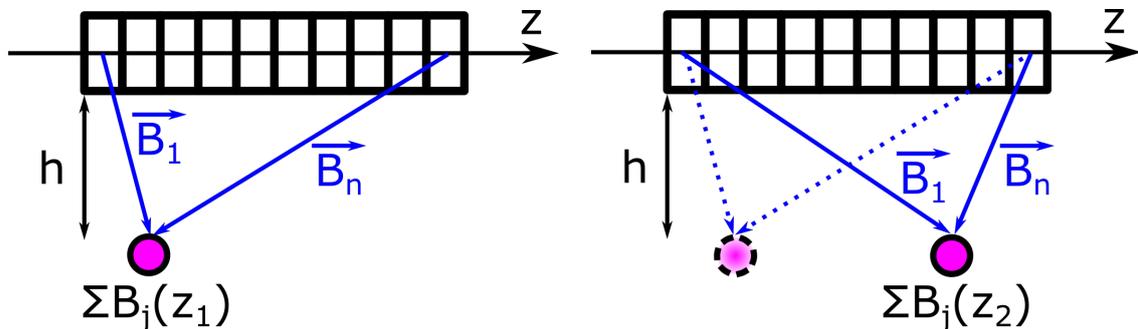


FIGURE III.17 – Protocole de calcul de potentiel rugueux. La rugosité magnétique est déterminée en calculant la contribution magnétique de chaque portion de fil ΣB_j le long de l'axe z .

Il est alors possible de tracer les potentiels magnétiques rugueux pour différentes distances des atomes à la puce. Ce résultat est présenté sur la Fig. III.18. La forme du potentiel magnétique suivant l'axe de propagation présente de nombreux pics et creux, très visible pour une distance h faible. C'est ce paysage magnétique que verront les atomes proches de la puce. Si les atomes sont éloignés du fil, alors la rugosité du potentiel diminue jusqu'à devenir négligeable. C'est le cas pour une distance h de $20\ \mu\text{m}$ [66, 41].

Dans la Fig. III.18 nous avons fait le choix de présenter le potentiel magnétique en unité de température par courant afin de le comparer aisément à la température des atomes confinés dans un guide magnétique créé avec un courant de 1 A. Ainsi, par exemple, pour une distance $h = 3\ \mu\text{m}$, si les atomes sont très froids, par exemple $\sim 3\ \mu\text{K}$ (i.e. mélasse optique) ces derniers seront irrémédiablement piégés au fond des différents puits de potentiel créés par le fil pendant leur propagation dans le guide. A contrario, pour une distance de $20\ \mu\text{m}$, ils pourront se propager librement sans être piégés par les puits de potentiel rugueux qui auront alors un effet négligeable sur la propagation des atomes.

La Fig. III.19 présente la profondeur maximale des puits en fonction de la distance à la puce et présente une décroissance en $1/h^2$ comme le prédit l'Eq. III.33. Par ailleurs, plus les atomes sont proches de la puce, plus le courant nécessaire au piégeage est faible. Dans le cas des mesures présentées ici, un courant de 1 A est utilisé comme référence quelque soit la distance h . Dans le cas de notre expérience, nous pouvons piéger les atomes à $20\ \mu\text{m}$ de la puce avec un courant de 20 mA. C'est-à-dire que le potentiel rugueux que les atomes verront est 50 fois inférieurs à celui présenté dans la Fig. III.19. De plus, si l'on souhaite avoir un confinement plus fort, en approchant les atomes à $3\ \mu\text{m}$ de la puce, on aura seulement besoin de 10 mA de courant pour créer le guide. Même dans cette situation, la valeur RMS de la rugosité sera de $0,5\ \mu\text{K}$.

Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus avec une puce fabriquée par électrodéposition sur un substrat de silicium. On s'attend alors à ce que des puces fabriquées par évaporation sur des substrats de AlN montrent un comportement comparable. Dans le cas où les puces seraient fabriquées par électrodéposition sur de l'AlN alors on serait obligé de travailler à des distances plus importantes de la puce. En effet, les grains d'AlN utilisés lors de l'électrodéposition sont plus gros que ceux utilisés en évaporation, ce qui signifie une augmentation de la rugosité [25].

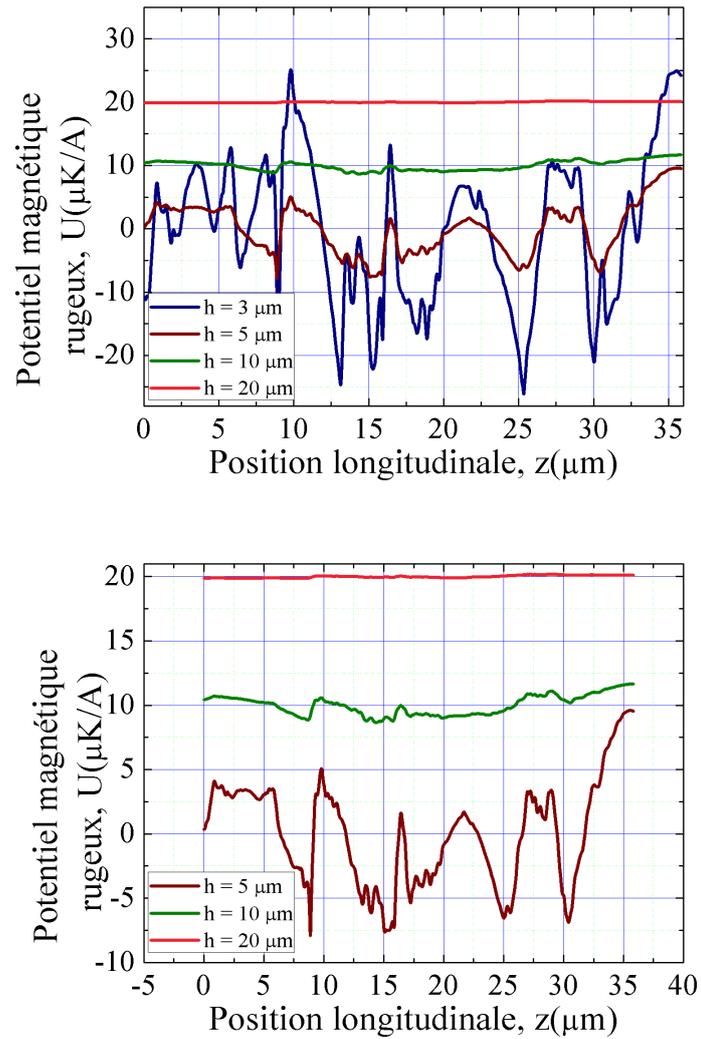


FIGURE III.18 – Potentiel magnétique rugueux calculé à partir de la mesure de la rugosité du fil. Le potentiel est tracé en unité de $\mu\text{K}/\text{A}$ en fonction de la position suivant l'axe de propagation $z(\mu\text{m})$.

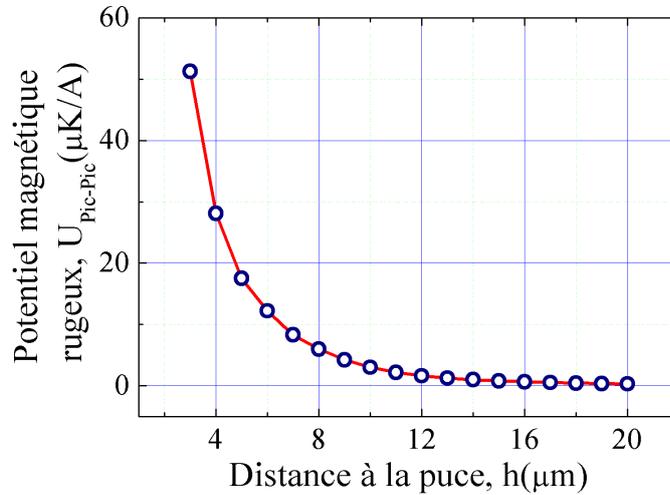


FIGURE III.19 – Dépendance du potentiel magnétique pic-pic en fonction de la distance atomes-puce.

b) Evaluation de la rugosité via une étude de la propagation des atomes dans le guide

La puce que nous utilisons dans l'expérience a été fabriquée par un processus d'évaporation d'or sur AlN [67]. La rugosité attendue est donc plus faible que pour une puce fabriquée par électrodéposition. En effet, la taille du grain est vraiment plus petite dans le cas d'une évaporation qu'en électrodéposition. Mais cette technologie d'évaporation limite grandement la hauteur des fils déposés [25].

Nous avons précédemment déterminé la rugosité du potentiel magnétique à partir des mesures faites au microscope électronique à balayage. Cependant, pour observer les images tout l'échantillon doit être métallisé. Ceci implique que l'on doit mettre en place un autre processus microélectronique pour éliminer les possibles courts-circuits dû à cette métallisation. Néanmoins, on peut aussi caractériser la rugosité du potentiel magnétique en regardant les oscillations du centre de masse des atomes dans le piège magnétique (Z-Trap) [68, 69]. Dans la Fig. III.20 nous allons étudier ces oscillations dans un guide magnétique fait par le fil Z-Trap. Dans cette configuration, la distance minimale des atomes à la surface de la puce est de $h = 200 \mu\text{m}$. Les images présentées dans cette figure sont prises à l'aide du système d'imagerie par absorption. Ceci permet l'observation de la position du centre de masse des atomes à différents instants de temps dans le guide magnétique.

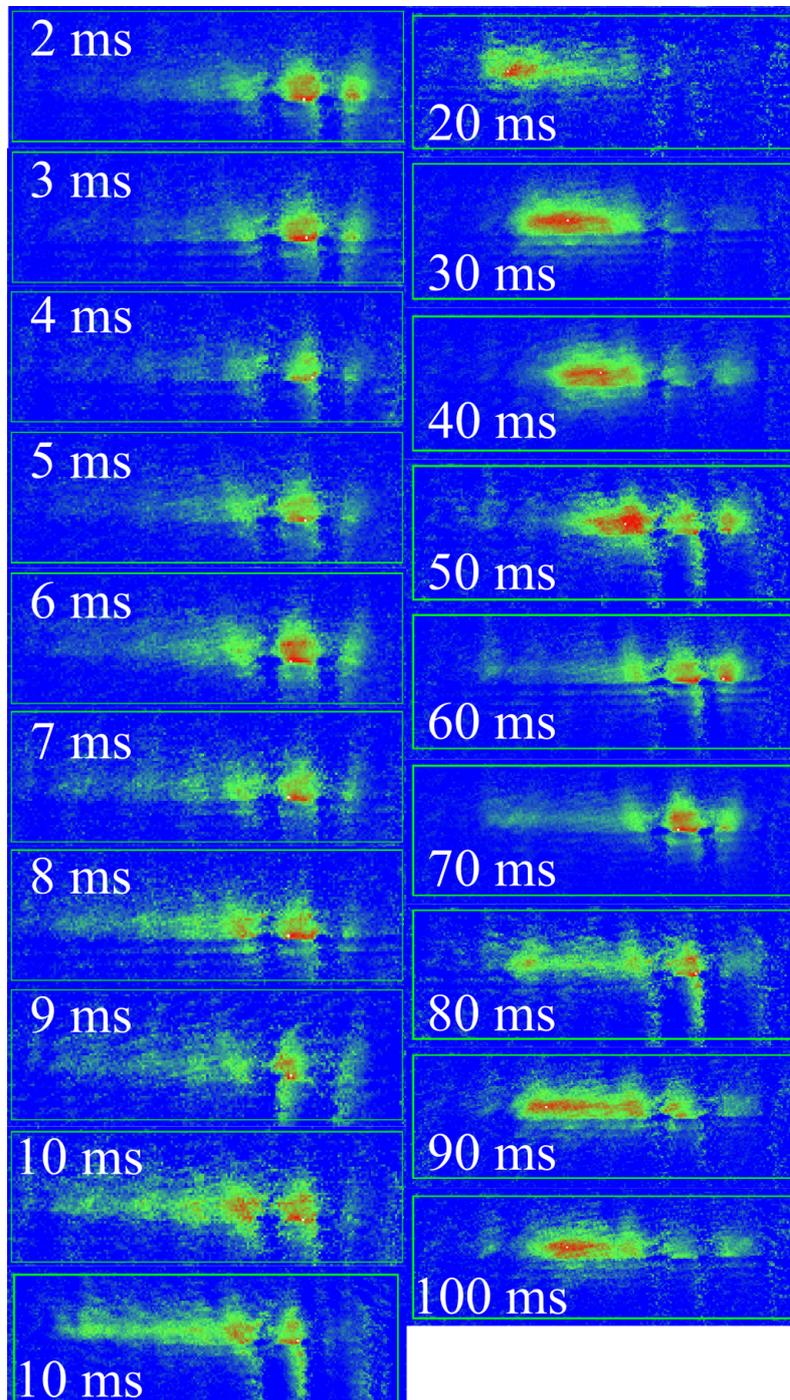


FIGURE III.20 – Observation des oscillations du centre de masse des atomes dans le guide magnétique situé à $200 \mu\text{m}$ de la puce. Les instants d'observation sont indiqués dans la figure.

Les images présentées dans la Fig. III.20 ont été prise avec une CCD qui possède 1024×1024 pixels et chaque pixel mesure $13 \mu\text{m}$. Cette valeur nous donne la résolution des images. Comme la taille du guide est égale à 5 mm il est donc possible de suivre la propagation du centre de masse en fonction du temps et de déterminer sa position sur la CCD. Le protocole de mesure utilisé est indiqué sur la Fig. III.21. D'abord nous fixons le centre de l'image donnée par la caméra CCD, et ensuite on détermine l'écart du maximum de la densité atomique observé par rapport à ce point de référence.

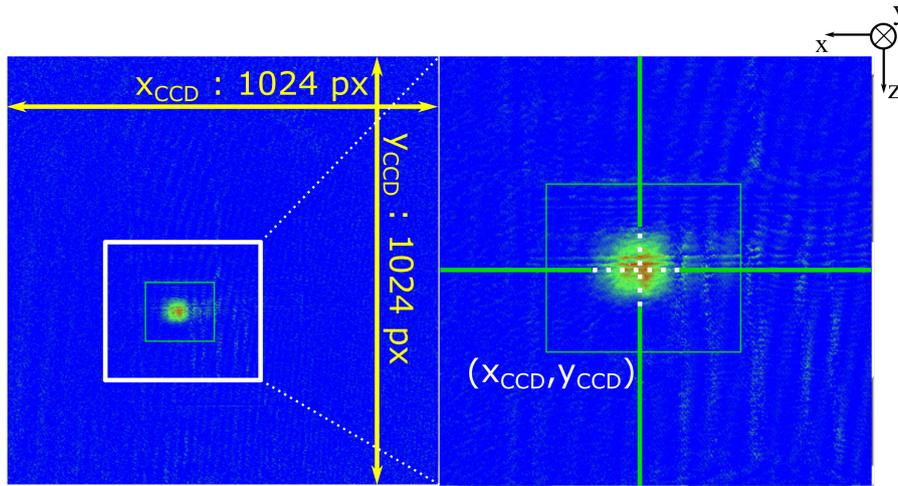


FIGURE III.21 – Détermination de la position du centre de masse dans le piège magnétique.

Les oscillations du centre de masse du nuage permettent de conclure à l'absence de rugosité pour des atomes placés à une distance de la puce $h = 200 \mu\text{m}$ comme on peut le voir dans la Fig. III.22. En effet, dans le cas d'une rugosité non-négligeable ces oscillations ne seraient pas observables.

Cependant on observe une fragmentation de la densité atomique sur les images de la Fig. III.20. Cette fragmentation est dû au processus de fabrication de la puce. En effet, pour réfléchir les faisceaux de refroidissement et le faisceau d'imagerie sur la puce, on doit déposer un miroir sur une couche isolante. Cette couche a aussi la fonction de lisser le motif des fils microfabriqués. Si l'épaisseur de cette couche est tel que le motif est encore visible, alors le faisceau d'imagerie est diffracté par ce motif de fil et produit la fragmentation apparente observée dans la Fig. III.23.

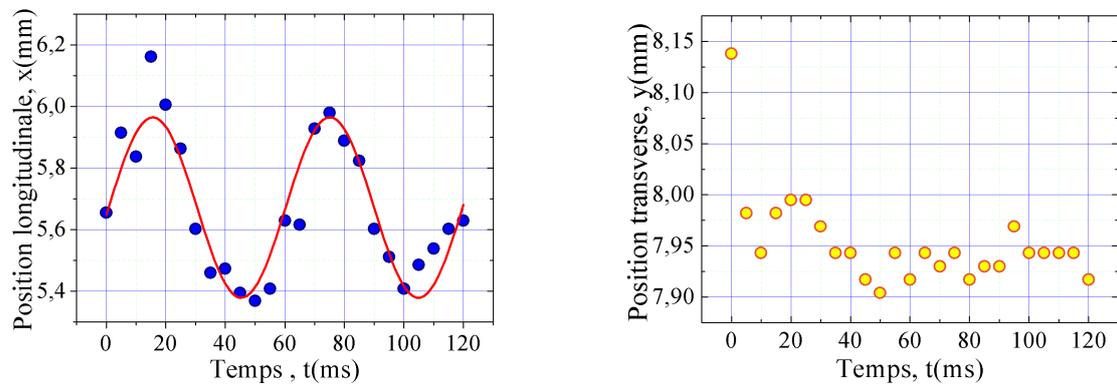


FIGURE III.22 – Oscillations longitudinale et transversale du centre de masse des atomes dans le piège magnétique. L'absence d'atténuation des oscillations dans ces figures montre que nous n'avons pas de rugosité pour des atomes à une distance de $200 \mu\text{m}$ de la puce. La résolution de la CCD ne permet pas d'observer les oscillations transversales proprement. Pour une température des atomes de $150 \mu\text{K}$ et une fréquence de piégeage transverse de $2\pi \times 250 \text{ Hz}$, le déplacement maximum du centre de masse est de $76 \mu\text{m}$.

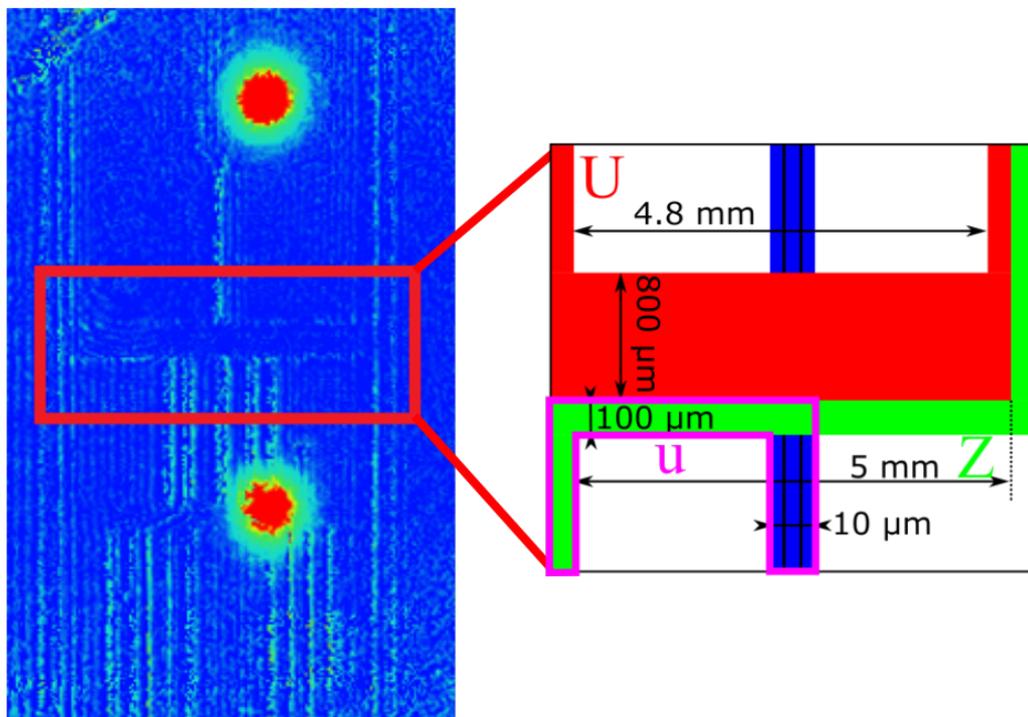


FIGURE III.23 – Figure de diffraction du faisceau d'imagerie dû aux fils de la puce.

III.4 Mise en place de l'interféromètre

III.4.1 Impulsions Raman et Bragg

a) Interaction atomes-photons

Les interféromètres à atomes peuvent être réalisés avec deux types de transitions : Raman et Bragg [70, 71]. Pour rappel, les atomes qui se propagent dans un guide magnétique doivent être préparés dans l'état piégeant, par exemple $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Dans le cas des transitions Raman, l'état interne des atomes est modifié lors de l'interaction atomes-photons [72]. Cela signifie qu'une partie des atomes, initialement dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$, vont se retrouver dans l'état $|F = 1, m_F = 1\rangle$. A ce moment là, les atomes vont s'échapper du piège et seront perdus pour la séquence de mesure. Pour réaliser une séparatrice dans un guide magnétique, il faut considérer des transitions de Bragg qui n'affectent que les états d'impulsions.

Considérons un système atome-photon dans le référentiel du laboratoire [73]. L'état initial du système est composé d'un atome avec une impulsion \vec{p} et avec énergie interne E_1 , et d'un photon incident avec une énergie $\hbar\omega_1$ et avec une impulsion $\hbar\vec{k}_1$. L'énergie initiale, E_i , du système est décrite tel que

$$E_i = E_1 + \frac{p_1^2}{2m} + \hbar\omega_1, \quad (\text{III.34})$$

et l'impulsion initiale comme

$$\vec{p}_i = \vec{p}_1 + \hbar\vec{k}_1. \quad (\text{III.35})$$

Après l'absorption du photon $\hbar\omega_1$, un photon de fréquence $\hbar\omega_2$ sera émis par émission stimulée. L'énergie E_f du système s'écrit alors

$$E_f = E_2 + \frac{p_2^2}{2m} + \hbar\omega_2, \quad (\text{III.36})$$

et l'impulsion \vec{p}_f comme

$$\vec{p}_f = \vec{p}_2 + \hbar\vec{k}_2. \quad (\text{III.37})$$

Dans le cas de ce processus résonant, les Eq. III.34 et III.36, ainsi que les Eq. III.35 et III.37, sont égales deux à deux, par conservation d'énergie et d'impulsion respectivement. Il est alors possible d'en déduire les équations suivantes

$$E_1 - E_2 + \frac{p_1^2 - p_2^2}{2m} = -\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2, \quad (\text{III.38})$$

et

$$\vec{p}_1 - \vec{p}_2 = -\hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2. \quad (\text{III.39})$$

En introduisant le vecteur d'onde effectif

$$\vec{k}_{eff} \equiv \vec{k}_2 - \vec{k}_1, \quad (\text{III.40})$$

la différence d'énergie des lasers $\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$, pour la réalisation des transitions à deux photons, est donnée par

$$\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = E_2 - E_1 + \frac{\hbar^2 k_{eff}^2}{2m} - \frac{\vec{p}_1 \cdot \hbar\vec{k}_{eff}}{m}, \quad (\text{III.41})$$

où le terme $\vec{p}_1 \cdot \hbar\vec{k}_{eff}/m$ est l'effet Doppler et $\hbar k_{eff}^2/2m$ est la fréquence de recul.

Dans le cas d'une expérience, la direction du vecteur \vec{k}_{eff} peut être contrôlé en réglant l'angle entre la trajectoire de propagation des atomes et la direction de propagation des lasers. En changeant l'angle d'incidence des lasers sur les atomes, la composante des lasers induisant la superposition des états d'impulsions change en conséquence [74, 19]. D'autre part, si la fréquence des lasers $\omega_L \simeq \omega_2 \simeq \omega_1$ n'est pas égale à la fréquence de résonance de la transition ω_0 alors un désaccord à la résonance Δ apparaît

$$\Delta = \omega_L - \omega_0. \quad (\text{III.42})$$

b) Création des séparatrices de Bragg

Les niveaux d'énergie dans l'interaction lumière-matière sont représentés dans le diagramme énergie-impulsion de la Fig. III.24.

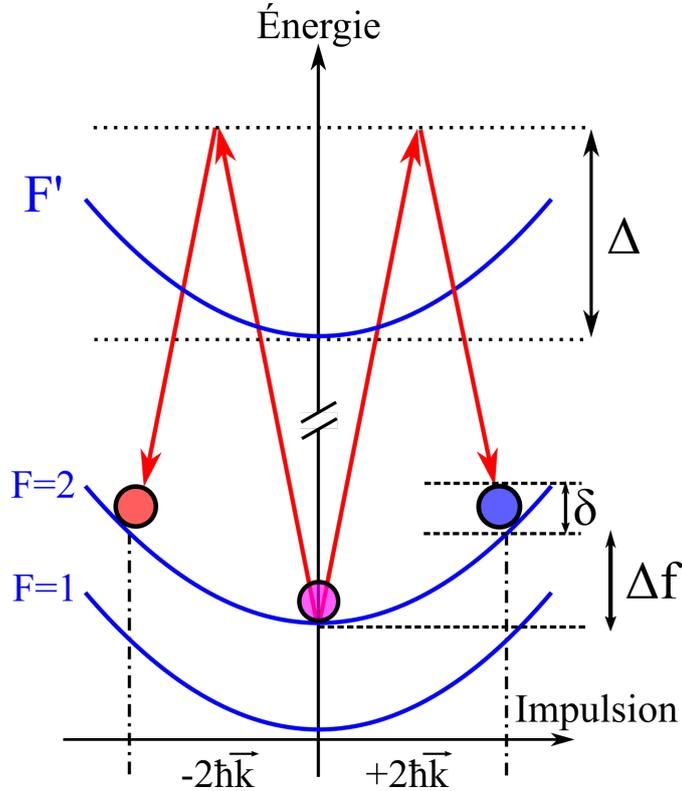


FIGURE III.24 – Niveaux d'énergie dans le piège magnétique en fonction de l'impulsion des atomes.

Le désaccord à la transition Δ des faisceaux Bragg est environ égale à la fréquence de la transition hyperfine $\omega_{HSF}/2\pi = 6,8$ GHz. Ce désaccord est dû à la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ sur laquelle est asservi le laser de Bragg. Avec un désaccord aussi grand, il est alors possible d'éviter le processus d'émission spontanée et permet donc la superposition des états d'impulsions uniquement, sans changer les états internes des atomes (i.e. $E_2 - E_1 = 0$). En contrepartie, une grande intensité lumineuse est nécessaire pour la création des séparatrices de Bragg.

Lors de la réalisation de l'interféromètre, les atomes initialement au repos vont se propager dans le guide après la première impulsion $\pi/2$, avec une vitesse de recul $\hbar k_{eff}^2/2m$. Il est donc nécessaire de choisir une différence de fréquence $\omega_L = \omega_{Bragg} = 2\pi \times 15,8$ kHz ($= 2\pi \times \Delta f$), entre les lasers, qui correspond à la fréquence de la transition d'un interféromètre de Bragg ($|F = 2, m_F = 2; \vec{p} = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2; \vec{p} = \pm 2\hbar\vec{k}\rangle$). Cette fréquence correspondant à la fréquence de recul de l'atome de ^{87}Rb pour la raie D_2 [35, 75, 70, 76]. Ainsi la différence de fréquence des lasers ω_{Bragg} doit satisfaire l'équation :

$$\omega_{Bragg} = \frac{\hbar k_{eff}^2}{2m} - \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m}. \quad (\text{III.43})$$

Deux faisceaux contra-propageants sont utilisés en guise de séparatrices permettant alors la création d'une onde progressive [77, 78]. Par ailleurs, chaque faisceau est composé de deux champs aux fréquences avec une différence de fréquence de Δf . Cette configuration permet de créer un interféromètre à double diffraction [79, 76].

III.4.2 Banc optique

a) Banc de Bragg et banc de transition

Les faisceaux utilisés pour la création des séparatrices proviennent d'une diode en cavité étendue représentée sur la Fig. III.25. Le laser émet un faisceau gaussien avec une puissance de 30 mW. Cette puissance est séparée en deux à l'aide d'un cube séparateur polarisant. Une première partie va sur une absorption saturée pour asservir le laser sur la fréquence de référence (Fig. II.4). La deuxième partie va être injectée dans une fibre qui va rediriger le faisceau vers le banc nommé *SWitcher* (Fig. III.29). Après le passage du faisceau sur le *SWitcher*, il est envoyé sur le banc présenté en Fig III.26 qui prépare les séparatrices de Bragg. Le faisceau qui sort du *SWitcher* arrive sur ce banc de préparation par le port **E** (Fig. III.26). Il a une puissance de 15 mW et est injecté dans un amplificateur optique 2 W alimenté à un courant seuil de 1,5 A. En sortie de l'amplificateur, le faisceau voit sa puissance augmenter à 400 mW. Une fois amplifié, le faisceau traverse un isolateur optique. Il est ensuite injecté dans une fibre optique dans le but d'obtenir un faisceau gaussien avec un mode propre. De part la forte divergence du faisceau en sortie de l'amplificateur, nous obtenons un taux de couplage de 55%, soit une puissance de 200 mW, en sortie de fibre.

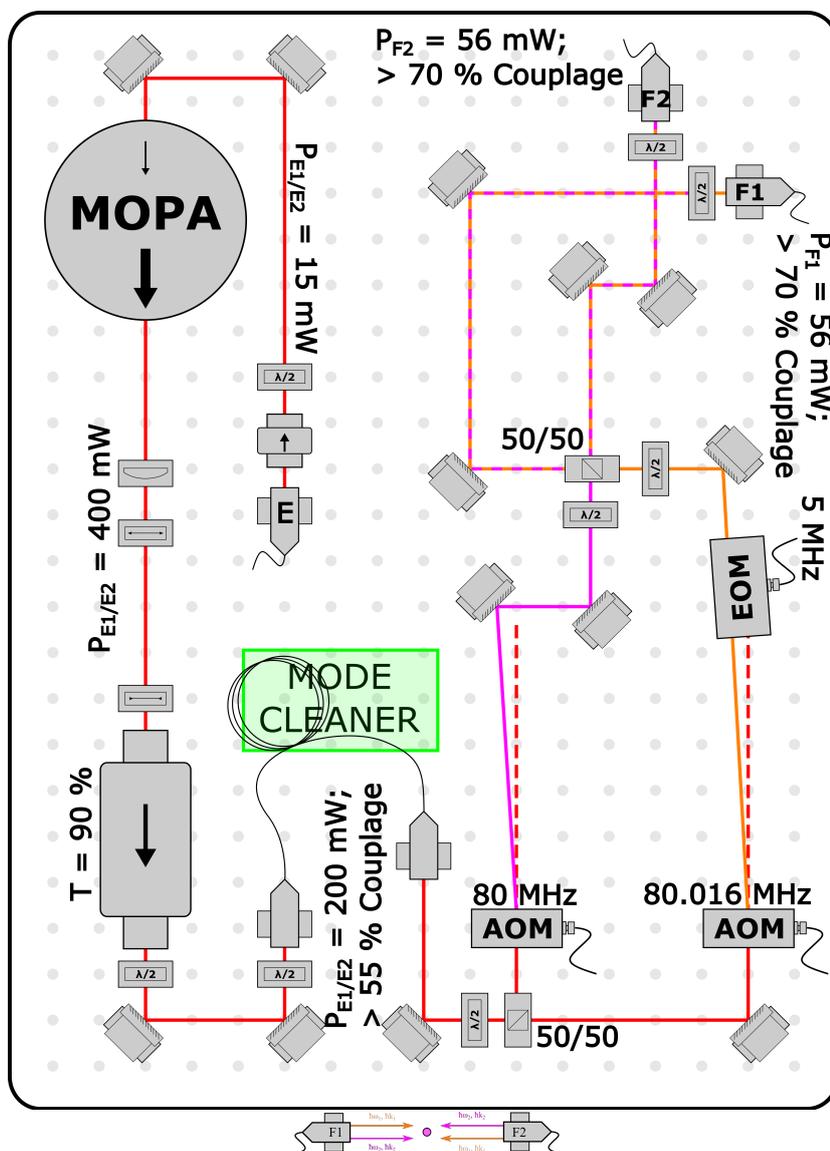


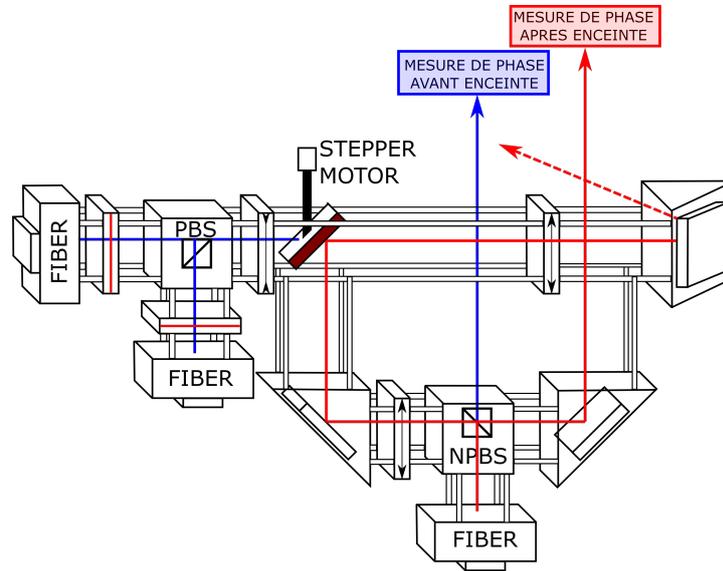
FIGURE III.26 – Banc optique utilisé pour généré les faisceaux de la double diffraction de Bragg (voir légende de la Fig. I.8b). En haut : réalisation des faisceaux Bragg. En bas : alignement des faisceaux au niveau des atomes.

Le faisceau est ensuite séparé en deux à l'aide d'un cube séparateur polarisant. Chaque partie est diffractée à l'aide de MAOs. Une différence de fréquence de 15,8 kHz est appliquée entre les deux modulateurs, correspondant à la fréquence de recul (Eq. III.41). Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés afin d'obtenir les deux fréquences et les deux polarisations dans chacune des fibres de sortie $F1$ et $F2$ dans la Fig. III.26. Chaque MAO diffracte la lumière avec une efficacité de diffraction de 85%. Les faisceaux sont injectés dans les fibres de sorties avec 75% d'efficacité, et la puissance mesurée au niveau des atomes est de 56 mW par faisceau.

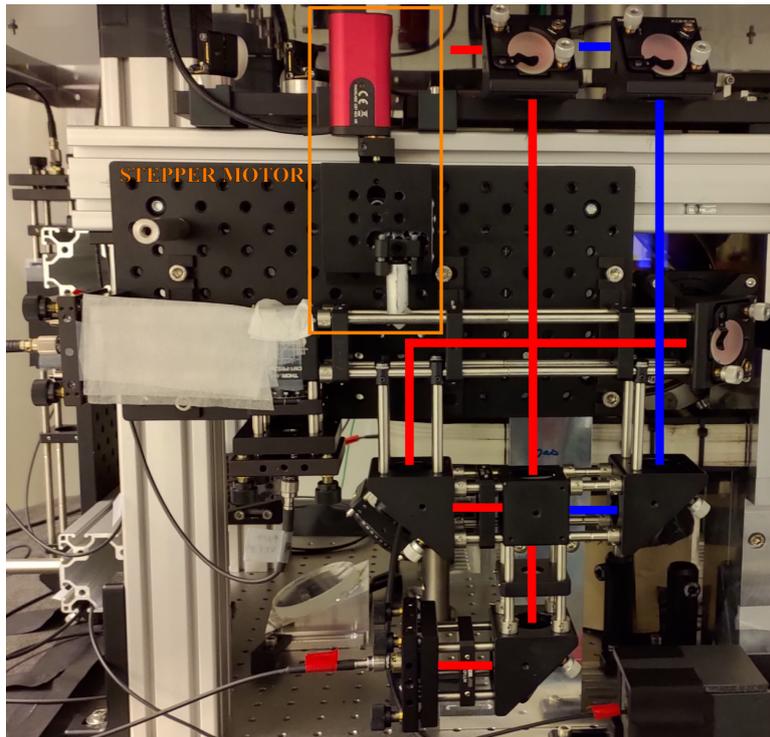
Les fibres sont connectées aux assemblages optiques (*optical cage systems*), permettant d'envoyer les faisceaux sur les atomes (Fig. III.27). L'expérience est équipée de deux cages situées de part et d'autre de l'enceinte. Le faisceau Bragg, en rouge, sort du port **FIBER** du bas. Il traverse en premier lieu un cube séparateur non polarisant qui va prélever 10% de la puissance, en transmission. Cette partie est envoyée sur un banc de mesure de bruit de phase (Fig. III.28). Ainsi, nous avons à notre disposition 90% de la puissance réfléchiée par le cube. Le faisceau poursuit son chemin jusqu'à un miroir pas-à-pas (STEPPER MOTOR). Cet appareil est contrôlé par ordinateur. Dans un cas il permet d'envoyer les faisceaux de refroidissement vers l'enceinte à vide et, dans l'autre cas il permet d'envoyer les faisceaux de l'interféromètre. Ces deux fonctionnalités sont mises en place par le déplacement vertical d'un miroir à 45° dans un laps de temps de 500 ms. Les faisceaux sont mis en forme pour maximiser l'intensité optique au niveau des atomes. Ainsi, la puissance optique est de 20 mW par faisceaux, et le waist ($w_0 = 250 \mu\text{m}$) est mis en forme pour couvrir l'intégralité de la largeur transverse du nuage dans le piège magnétique. Ces paramètres permettent une fréquence de Rabi de $2\pi \times 20 \text{ kHz}$ pour un temps d'impulsion π de $\tau_\pi = 25 \mu\text{s}$ à la longueur d'onde 780 nm.

À la sortie de l'enceinte, le faisceau va parcourir le chemin en sens inverse et va de nouveau traverser le cube séparateur non-polarisant. La puissance transmise va permettre une seconde mesure (Fig. III.28).

Pour rappel, des ondes progressives sont engendrées par la superposition des faisceaux contra-propageants. Il est important de noter que, si l'onde progressive se déplace le long de la direction de propagation des atomes, un terme de bruit de phase va se rajouter lors de la mesure à la sortie de l'interféromètre [80]. Ainsi, le bruit de phase est mesuré deux fois sur une seule séquence interférométrique (Fig. III.28), avant le passage de la lumière dans l'enceinte, soit avant l'interaction atome-champs (en bleu) et après le passage de la lumière dans l'enceinte, soit après l'interaction atome-champs (en rouge). Avec ces deux mesures simultanées, il est possible de corriger le bruit de phase liée aux perturbations affectant les faisceaux de Bragg. En effet, avec la première mesure de bruit, il est possible d'asservir la phase des lasers à l'aide de l'EOM présent sur l'un des deux bras de préparation des faisceaux. La deuxième mesure permettant la vérification de l'asservissement.

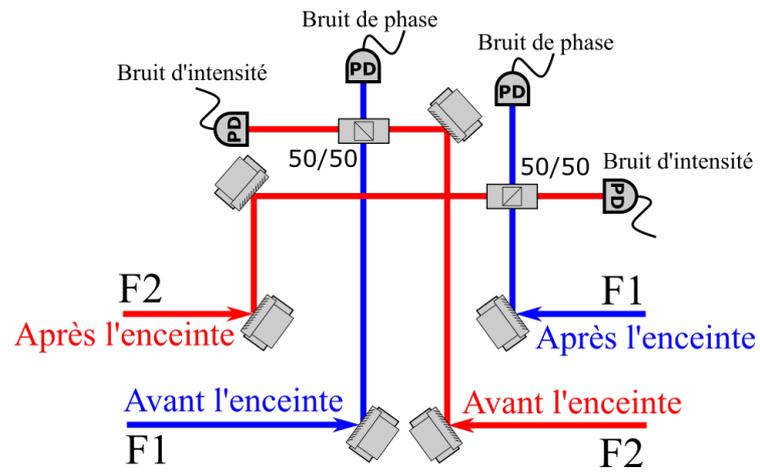


(a) Schéma optique.

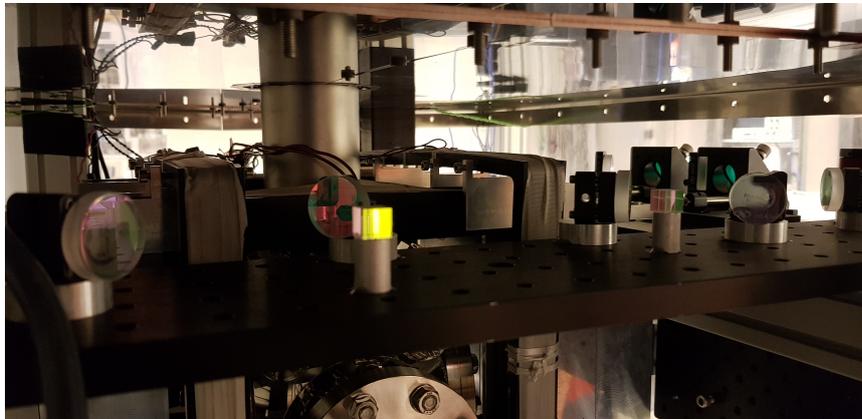


(b) Photo de la cage optique.

FIGURE III.27 – Mise en place mécanique des faisceaux de Bragg.



(a) Schéma optique (voir légende de la Fig. I.8b).

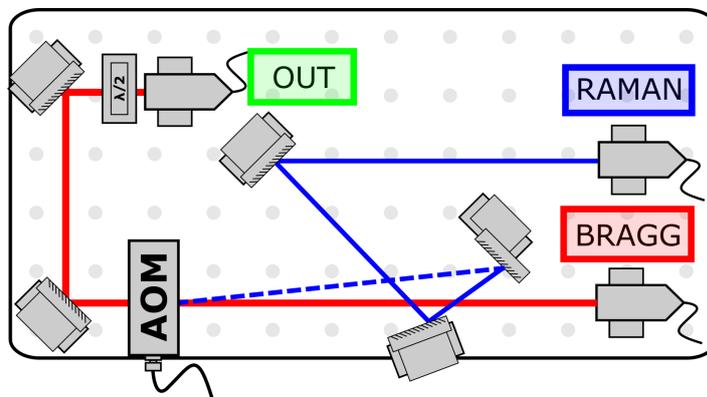


(b) Photo du banc de mesure de bruit de phase optique.

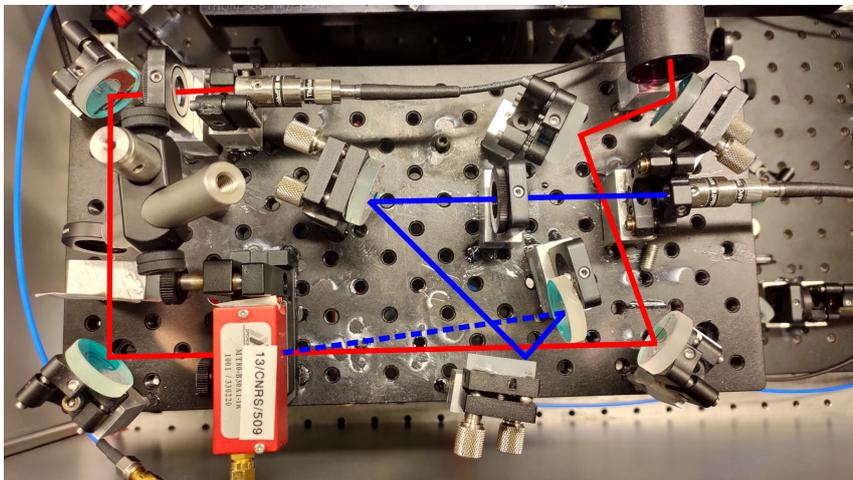
FIGURE III.28 – Schéma optique pour la mesure du bruit de phase.

b) Développement du SWitcher pour l'interféromètre sur puce

Bien que l'utilisation de faisceaux Raman pour l'interféromètre guidé sur puce ne soit pas possible dans le cas d'un nuage piégé magnétiquement, ils peuvent permettre de sélectionner une classe de vitesse atomique. La distribution en vitesse aura ainsi une largeur plus faible ce qui se traduit par une meilleure cohérence de la source d'atome utilisée dans l'interféromètre. Cependant, réaliser cette sélection en vitesse à l'aide des faisceaux Raman, suivi des impulsions de Bragg, demande un commutateur rapide entre ces deux types de faisceaux. L'utilisation d'un MAO permet cette commutation rapide avec une durée de transition de quelques centaines de nano-secondes.



(a) Schéma optique (voir légende de la Fig. I.8b).



(b) Photo du banc SWitcher

FIGURE III.29 – Schéma optique du SWitcher.

Le SWitcher permet cette commutation (Fig. III.29). Le faisceau Bragg, en rouge, entre dans l'ordre 0 du MAO. Lorsque le modulateur est éteint, le faisceau n'est pas diffracté et continue son chemin jusqu'à la fibre optique (OUT). Si le modulateur est alimenté, le faisceau est diffracté sur un ordre +1. Le faisceau ne sera donc pas

injecté dans la fibre (OUT). Le faisceau Raman, en bleu, entre dans le MAO avec un angle θ_{Raman} correspondant à l'ordre -1 . Lorsque le MAO est éteint le faisceau continuera sa course sans être dévié et ne sera pas injecté dans la fibre optique (OUT). Lorsque le modulateur est alimenté, il est diffracté dans l'ordre 0 et envoyé dans la fibre de sortie (OUT).

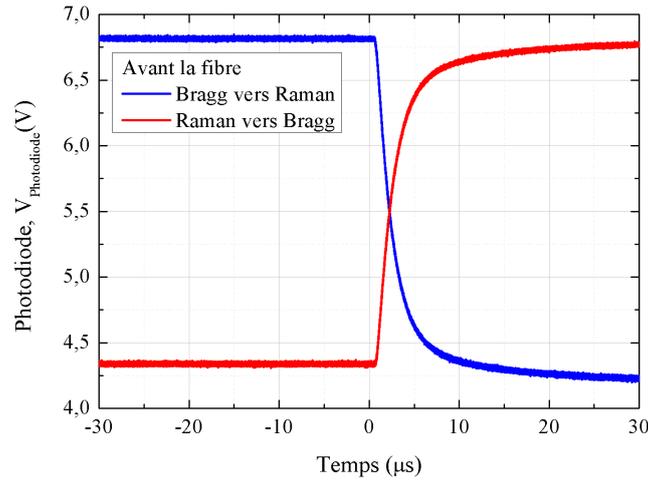


FIGURE III.30 – Calibration du SWitcher.

À l'aide de ce SWitcher, il est possible commuter les faisceaux Bragg et Raman en un temps théorique de 140 ns (temps de réponse du MAO). Cependant, la mesure effectuée ne confirme pas cette valeur (Fig. III.30). Ceci est dû à la photodiode utilisée pour caractériser le commutateur. N'étant pas suffisamment rapide le temps de transition de la Fig. III.30 correspond à son temps de réponse de $\sim 10 \mu s$.

III.5 Conclusion

Un gyromètre à atomes froids guidés sur puce demande la réalisation et optimisation de différents éléments. Notamment, la réalisation d'une aire Sagnac par la modulation spatiale d'un guide linéaire, une bonne qualité des fils pour la propagation cohérente des atomes dans un guide magnétique, et les impulsions lasers permettant la réalisation de l'interféromètre en gardant les atomes dans l'état piégeant.

De plus l'utilisation d'un guide magnétique linéaire pour l'interférométrie atomique permet la mesure de deux effets inertiels distincts. Dans le cas où le guide est immobile, l'effet de l'accélération pourra être mesuré. Les mesures nous ont permis de déterminer une distance de travail de $200 \mu m$ pour ne pas être sensible à la rugosité. Cette distance minimale permet aussi de réduire la puissance électrique

consommé, ce qui est un des points essentiels pour la réalisation d'un capteur dans un système embarqué. Enfin, la mise en place des faisceaux pour l'interférométrie a été réalisé via un système qui permet de choisir entre transitions Raman et transitions de Bragg.

Avec un interféromètre à atomes froids nous ne pouvons obtenir qu'une seule information par cycle de mesure, car le nuage est détruit lors de la mesure. Ceci a une conséquence importante sur le temps mort lié à la préparation et piégeage des atomes. Ce temps mort est typiquement de quelques secondes. De plus, les images des atomes peuvent être affectées par une fragmentation liée à la diffraction du faisceau d'imagerie. En prenant en compte les différents problèmes et questionnements présentés dans ce chapitre, il est important de trouver une nouvelle méthode permettant de détecter les atomes sans les détruire. Pour cela, une preuve de principe d'une nouvelle méthode de détection non destructive basée sur des mesures micro-onde est démontrée par la suite.

Chapitre IV

Mesure non-destructive d'une population atomique

IV.1 Introduction

La dernière étape d'une séquence de mesure de n'importe quel capteur à atomes froids est la détection. Cela permet la détermination du nombre d'atomes dans un certain état quantique à la sortie d'un interféromètre. De cette information, il est possible de déterminer la probabilité d'occupation d'un certain état atomique, ce qui est directement lié à l'effet inertiel que le capteur doit mesurer.

Comme énoncé dans le chapitre précédent, l'utilisation d'un système d'imagerie par absorption standard entraîne trois problèmes pour une expérience sur puce :

1. l'utilisation d'un faisceau laser à résonance, qui conduit à la destruction du nuage d'atomes froids, entraînant la nécessité d'une étape de refroidissement entre chaque mesure ;
2. le système d'imagerie, qui est constitué d'une caméra CCD et de différentes optiques. Un tel système n'est pas compatible avec les critères recherchés pour la fabrication d'un système de mesures inertielles compact ;
3. la puce crée un problème de diffraction lors de l'imagerie. Le fait qu'elle ne soit pas lisse en surface, dû au procédé de fabrication, entraîne une dégradation de l'information obtenue lors d'une séquence d'imagerie. Afin de palier à cette perte de donnée, il est alors nécessaire d'effectuer un nombre de mesures supérieur. Cela a pour conséquence d'entraîner une augmentation de la pression dans l'enceinte à vide et une réduction du temps de vie des atomes piégés magnétiquement.

Pour le moment, des mesures en fluorescence ou en absorption sont principalement utilisés comme mesures de détection. Cependant, cela conduit à la destruction du nuage d'atomes après avoir effectué la mesure. Néanmoins, en terme de bruit, ces techniques démontrent la possibilité d'être limité seulement par le bruit de projection quantique, ainsi que la détection d'atome unique. En effet, après chaque

événement de détection, il est nécessaire de produire un nouveau nuage, répétant alors tout le processus de refroidissement présenté dans le Chap. II. Cela signifie plusieurs centaines de millisecondes de préparation avant la réalisation d'une nouvelle mesure. Cela a pour conséquence, dans les capteurs atomiques conventionnels, d'ajouter un temps mort τ_{Mort} non négligeable qui a comme effet de réduire considérablement la bande passante du capteur en deçà du Hz [6], en plus de sa stabilité de part la présence de l'effet Dick. Ces limites tendent inévitablement à rendre moins compétitifs les capteurs à atomes froids en comparaison aux senseurs classiques à grande bande passante.

Les atomes froids préparés dans un certain état peuvent également être détectés de manière non-destructive, en utilisant par exemple un contraste de phase pendant l'imagerie [81] ou en implémentant une interface lumière-matière [82]. En particulier, le dernier exemple permet la création de corrélation entre les atomes du nuage et des états comprimés ce qui augmente la sensibilité du capteur. D'un point de vue pratique, la non-destructivité offre la possibilité d'augmenter la bande passante en interrogeant de multiple fois le nuage, réduisant alors le temps mort, et améliorant la stabilité et la sensibilité de l'appareil. Cependant, les méthodes citées plus haut demandent des systèmes optiques complexes, incluant des cavités optiques dans certains cas, pour détecter efficacement la lumière après son interaction avec les atomes. Cela crée alors de véritables limitations dans le cadre de la réalisation d'un capteur compact dont, par exemple, une puce est le principal composant. Afin d'outre-passer ces limitations, une des solutions possibles est de détecter les atomes de manière non-destructive en utilisant les champs micro-ondes au lieu de champs optique.

Dans les capteurs à atomes froids standards, la micro-onde est utilisé pour manipuler et modifier les états internes des atomes. Cependant, dans ces mesures utilisant la micro-onde, et de manière plus générale, la modification du champ micro-onde du fait de la présence des atomes est toujours ignoré. L'élément clé de la mesure décrite ici, est justement cette modification.

IV.2 Mise en place du circuit micro-onde et calibration des sources

Afin de pouvoir réaliser cette détection on utilise le circuit dont le schéma est présenté sur la Fig. IV.1. Ce dernier contient un générateur de fonction micro-onde (WindFreak), un coupleur bi-directionnel et un émetteur-récepteur. La source micro-onde WindFreak (**OSC**) génère un signal de 6834,6970110 MHz. Ce signal passe par un coupleur bi-directionnel (**CPL**) puis il est transmis vers un cornet (en bleu). Ensuite, le signal réfléchi est récupéré par le CPL, et sa puissance est mesurée à l'analyseur de spectre (**D**).

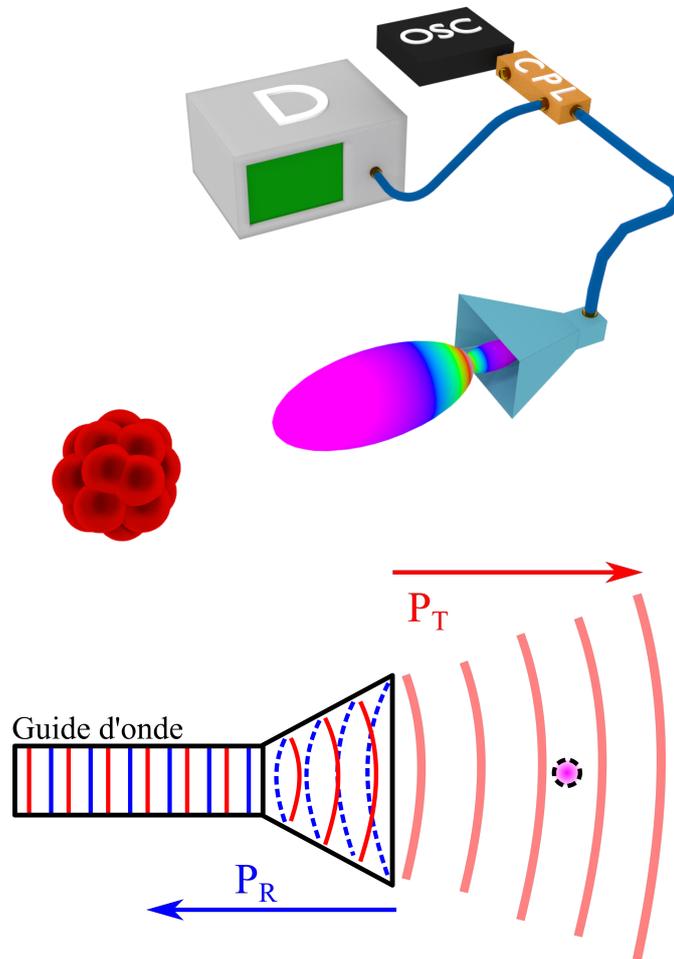


FIGURE IV.1 – Système de mesure pour la détection non-destructive.

La mesure est basée sur la détection du changement d'impédance de rayonnement du cornet. En effet, l'émetteur est constitué de trois éléments. Une antenne est située dans le guide d'onde, ce qui va permettre de conduire le champ micro-onde généré par l'antenne jusqu'à la partie évasée du cornet (onde rouge). Ce cornet, pyramidale, va permettre d'adapter l'impédance du guide d'onde avec l'impédance du milieu dans lequel l'onde va se propager [83]. Du fait que les impédances ne correspondent pas, une partie de la puissance va être réfléchi au niveau de la face de sortie du cornet (onde bleue). Ainsi, comme nous le verrons par la suite, dans le cas où des atomes sont présents dans l'enceinte, ces derniers vont modifier l'impédance du milieu, ce qui nous permettra de mesurer l'impédance de rayonnement atomique. Dans la configuration actuelle, le cornet est situé à l'extérieur de l'enceinte expérimentale. Ce dernier est accolé à un hublot et est centré sur la puce où se trouvent les atomes (voir Fig. I.6).

IV.2.1 Diagramme de rayonnement

Le champ électrique émis par le cornet oscille suivant le plan défini par l'élément émetteur dans le guide d'onde de l'antenne[84]. Le champ magnétique est défini perpendiculairement aux oscillations du champ électrique et sa composante est exprimée de manière similaire à un facteur $1/\eta$ près, où η correspond à l'impédance intrinsèque du milieu dans lequel l'onde est rayonnée. De plus, en considérant les paramètres géométriques du cornet pyramidal de la Fig. IV.2 il est possible de déterminer son diagramme de rayonnement [85]. Ce diagramme prend en compte l'ouverture horizontale a et vertical b de la partie évasée du cornet ainsi que la longueur ρ_H du cornet. Le front d'onde est donné par la surface définie par une valeur constante dans un point \vec{r} de l'espace pour la phase du champ électrique E ainsi que pour la phase du champ magnétique H correspondant.

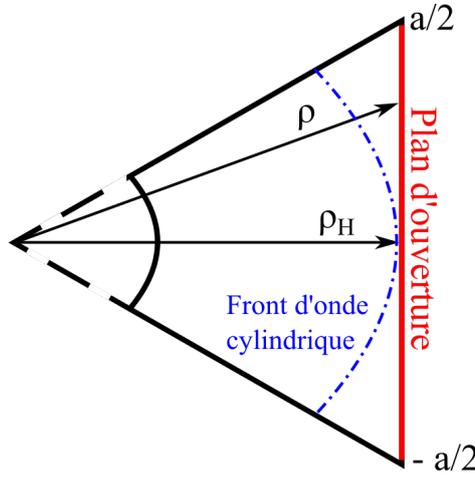


FIGURE IV.2 – Représentation du front d'onde équiphase et du plan d'ouverture.

Un cornet pyramidal est évasé simultanément sur les deux plans E et H symétriquement. Ainsi, les expressions du champ électromagnétique sont

$$E_x(x, y) = E \cos\left(\pi \frac{y}{a}\right) \exp\left(-j \frac{k}{2} \left[\frac{x^2}{\rho_E} + \frac{y^2}{\rho_H}\right]\right), \quad (\text{IV.1})$$

pour le champ électrique et

$$H_y(x, y) = \frac{E}{\eta} \cos\left(\pi \frac{y}{a}\right) \exp\left(-j \frac{k}{2} \left[\frac{x^2}{\rho_E} + \frac{y^2}{\rho_H}\right]\right), \quad (\text{IV.2})$$

pour le champ magnétique. Dans les Eqs. IV.1 et IV.2 ρ_E et ρ_H sont la distance entre le point virtuel d'intersection des bords évasés du cornet et la face de sortie du cornet respectivement dans le plan E et H . A partir de ces équations il est possible de déduire les équations de rayonnement du champ électrique dans les deux plans

de propagation, respectivement E_E le champ électrique qui se propage sur le plan E (en bleu sur la Fig. IV.3)

$$E_E(\theta) = (1 + \cos \theta) \int_{-b/2}^{b/2} e^{jk \left(x \sin \theta - \frac{x^2}{2\rho_E} \right)} dx, \quad (\text{IV.3})$$

et E_H le champ électrique qui se propage sur le plan H (en rouge sur la Fig. IV.3)

$$E_H(\theta) = (1 + \cos \theta) \int_{-a/2}^{a/2} \cos \left(\pi \frac{y}{a} \right) e^{jk \left(y \sin \theta - \frac{y^2}{2\rho_H} \right)} dy. \quad (\text{IV.4})$$

Les équations de rayonnement du champ magnétique peuvent être finalement calculées comme $H_E \equiv E_E/\eta$ et $H_H \equiv E_H/\eta$. Les calculs détaillés des diagrammes de rayonnement [86, 87, 88] ne sont pas abordés dans ce manuscrit et seules les équations finales sont ici présentées et utilisées.

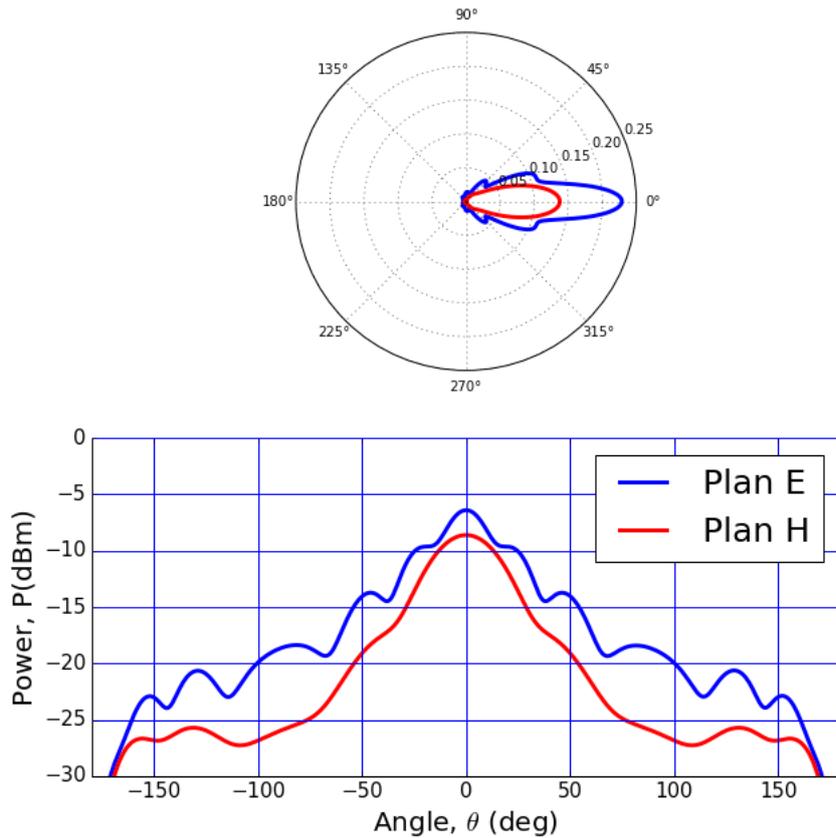
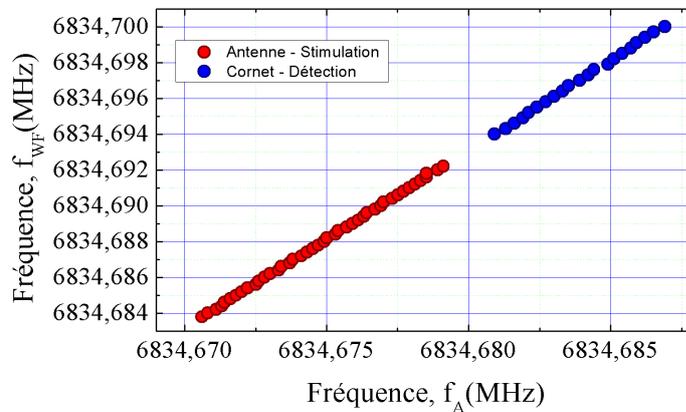


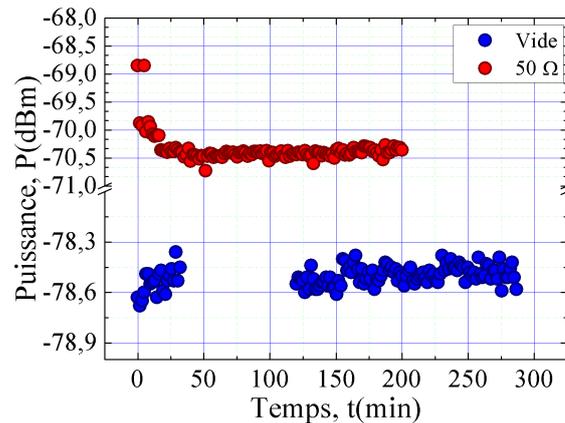
FIGURE IV.3 – Diagramme de rayonnement du cornet pyramidal. En haut : Représentation polaire. En bas : Représentation cartésienne.

IV.2.2 Calibration de la source micro-onde

Dans notre expérience nous utilisons deux sources micro-ondes. Nous avons mesuré l'accord entre la fréquence nominale demandée à chaque source à l'aide d'un analyseur de spectre. Le résultat est présenté dans la Fig. IV.4a. Comme notre protocole de détection des atomes est basé sur une mesure de la puissance réfléchie, nous avons aussi mesuré la stabilité de la puissance micro-onde émise à l'aide d'un analyseur de spectre. Cette dernière mesure a été faite dans deux configurations différentes, dans un cas en utilisant le cornet comme charge pour la source micro-onde, et dans l'autre cas en utilisant une terminaison de $50\ \Omega$. Le résultat de cette mesure est présentée dans la Fig. IV.4b.



(a)



(b)

FIGURE IV.4 – Calibration des sources micro-onde. (a) : Fréquence des sources micro-onde f_{WF} en fonction de la fréquence f_A à l'analyseur de spectre. (b) : Puissance micro-onde réfléchie mesurée pour une charge de $50\ \Omega$ et pour le cornet émettant vers l'enceinte à vide.

Le générateur de fonction est contrôlé par l'ordinateur par un logiciel du fabricant (SynthHD). La fréquence demandée est alors comparée à la fréquence de sortie, lue à l'analyseur de spectre. Nous observons une différence constante de 10 kHz entre la valeur f_A mesurée à l'analyseur de spectre et la valeur f_{WF} demandée sur le logiciel (Fig. IV.4a). Dans la deuxième calibration nous avons observé la stabilité de la puissance réfléchiée pour deux types de terminaison (Fig. IV.4b). La courbe mesurée avec la terminaison $50\ \Omega$ montre une stabilisation de la puissance micro-onde sur quelques dizaines de minutes. Ainsi, une valeur stable de $-70,5\ \text{dBm}$ est observée après la stabilisation. Les mesures nommées "vide" dans la figure, et prises avec le cornet émettant vers l'enceinte à vide, ont été réalisées après la stabilisation du générateur micro-onde. C'est pour cette raison que nous ne voyons pas l'évolution initiale présente dans la mesure de la puissance avec $50\ \Omega$. Le "trou" dans ces données correspondent à la pause déjeuner.

Ces premières mesures ont été effectuées en reportant manuellement la puissance micro-onde mesurée sur l'analyseur de spectre. Nous avons automatisé toutes les mesures micro-onde en utilisant un arduino. L'entrée de celui-ci est connectée à l'aide d'un câble $75\ \Omega$ à la sortie vidéo de l'analyseur de spectre. Lorsque l'arduino reçoit un trigger de tension de $3,3\ \text{V}$ il enregistre les données présent à l'analyseur de spectre dans la fenêtre du trigger.

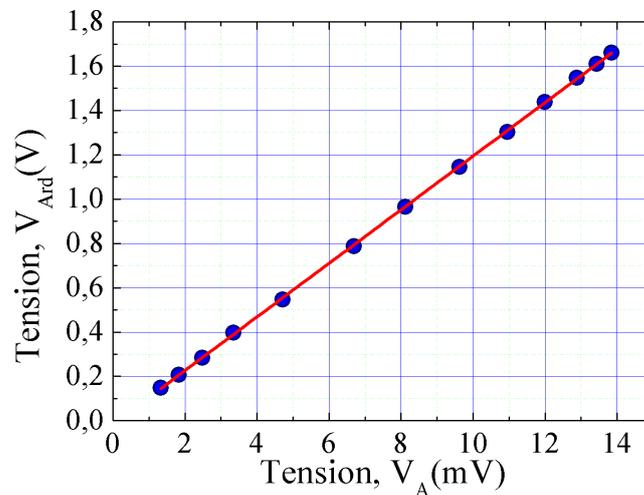


FIGURE IV.5 – Tension mesurée avec l'arduino en fonction de la tension à la sortie vidéo de l'analyseur de spectre.

Il est à noter que la valeur de la sortie vidéo dépend de la calibration d'amplitude choisie sur l'analyseur de spectre. Ainsi, pour une calibration donnée, la tension lue sur l'arduino en fonction de la tension donnée par l'analyseur de spectre est mesurée dans la région centrale de la courbe de calibration. Cette zone correspond à l'intervalle $6 \rightarrow 10\ \text{mV}$ (Fig. IV.5). Cette zone nous permet d'avoir la meilleure

sensibilité dans la mesure du signal donné par l'analyseur de spectre. La figure de calibration montre un comportement parfaitement linéaire entre les deux tensions.

IV.2.3 Spectroscopie micro-onde

Une spectroscopie micro-onde est une mesure atomique permettant de déterminer le maximum de couplage entre les atomes, initialement dans un état $|g\rangle$, et un photon micro-onde de fréquence $\nu + \delta\nu$, où $\delta\nu$ est le désaccord à la transition atomique visée. Ce couplage est maximum pour $\delta\nu = 0$. Dans cette situation on a un transfert total de la population de $|g\rangle$ vers un état excité $|e\rangle$ [89, 90].

Dans notre expérience, nous allons travailler avec la transition d'horloge du ^{87}Rb . Les deux états atomiques du ^{87}Rb qui interagissent sont les deux niveaux fondamentaux $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Cette fréquence d'horloge sert de référence pour la calibration de la fréquence d'une source micro-onde. Pour cela, typiquement, les atomes sont initialement préparés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Le nuage est refroidi à l'état de mélasse, et toutes les mesures de principe sont effectués avec des atomes en chute libre. Après avoir appliqué une impulsion micro-onde d'une durée τ fixe, le nombre d'atomes transféré dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ est mesuré à l'aide de l'imagerie par absorption. Le faisceau d'imagerie est asservi à résonance sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$.

Pour résumer, la fréquence d'horloge est déterminée en faisant varier la fréquence micro-onde sur le logiciel de contrôle (Fig. IV.6) et en mesurant, après l'impulsion du cornet (en bleu) ou de l'antenne (en rouge), la population dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ à l'aide de l'imagerie par absorption.

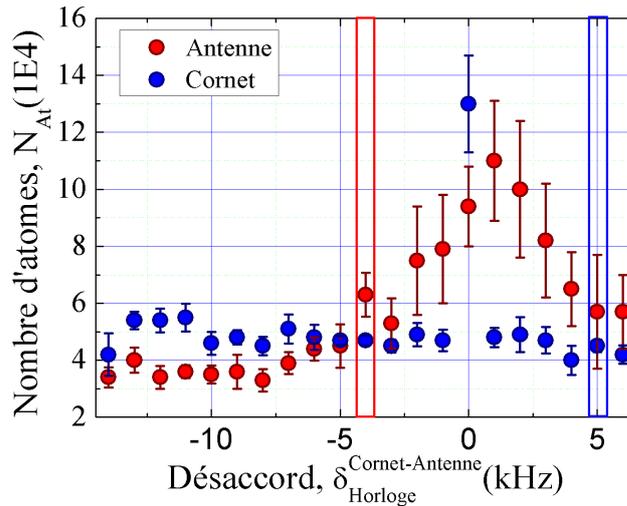


FIGURE IV.6 – Spectroscopie micro-onde. La mesure présente le nombre d'atomes dans l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$ en fonction du désaccord à la fréquence d'horloge. Les données sont prises avec une imagerie par absorption.

Les mesures micro-onde qui seront réalisées par la suite utilisent le cornet désaccordé de 5 kHz par rapport à la transition d'horloge pour détecter les atomes, et une antenne dipôle sera utilisée à résonance pour exciter les atomes. Les spectres micro-onde obtenus pour ces deux sources sont présentés dans la Fig. IV.6, en rouge pour l'antenne et en bleu pour le cornet. La largeur du spectre de l'antenne est dû à la puissance utilisée dans la mesure.

IV.3 Mesure de l'impédance atomique de rayonnement

IV.3.1 Impédance atomique de rayonnement

Il existe de nombreuses applications liées aux micro-ondes. Par exemple, elles sont utilisées pour réaliser de l'imagerie [91], dans le domaine des antennes optiques [92, 93, 94], dans le domaine des plasmas [95], et dans des mesures d'humidité dans le domaine de l'agriculture [96]. La mesure d'impédance atomique de rayonnement présentée dans ce chapitre est inspirée de ces études.

Dans le cas des atomes froids, l'impédance atomique $Z_{at}(\vec{r})$ est l'impédance vue par une antenne micro-onde quand elle rayonne sur un nuage d'atomes froids. Nous allons simuler l'antenne micro-onde comme une boucle rayonnante qui, dans la condition de champ lointain, est vue comme un dipôle magnétique. Cette approximation nous permettra de développer le modèle physique de l'impédance atomique de rayonnement. Dans cette situation, l'impédance de rayonnement de la boucle s'écrit

$$Z_{at}(\vec{r}) = -\frac{\epsilon_{12}(\vec{r})}{I_1}, \quad (\text{IV.5})$$

où $\epsilon_{12}(\vec{r})$ est la force électromotrice induite au niveau de la boucle par le champ magnétique rayonné, provenant du dipôle des atomes excités à la position \vec{r} , et I_1 le courant total circulant dans la boucle. A partir des équations de Maxwell, $\epsilon_{12}(\vec{r})$ est donné par l'expression

$$\epsilon_{12}(\vec{r}) = j\omega\mu_0 S_1 H_{12}(\vec{r}), \quad (\text{IV.6})$$

avec ω , μ_0 et S_1 la fréquence d'émission, la perméabilité du vide et l'aire de la boucle, respectivement.

Le terme $H_{12}(\vec{r})$ représente le champ magnétique détecté à l'endroit de la boucle. Il provient de l'émission de la source du dipôle atomique et est directement relié à la composante du champ magnétique de l'émission micro-onde de l'antenne, $H_{21}(\vec{r})$, par l'équation

$$H_{12}(\vec{r}) = j\omega H_m(\vec{r})\beta_m(\omega)H_{21}(\vec{r}), \quad (\text{IV.7})$$

où $\beta_m(\omega)$ et $H_m(\vec{r})$ sont respectivement la polarisabilité magnétique des atomes et l'amplitude du champ émis par le dipôle atomique en unité de temps dépendant de

la position. La polarisabilité magnétique est définie comme

$$\beta_m(\omega) = \mu_0 N \frac{\mu_i^{ab(n)} \mu_j^{ba(n)}}{\hbar} \frac{2\omega_{ab}^{(n)}}{(\omega_{ba}^{(n)})^2 - \omega^2 + j\gamma\omega}, \quad (\text{IV.8})$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, N le nombre d'atomes, n une transition magnétique donnée, i, j les indices de positions spatiales, a et b l'indication de l'état atomique initial et final. L'ajout d'un facteur γ permet de prendre en compte des phénomènes dissipatifs liés, par exemple, aux interactions entre les atomes. L'antenne est considérée comme un dipôle, permettant d'écrire

$$H_{21}(\vec{r}) = j\omega H_m(\vec{r}) m_1, \quad (\text{IV.9})$$

avec $m_1 = S_1 I_1$ le moment magnétique de la boucle. En introduisant l'Eq. IV.7 et l'Eq. IV.9 dans l'Eq. IV.6, on en déduit

$$\epsilon_{12}(\vec{r}) = -j\mu_0\omega^3 H_m^2(\vec{r}) \beta_m(\omega) S_1^2 I_1. \quad (\text{IV.10})$$

Dans le cas où les atomes sont absents, la puissance émise par la boucle est :

$$P_0 = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 \omega k^3 S_1^2}{6\pi} I_1^2, \quad (\text{IV.11})$$

où k est le vecteur d'onde de l'émission. De l'Eq. IV.11, il est possible d'identifier la résistance de rayonnement en absence d'atomes comme

$$R_{rad} = \frac{\mu_0 \omega k^3 S_1^2}{6\pi}. \quad (\text{IV.12})$$

En substituant S_1 de l'Eq. IV.12 dans l'Eq. IV.10, on conclut l'expression de l'impédance atomique

$$Z_{at}(\vec{r}) = jR_{rad} 6\pi \frac{\omega^2}{k^3} \beta_m(\omega) H_m^2(\vec{r}). \quad (\text{IV.13})$$

où R_{Rad} , ω , k , β_m et H_m sont respectivement l'impédance du vide, la fréquence de la micro-onde, le vecteur d'onde de l'onde émise par l'antenne, la polarisabilité magnétique des atomes et l'amplitude du champ magnétique qui dépend de la position de l'antenne par rapport aux atomes [97, 98].

IV.3.2 Différence de population observable par la mesure non-destructive

Un nuage d'atomes froids est considéré comme un ensemble d'atomes décrit par l'opérateur de spin collective $\hat{\mathbf{S}}$, où $\hat{S} \sim (\hat{N}_b - \hat{N}_a)/2$ correspond à l'observable mesuré à la fin d'une séquence d'interférométrie, c'est à dire la différence de population entre les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Cet observable peut être lié à la polarisabilité atomique

$\beta_m(\omega)$ en considérant que la population initiale peut être détectée. Dans ce cas, on peut écrire $\beta_m(\omega)$ tel que

$$\beta_m(\omega) = \frac{2\mu_0}{\hbar} \sum_{i,j} \left(N_a \sum_{d_1} \mu_i^{d_1 a} \mu_j^{a d_1} \frac{\omega_{ad_1}}{\omega_{ad_1}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} + N_b \sum_{d_2} \mu_i^{d_2 b} \mu_j^{b d_2} \frac{\omega_{bd_2}}{\omega_{bd_2}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} \right) \quad (\text{IV.14})$$

où $N_a = \langle \hat{N}_a \rangle$ et $N_b = \langle \hat{N}_b \rangle$ sont respectivement le nombre d'atomes dans les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$. L'Eq. IV.14 prend en compte la somme sur tous les états d_1 et d_2 couplés respectivement aux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ par le champ de détection micro-onde. Si on définit ϵ comme la fraction de la différence de population

$$\epsilon \sim \frac{N_b - N_a}{N} \quad (\text{IV.15})$$

pour un total d'atome $N = N_a + N_b$, alors la polarisabilité magnétique atomique peut être exprimé comme

$$\beta_m(\omega) = N \frac{\mu_0}{\hbar} \sum_{i,j} \left[(1 - \epsilon) \sum_{d_1} \mu_i^{d_1 a} \mu_j^{a d_1} \frac{\omega_{ad_1}}{\omega_{ad_1}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} + (1 + \epsilon) \sum_{d_2} \mu_i^{d_2 b} \mu_j^{b d_2} \frac{\omega_{bd_2}}{\omega_{bd_2}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} \right]. \quad (\text{IV.16})$$

A partir de l'Eq. IV.16 on peut observer qu'en choisissant proprement la polarisation et la fréquence de la micro-onde de détection, il est possible de déterminer la différence de population observable $\langle \hat{S}_Z \rangle = |\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle| \epsilon$ à partir de la mesure de l'impédance de rayonnement atomique (Eq. IV.13).

Ainsi, en utilisant les relations présentées ci-dessus, il serait possible d'accéder aux mesures de fluctuations quantique \hat{S}_Z .

IV.3.3 Temps de vol dans la mesure d'impédance atomique de rayonnement

Les mesures micro-onde utilisent, dans cette preuve de principe, des atomes en chute libre. Ces atomes sont refroidis à l'état de mélasse optique à une température de $3 \mu K$. L'influence de la micro-onde sur les atomes dépend de leur position par rapport au plan H du cornet de détection. La Fig. IV.7 présente la configuration du système de détection abordé ici. Les calculs qui suivent sont analogues à la mesure d'un temps de vol qui prend en compte la distribution des atomes dans un nuage [99].

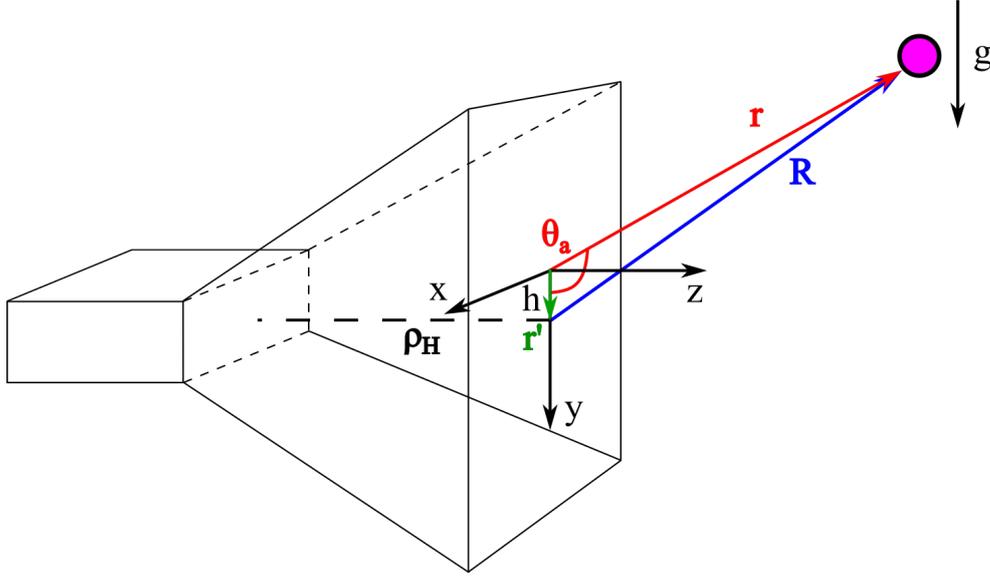


FIGURE IV.7 – Atomes en chute libre dans un champ magnétique rayonné par un cornet micro-onde. Le nuage, en violet, est à une distance R du point $(E, 0, H)$ (centre du plan E et H du cornet). Il subit une chute libre et voit une puissance micro-onde différente en fonction de sa position au plan H dû au diagramme de rayonnement du cornet.

Soit $N(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0})$ la distribution atomique en position et en vitesse du nuage d'atomes froids en chute libre (Fig. IV.7)

$$N(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) = X(g) \times Y(g) \times Z(g), \quad (\text{IV.17})$$

où les distributions dans les directions x , y et z sont données par

$$X(g) = g(x_0, \sigma_0)g(v_{x0}, \sigma_v), \quad (\text{IV.18})$$

$$Y(g) = g(y_0, \sigma_0)g(v_{y0}, \sigma_v), \quad (\text{IV.19})$$

$$Z(g) = g(z_0, \sigma_0)g(v_{z0}, \sigma_v), \quad (\text{IV.20})$$

avec

$$g(x, \sigma) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp[-x^2/2\sigma^2], \quad (\text{IV.21})$$

l'expression générale d'une distribution gaussienne à une dimension. En tenant compte de la trajectoire des atomes, on peut substituer les vitesses initiales v_{i0}

(où $i = x, y, z$) dans l'Eq. IV.20. On obtient alors

$$X(g) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2 t^2}} \exp \left[-\frac{x_0^2}{2\sigma_0^2} - \frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_v^2 t^2} \right], \quad (\text{IV.22})$$

$$Y(g) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2 t^2}} \exp \left[-\frac{y_0^2}{2\sigma_0^2} - \frac{\left(\frac{y-y_0}{t} - \frac{1}{2}gt\right)^2}{2\sigma_v^2} \right], \quad (\text{IV.23})$$

$$Z(g) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2 t^2}} \exp \left[-\frac{z_0^2}{2\sigma_0^2} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_v^2 t^2} \right], \quad (\text{IV.24})$$

où σ_0 et σ_v sont respectivement les largeurs de la distribution en position et en vitesse. En intégrant sur x_0, y_0 et z_0 sur tout l'espace, pour prendre en compte les positions initiales des atomes on trouve les équations

$$X(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi^2\sigma_0^2\sigma_v^2 t^2}} \sqrt{\pi \frac{4\sigma_0^2\sigma_v^2 t^2}{2\sigma_t^2}} \exp \left[\frac{4x^2}{4\sigma_v^4 t^4} \frac{1}{4} \frac{2\sigma_0^2 2\sigma_v^2 t^2}{2\sigma_t^2} - \frac{x^2}{2\sigma_v^2 t^2} \right], \quad (\text{IV.25})$$

$$Y(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi^2\sigma_0^2\sigma_v^2 t^2}} \sqrt{\pi \frac{4\sigma_0^2\sigma_v^2 t^2}{2\sigma_t^2}} \exp \left[\left(\frac{2y2\sigma_v^2 - 2g\sigma_v^2 t^2}{4\sigma_v^4 t^2} \right)^2 \times \frac{1}{4} \frac{2\sigma_0^2 2\sigma_v^2 t^2}{2\sigma_t^2} - \frac{1}{2} \frac{gt}{\sigma_v} \right], \quad (\text{IV.26})$$

$$Z(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi^2\sigma_0^2\sigma_v^2 t^2}} \sqrt{\pi \frac{4\sigma_0^2\sigma_v^2 t^2}{2\sigma_t^2}} \exp \left[\frac{4z^2}{4\sigma_v^4 t^4} \frac{1}{4} \frac{2\sigma_0^2 2\sigma_v^2 t^2}{2\sigma_t^2} - \frac{z^2}{2\sigma_v^2 t^2} \right]. \quad (\text{IV.27})$$

On introduit ensuite la largeur σ_t , la taille du nuage à un instant de temps t , tel que

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}, \quad (\text{IV.28})$$

où $\sigma_v = k_B T / M$. Ainsi, les Eqs. IV.25, IV.26 et IV.27 deviennent

$$X(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_t^2}} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_t^2} \right], \quad (\text{IV.29})$$

$$Y(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_t^2}} \exp \left[-\frac{y - \frac{1}{2}gt^2}{2\sigma_t^2} \right], \quad (\text{IV.30})$$

$$Z(\vec{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_t^2}} \exp \left[-\frac{z^2}{2\sigma_t^2} \right], \quad (\text{IV.31})$$

où k_B, T et M sont respectivement la constante de Boltzmann, la température du nuage et la masse du ^{87}Rb . Pour un nuage d'atomes en chute libre dans la direction

y , le coefficient de réflexion est déterminé par l'impédance atomique de rayonnement en temps de vol $Z_A^{TOF}(t)$, donné comme

$$Z_A^{TOF}(t) = \iiint Z_{at}(\vec{r}) \cdot N(x, y, z, t) dx dy dz, \quad (\text{IV.32})$$

où $Z_{at}(\vec{r})$ est l'expression donnée dans l'Eq. IV.13. Comme défini précédemment, $N(x, y, z, t)$ correspond à la probabilité de trouver un atome du nuage en expansion aux coordonnées (x, y, z) à un instant de temps t . En remplaçant $Z_{at}(\vec{r})$ par son expression, l'équation devient

$$Z_A^{TOF}(t) = R_{Rad} 6\pi \frac{\omega^2}{k^3} (j\beta_m) \iiint H_m^2(\vec{r}) N(x, y, z, t) dx dy dz. \quad (\text{IV.33})$$

A partir de cette équation, nous définissons l'intégrale

$$I(\sigma_t) = \iiint H_m^2(\vec{r}) g(x, \sigma_t) g\left(y - \frac{gt^2}{2}, \sigma_t\right) g(z, \sigma_t) dx dy dz, \quad (\text{IV.34})$$

avec

$$g(x, \sigma_t) = (2\pi\sigma_t^2)^{-1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (\text{IV.35})$$

$$g\left(y - \frac{gt^2}{2}, \sigma_t\right) = (2\pi\sigma_t^2)^{-1/2} \exp\left(-\frac{\left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (\text{IV.36})$$

$$g(z, \sigma_t) = (2\pi\sigma_t^2)^{-1/2} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_t^2}\right), \quad (\text{IV.37})$$

avec σ_t défini dans l'Eq. IV.28.

Dû à la symétrie du rayonnement, nous allons travailler avec des coordonnées sphériques. Dans cette situation, l'expression de $H_m(\vec{r})$ s'écrit comme

$$H_m(\vec{r}) = \omega \frac{\sin \theta}{2\pi c^2 R}. \quad (\text{IV.38})$$

Le rayon vecteur \vec{R} est donné par (Fig. IV.7)

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}' = \begin{bmatrix} x \\ z \\ y(t) - h \end{bmatrix}, \quad (\text{IV.39})$$

on trouve ainsi pour $H_m^2(\vec{r})$ l'expression

$$H_m^2(\vec{r}) = \omega^2 \frac{1 - \cos^2 \theta}{(2\pi c^2)^2 [x^2 + z^2 + (y(t) - h)^2]}, \quad (\text{IV.40})$$

qui, en développant le dénominateur nous donne

$$H_m^2(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{(2\pi c^2)^2} \left[\frac{\left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)^2 + \left(\frac{1}{2}gt^2 - h\right)^2 + 2\left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)\left(\frac{1}{2}gt^2 - h\right)}{R^2} \right], \quad (\text{IV.41})$$

où θ a été exprimé en fonction de \vec{r} . A partir de l'Eq. IV.41 l'intégrale $I(\sigma_t)$ à calculer se réécrit sous la forme

$$\begin{aligned} I(\sigma_t) &= \iiint \frac{1}{x^2 + (y - \frac{1}{2}gt_0^2)^2 + z^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - (y - \frac{1}{2}gt^2) - z^2 \right] \right] dx dy dz \\ &\quad - \iiint \frac{1}{\left[x^2 + (y - \frac{1}{2}gt_0^2)^2 + z^2\right]^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - (y - \frac{1}{2}gt^2) - z^2 \right] \right] dx dy dz \\ &\quad - \frac{1}{4}g^2(t^2 - t_0^2) \iiint \frac{1}{\left[x^2 + (y - \frac{1}{2}gt_0^2)^2 + z^2\right]^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - (y - \frac{1}{2}gt^2) - z^2 \right] \right] dx dy dz, \end{aligned} \quad (\text{IV.42})$$

avec

$$R^2 = x^2 + z^2 + \left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)^2 + \left(\frac{1}{2}gt^2 - h\right)^2 + 2\left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)\left(\frac{1}{2}gt^2 - h\right). \quad (\text{IV.43})$$

L'Eq. IV.42 correspond au calcul de trois intégrales indépendantes.

Intégrale 1 :

$$I_1(\sigma_t) = \iiint \frac{1}{x^2 + (y - \frac{1}{2}gt_0^2)^2 + z^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - (y - \frac{1}{2}gt^2) - z^2 \right] \right] dx dy dz. \quad (\text{IV.44})$$

Intégrale 2 :

$$I_2(\sigma_t) = - \iiint \frac{1}{\left[x^2 + (y - \frac{1}{2}gt_0^2)^2 + z^2\right]^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - (y - \frac{1}{2}gt^2) - z^2 \right] \right] dx dy dz. \quad (\text{IV.45})$$

Intégrale 3 :

$$I_3(\sigma_t) = -\frac{1}{4}g^2(t^2 - t_0^2) \iiint \frac{1}{\left[x^2 + (y - \frac{1}{2}gt_0^2)^2 + z^2\right]^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - (y - \frac{1}{2}gt^2) - z^2 \right] \right] dx dy dz, \quad (\text{IV.46})$$

où nous avons défini t_0 comme $t_0 = \sqrt{2h/g}$. Afin de simplifier les notations, on définit $a = 1/2\sigma_t^2$, et dans le cas où $h \ll r$, R l'équation de R se simplifie comme

$$R^2 = x^2 + z^2 + \left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)^2, \quad (\text{IV.47})$$

c'est cette expression que nous allons utiliser dans le calcul des intégrales.

Intégrale 1 :

$$I_1(\sigma_t) = \iiint \frac{1}{x^2 + \left(y - \frac{1}{2}gt_0^2\right)^2 + z^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - \left(y - \frac{1}{2}gt^2\right) - z^2 \right] \right] dx dy dz. \quad (\text{IV.48})$$

Cette première intégrale peut être résolue en la réécrivant sous la forme opérationnelle comme

$$\left(b - \frac{d}{da}\right) I_1(a, b) = \iiint \exp \left[-a \left[\left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2 + x^2 + z^2 \right] \right] dy dx dz. \quad (\text{IV.49})$$

et en prenant comme limite $b \rightarrow 0$ dans l'équation résultat de l'intégration. Cet opérateur de dérivé est défini comme

$$\frac{d}{da} e^{-a \left[\left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2 + x^2 + z^2 \right]} = - \left[\left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2 + x^2 + z^2 \right]^2 e^{-a \left[\left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2 + x^2 + z^2 \right]}. \quad (\text{IV.50})$$

En cherchant $I_1(a, b)$ de la forme $I_1(a, b) = u_1(a)e^{ab}$ on obtient l'équation différentielle suivante

$$\left(b - \frac{d}{da}\right) u_1(a)e^{ab} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^{3/2}. \quad (\text{IV.51})$$

Nous pouvons alors résoudre l'équation différentielle du second ordre suivante

$$u_1'(a)e^{ab} = - \left(\frac{\pi}{a}\right)^{3/2}, \quad (\text{IV.52})$$

que l'on peut ré-écrire sous la forme

$$u_1'(a) = -\pi^{3/2} a^{-3/2} e^{-ab}. \quad (\text{IV.53})$$

qui a pour solution

$$u_1(a) = \pi^{3/2} \int_a^{+\infty} ds e^{-sb} s^{-3/2} \quad (\text{IV.54})$$

L'intégrale qui apparait dans l'Eq. IV.54 correspond à la fonction Gamma incomplète. Comme pour $a \rightarrow +\infty$ on a $I_1(a) \rightarrow 0$ et $I_1'(a) \rightarrow 0$, et qu'en plus $u_1(+\infty) = u_1'(+\infty) = 0$ on trouve la solution pour l'intégrale $I_1(a, b)$

$$I_1(a, b) = \pi^{3/2} \left(b^{1/2} \Gamma(-1/2, ab)\right) \exp(ab). \quad (\text{IV.55})$$

Intégrale 2 :

$$I_2(a) = - \iiint \frac{1}{\left[x^2 + \left(y - \frac{1}{2}gt_0^2\right)^2 + z^2\right]^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - \left(y - \frac{1}{2}gt^2\right) - z^2\right] \right] dx dy dz. \quad (\text{IV.56})$$

En suivant la même méthode de calcul que pour l'intégrale précédente on obtient pour $I_2(a)$ la forme opérationnelle

$$\begin{aligned} \left(b - \frac{d}{da}\right)^2 I_2(a, b) &= - \iiint \left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)^2 \times \exp \left[-a \left[\left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2 + x^2 + z^2 \right] \right] dy dx dz \\ &= - \sqrt{\frac{\pi^2}{a}} \int \left(y(t) - \frac{1}{2}gt^2\right)^2 \times \exp \left[-a \left(y - \frac{gt^2}{2}\right)^2 \right] dy, \end{aligned} \quad (\text{IV.57})$$

qui nous donne l'équation

$$\left(b - \frac{d}{da}\right)^2 I_2(a, b) = \left(\frac{\pi}{a}\right)^{3/2} \frac{1}{2a}. \quad (\text{IV.58})$$

A nouveau, on va chercher la solution de la forme $I_2(a, b) = u_2(a)e^{ab}$. Ce qui nous donne pour $u_2(a)$ la solution intégrale

$$u_2(a) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \int_a^{+\infty} ds \int_s^{+\infty} dq e^{-qb} q^{-5/2}. \quad (\text{IV.59})$$

En changeant l'ordre d'intégration dans l'équation précédente tel que

$$u_2(a) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \int_a^{+\infty} dq e^{-qb} q^{-5/2} \int_a^q ds, \quad (\text{IV.60})$$

cela conduit au résultat

$$u_2(a) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \left(\int_a^{+\infty} dq e^{-qb} q^{-3/2} - a \int_a^{+\infty} dq e^{-qb} q^{-5/2} \right), \quad (\text{IV.61})$$

qui permet l'obtention de la valeur de $I_2(a, b)$

$$I_2(a, b) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \left(b^{1/2}\Gamma(-1/2, ab) - b^{3/2}a\Gamma(-3/2, ab) \right) \exp(ab). \quad (\text{IV.62})$$

Intégrale 3 :

$$I_3(\sigma_t) = -\frac{1}{4}g^2(t^2 - t_0^2) \iiint \frac{1}{\left[x^2 + \left(y - \frac{1}{2}gt_0^2\right)^2 + z^2\right]^2} \exp \left[\frac{1}{2\sigma_t^2} \left[-x^2 - \left(y - \frac{1}{2}gt^2\right) - z^2\right] \right] dx dy dz. \quad (\text{IV.63})$$

De la même façon que précédemment, en utilisant les étapes de calculs de l'Eq. IV.48, on peut directement arriver à l'équation différentiel à résoudre, soit

$$-u_3''(a)e^{ab} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^{3/2}, \quad (\text{IV.64})$$

et trouver la forme de $I_3(a, b)$ tel que

$$I_3(a, b) = \pi^{3/2} \left(b^{-1/2} \Gamma(1/2, ab) - b^{1/2} a \Gamma(-1/2, ab) \right) \exp(ab). \quad (\text{IV.65})$$

Finalement, l'intégrale calculée permet d'obtenir l'évolution de l'impédance atomique de rayonnement pendant le temps de vol comme

$$Z_{at}^{TOF}(t) = j \frac{3}{8\pi} \frac{1}{(2\pi\sigma_t^2)^{3/2}} R_{Rad} k \beta_m(\omega) \times \lim_{b \rightarrow 0} I(\sigma_t, b) \quad (\text{IV.66})$$

où la fonction $I(\sigma_t, b)$ a la forme

$$\begin{aligned} I(\sigma_t, b) &= I_1(\sigma_t, b) + I_2(\sigma_t, b) - \frac{1}{4} g^2 (t^2 - t_0^2)^2 I_3(\sigma_t, b) \\ &= \pi^{3/2} \exp\left(\frac{b}{2\sigma_t^2}\right) \left\{ \frac{1}{2} \Gamma(-1/2, b/2\sigma_t^2) \left[1 + \frac{g^2(t^2 - t_0^2)}{4\sigma_t^2} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{b}{4\sigma_t^2} \Gamma(-3/2, b/2\sigma_t^2) - b^{-1} \frac{g^2(t^2 - t_0^2)}{4} \Gamma(1/2, b/2\sigma_t^2) \right\}, \quad (\text{IV.67}) \end{aligned}$$

en utilisant les Eqs. IV.55, IV.62 et IV.65. Pour rappel, dans l'Eq. IV.67 t_0 est le temps nécessaire aux atomes pour arriver au plan H du cornet micro-onde, en partant de la position initiale $y = 0$.

IV.4 Spectre par réflexion micro-onde

a) Préparation des atomes

Les atomes sont préparés en suivant le protocole de refroidissement décrit dans le Chap. II (Fig. II.1). Les atomes sont initialement chargés dans un piège magnéto-optique pendant une durée de 1,5 s. Ils sont ensuite refroidis dans une mélasse optique à $3 \mu\text{K}$ où ils peuplent équiprobablement les niveaux magnétiques m_F de l'état fondamental $|F = 2\rangle$.

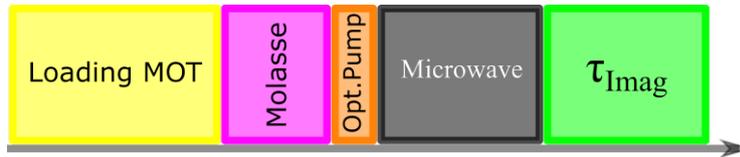


FIGURE IV.8 – Séquence de mesure générique pour la détection micro-onde.

Ensuite, un pompage optique transfère les atomes de l'état hyperfin $|F = 2\rangle$ vers l'état hyperfin $|F = 1\rangle$. Cela entraîne deux conséquences :

1. les atomes sont répartis sur trois états magnétiques : $m_F = -1, 0, 1$, au lieu de cinq : $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$. Cela permet de purifier les états atomiques pour la mesure, augmentant ainsi le contraste du signal lors de la mesure ;
2. l'imagerie par absorption sera plus sensible à la présence d'atome dans $|F = 2\rangle$.

L'étape de préparation est identique pour toutes les mesures et est présentée sur la Fig. IV.8. La réalisation des mesures micro-onde (en gris) dépend du type de signal à observer.

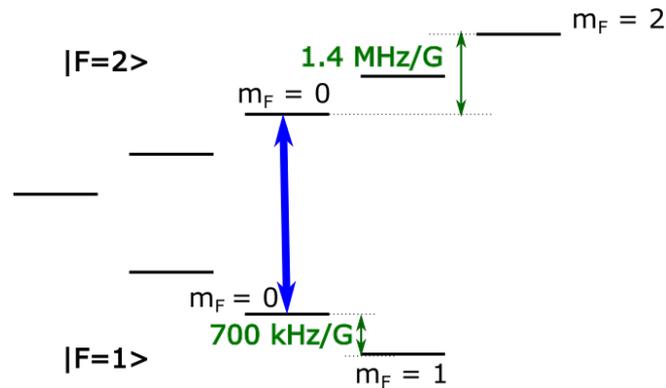


FIGURE IV.9 – Sous niveaux Zeeman pour la détection micro-onde. L'espace entre deux sous-niveaux magnétiques est de 700 kHz/G dans les états hyperfins du ^{87}Rb .

Toutes les mesures présentées dans ce chapitre sont réalisées sur la transition d'horloge représentée sur la Fig. IV.9. Il s'agit une transition type π , c'est-à-dire que la valeur de l'état m_F est identique après la transition (par exemple $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$). Les états internes (en vert) sont alignés au champ de quantification (en rouge). La direction d'oscillation du champ micro-onde H (en bleu) produit par l'antenne permet deux transitions en fonction de la direction du champ de quantification. Les deux types de transition sont représentés sur la Fig. IV.10. Ainsi, la direction du champ de quantification et la polarisation du champ micro-onde doivent être parallèles pour faire une transition type π . De plus, il faut s'affranchir des différents couplages entre les différents sous-niveaux magnétiques. Pour cela, un champ de quantification est mis en place. La forte sensibilité des atomes à ce champ de quantification permet une séparation de 700 kHz/G entre les différents états m_F . Ainsi, avec un champ de quantification de 2 G, les états sont séparés de 1,4 MHz, permettant de considérer l'atome comme un système à deux niveaux.

b) Mesure de référence

La première mesure consiste à obtenir un spectre atomique en utilisant comme émetteur-récepteur le cornet. Ce dernier émet une micro-onde à une fréquence autour de 6834,6970110 MHz, et couple les états d'horloges. Le principe de la mesure

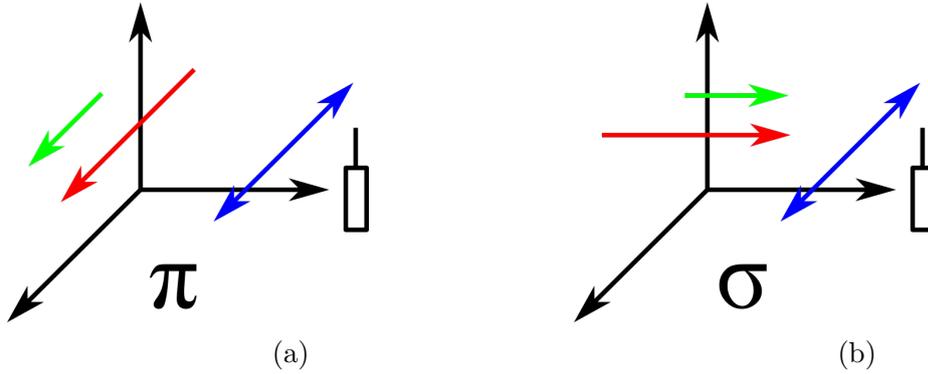


FIGURE IV.10 – Type de couplage micro-onde. La transition de type π (a) présente une oscillation de la micro-onde (en bleu) émise par l’antenne dans la direction du champ de quantification (en rouge), les spins des atomes (en vert) sont alignés à ce champ. De la même manière, la transition de type σ (b) présente une oscillation de la micro-onde perpendiculaire à la direction du champ de quantification.

consiste à réaliser une impulsion de durée τ et de faire varier le désaccord à la résonance Δ .

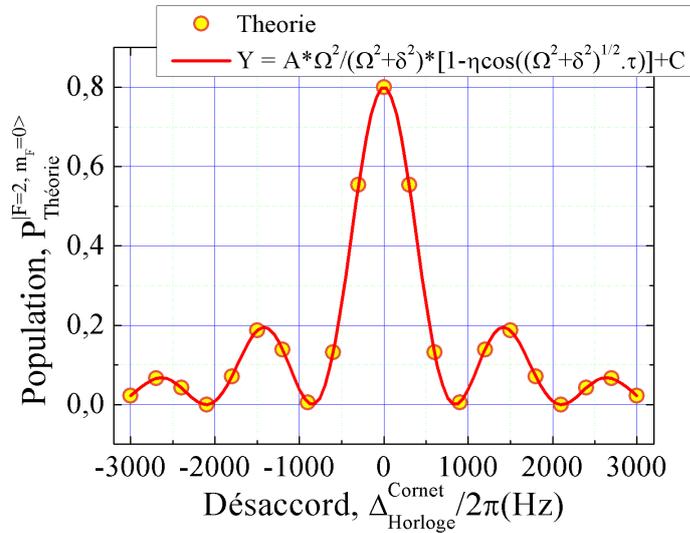


FIGURE IV.11 – Spectre théorique de la population d’un état $|F = 2\rangle$ en fonction du désaccord micro-onde.

La relation

$$P = \frac{\Omega^2}{(\Omega^2 + \delta^2)} \left(1 - \eta \cos \left[(\Omega^2 + \Delta^2)^{1/2} \tau \right] \right), \quad (\text{IV.68})$$

présente l’évolution de la population d’un état excité, ici l’état $|F = 2\rangle$, dont la courbe théorique est présenté sur la Fig. IV.11. Ω correspond à la fréquence de

Rabi, δ au désaccord de la micro-onde par rapport à la fréquence d'horloge et η est le contraste. Les données sont des points simulés à partir de l'Eq. IV.68 pour les valeurs suivantes : $\tau = 900 \mu\text{s}$ la durée d'une impulsion π , (transfert total de la population de l'état $|F = 1\rangle$ vers l'état $|F = 2\rangle$) pour un désaccord $\Delta = 0$ et $\Omega = 2\pi \times 555 \text{ Hz}$ la pulsation de Rabi correspondante.

Le but de la mesure expérimentale est de reproduire le comportement de la Fig. IV.11 et décrit par l'Eq. IV.68. Après avoir purifié les états atomiques en les transférant dans l'état $|F = 1\rangle$, une impulsion de durée π est réalisée avec le cornet. On mesure ensuite la valeur de la puissance micro-onde réfléchie à la fin de l'impulsion afin de détecter la population des états atomique. Puis une imagerie par absorption est réalisée pour confirmer les résultats obtenus par la mesure de réflexion. Le protocole utilisé est schématisé sur la Fig. IV.12.

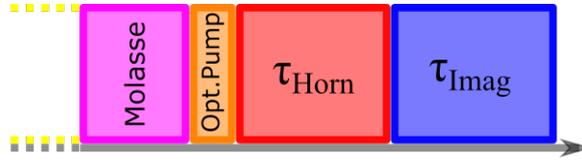


FIGURE IV.12 – Séquence expérimentale pour la spectroscopie par détection micro-onde.

La valeur de la puissance réfléchie mesurée nous donne accès au coefficient de réflexion Γ_A défini comme

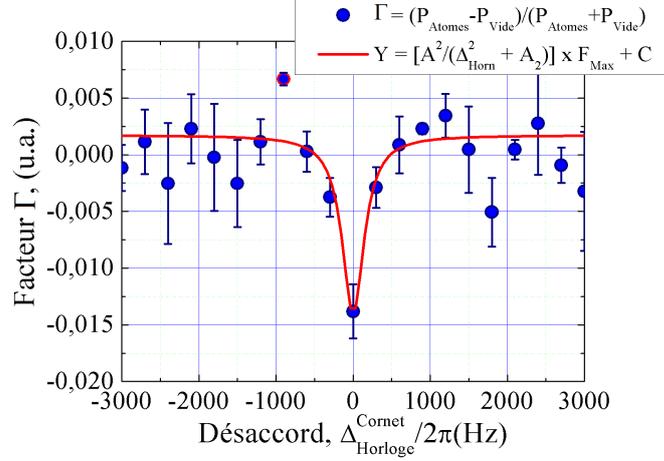
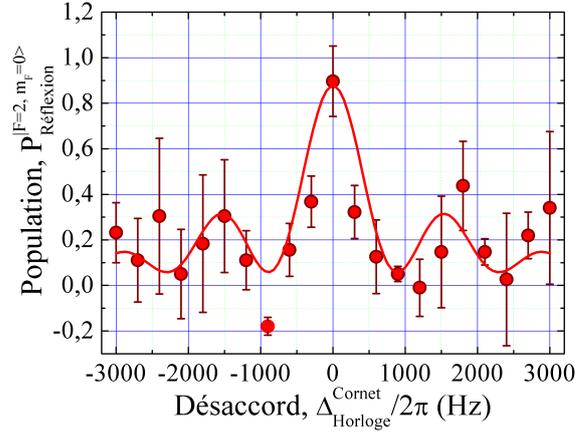
$$\Gamma_A = \frac{Z_{at}(\vec{r}) - R_{Rad}}{Z_{at}(\vec{r}) + R_{Rad}}. \quad (\text{IV.69})$$

En mesurant la puissance micro-onde réfléchie avec et sans atomes pour différents désaccords Δ , il est possible de déterminer le coefficient de réflexion Γ_A présenté sur la Fig. IV.13. Le spectre présente un maximum d'absorption à la fréquence de résonance ($\Delta = 0$). En ajustant la fonction lorentzienne

$$f = \frac{A^2}{(\Delta^2 + A^2)} \times \Gamma_{A,max} + C, \quad (\text{IV.70})$$

sur les données brute de la Fig. IV.13a, les valeurs de $\Gamma_{A,max} = -0,0152$ et $C = 0,00128$ sont extraites. Avec ces deux valeurs on obtient la courbe normalisée montrée sur la Fig. IV.13b. Ce résultat est complètement analogue à celui présenté dans la Fig. IV.11. L'ajustement des données normalisées, en utilisant l'Eq. eq : PopulationRabiFreq issue de la théorie quantique, donne des valeurs similaires à ceux qui ont été utilisés pour réaliser la mesure, soit : $\tau = 900 \mu\text{s}$ et $\Omega = 2\pi \times 555 \text{ Hz}$.

Cette première mesure indique, non seulement que l'impédance de rayonnement de l'antenne dépend de la présence ou non des atomes dans l'enceinte, mais elle permet aussi de déterminer l'état atomique au moment de la mesure. En effet,

(a) Mesure de calibration de Γ_A .(b) Mesure de réflexion normalisé à $\Gamma_{A,max}$.FIGURE IV.13 – Première mesure de détection non-destructive. Fig. a : Mesure de Γ_A ajusté par une lorentzienne. Fig. b : Données normalisées à partir de $\Gamma_{A,max}$.

puisque les atomes sont initialement préparés dans l'état $|F = 1, m_F = 0\rangle$, une diminution dans le coefficient de réflexion indique le passage des atomes vers l'état $|F = 2, m_F = 0\rangle$. Si on considère une efficacité de transfert maximale, il est alors également possible de déterminer le nombre d'atomes qui interagissent avec la micro-onde en comparant les données brutes mesurées avec la micro-onde avec celle mesurées par l'imagerie par absorption effectuée peu après. Ces premières mesures ont été prises manuellement. Nous avons par la suite automatisé l'acquisition des données afin de réduire les barres d'erreurs. L'utilisation d'un arduino a permis une prise de mesure plus rapide avec davantage de données, permettant une amélioration de la statistique de la mesure.

c) Automatisation de l'acquisition des données

Si l'étape de mesure manuelle est essentielle pour calibrer les séquences, vérifier le bon fonctionnement de la micro-onde et à la visualisation du comportement attendu par l'Eq. IV.68, l'ajout d'un arduino permet une automatisation de la mesure. Cependant, l'ajout d'un arduino empêche la mise en place d'une imagerie par absorption en fin de séquence. Cela vient d'une limitation de la structure du logiciel de contrôle GAIA, utilisé pour la séquence de refroidissement. En effet, le nombre d'images que peut prendre le logiciel est limité à dix segments [Atomes/Lumière/Background]. De plus, le temps de sauvegarde de chaque segment prend plusieurs centaines de milliseconde, ne permettant pas une prise rapide de la mesure. La séquence initiale (Fig. IV.12) doit donc être modifiée en la Fig. IV.14 par le retrait de l'imagerie par absorption la rendant plus courte de 780 ms.

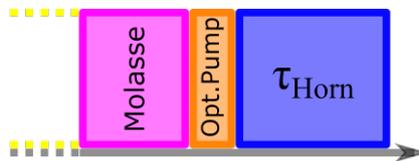


FIGURE IV.14 – Séquence expérimentale pour la spectroscopie micro-onde par détection micro-onde avec l'arduino.

Dans le protocole de mesure utilisé pour mesurer le spectre, le cornet excite et détecte simultanément la population des états atomiques. Cependant, comme les populations atomiques évoluent pendant l'impulsion, on sera sensible à ces variations dans la valeur mesurée du coefficient de réflexion. Dans le cas des mesures fréquentielles, on notera que dans une telle configuration d'excitation-détection avec une antenne unique les variations de la population vont se répercuter sur les barres d'erreurs des mesures. En effet, le couplage atome-champ dépend du désaccord Δ , ce qui signifie une évolution de la population plus ou moins importante pendant la mesure. Afin de tenir compte de ces variations, la mesure est prise de deux manières différentes :

1. le *Scan unique* moyenne l'impulsion π dans sa totalité et dont les résultats sont montrés sur la Fig. IV.15. Avec cette mesure, une séquence permet l'obtention de 100 points par désaccord ;
2. le *Scan multiple* moyenne les dernières μs de l'impulsion et dont les données sont montrés sur la Fig. IV.16. Ce faisant, on peut considérer uniquement l'état final des atomes après l'interaction. Cependant, cette technique apporte moins de données, il est donc nécessaire d'effectuer le scan plusieurs fois, typiquement 9 points par séquence et chaque séquence répétée 5 fois. Elle a malgré tout l'avantage de finir par une imagerie par absorption, qui permet de confirmer les données de réflexion micro-onde par des mesures optiques.

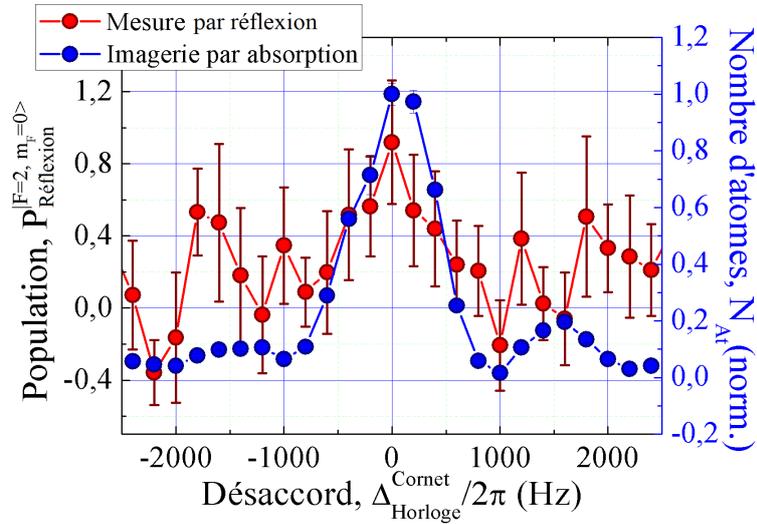


FIGURE IV.15 – Mesure spectroscopique non-destructive en scan unique avec l’arduino en moyennant sur la durée de l’impulsion.

Le scan unique (Fig. IV.15) présente l’évolution de la population dans l’état $|F = 2\rangle$ avec, en rouge, la mesure par réflexion avec l’arduino et en bleu, la mesure en imagerie par absorption. En comparaison avec la première mesure manuelle (Fig. IV.13), la courbe présente toujours un maximum lorsque la fréquence micro-onde est à résonance. Bien que le comportement soit similaire à ce qui est prévu par l’Eq. IV.68 les barres d’erreurs sont plus élevées que dans la première mesure. De plus, le pic central est plus large et les lobes présents de part et d’autre sont situés à des fréquences légèrement différentes de celle obtenues lors des mesures manuelles. Ces différences pouvant s’expliquer par le fait que les populations sont mesurées pendant toute la durée de l’interaction.

Le scan multiple (Fig. IV.16) présente un comportement mieux défini et plus proche de ce qui a été obtenu lors de la mesure manuelle (Fig. IV.13). Les barres d’erreurs sont plus faibles et les pics ont une largeur en adéquation avec ce qui a été simulé précédemment tout en étant présent aux désaccords attendus.

Dans le cas de cette mesure, le nombre de points obtenus sur un scan n’est pas suffisant. Il faut alors répéter cette expérience plusieurs fois. De plus, ce protocole de mesure suit le protocole des mesures manuelles (Fig. IV.12), permettant l’utilisation d’une imagerie par absorption et la mise en adéquation entre la simulation et la mesure par réflexion.

IV.4.1 Imagerie par absorption

L’imagerie par absorption est une mesure de référence qui permet la vérification des phénomènes observés. Elle est effectuée à la fin de la séquence, car contrairement

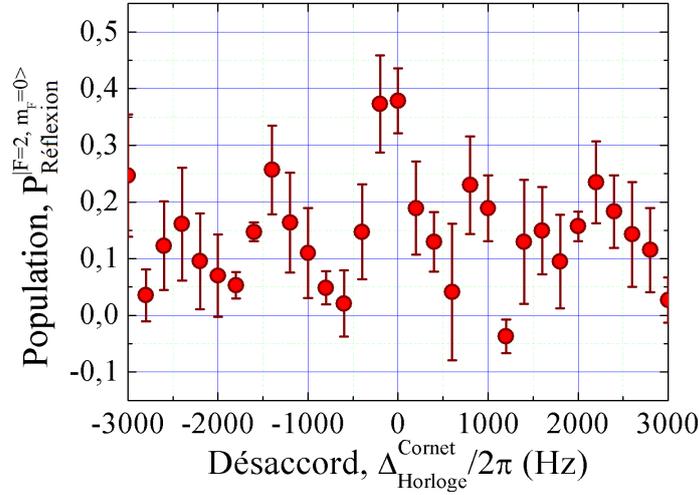


FIGURE IV.16 – Mesure spectroscopique non-destructive avec l’arduino en moyennant sur les dernières $50 \mu\text{s}$. Les données observées permettent d’obtenir un comportement plus net comparé aux premières observations.

à la mesure par réflexion, elle est destructive. A l’aide de cette technique, il est possible de comparer deux méthodes de mesures et vérifier que le comportement est identique avec les deux méthodes. Si les deux comportements sont identiques, alors l’imagerie par absorption corroborera la mesure non-destructive avec la micro-onde. Ainsi, les mesures du nombre d’atomes relèvent le comportement prédit par l’Eq. IV.68. Une forte population a été transférée dans l’état $|F = 2\rangle$ lorsque $\Delta = 0$, et des lobes sont situés de part et d’autre de la frange centrale (Fig. IV.17). L’imagerie par absorption (Fig. IV.17) corrobore ainsi totalement les mesures de réflexions réalisées avec la micro-onde (Fig. IV.15 et Fig. IV.16).

Les atomes sont très sensibles spectralement et le couplage atome-champ peut changer drastiquement si la fréquence du champ est légèrement désaccordée de Δ . Cet effet est contenu dans l’Eq. IV.68 qui prédit un maximum de transfert de population pour un désaccord nul, et un certain pourcentage de transfert pour des désaccords non nul. La mesure par réflexion et la mesure avec l’imagerie par absorption sont superposés dans la Fig. IV.18 et permettent la visualisation de ce comportement. En rouge, la mesure par réflexion qui a permis la démonstration d’une preuve de principe d’une nouvelle méthode de détection non-destructive. En bleu, une mesure d’imagerie par absorption qui prouve la véracité de la nouvelle méthode de détection. Comme attendu, un taux de population maximal est présent pour un désaccord $\Delta = 0$ et une population nulle pour des désaccords élevés. Il est également possible d’observer des lobes, mais dont le contraste est limité par les barres d’erreurs de la mesure. Cependant, les deux mesures présentent des évolutions similaires en fonction du désaccord, rendant indiscutable la possibilité d’une mesure

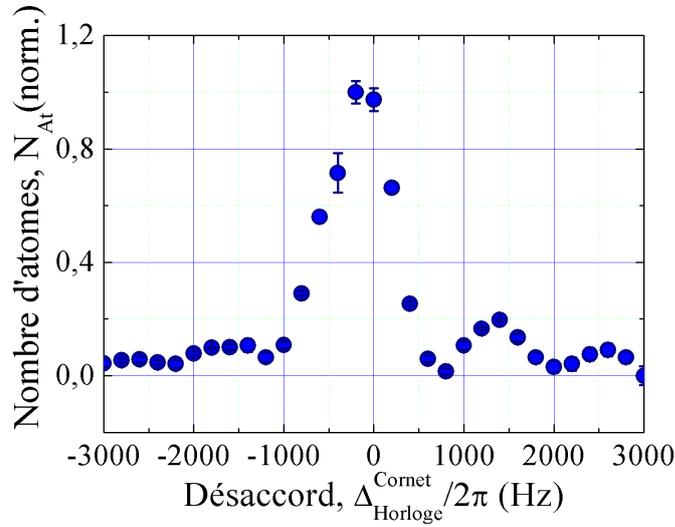


FIGURE IV.17 – Mesure spectroscopique par une imagerie par absorption.

non-destructive par le biais de la micro-onde.

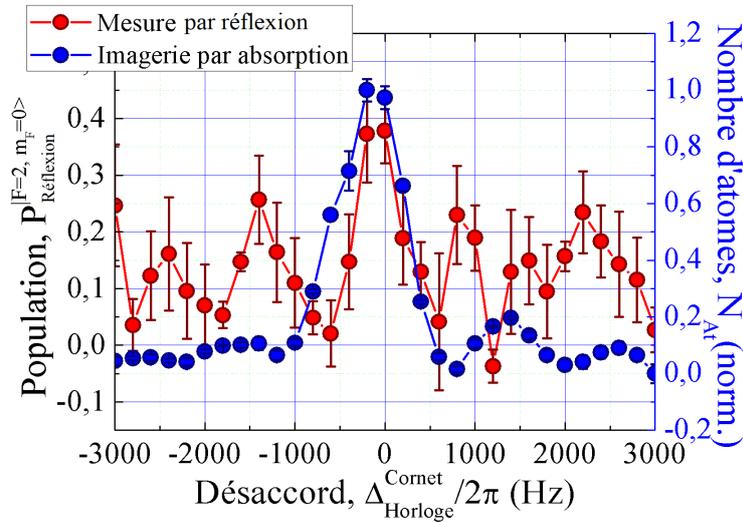


FIGURE IV.18 – Superposition des mesures micro-ondes avec le scan multiple et d'imagerie par absorption du comportement spectroscopique.

Cette première série de mesure permet une calibration fréquentielle de la micro-onde et ouvre la possibilité d'effectuer des mesures non-destructives de l'état atomique. Dans la suite, les mesures vont s'intéresser à l'évolution de la population au cours du temps en étudiant les oscillations de Rabi. Cette seconde série s'intéressera à la possibilité de détecter de manière non-destructive l'évolution d'un système cohérent en fonction du temps.

IV.5 Oscillations de Rabi

Le comportement spectral (Fig. IV.18) est une première preuve de principe de la mesure non-destructive par micro-onde. Il a été possible d'observer l'évolution de la population de l'état $|F = 2\rangle$ en changeant le désaccord à la transition Δ pour une durée d'impulsion fixe $\tau = 900 \mu\text{s}$.

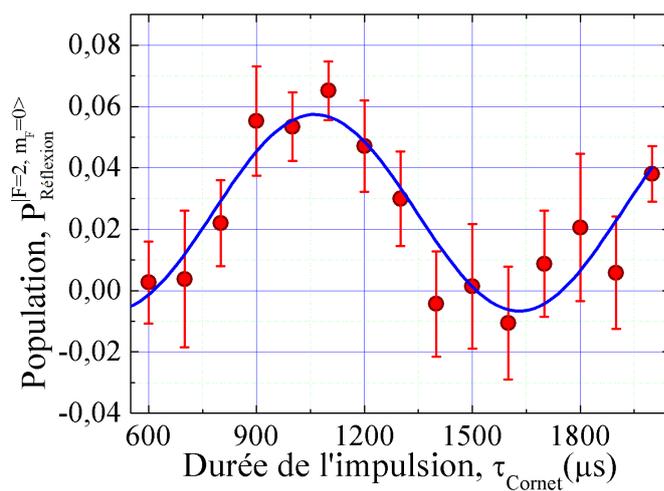
En se plaçant à un désaccord fixe, et en changeant la durée de l'impulsion, il est possible de mesurer l'évolution de la population en fonction du temps. Cette mesure est communément appelée oscillation de Rabi et son comportement suit l'Eq. IV.68 [100]. La mesure utilise le même protocole de mesure que précédemment (Fig. IV.12). En changeant progressivement la durée τ de l'impulsion micro-onde, une première mesure non-destructive est effectuée avec le cornet, puis une mesure destructive est réalisée avec l'imagerie par absorption pour corroborer les deux mesures.

IV.5.1 Mesure de réflexion et imagerie par absorption

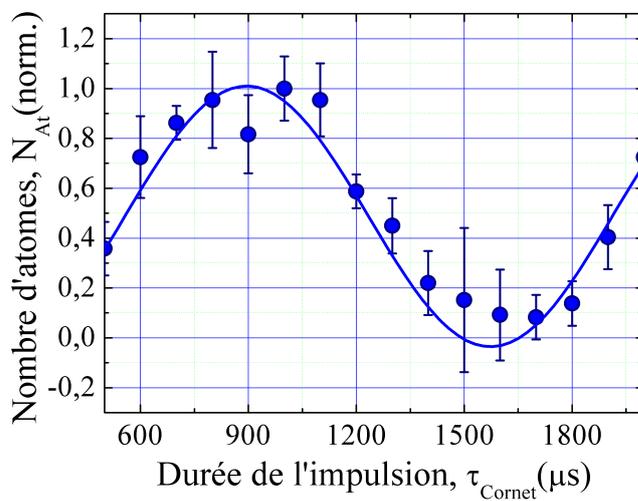
Les données de la Fig. IV.19a présentent l'évolution de la population des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction de la durée de l'impulsion τ_{Cornet} . Cette population est ajustée avec l'Eq. IV.68. Les paramètres extraits par l'ajustement sont une fréquence de Rabi de $\Omega = 2\pi \times 557 \text{ Hz}$ et une durée d'impulsion π de $\tau_\pi = 970 \mu\text{s}$. Afin d'avoir de meilleurs barres d'erreurs, le nombre de point pris en une séquence est au nombre de 9, limitant ainsi une augmentation trop élevée de la pression dans l'enceinte ($\simeq 8 \times 10^{-9} \text{ mBar}$). Chaque séquence est alors reproduite 5 fois de manière identique. Une statistique est ensuite réalisé sur un total de $9 \times 5 = 40$ points.

Cette mesure est suivie d'une mesure d'imagerie par absorption dont les données sont présentées sur la Fig. IV.19b. Elles présentent l'évolution de la population des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ et sont ajustées avec le comportement défini par l'Eq. IV.68. Les paramètres d'ajustements sont une fréquence de Rabi de $\Omega = 2\pi \times 510 \text{ Hz}$ et une durée d'impulsion π de $\tau_\pi = 980 \mu\text{s}$.

La mesure par réflexion (Fig. IV.19a) et la mesure d'imagerie par absorption (Fig. IV.19b) sont similaires. Les durées d'impulsions π sont identiques dans les deux mesures et sont respectivement pour la mesure par réflexion et la mesure par absorption $\tau_{\text{Impédance}} = 970 \mu\text{s}$ et $\tau_{\text{Absorption}} = 980 \mu\text{s}$. On retiendra que ces premières mesures sont réalisées en utilisant le cornet comme objet d'excitation et de détection. Cette double utilisation peut conduire au léger déplacement du maximum. Malgré cela, ces premiers résultats permettent d'établir une seconde démonstration de la mesure non-destructive. Aussi, ces mesures ont été effectuées au coup par coup, c'est-à-dire que chaque point est mesuré avec un nuage d'atomes nouvellement préparé. Cependant, la mesure étant non-destructive, il doit être possible de suivre l'évolution de la population sans préparer un nouveau nuage entre chaque mesure.



(a) Mesure par réflexion.



(b) Imagerie par absorption.

FIGURE IV.19 – Oscillation de Rabi par la mesure de réflexion et d'imagerie par absorption.

IV.6 Mesure en stroboscopie

La stroboscopie est une technique expérimentale qui permet de suivre des phénomènes périodiques dont la fréquence est trop élevée pour l'œil. Cette méthode de mesure utilise typiquement des impulsions lumineuses, dont la fréquence est réglée sur celle du phénomène observé. L'évolution du système physique apparaît alors comme fixe et devient observable, c'est l'effet stroboscopique.

IV.6.1 Principe de la mesure

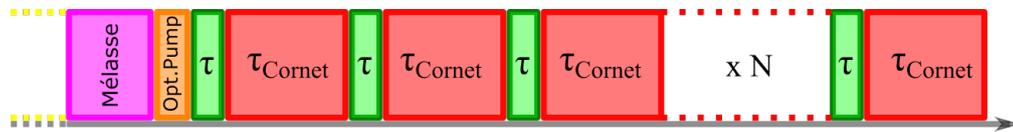


FIGURE IV.20 – Séquence expérimentale pour la mesure non-destructive en stroboscopie.

La mesure stroboscopique dont le protocole est présenté sur la Fig. IV.20 est réalisée comme suit :

1. les atomes sont initialement préparés dans l'état $F = 1$ après un pompage optique ;
2. une impulsion $\pi/4$ de durée $\tau_{Antenne} = 30 \mu s$ est effectuée avec l'antenne micro-onde ;
3. une impulsion de durée τ_{Cornet} , avec un désaccord à la résonance de 5 kHz, est effectuée avec le cornet pour sonder la population transférée dans l'état $|F = 2\rangle$;
4. les étapes 2. et 3. sont reproduit N fois.

De cette manière il est possible de suivre l'évolution du spin atomique dans la sphère de Bloch, comme le présente la Fig. IV.21 en continu, en mesurant la population des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, apportant une nouvelle preuve de principe de la mesure non-destructive.

IV.6.2 Mesure des oscillations de Rabi par la mesure stroboscopique

La mesure en stroboscopie ajoute une source micro-onde supplémentaire qui est l'antenne micro-onde (calibration en rouge sur la Fig. IV.22a). Dans le but de réaliser les mesures micro-onde des oscillations de Rabi et corroborer les résultats obtenus avec la mesure en stroboscopie, une calibration du phénomène avec l'antenne par une imagerie par absorption est nécessaire.

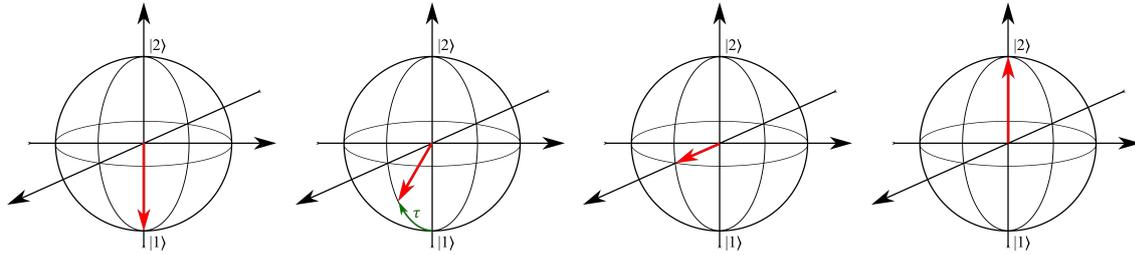


FIGURE IV.21 – Evolution du spin atomique dans la sphère de Bloch. Les atomes sont initialement préparés dans l'état $|F = 1\rangle$. L'impulsion micro-onde avec l'antenne va tourner le spin d'une certaine quantité et il sera possible de mesurer la population avec le cornet entre chaque évolution du spin.

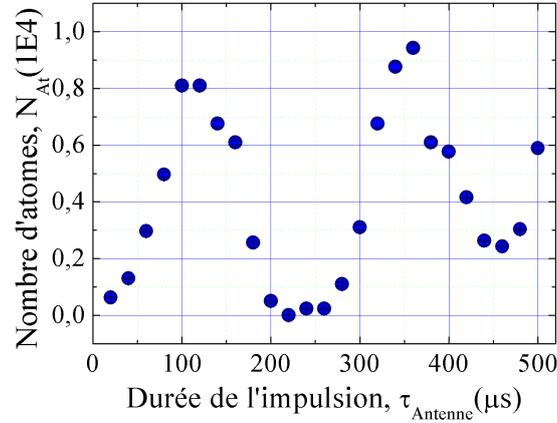
La mesure d'oscillations de Rabi rend possible la détermination des bons paramètres expérimentaux, comme la durée nécessaire à une impulsion $\pi/2$ nécessaire à la réalisation ultérieure d'un interféromètre de Ramsey micro-onde. Les oscillations de Rabi avec l'antenne sont présentées sur la Fig. IV.22a et permettent la détermination du temps d'une impulsion π tel que $\tau_\pi = 120 \mu\text{s}$. Ainsi, le temps d'une impulsion $\pi/2$, nécessaire à la création de la superposition du paquet d'ondes, est déduite à $\tau_{\pi/2} = 60 \mu\text{s}$. De plus, l'oscillation permet de déterminer une fréquence de Rabi $\Omega_{Rabi} = 2\pi \times 4,2 \text{ kHz}$.

La première mesure de la Fig. IV.22b utilise une durée d'impulsion $\tau_{Cornet} = 50 \mu\text{s}$ pour la détection. Cette courte durée permet de négliger les effets d'interactions atome-champ pendant la détection, comme il a été discuté plus haut. L'impulsion de l'antenne a une durée $\tau_{Antenne} = 30 \mu\text{s}$, durée d'une impulsion $\pi/4$ qui a été calibrée à partir de la mesure en imagerie par absorption (Fig. IV.22a).

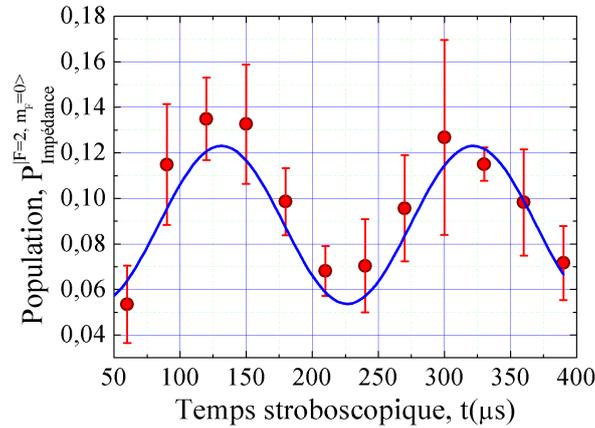
IV.6.3 Effet de la durée de l'impulsion de détection micro-onde sur le contraste

Durée de l'impulsion de détection La durée de l'impulsion de détection influence sur l'interaction atome-champ. Une impulsion π va, par exemple, induire des barres d'erreurs plus grandes puisque, malgré le désaccord, les atomes vont interagir avec le champ. Ainsi, bien que la mesure soit non-destructive, la mesure sera plus ou moins affecté par la durée de l'impulsion de détection, à l'instar de la durée d'une impulsion de faisceau d'imagerie pour une absorption.

Afin d'étudier la manière dont la durée de l'impulsion affecte le nuage, la mesure par stroboscopie est effectuée pour différents τ_{Cornet} . Les données obtenues sont similaires pour chacune des configurations et sont présentées sur les Fig. IV.24 et Fig. IV.25. Chaque stroboscopie présente une fréquence d'oscillation similaire. Cependant, l'amplitude de ces oscillations varie en fonction de la durée de l'impulsion.



(a) Imagerie par absorption.



(b) Mesure par réflexion.

FIGURE IV.22 – En haut : détermination des paramètres pour l'interféromètre de Ramsey par une mesure d'oscillations de Rabi avec l'antenne. En bas : mesure des oscillations de Rabi en stroboscopie. Les mesures stroboscopiques permettent de suivre l'évolution des états atomiques, modifiés par l'impulsion de l'antenne, de manière quasi-continue.

Evolution du contraste En considérant chaque impulsion et en tenant compte de l'amplitude de chaque mesure stroboscopique, il est possible de suivre l'évolution du contraste représenté sur la Fig. IV.23. De plus, en ajustant l'Eq. IV.68 à chaque jeu de donnée, l'évolution de l'offset ainsi que de l'amplitude des oscillations pour les différentes durées d'impulsion sont extraites. Ainsi, il est notable que lorsque le temps de détection est court (i.e. $\tau_{\text{Cornet}} \simeq 50 \mu\text{s}$) le contraste est plus élevé. A l'inverse, lorsque le temps de l'impulsion atteint une durée équivalente à $\pi/2$ (i.e. $\tau_{\text{Cornet}} \simeq 450 \mu\text{s}$) le contraste atteint un minimum. Cependant, les fréquences

d'oscillations restent constantes en fonction de l'impulsion τ_{Cornet} , mais le contraste diminue pour des durées d'impulsion supérieures à $50 \mu\text{s}$. Pour finir, lorsque le temps de détection équivaut à une impulsion π (i.e. $\tau_{\text{Cornet}} = 900 \mu\text{s}$), le contraste augmente légèrement. De plus, même hors résonance, les atomes sont sensibles au champ magnétique directionnel du cornet. Enfin, un champ de quantification est nécessaire pour la réalisation de toutes mesures micro-onde dans des états magnétiques non-dégénérés. Si le champ de quantification fluctue au cours de la mesure (II.26), le couplage fluctue en conséquence, induisant une perte de contraste lorsque la durée de l'impulsion de détection augmente.

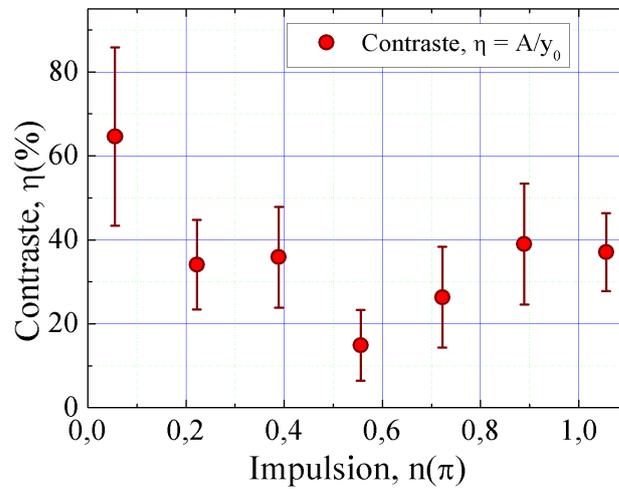


FIGURE IV.23 – Évolution du contraste des mesures en stroboscopie en fonction de l'impulsion de détection.

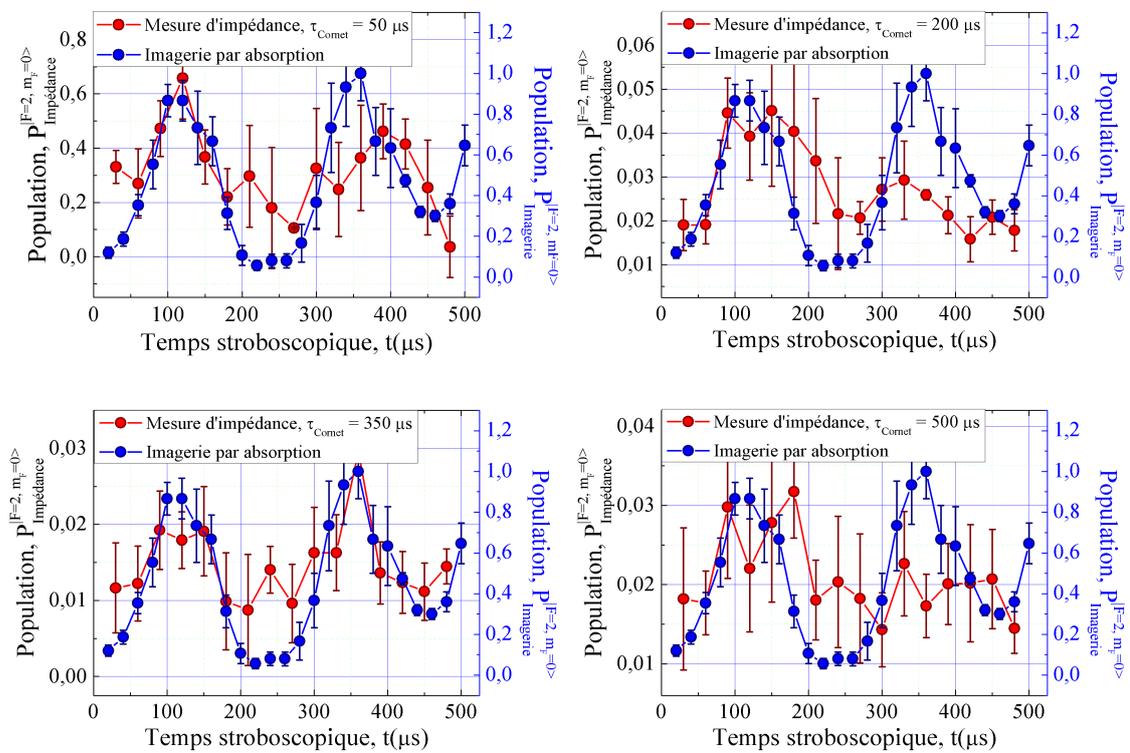


FIGURE IV.24 – Partie 1 des mesures de contraste de la stroboscopie en fonction de la durée de l’impulsion de détection. La première partie présente les mesures pour des temps d’impulsion $\tau_{\text{Comet}} = 50 \mu\text{s} \rightarrow 500 \mu\text{s}$.

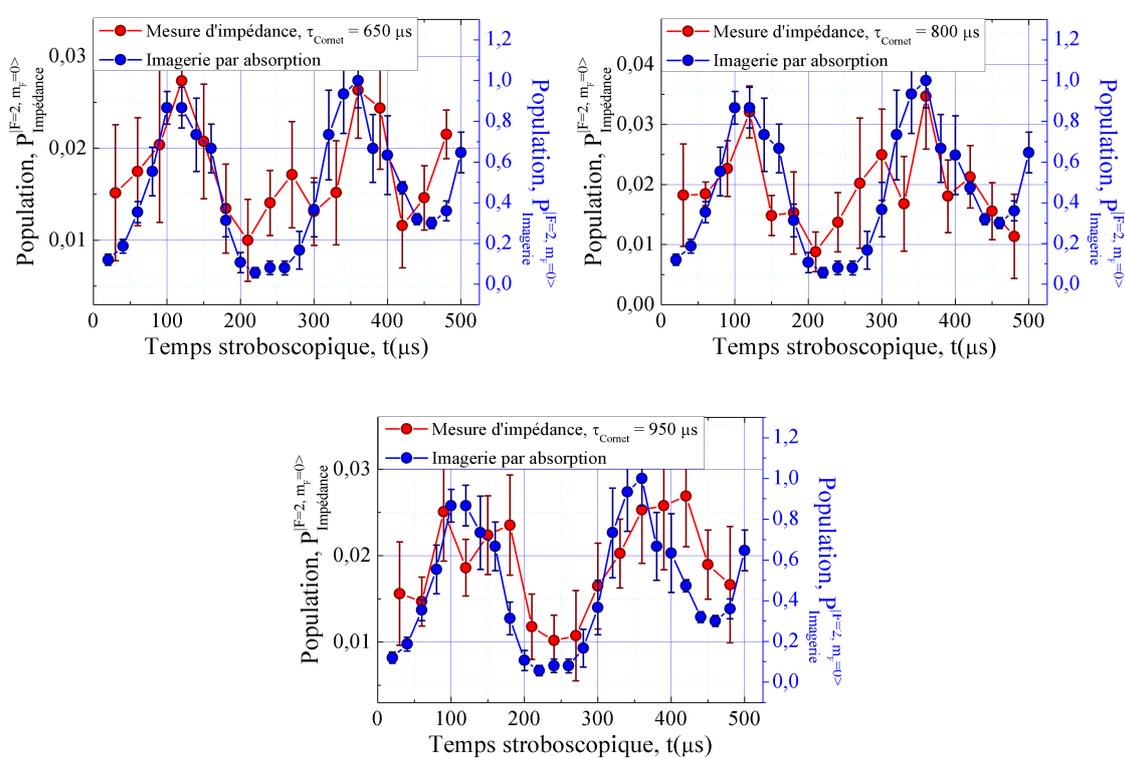


FIGURE IV.25 – Partie 2 des mesures de contraste de la stroboscopie en fonction de la durée de l’impulsion de détection. La seconde partie présente les mesures pour des temps d’impulsion $\tau_{\text{Comet}} = 650\mu\text{s} \rightarrow 950\mu\text{s}$.

IV.7 Conclusion

Le travail présenté ici a démontré une nouvelle technique de détection basé sur la sensibilité des états magnétiques au champ micro-onde. Cette technique est basée sur la mesure de la puissance micro-onde réfléchié par le dipôle produit par les atomes. Le cœur de cette technique vient de la sensibilité spectrale, montrée par le coefficient atomique de réflexion effectif d'un nuage d'atomes froids. Sans cette réponse spectrale, il serait impossible de détecter les atomes, contrairement aux autres techniques existantes qui possèdent une polarisabilité magnétique relativement large ou dans différentes conditions électromagnétiques. En effet, l'impédance d'un ensemble d'atomes est relativement petite du fait qu'elle soit donné par cette polarisabilité magnétique, qui dépend du ratio μ_B^2/\hbar , où μ_B est le magnéton de Bohr. En plus d'être sensible aux états, ce chapitre a permis de démontrer que cette technique de détection est non destructive.

Cet effet est confirmé par la mesure en stroboscopie des oscillations de Rabi entre les deux niveaux des états d'horloge du rubidium 87 lorsque la fréquence micro-onde est choisie désaccordée de la résonance ($\Delta = 5$ kHz). De cette façon, il est possible de regarder l'évolution cohérente de la collection des pseudospins qui passe à travers la superposition des deux états d'horloges. Puisque ces superpositions sont par nature quantique, alors cette technique de détection permet l'observation d'un état quantique cohérent dynamique. Cela est confirmé par le fait qu'aucune perte de contraste n'est observée dans les oscillations de Rabi mesurées en stroboscopie. De plus, par le biais de cette mesure stroboscopique, il a été possible de démontrer une bande passante de 30 kHz pour la détection. Limité essentiellement par la puissance micro-onde utilisable et le seuil de tolérance de destructivité, élevé à 0,04 %.

Il a été décidé de démontrer cette technique de détection dans le cas d'atomes en chute libre de part le fait que la majorité des expériences d'atomes froids utilisent cette configuration lors des mesures interférométriques. Bien entendu, cette méthode de détection est d'autant plus intéressante pour de futurs technologies sur puce. En effet, la réalisation optimale de cette technique de détection peut être réalisé à partir de guide micro-onde coplanaire sur des puces à atomes. Cela permet alors d'intégrer le système de mesure directement sur puce et d'être, en plus, local, non-destructif et possédant une très grande bande passante, d'être à proximité des atomes en utilisant les radiations micro-onde en champ proche. Cette nouvelle technique est une solution très intéressante pour les prochaines générations de capteurs à atomes froids compactes.

Chapitre V

Réduction du temps mort pour l'interférométrie atomique

Ainsi que nous l'avons vu dans le Chap. III, en réalisant plusieurs aller-retour dans le guide magnétique de notre gyromètre sur puce la surface de Sagnac augmente virtuellement, ce qui conduirait à une meilleure sensibilité. Dans les séquences de mesure typique, le résultat de l'interféromètre est mesuré via une imagerie par absorption, ou par fluorescence des différents états atomiques. Ces mesures ont pour conséquence la destruction du nuage d'atomes froids, notamment en éjectant le nuage piégé dans le guide magnétique.

En utilisant la détection micro-onde comme méthode de mesure de la population, il est alors possible d'obtenir des informations sans détruire le nuage. De plus, il est possible de mesurer les populations à la fin de chaque aller-retour (Chap. III). Cela signifie qu'une information sur la phase inertielle est mesurable à chaque cycle et non pas uniquement à la fin de la séquence interférométrique, entraînant automatiquement une augmentation du nombre de mesures réalisées sur une unique séquence. A l'aide de telle mesure, nous avons la possibilité de réduire significativement le temps mort lié au chargement, au refroidissement et à la détection des atomes entre les mesures.

De la même manière que précédemment, la preuve de principe est réalisée sur des atomes refroidis à l'état de mélasse en chute libre. Cette nouvelle mesure consiste à réaliser un interféromètre de Ramsey micro-onde à l'aide de l'antenne, et de détecter la population à la sortie de l'interféromètre.

Ce chapitre présente donc, en premier lieu, la possibilité de mesurer la population en sortie d'un interféromètre de Ramsey via la mesure non-destructive et dans un second temps, il sera démontré qu'en réutilisant les atomes après une première mesure de Ramsey, il est possible d'effectuer un second interféromètre avec le même nuage et donc sans passer par l'étape de refroidissement.

V.1 Interféromètre de Ramsey micro-onde

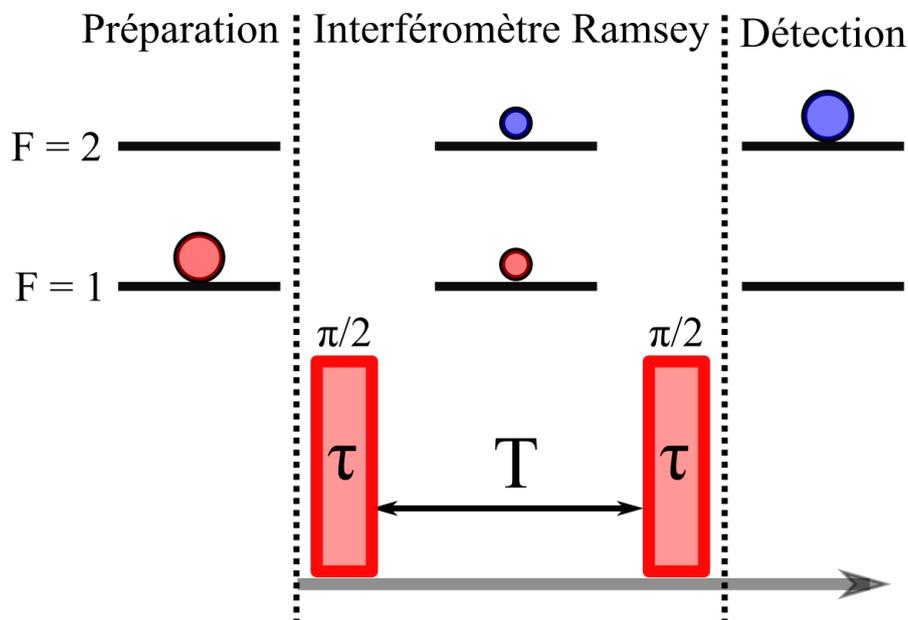


FIGURE V.1 – Schéma standard d'un interféromètre de Ramsey micro-onde.

La séquence standard d'interférométrie Ramsey est présentée sur la Fig. V.1. Les atomes sont initialement dans l'état $|F = 1\rangle$ (voir Fig. IV.8). L'interféromètre se compose de deux impulsions $\pi/2$ séparées d'un temps d'interrogation T . Pour finir, une détection permet la mesure de la population en sortie de l'interféromètre. Dans le cas des horloges atomiques, cette séquence s'effectue avec des impulsions à résonance afin de mesurer la stabilité de la population à la sortie de l'interféromètre. Cependant, il est nécessaire de déterminer cette résonance, et pour cela, la séquence est réalisée pour différents désaccords à la résonance Δ . Il est alors possible de visualiser ce qui est communément appelé : franges de Ramsey.

V.1.1 Calcul et mesure du désaccord micro-onde

Calcul des franges de Ramsey L'interféromètre est uniquement réalisé avec des impulsions micro-ondes [101, 102, 103, 104]. Ces impulsions sont réalisées avec la même antenne qui a été utilisée lors des mesures non-destructives du Chap. IV. Cette dernière émet à la fréquence d'horloge du ^{87}Rb et a été caractérisée par le biais d'une oscillation de Rabi dont la durée d'impulsion $\pi/2$ a été mesurée à $\tau_{\pi/2} = 60 \mu\text{s}$, correspondant à une puissance à l'entrée de l'antenne de $\simeq 40 \text{ dBm}$ (voir Fig. IV.22a).

A partir de ces calibrations, l'interféromètre de Ramsey est simulé. L'évolution de la population dans l'état $|F = 2\rangle$ en fonction du désaccord à la résonance de l'antenne

δ , permet l'obtention des franges de Ramsey à partir de l'équation suivante

$$P = 4 \frac{\Omega^2}{\Omega_{\text{Eff}}^2} \sin^2 \left(\frac{\Omega_{\text{Eff}} \tau}{2} \right) \times \left[\cos \left(\frac{\Omega_{\text{Eff}} \tau}{2} \right) \cos \left(\frac{\delta T_R}{2} \right) + \frac{\delta}{\Omega_{\text{Eff}}} \sin \left(\frac{\Omega_{\text{Eff}} \tau}{2} \right) \sin \left(\frac{\delta T_R}{2} \right) \right]^2. \quad (\text{V.1})$$

Les différents paramètres qui interviennent sont le temps de propagation $T_R = 600 \mu\text{s}$, la durée d'une impulsion micro-onde $\pi/2$ $\tau_{\text{Antenne}}^{\pi/2} = 60 \mu\text{s}$ et la pulsation de Rabi effective $\Omega_{\text{Eff}} = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ qui dépend du désaccord à la résonance de l'antenne δ . En considérant les paramètres expérimentaux, l'évolution de la population en fonction du désaccord micro-onde δ est représentée sur la Fig. V.2. La courbe rouge présente les franges de Ramsey qui se développent au sein d'une enveloppe représentée en vert.

Remarque : Le nombre de franges total est calculable à partir de la durée de l'impulsion $\pi/2$ et du temps de propagation libre T_R . Ainsi, le nombre de franges est $N_{\text{Franges}} = (2T_R/\tau_{\text{Antenne}}) - 1 = 19$.

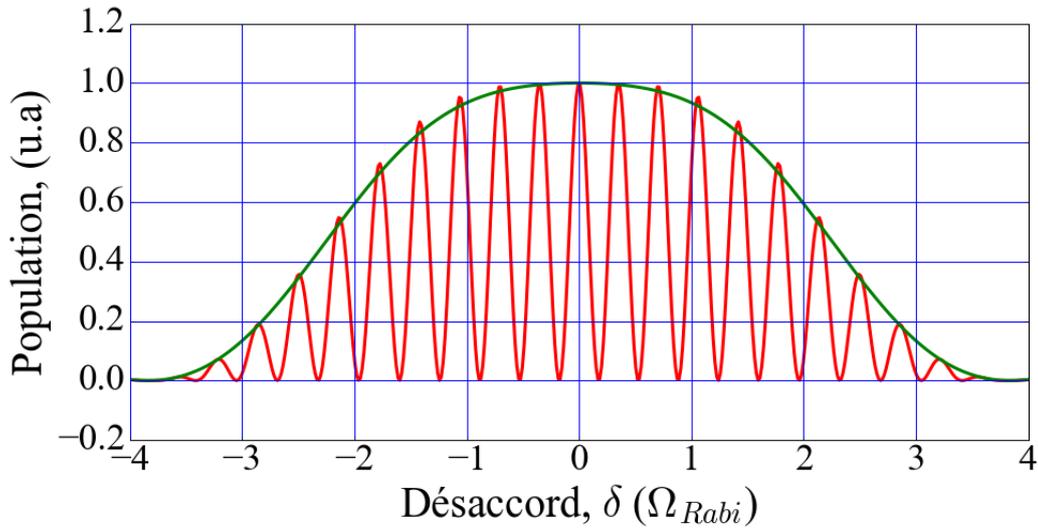


FIGURE V.2 – Calcul des franges de Ramsey.

Mesure du désaccord micro-onde Dans le Chap. IV, la fréquence de résonance a été mesurée par une spectroscopie micro-onde (Fig. IV.6).

Il est également possible de déterminer cette fréquence avec une séquence de Ramsey en se plaçant à un désaccord δ_{Antenne} donnée, l'évolution de la population à la sortie de l'interféromètre est alors mesurée en fonction du temps d'interrogation T_R . Les résultats sont présentés sur la Fig. V.3. Cette mesure peut conduire à deux comportements possibles :

1. Cas $\delta_{\text{Antenne}} = 0 \text{ Hz}$: La population reste constant dans le temps ;

2. Cas $\delta_{\text{Antenne}} \neq 0 \text{ Hz}$: La population évolue et présente des oscillations en fonction de la valeur du désaccord.

Dans notre expérience, seul le second cas est exploré car le générateur de fonction ne permet pas d'obtenir une fréquence suffisamment précise et stable pour être parfaitement à résonance ($\delta_{\text{Antenne}} = 0 \text{ Hz}$).

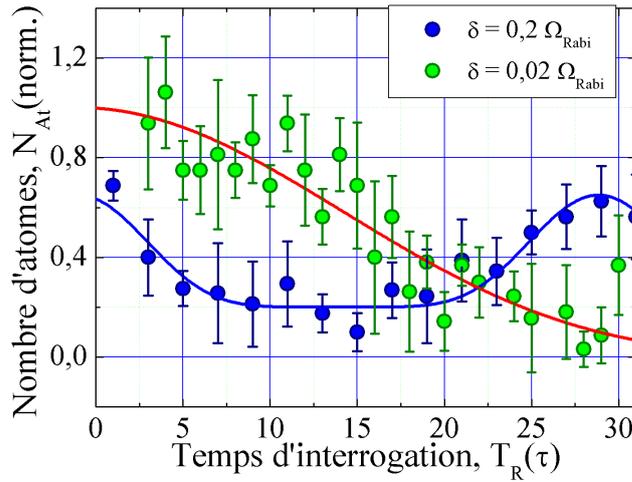


FIGURE V.3 – Calibration du désaccord micro-onde par une mesure temporelle de l'interféromètre de Ramsey.

Ainsi, deux comportements pour des désaccords non nuls sont visibles dans la Fig. V.3. En bleu, le désaccord vaut $0,2 \Omega_{\text{Rabi}}$, et en rouge, le désaccord vaut $0,02 \Omega_{\text{Rabi}}$, avec $\Omega_{\text{Rabi}} = 2\pi \times 4,2 \text{ kHz}$.

V.1.2 Interféromètre de Ramsey

a) Protocole expérimental

Le protocole de mesure de la séquence de Ramsey suit le même squelette que les mesures fréquentielles et temporelles du chapitre précédent (Fig. V.4). Les atomes sont refroidis dans une mélasse optique à $3 \mu\text{K}$ et sont ensuite transférés vers l'état $|F = 1\rangle$ à l'aide d'un pompage optique. Après la séquence de pompage, un champ de quantification est mis en place en $\simeq 100 \mu\text{s}$ suivit de la séquence de Ramsey. Une première impulsion $\pi/2$ de durée $60 \mu\text{s}$ crée une superposition d'état hyperfin. Les atomes se propagent ensuite librement pendant une durée $T_R = 600 \mu\text{s}$. Ils sont recombinaés à la sortie de l'interféromètre avec une seconde impulsion $\pi/2$ de durée identique à la première impulsion.

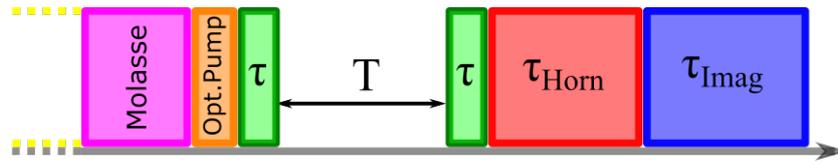


FIGURE V.4 – Séquence expérimentale pour la mesure non-destructive sur un interféromètre de Ramsey.

Pour finir, la population est mesurée en deux étapes :

1. le cornet effectue une première mesure non-destructive, à une fréquence désaccordée de la résonance de $\Delta = 5$ kHz.
2. une imagerie par absorption conclue la séquence par une mesure destructive de référence.

L'utilisation de ces deux protocoles permet de corroborer les résultats obtenus par la suite (Fig. IV.18 et Fig. IV.22b).

Remarque : le cornet ne sera utilisé que comme objet de détection, comme lors de la mesure en stroboscopie (Chap. IV Fig. IV.20), pour deux raisons :

1. la durée d'impulsions $\pi/2$ du cornet est trop longue ($\simeq 500 \mu\text{s}$). Cela ajoute des effets d'expansion du nuage, pendant la propagation libre, qui sont négligés dans les mesures avec l'antenne (impulsion $\pi/2$ courte $\simeq 120 \mu\text{s}$). En effet, plus l'impulsion $\pi/2$ est longue plus le temps de propagation doit être long pour détecter des franges de Ramsey. Ainsi, pour visualiser 19 franges, le temps total de l'interféromètre passerait de $720 \mu\text{s}$ (antenne) à 4750 ms (cornet), ce qui n'est pas possible expérimentalement puisque l'expansion du nuage diminuerait la densité de la mélasse (diminuant le ratio signal sur bruit). Par ailleurs, le logiciel GAIA ne permet pas des séquences de longue durée (maximum 8 s en comptant le refroidissement et l'imagerie par absorption).
2. la fréquence du cornet est désaccordée de 5 kHz pour détecter le nuage sans perturber les états internes pendant la mesure. Afin d'éviter une oscillation lors du changement de fréquence, il est préférable de garder la fréquence du cornet fixe et de manipuler les états avec une source micro-onde indépendante, qui est l'antenne.

b) Mesure des franges de Ramsey

La Fig. V.6 présente la mesure de la population en fonction du désaccord δ_{Antenne} au travers des deux méthodes de mesures. En rouge la mesure micro-onde non-destructive, et en bleu la mesure en imagerie par absorption. La région d'intérêt est centrée à un désaccord nul $\delta_{\text{Antenne}} = 0$ Hz et les bornes de la région valent respectivement $\pm\Omega_{\text{Rabi}}$.

Les franges de Ramsey se superposent. On remarque cependant un léger déplacement en fréquence. Ce déplacement peut provenir de plusieurs phénomènes qu'il

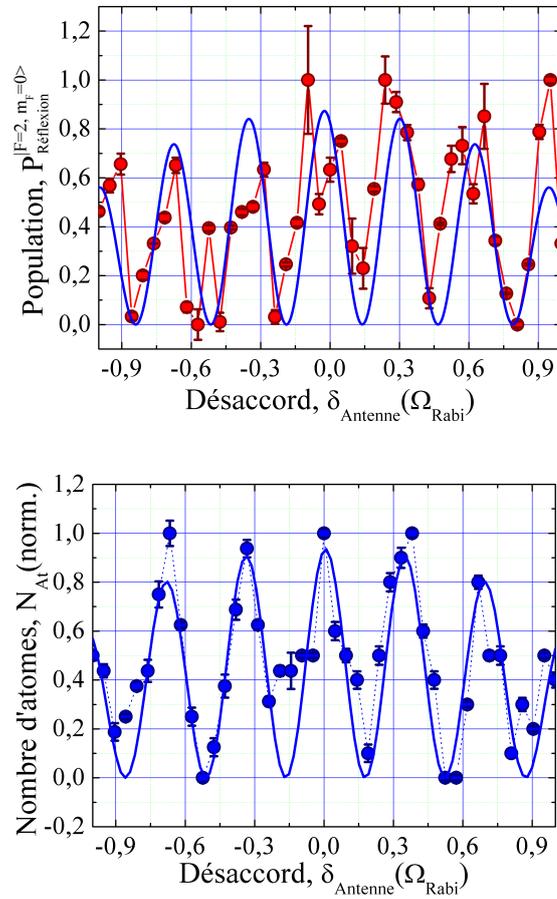


FIGURE V.5 – Mesure expérimentale de la population en sortie d’un interféromètre de Ramsey. A gauche : Mesure de la réflexion à la sortie de l’interféromètre. A droite : Mesure d’imagerie par absorption.

sera nécessaire de caractériser. Notamment, lors de la caractérisation de la micro-onde, nous avons pu observer un phénomène transitoire lors de l’activation de la micro-onde. Cette transition conduit à une variation de la puissance et donc de la durée d’une impulsion π . Cela signifie qu’un bruit de détection va s’ajouter à la mesure.

De plus, les deux méthodes de mesures sont physiquement différentes. Dans le cas de l’imagerie par absorption, il faut considérer une interaction lumière-matière d’une durée de $100 \mu\text{s}$. Lors de la mesure micro-onde, on réalise une impulsion de $50 \mu\text{s}$, puisque nous avons observé un régime transitoire de plusieurs millisecondes, il est possible que la fréquence de Rabi effective au moment de la mesure puisse déplacer les maximums par rapport à ce qui est prédit avec l’Eq. V.1.

Concernant le traitement des données, l’imagerie par absorption va déterminer le nombre d’atomes maximal à partir d’un ajustement réalisé sur un ensemble d’images

présentant un profil d'intensité gaussien à l'emplacement où se trouve les atomes. Comme nous avons pu le voir sur les images présentées dans le Chap. III, une fragmentation de l'image est présent, ce qui conduit à une perte d'informations lorsque les atomes sont proches de la puce, ajoutant alors un bruit lors de l'ajustement. Dans le cas de la mesure par réflexion, les puissances enregistrées sont uniques. On aura donc un bruit, non pas lié aux images, mais à l'électronique et aux possibles fuites de la micro-onde dans les câbles.

Les mesures de réflexion et d'imagerie par absorption étant équivalente, on peut conclure la possibilité de mesurer un état quantique de manière non-destructive par le biais de la mesure par réflexion d'onde micro-onde uniquement.

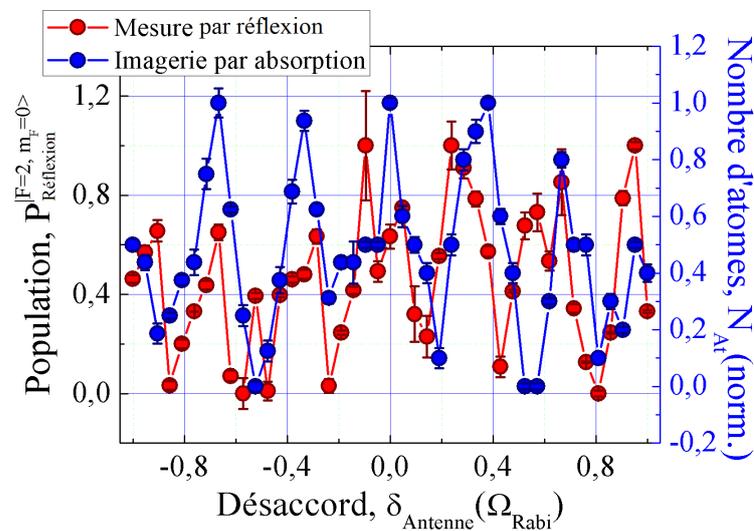


FIGURE V.6 – Superposition des mesures micro-ondes et d'imagerie par absorption d'un interféromètre de Ramsey. En rouge : Mesure de réflexion. En bleu : Mesure d'imagerie par absorption.

Il est également important de savoir comment les atomes se comportent pendant la détection avec le cornet. En effet, dans le cadre d'une mesure non-destructive, on ne veut pas perturber l'état des atomes de l'échantillon initial. Dans le but de répondre à cette deuxième question, il est possible de réaliser un interféromètre de Ramsey avec une étape intermédiaire permettant de déterminer l'action du cornet sur les états atomiques pendant l'interféromètre.

V.1.3 Étude de la non-destructivité des franges de Ramsey par l'ajout d'un pulse π pendant le temps de propagation

Dans la séquence de Ramsey précédente, les atomes se propagent librement et sans interaction entre les deux impulsions $\pi/2$. La mesure non-destructive est réalisée avec une impulsion micro-onde à une fréquence désaccordée de $\Delta = 5$ kHz de la

résonance, puis afin de corroborer la mesure de la population, une mesure via l'imagerie par absorption est réalisée. Ces deux mesures présentent un comportement similaire et tendent à prouver que la mesure micro-onde est bien non-destructive lors de la mesure de la population en sortie de l'interféromètre.

Cependant, une seconde mesure permet de certifier la non-destructivité de la mesure. Pour cela, il est possible d'ajouter entre les deux impulsions $\pi/2$ de l'interféromètre une impulsion, π , intermédiaire réalisée avec le cornet. Ainsi, les atomes ont deux possibilités :

1. ils n'interagissent pas avec la micro-onde et le résultat de la mesure reproduit la Fig. V.6 ;
2. ils interagissent avec la micro-onde et le résultat de la mesure est inversée par rapport à la Fig. V.6.
3. ils interagissent partiellement et le contraste attendu diminue par rapport aux valeurs attendues.

De cette manière, il est possible de déterminer si la micro-onde, désaccordée de $\Delta = 5$ kHz, a bien un comportement non-destructif vis-à-vis des atomes.

Remarque : la durée de l'impulsion π du cornet a une durée de $950 \mu\text{s}$ à $\Delta = 5$ kHz. Cela entraîne une différence sur le nombre de franges de Ramsey observables puisque le temps de propagation change en conséquence.

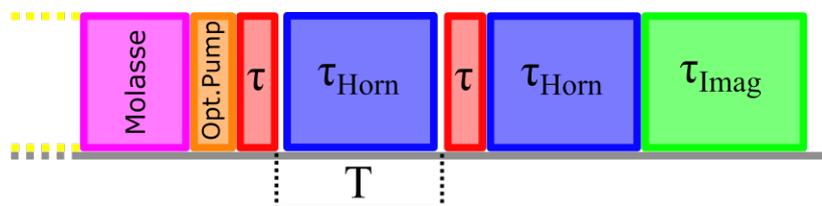


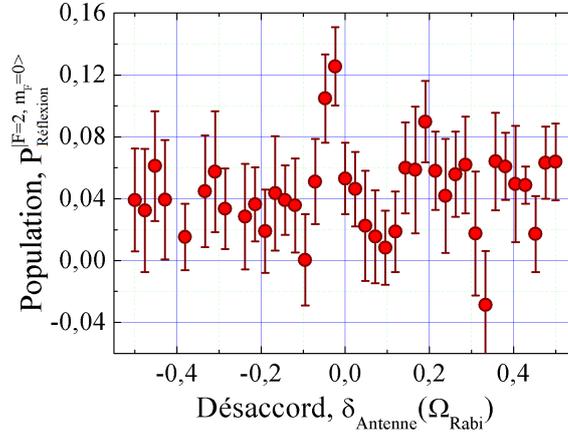
FIGURE V.7 – Séquence expérimentale pour la mesure non-destructive sur un interféromètre de Ramsey.

La séquence expérimentale, présentée sur la Fig. V.7, est similaire à celle utilisée précédemment (Fig. V.4) mais avec l'ajout de l'impulsion π réalisée avec le cornet.

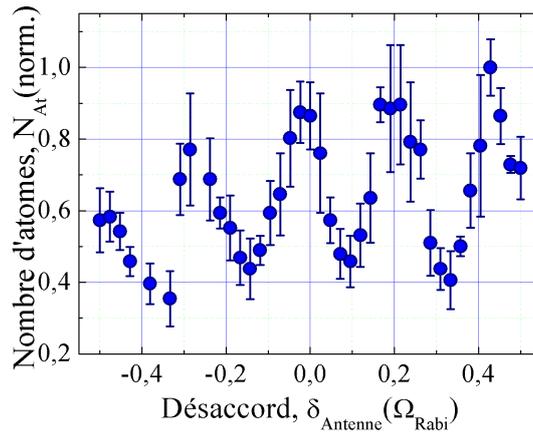
a) Mesure de la population en sortie de l'interféromètre

La Fig. V.8 présente les résultats des deux méthodes de mesures : à gauche la mesure micro-onde et à droite la mesure d'imagerie par absorption. La frange centrale est bien définie sur les deux méthodes. Concernant les franges latérales, on devine leurs présences sur la mesure micro-onde, mais une perte importante de contraste est présente. Cette perte provient vraisemblablement d'une grande variation de la pression lors des mesures dans l'enceinte. En effet, lors de cette mesure, un nouveau dispensier a été mis en place. La dynamique du vide est donc différente. Cette variation de pression est directement visible sur l'imagerie par absorption de

la Fig. V.8 de par l'augmentation linéaire de l'offset dans la mesure du nombre d'atomes.



(a) Mesure de réflexion.



(b) Imagerie par absorption.

FIGURE V.8 – Mesure expérimentale de la population en sortie d'un interféromètre de Ramsey contenant une impulsion π au centre de l'interféromètre. En haut : Mesure de la population avec la mesure par réflexion. En bas : Mesure du nombre d'atomes normalisés avec l'imagerie par absorption.

Remarque : les mesures ont été réalisées à l'aide de l'arduino, en considérant la totalité de l'impulsion π . Dans le cas des mesures précédentes, seule la fin de l'impulsion est prise en considération, ce qui signifie que seul l'état final des atomes est mesuré. Dans le cas où l'impulsion entière est prise en compte, des fluctuations dus aux interactions atomes-champs vont entraîner une augmentation des barres d'erreurs (voir Fig. IV.15). De plus, puisque nous avons réalisé une impulsion π hors résonance, il ne faut pas exclure le fait d'avoir une partie des atomes qui inter-

agissent avec la micro-onde. Ainsi, de nouvelles voies sont à explorer pour optimiser le protocole de mesure.

b) Conclusion

La Fig. V.9 superpose les Fig. V.8a et V.8b afin de mettre en valeur que les oscillations de la première figure et de la seconde figure sont en adéquation. Les données concluent ainsi sur l'absence d'interaction atome-champ pendant l'interféromètre et pendant la détection, rendant le caractère non-destructif valable.

Cette conclusion amène de nouvelles perspectives de mesures possibles, notamment la possibilité de réaliser plusieurs interféromètres à la suite en gardant les mêmes atomes entre chaque mesure. De ce fait, il serait possible d'améliorer la stabilité et la sensibilité de l'interféromètre par le biais de mesure micro-onde répétée N fois, diminuant ainsi le temps mort.

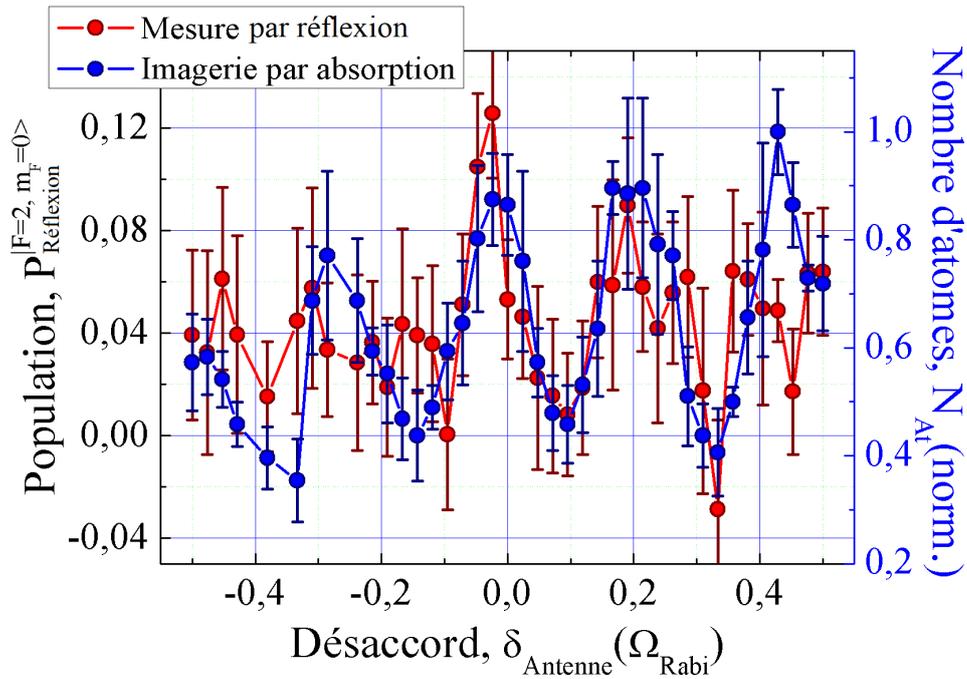


FIGURE V.9 – Superposition des mesures micro-ondes et d'imagerie par absorption d'un interféromètre de Ramsey contenant une impulsion π au centre de l'interféromètre.

V.2 Réduction du temps mort par la mesure en double Ramsey

V.2.1 Principe de la mesure

Double Ramsey Dans le chapitre précédent, il a été possible de mesurer l'évolution de la population atomique lors d'une oscillation de Rabi par une méthode stroboscopique. Puis il a été démontré qu'une mesure micro-onde non-destructive est possible dans le cadre de la mesure d'une séquence de Ramsey. Ces résultats permettent alors de considérer une répétition des mesures en une séquence unique sans nécessité de renouveler l'étape de refroidissement. La réalisation d'une telle mesure permet alors de réduire la durée du temps mort t_D [105, 106]. La mesure non-destructive couplée avec de nouvelles techniques d'interférométrie il est possible de rendre la durée du temps mort nulle [107, 108, 1]. L'absence de temps mort est un objectif des capteurs inertiels, car sans temps mort, il est possible de mesurer en continue la grandeur inertielle et donc améliorer la sensibilité et la stabilité du capteur.



FIGURE V.10 – Séquence expérimentale pour la mesure non-destructive des Doubles Ramsey.

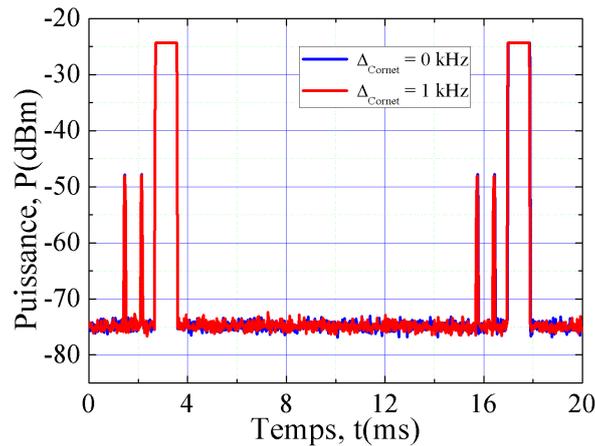


FIGURE V.11 – Visualisation de la séquence des Doubles Ramsey sur l'analyseur de spectre en mode **Zero Span** sur la fréquence du cornet ($f_{\text{Cornet}} = 6834,6970110$ MHz).

Afin de montrer une démonstration de faisabilité, une séquence unique composée de deux interféromètres de Ramsey successifs est proposée. Les deux interféromètres successifs sont mesurés à l'aide de la mesure non-destructive avec le cornet micro-onde. Une mesure d'imagerie par absorption est utilisée à la fin de la séquence pour vérification. La séquence du double Ramsey est décrite en Fig. V.10. Après le refroidissement des atomes et leur préparation dans l'état hyperfin $|F = 1\rangle$, un premier interféromètre de Ramsey est réalisé en utilisant les paramètres micro-onde de la Fig. V.6. La population en sortie de cet interféromètre est détectée via le cornet micro-onde dont la fréquence est toujours désaccordée à la résonance de $\Delta = 5$ kHz. Une fois le premier interféromètre réalisé et la population détectée, les atomes sont re-capturés et ré-initialisés (Release and Recapture, voir plus bas) dans l'état fondamental de départ $|F = 1\rangle$ sur une durée τ_{Recap} . Enfin, le second interféromètre de Ramsey est réalisé de la même manière que le premier, suivit d'une première détection micro-onde puis de la mesure d'imagerie par absorption. La séquence expérimentale est visualisée à l'analyseur de spectre et est présentée sur la Fig. V.11. Les deux premières impulsions correspondent aux impulsions $\pi/2$ de l'interféromètre de Ramsey. La troisième présente la détection micro-onde de $900 \mu\text{s}$. Cette géométrie est répétée une seconde fois, pour le second interféromètre de Ramsey.

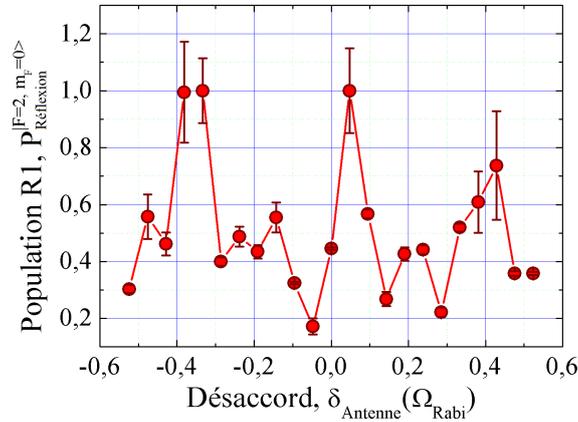
Release and Recapture La méthode Release and Recapture est une méthode permettant de déterminer la température d'un nuage d'atomes froids [109, 110, 111]. La mélasse optique utilisée dans les mesures micro-onde est à une température de $3 \mu\text{K}$ et contient $N_{\text{Atomes}} = 4 \times 10^5$ atomes. La mélasse est ensuite relâchée du piège optique (Release) sur la durée du premier interféromètre de Ramsey (quelques millisecondes). Afin de vérifier que le nombre d'atomes est suffisant pour le second interféromètre, le nuage est re-piégré par une seconde étape de mélasse (Recapture). Le nombre d'atomes est mesuré par une imagerie par absorption avec un nombre d'atome similaire. Par conséquent, le nombre d'atomes de la mélasse initiale ($N_{\text{Atomes}}^{\text{Ini}}$) et le nombre d'atomes de la mélasse re-capturée ($N_{\text{Atomes}}^{\text{Recap}}$) sont identiques, permettant la réalisation d'un second interféromètre de Ramsey dans les mêmes conditions que le premier interféromètre.

Cependant, cette méthode conserve la taille de la mélasse au moment où elle est relâchée. Ainsi, lors de la recapture, elle ne retrouve pas sa forme initiale. Cette méthode permet uniquement de déterminer la température, et de réinitialiser les atomes lors des mesures successives.

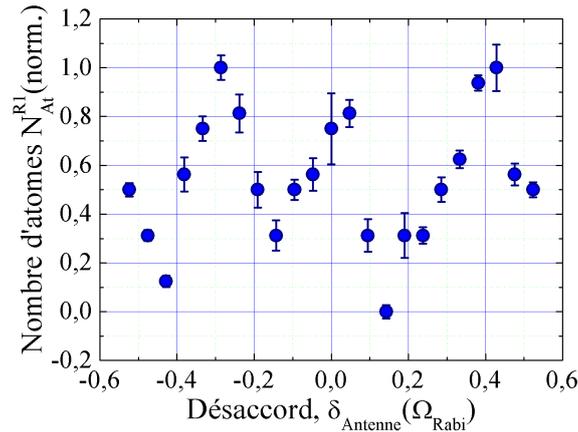
V.2.2 Ramsey 1

La première mesure de Ramsey est présentée sur la Fig. V.12. Elle consiste en un Ramsey simple détecté avec la mesure micro-onde (à gauche) qui a été préalablement caractérisée via imagerie par absorption (à droite). Dans ces mesures la

zone d'intérêt est : $[-0,5 \Omega_{Rabi}; +0,5 \Omega_{Rabi}]$. Il est alors possible d'observer 3 franges d'interférence.



(a) Mesure par réflexion.



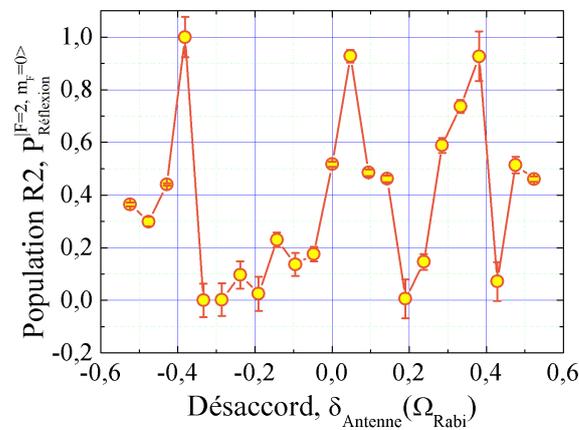
(b) Imagerie par absorption.

FIGURE V.12 – Mesure des franges de Ramsey 1.

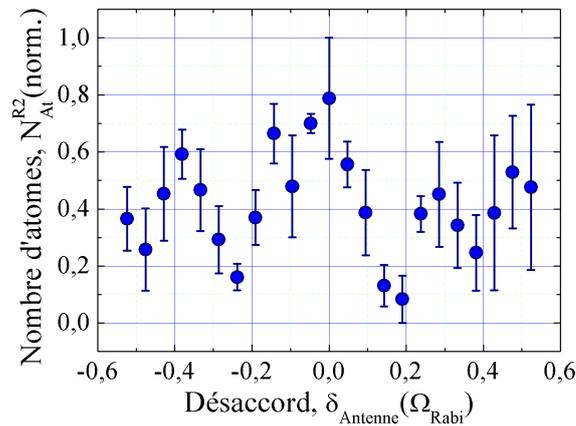
V.2.3 Ramsey 2

La Fig. V.13 présente les résultats du second interféromètre de Ramsey. Elle montre un comportement similaire à la première mesure et il est à noter que la mesure d'imagerie par absorption présente une erreur sur le nombre d'atomes plus grande que lors de la mesure sur le premier Ramsey. Cela est dû à l'expansion du nuage pendant sa re-capture. En effet, effectuer une re-capture de 10 ms (temps de la mélasse et du pompage optique), induit une perturbation sur les atomes. Ces perturbations provoquent alors une augmentation de la taille du nuage, d'une part, et une augmentation de sa température, d'autre part. Ainsi, bien que $N_{Atomes}^{Ini} = N_{Atomes}^{Recap}$,

une optimisation doit être effectuée pour garder une densité identique au premier nuage. Par exemple, sans allumer les faisceaux du PMO et sans modifier le champ de biais, une impulsion de pompage optique pour remettre les atomes dans $|F = 1\rangle$ pourrait permettre de diminuer davantage le temps entre les deux interféromètres. Utiliser la micro-onde serait également envisageable. En effet, l'utilisation de faisceau laser entraîne automatiquement un échauffement des atomes. Cependant un pompage micro-onde couplé à un signal radio-fréquence (RF) permettrait de travailler uniquement avec les niveaux magnétiques sans engendrer une augmentation de la température du nuage.



(a) Mesure par réflexion.



(b) Imagerie par absorption.

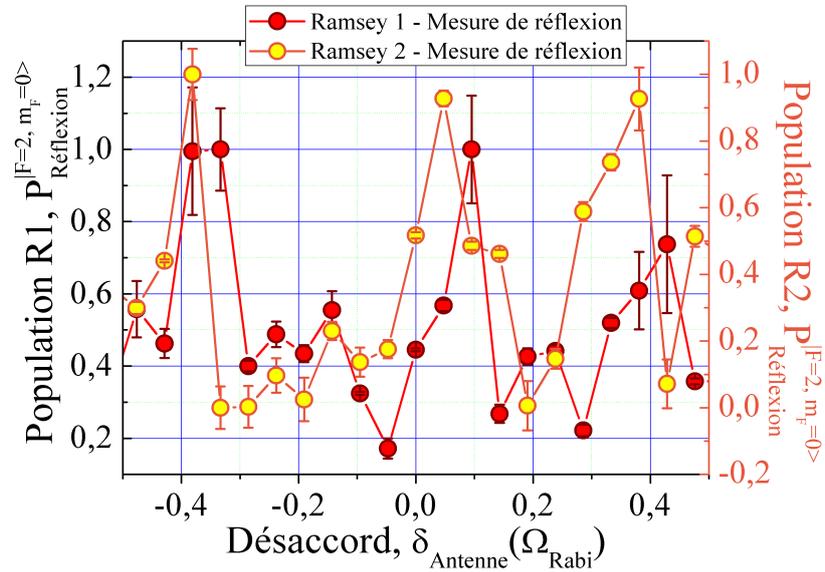
FIGURE V.13 – Mesure des franges de Ramsey 2.

V.2.4 Conclusion

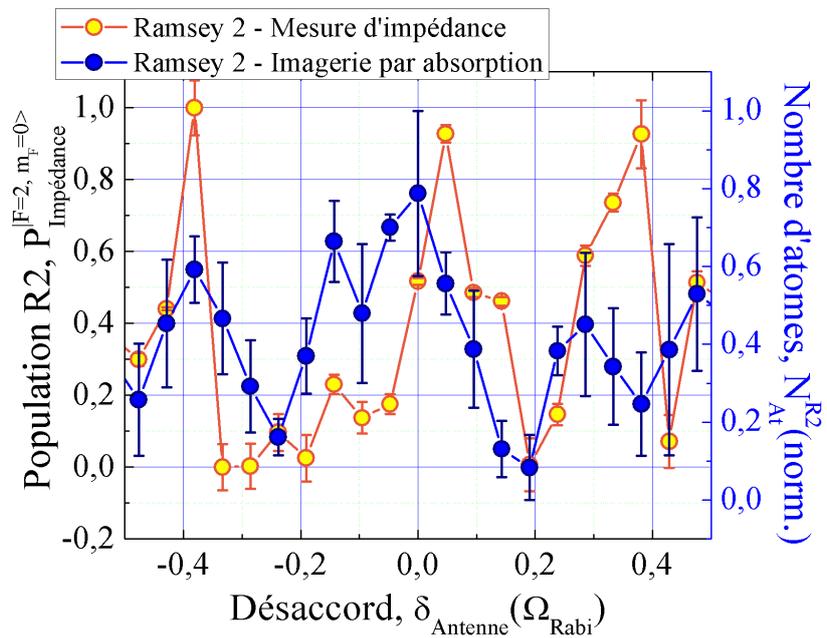
Les mesures du Ramsey 1 (en rouge) et du Ramsey 2 (en jaune-orangé) sont présentées sur la Fig. V.14 avec les résultats de l'imagerie par absorption (en bleu) effectuée à la fin de la séquence expérimentale. Les comportements sont similaires dans les deux mesures Ramsey et suivent les variations que présente la mesure en imagerie par absorption. Dans cette configuration de mesure, le cornet détecte les atomes avec un désaccord à la résonance de $\Delta = 5$ kHz et un temps d'impulsion de $900 \mu\text{s}$. Dans cette démonstration de faisabilité, la mesure ne prend pas en considération les études réalisées lors de la mesure en stroboscopie (Fig. IV.24 et Fig. IV.25). De ce fait, il est encore possible d'améliorer la séquence de mesure.

Pour conclure, les deux Ramsey suivent le comportement attendu par l'Eq. V.1 et montrent le bon nombre de franges par rapport aux paramètres τ et T_R choisi pour la réalisation de l'interféromètre. Certaines franges sont plus ou moins large et semblent légèrement désaccordés par rapport à la mesure d'imagerie par absorption, mais les maximums sont tout de même présents aux désaccords attendus. Il est à noter que toutes les mesures présentées jusqu'à présent ont été faite sans blindage magnétique. Par conséquent des oscillations de champ magnétique ou des perturbations externes peuvent expliquer les déplacements en fréquence ainsi que l'instabilité à long terme de la micro-onde. Mais aussi, des variations dans la longueur de câble, des impédances qui ne sont pas parfaitement réglé, des problèmes de vibrations ou encore des pertes de puissance dans les fils sont à envisager. En effet, la fréquence micro-onde pour le ^{87}Rb est de 6834,6970110 MHz, soit une longueur d'onde $\lambda = 4,4$ cm. Le fait que la longueur d'onde soit centimétrique fait que la conduction des câbles (vers l'émetteur) pour la micro-onde sont sensibles à tous changements de taille, notamment dû à la température ou aux vibrations.

Pour finir, les deux méthodes de détection ont chacune leur limitations et leur condition de mesure. Le déplacement en fréquence peut provenir de la durée de l'impulsion ou du traitement des données réalisées à posteriori.



(a)



(b)

FIGURE V.14 – Superposition des mesures en Double Ramsey. En haut : Ramsey 1 et Ramsey 2 mesurés par réflexion micro-onde. En bas : Ramsey 2 mesuré par réflexion micro-onde et Ramsey 2 mesuré avec l'imagerie par absorption.

V.3 Vers une mesure en temps réel

V.3.1 AD8302

L'un des moyens d'accéder à des mesures plus stables, et moins bruitées, est d'utiliser un détecteur de gain et de phase. En utilisant un tel appareil, dont un exemple est présenté sur la Fig. V.15, il est possible d'obtenir une information supplémentaire au cours de la mesure : la phase.

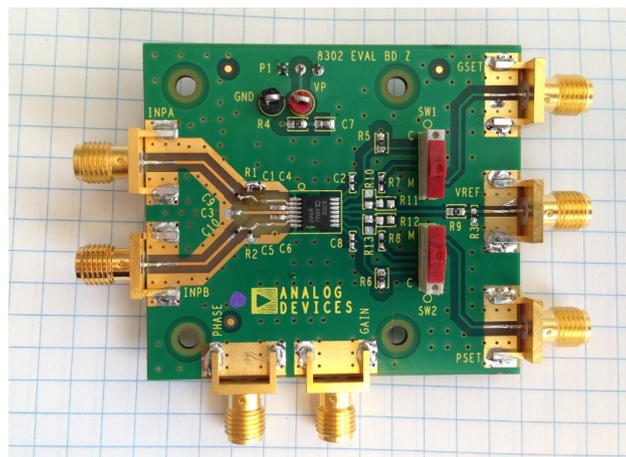
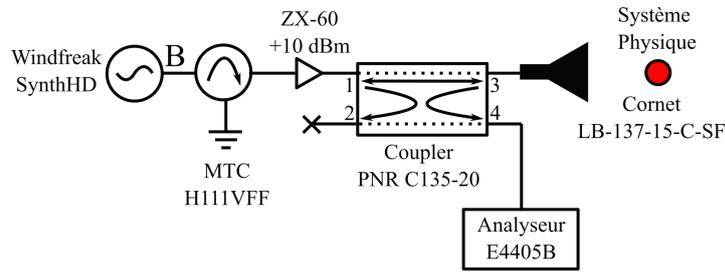
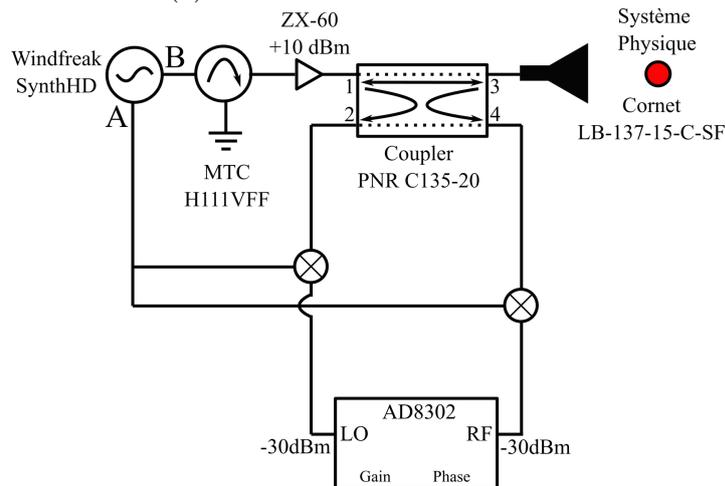


FIGURE V.15 – Détecteur de phase - AD8302.

L'AD8302 est un circuit intégré permettant la mesure du gain et de la phase. Il requiert uniquement une alimentation externe de 5 V, pour fonctionner. Le principe est de comparer la valeur d'un oscillateur local au signal RF et de regarder en sortie les variations de ce signal [112, 113, 114, 115]. Pour rappel, le circuit micro-onde utilisé jusqu'à présent est composé d'une source micro-onde WindFreak, d'un isolateur, d'un amplificateur +10 dBm, suivit du coupleur bi-directionnel permettant l'envoi et le retour de la micro-onde pour la mesure de la variation d'impédance. Ce schéma de référence est disponible sur la Fig. V.16a.



(a) Circuit initial de référence.



(b) Circuit de détection amélioré par l'ajout d'un détecteur de phase.

FIGURE V.16 – Schéma du circuit micro-onde amélioré pour la détection non destructive. Fig. V.16a : Schéma de référence. Fig. V.16b : Système potentiel pour l'optimisation de la mesure non-destructive.

En ajoutant au schéma de référence (Fig. V.16a) le détecteur de phase pour les mesures de réflexion, celui-ci se voit doter d'une source micro-onde supplémentaire de référence. Elle est générée par le Windfreak, permettant d'avoir un signal d'horloge interne identique pour les deux sources micro-onde. En effet, le détecteur de phase ne peut pas mesurer les hautes fréquences et sa bande passante est limité à 2,7 GHz. Afin de pouvoir mesurer des signaux de l'ordre de 6,8 GHz, le système de référence (Fig. V.16a) est modifié pour permettre la mesure avec le détecteur comme le présente la Fig. V.16b. Ainsi, le générateur de signal possède 2 sorties. La sortie *B* du générateur traverse un isolateur, puis un amplificateur avant d'entrer dans le coupleur bi-directionnel par le port 1. L'onde transmise sort par le port 2 du coupleur avant d'être émise par le cornet à une fréquence de 6834,6970110 MHz. L'onde réfléchi par les atomes traverse de nouveau le cornet jusqu'au port 2, pour ensuite sortir par le port 4 du coupleur bi-directionnel. Une partie du signal d'entrée du port 1 sort par le port 3 du coupleur et sera, quant à lui, utilisé comme fréquence de référence. Afin de pouvoir utiliser le démodulateur AD8302, chaque

signal en sortie du coupleur est battu à un signal de référence généré par la sortie A du Windfreak. Chaque entrée au sein de l'AD8302 possède une puissance de -30 dBm, correspondant au mode de fonctionnement optimal de l'appareil.

En sortie de l'AD8302, il sera alors possible d'obtenir une information de gain et de phase provenant des atomes. Les sorties en puissance et de phase de l'AD8302 donnent chacune un signal en tension. Ces tensions doivent être calibrées en fonction de la puissance d'entrée et de la différence de phase entre l'oscillateur local et le signal RF. Pour ce faire, en utilisant un déphaseur, il est possible de mesurer une différence de phase connue, entre les deux signaux, et regarder l'évolution de la tension de sortie en fonction du déphasage imposé.

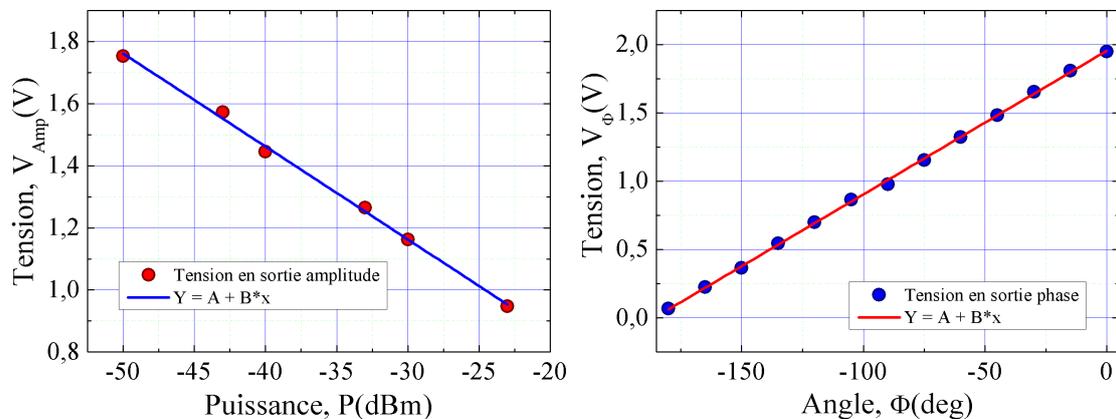


FIGURE V.17 – Calibration de la sortie Phase du détecteur AD8302.

Les résultats de cette caractérisation sont donnés dans la Fig. V.17 et montrent une évolution périodique de la tension. Dans les mesures, on se placera à une tension de 900 mV correspondant au centre de la pente, cette tension correspond à la quadrature entre les deux signaux, soit une différence de phase de 90° . Par conséquent, dans le but de mesurer la phase des atomes, il faudra calibrer le détecteur sur une tension de 900 mV avant d'effectuer la mesure de phase.

V.3.2 Démonstration

a) Ligne de transmission

Afin de tester ce nouvel appareillage, il est possible de faire une expérience très simple basée sur les lignes de transmission. Lorsqu'un signal se propage dans un milieu, il est possible de déterminer l'impédance du milieu en étudiant les coefficients de réflexion de ce milieu.

Ainsi, il est possible de calculer l'impédance Z du milieu par le biais de l'équation

$$Z = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} = r_N + i\chi_N, \quad (\text{V.2})$$

où Γ est le coefficient de réflexion et r_N et χ_N sont respectivement la résistance normalisée et la réactance normalisée à $50\ \Omega$ qui définissent chaque milieu de propagation. En considérant

$$\Gamma = |\Gamma|e^{i\theta} = |\Gamma| \cos \theta + i|\Gamma| \sin \theta = \Gamma_r + i\Gamma_i, \quad (\text{V.3})$$

où θ est la phase et $|\Gamma|$ la puissance mesurées à la sortie du démodulateur AD8302, alors la mesure de r_N et χ_N se traduit par

$$r_N = \frac{1 - |\Gamma|^2}{1 - 2\Gamma_r + |\Gamma|^2}, \quad (\text{V.4})$$

$$\chi_N = \frac{2\Gamma_i}{1 - 2\Gamma_r + |\Gamma|^2}. \quad (\text{V.5})$$

En changeant les paramètres d'un milieu, il est alors possible de déterminer les grandeurs r_N et χ_N . De part les mesures non-destructives précédentes, en connaissant la phase et l'amplitude du signal provenant des atomes, il serait possible de totalement connaître la résistance et la réactance d'un nuage d'atomes froids.

b) Caractérisation de l'AD8302 avec des expériences micro-onde simples

Variation de la distance émetteur-objet : Un test de transmission est réalisé pour vérifier le bon fonctionnement du détecteur de phase. En changeant la position d'un objet par rapport à l'antenne, il est possible de mesurer des oscillations du champ micro-onde. Dans cette expérience, le cornet joue le rôle d'émetteur et de récepteur comme dans les protocoles de spectroscopie, comme présenté sur la Fig. V.18.

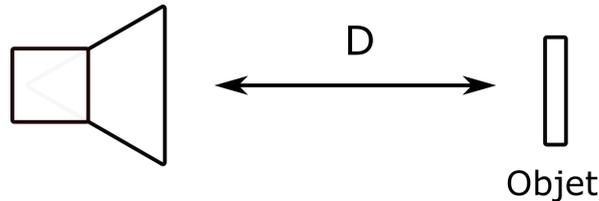


FIGURE V.18 – Démonstration de la mesure des lignes de transmission avec une mesure au détecteur de phase.

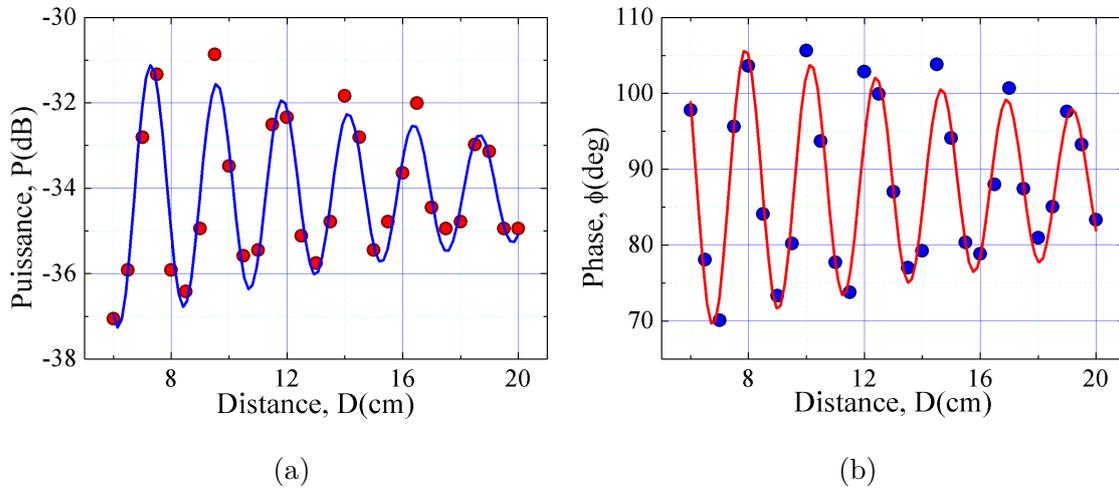


FIGURE V.19 – Mesure et ajustement d’amplitude et de phase en fonction de la distance source-objet.

Le signal de réflexion est ensuite envoyé dans l’AD8302. La mesure consiste à récupérer la phase et la puissance du signal de réflexion en fonction de la distance émetteur-objet. En changeant la distance entre le cornet et l’objet, il est possible de reconstituer une oscillation. Cette oscillation est visible dans la Fig. V.19. Ces oscillations ont une période de $\lambda/2$, où λ est la longueur d’onde émise par le cornet. De plus, les oscillations ont un maximum tous les $(2n - 1)\lambda/4$, où n est un entier, comme le prédit la théorie des lignes de transmission. Dans le cas de cette mesure, la micro-onde est réfléchi sur une large surface métallique. Cela signifie une surface dense. La sensibilité est donc supérieure comparée à un nuage d’atomes froids dont la densité est beaucoup plus faible.

Variation de longueur d’une antenne micro-onde : Les micro-ondes sont des ondes centimétriques et sont donc très sensibles au changement de longueur de fil. Au sein du guide micro-onde, ici une antenne. La puissance maximale du champ est émise pour une longueur d’antenne de $\lambda/4$, de ce fait, il y a un minimum de transmission tous les $2n\lambda/4$ et un maximum tous les $(2n + 1)\lambda/4$ comme le présente la Fig. V.20. Ce comportement peut être mesuré en faisant varier la taille d’une antenne micro-onde. Ici, nous faisons varier la taille de l’antenne d’une longueur initiale $l_{\text{Antenne}} \simeq 8$ cm à une taille finale de $l_{\text{Antenne}} \simeq 2,5$ cm. Pour chaque longueur, on mesure la puissance, ainsi que la phase à la sortie de l’AD8302.

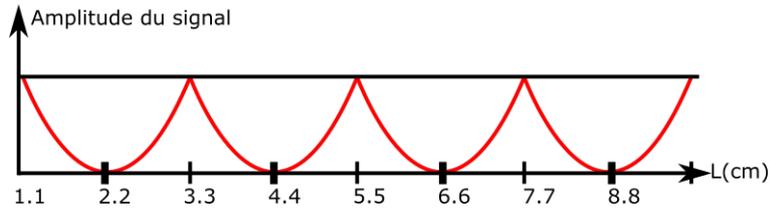


FIGURE V.20 – Ligne de transmission dans un guide d'onde micro-onde.

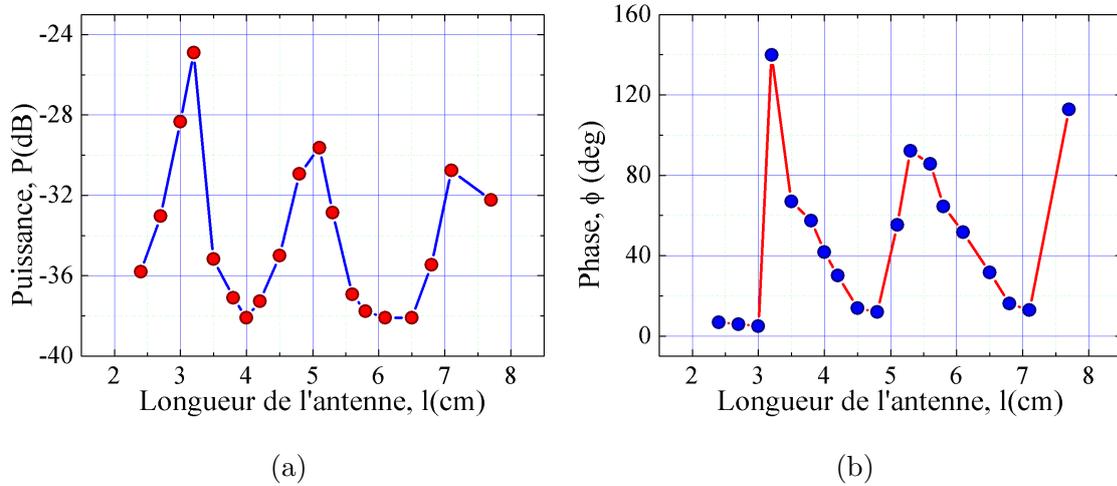


FIGURE V.21 – Mesure des lignes de transmission par changement de la longueur du guide d'onde. Les oscillations suivent bien la manière dont les ondes se propagent dans un guide d'onde. En changeant la longueur de l'antenne, il est possible de déterminer la taille pour laquelle un maximum de puissance est émise.

La Fig. V.21 présente les résultats expérimentaux de la mesure. La puissance et la phase en sortie du détecteur reproduisent les comportements attendus par la théorie des lignes de transmission.

A partir de ces mesures, r_N et χ_N sont calculables. Ces valeurs peuvent ensuite être placées sur l'abaque de Smith. Cet abaque, présenté sur la Fig. V.22, est utilisé dans le cadre des études de composants électroniques. Elle permet de définir précisément l'impédance d'un composant par rapport à l'impédance de référence $R_{Ref} = 50 \Omega$.

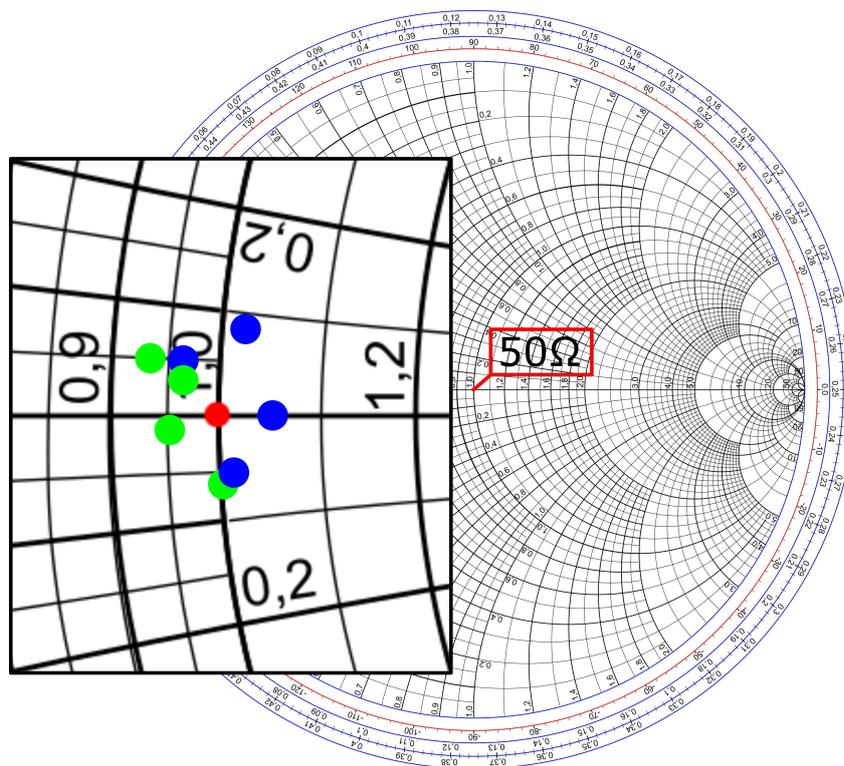


FIGURE V.22 – Abaque de Smith. Le point rouge correspond à une résistance 50Ω . Les points bleus correspondent à la variation d'impédance en fonction de la distance objet-antenne. Les points verts correspondent à la variation d'impédance en fonction de la longueur de l'antenne.

V.4 Conclusion

La mesure d'impédance par réflexion permet des mesures non-destructives. Cet aspect ouvre la possibilité de mesures plus rapides avec un temps mort réduit. Comme présenté dans ce chapitre, il est possible de mesurer deux interféromètres sur une séquence unique, sans passer par une étape de refroidissement. Bien entendu, de telles mesures sont d'autant plus intéressantes dans le cas d'atomes piégés magnétiquement. En effet, dans un piège magnétique, les atomes restent confinés tout le temps que le piège est actif. Il est donc possible d'établir un très grand nombre de mesure sans détruire le nuage et sans avoir à préparer un nouveau nuage entre chaque mesure.

Au stade actuelle, le dispositif est encore à l'état de "banc de test". Il est donc encore trop tôt pour pouvoir participer à des mesures de ce type. En effet, le banc doit être optimisé sur plusieurs plans : la longueur des câbles, limitant alors la perte et la fluctuation de puissance micro-onde, l'ajout d'un blindage, qui permettrait de diminuer d'éventuelles fluctuations, et un meilleur contrôle des appareils, pour éviter des fuites et mieux gérer la durée de la détection. Malgré tout, il est envisageable, dans le cas d'un capteur sur puce, de détecter les atomes guidés à l'aide d'antennes micro-ondes directement intégrées à la structure de la puce, comme proposé dans la conclusion du Chap. IV. Avec une distance atome-antenne réduite, le désaccord micro-onde peut être supérieur au 5 kHz utilisé ici, et permettrait la visualisation de la position des atomes dans le guide en temps réel. De plus, le nuage n'étant pas détruit lors de la mesure, il serait possible de détecter plusieurs cycles de rotation en très peu de temps, augmentant ainsi la surface de Sagnac. La possibilité de mesurer plusieurs cycles aurait aussi l'avantage d'améliorer la sensibilité et la stabilité du capteur.

Le prototype actuel doit cependant passer par différentes étapes d'optimisation. Par exemple, l'ajout d'un blindage magnétique permettrait de supprimer les variations du champ magnétique, améliorant alors la stabilité des sous-niveaux Zeeman pendant le processus d'interrogation. Également, réduire la longueur des câbles micro-onde réduirait l'effet des variations thermiques susceptibles de changer la dimension et impactant la transmission de la micro-onde. D'autre part, des mesures de calibrations supplémentaires peuvent être réalisées. Notamment, il a été montré que la position des atomes par rapport au plan H du cornet modifie la sensibilité des atomes par rapport au champ. Dans ce cas, il serait intéressant d'observer le signal atomique en fonction de sa position par rapport à ce plan. Une mesure en temps réel est également à prévoir. En réalisant une oscillation de Rabi et en enregistrant toute la durée de l'impulsion micro-onde, il serait possible d'observer en temps réel l'évolution de la population. Ces deux mesures ont été brièvement testées mais les résultats sont trop préliminaires pour en discuter dans ce manuscrit. Cependant, ce sont des résultats qui laissent entrevoir de nombreux comportements physiques à observer de manière non-destructive.

Chapitre VI

Perspectives et conclusions

VI.1 Conclusions

Ce manuscrit a présenté les différentes étapes nécessaires à la réalisation d'un gyromètre à atomes froids guidé sur puce. Ce nouveau modèle de gyromètre base son fonctionnement sur toutes les techniques expérimentales des gyromètres à atomes froids standard tout en réduisant le volume de l'appareil.

Les principales étapes de refroidissement ont été abordées et détaillées dans le cas de l'utilisation d'une puce à atomes dans le processus de piégeage des atomes. Le déroulement restant assez standard avec en premier lieu la création d'un piège magnéto-optique macroscopique contenant 10^5 atomes, suivit par un déplacement et une compression du nuage pour le piégeage des atomes sur la puce au sein d'un piège dit en U . Le refroidissement du nuage atomique à l'état de mélasse optique d'une température de $3\mu K$ est ensuite réalisé avant d'effectuer un pompage optique. Pour finir, les atomes sont transférés vers un piège magnétique permettant, in fine, la réalisation éventuelle d'un Condensat de Bose-Einstein, par le biais d'un refroidissement par évaporation.

Une fois les atomes suffisamment refroidis et piégés dans le guide magnétique, une séquence interférométrique réalisée à partir d'impulsions Bragg va permettre la séparation spatiale du paquet d'onde et la mesure de la phase de Sagnac. Afin de réaliser une telle mesure dans un guide linéaire, ce dernier peut être modulé spatialement dans le but de créer une surface de Sagnac effective vue par les atomes. Bien que la réalisation des faisceaux Bragg et leur implémentation sur l'enceinte a été faite, la séparation spatiale n'a pas encore été réalisée de part une température trop élevée des atomes dans le piège. De plus, afin que la propagation des atomes dans le guide puisse se faire, il est important de déterminer la qualité des fils générant les champs magnétiques. Ce facteur de qualité, nommé rugosité, a été mesuré dans le cas d'une puce fabriquée par le biais d'une électro-déposition. Dans le cas de la puce qui se trouve dans l'enceinte, une mesure d'oscillations du centre de masse a permis de déterminer l'absence de rugosité à une distance de $200\mu m$ de la puce.

Afin de réaliser une mesure à la surface, des atomes plus froids sont nécessaires.

Les mesures de rugosité ont soulevé un problème courant dans le cas des mesures sur puce. Le faisceau d'imagerie étant rétro-réfléchi sur la puce, et le miroir PMO étant très fin pour limiter le courant nécessaire à la génération des champs magnétiques, des fragmentations apparaissent sur les images où se trouvent les atomes. Cette fragmentation impose de fait une limitation dans la mesure des populations atomiques à la sortie d'un interféromètre guidé.

Une nouvelle méthode de détection par le biais de l'utilisation d'un cornet micro-onde a alors été mise en place et une première preuve de principe montrant des mesures de spectroscopie ainsi qu'une oscillation de Rabi est présentée dans ce manuscrit. En plus de pouvoir mesurer les états atomiques sans utiliser de caméra CCD, cette nouvelle méthode a montré un caractère non destructif très important dans la réalisation de capteurs compacts par le biais d'une mesure stroboscopique des oscillations de Rabi.

Enfin, la méthode de détection micro-onde permet la diminution du temps mort lors des séquences de mesure. La mesure d'un double Ramsey successif sans préparation d'un nouveau nuage est une preuve de l'efficacité de la méthode de détection. Cela permet un gain en stabilité et en sensibilité de l'appareil qui dépend du nombre de mesures successives effectuées pendant une séquence d'interrogation.

VI.2 Perspectives

VI.2.1 Perspectives court terme

Les atomes actuellement piégés ont une température de $150 \mu K$. Cette augmentation de la température par rapport à la mélasse est due à l'augmentation de la densité des atomes dans le piège. Une telle température ne permet aucune mesure d'interférométrie atomique. Il est donc nécessaire de refroidir davantage les atomes par le biais d'un refroidissement évaporatif.

Le système mis en place pour l'évaporation est fonctionnel et des premières mesures de calibration ont déjà été faites. Des optimisations sur les rampes de fréquence et d'amplitude permettraient l'obtention d'un nuage ultra-froid piégé et conduirait à la réalisation des séparatrices de Bragg.

L'implémentation des faisceaux ainsi que leur alignements sur les atomes ont été réalisés et optimisés en considérant les atomes dans le piège magnétique. Du fait de la température du nuage dans le piège magnétique, la réalisation des séparatrice de Bragg n'est pas encore possible. Cependant, l'effet de la lumière résonante sur les atomes montrent que l'alignement est correcte. D'autres optimisations seront cependant nécessaires pour réaliser une séparation symétrique des paquets d'onde dans le guide.

L'ajout d'impulsions Raman en amont du processus de séparation Bragg permet aussi une sélection en vitesse nécessaire à l'obtention de classe de vitesse susceptible d'interagir avec les séparatrices de Bragg. De part l'ajout du banc de commutation, il est possible de passer d'un interféromètre à l'autre en quelques centaines de nanosecondes, ce qui tend à la réalisation de séquence rapide pour la mise en place d'un gyromètre à atomes froids guidés sur puce.

Bien entendu, les travaux ont davantage portés sur la réalisation d'une mesure non-destructive des atomes pour la réduction du temps mort d'un interféromètre guidé. Aussi, la détection non-destructive des atomes par le biais d'une mesure micro-onde présente des résultats forts qui tendent vers une technologie de détection non-destructive sur puce.

En premier lieu la spectroscopie micro-onde a permis l'obtention d'une signature spectrale des atomes en utilisant le cornet comme objet d'émission et de réception de l'onde. Ensuite, une oscillation de Rabi effectuée dans des conditions similaires ont permis une mesure temporelle et cohérente des états atomiques du ^{87}Rb . Enfin, une mesure en stroboscopie a permis de démontrer une mesure en quasi-temps réel, ouvrant alors des possibilités de mesure en temps réel.

Egalement, le système de mesure a été démontré sur un interféromètre de Ramsey, concluant ainsi la possibilité de mesurer les états après n'importe qu'elle type de mesure atomique. D'un autre côté, la réduction du temps mort a été abordé avec la mesure d'un double-interféromètre de Ramsey, prouvant ainsi l'efficacité de la méthode de mesure non-destructive.

Le système actuelle souffre encore d'instabilité, notamment la longueur des câbles et les différentes fluctuations agissant dessus sont des vecteurs de bruit dans une mesure où le signal est très faible. En réduisant la taille du système, et en approchant le cornet des atomes, en le plaçant sous vide par exemple, permettrait une augmentation du rapport signal sur bruit.

VI.2.2 Perspectives long terme

Mon travail de recherche s'est concentré sur deux axes. D'un côté, la mise en place d'un système de refroidissement et la caractérisation d'une puce à atomes pour la propagation d'atomes dans un guide linéaire et la réalisation d'un gyromètre de Sagnac guidé sur puce. De l'autre, une nouvelle technique de mesure non-destructive mettant en oeuvre des ondes micro-ondes.

a) Gyromètre à atomes froids guidés sur puce

Les faisceaux Bragg et la puce caractérisée, seul le protocole de modulation spatiale d'un guide linéaire ainsi que le refroidissement évaporatif on besoin d'être suivi. L'évaporation et donc le refroidissement, peut se faire en optimisant les rampes de fréquences ainsi que la puissance RF.

Cependant, une amélioration du système d'imagerie sera obligatoire pour pouvoir détecter la présence d'atomes froids dans le piège magnétique. En effet, la fragmentation dues aux fils fait perdre une grande quantité d'information. Le système d'imagerie doit donc être repensé, une possibilité est de faire passer le faisceau horizontalement sur la puce. Sinon, l'utilisation d'un système d'imagerie par fluorescence serait une option à envisager.

La réalisation du guide linéaire ainsi que des mesures de rugosité supplémentaires sur la puce actuelle pourrait être réalisées plus facilement avec un système d'imagerie propre sans fragmentation dans l'image.

b) Mesure non-destructive - vers du temps réel

Il a été démontré que la mesure non-destructive fonctionne. Deux axes ont été rapidement abordés pendant ma recherche mais n'ont pas été aboutis. Une mesure de la gravité, et une mesure en temps réelle des oscillations de Rabi.

J'ai pu observé que les atomes en chute libre ne verront pas nécessairement la même puissance micro-onde pendant la durée de la mesure. Cela étant dû au fait qu'ils ne sont pas préparés sur le plan H du cornet mais légèrement plus haut. Une mesure rapide du temps de vol avec la micro-onde m'a permit d'obtenir une localisation du plan H après un temps de 4 ms correspondant à une chute des atomes de $\simeq 5 \mu\text{m}$. Une mesure très préliminaire qui n'a pas été abordée dans ce manuscrit a montré qu'une amélioration du signal pouvait éventuellement être obtenu en optimisant le temps de vol des atomes. Cet effet est attendu par le calcul du temps de vol qui a été abordé dans le Chap. IV.

De plus, une mesure en temps réel a également été essayée au cours de mes études sur cette nouvelle technique de détection. Également très préliminaire, il a été montré que dans le cas où la micro-onde est allumée en continue, il serait possible de suivre l'évolution de la population en temps réel. Cependant, beaucoup de paramètres sont encore en considération pour réaliser une mesure en temps-réel propre. Le rapport signal sur bruit doit être amélioré, notamment avec l'utilisation de l'AD8302, mais il est également nécessaire de faire attention aux fréquences micro-onde utilisées. En effet, un battement entre deux fréquences différentes entraînent une oscillation qui cache la mesure atomique.

Annexes

Annexe A - Articles publiés

1. Jean-Marc Martin, Satyanarayana Bade, William Dubosclard, Murtaza Ali Khan, Seungjin Kim, Barry M. Garraway, and Carlos L. Garrido Alzar Phys. Rev. Applied 12, 014033 – Published 18 July 2019, Pumping Dynamics of Cold-Atom Experiments in a Single Vacuum Chamber
2. William Dubosclard, Seungjin Kim, and Carlos L. Garrido Alzar Communications Physics volume 4, Article number : 35 (2021), Nondestructive microwave detection of a coherent quantum dynamics in cold atoms
3. William Dubosclard, Seungjin Kim, and Carlos L. Garrido Alzar Communications Physics volume 4, Article number : 35 (2021), Supplementary Materials

Pumping Dynamics of Cold-Atom Experiments in a Single Vacuum Chamber

Jean-Marc Martin,^{1,2} Satyanarayana Bade,¹ William Dubosclard,¹ Murtaza Ali Khan,¹ Seungjin Kim,¹ Barry M. Garraway,² and Carlos L. Garrido Alzar^{1,*}

¹*SYRTE, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, LNE, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

²*Department of Physics and Astronomy, University of Sussex, Brighton BN1 9QH, United Kingdom*



(Received 3 May 2019; revised manuscript received 20 June 2019; published 18 July 2019)

A nonlinear analytical model for the pressure dynamics in a vacuum chamber, pumped with a sputter ion pump (SIP), is proposed, discussed and experimentally evaluated. The model describes the physics of the pumping mechanism of SIPs in the context of a cold-atom experiment. By using this model, we fit pump-down curves of our vacuum system to extract the relevant physical parameters characterizing its pressure dynamics. The aim of this investigation is the optimization of cold-atom experiments in terms of reducing the dead time for quantum sensing using atom interferometry. We develop a calibration method to improve the precision in pressure measurements via the ion current in SIPs. Our method is based on a careful analysis of the gas conductance and pumping in order to reliably link the pressure readings at the SIP with the actual pressure in the vacuum (science) chamber. Our results are in agreement with the existence of essentially two pumping regimes determined by the pressure level in the system. In particular, we find our results in agreement with the well-known fact that for a given applied voltage, at low pressures, the discharge current efficiently sputters pumping material from the pump's electrodes. This process sets the leading pumping mechanism in this limit. At high pressures, the discharge current drops and the pumping is mainly performed by the already sputtered material.

DOI: [10.1103/PhysRevApplied.12.014033](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.12.014033)

I. INTRODUCTION

Quantum sensing plays a significant role in the development of the future quantum technologies [1,2]. So far, this sensing technology has been developed on different physical platforms and, in particular, using cold atoms. Among the most relevant realizations one can count atomic microwave and optical clocks [3], magnetometers [4,5], and atom interferometers for inertial sensing [6–9], to mention a few. In fact, their quantum nature offers a very high sensitivity to measure gravity [10–12], fundamental constants [13,14], and general relativity effects [15–17]. Nowadays, these experimental realizations have been developed not only to a metrology level, being operated as standards, but also as instruments with a maturity that allows industrial and commercial applications [18,19].

A key element to reach the required level of sensitivity to a physical phenomenon is the preparation of a well-controlled state of the atoms in terms of their internal and external degrees of freedom. This requires laser cooling in a magneto-optical trap (MOT) to sub-Doppler temperatures (on the order of 1 μ K and below), which unavoidably introduces a dead time in the measurement process. For atom interferometers, this translates into the

well-known Dick effect that degrades the stability of these devices [20–23]. To reduce the MOT loading time, a relatively high background partial pressure of the atoms to be cooled [24] is required, for example, approximately 10^{-8} mbar for ^{87}Rb atoms. However, this high background pressure reduces the available lifetime to perform the desired experiments with the trapped atom clouds [25] and also, it degrades the contrast of the interference fringes leading to a reduction of the signal-to-noise ratio of the measurements.

In a typical cold-atom experiment the high background pressure problem is overcome, on the one hand, by using two chambers connected via a differential pumping stage. In this situation, one chamber (at high pressure) is used as a bright source of cold atoms and the other one (at low pressure) as a science chamber. However, this solution is hardly compatible with the realization of cold-atom-based compact and miniature sensors. So, on the other hand, when using a single vacuum chamber incorporating the atom source (i.e., an alkali metal dispenser) after the MOT loading stage the residual background atoms need to be pumped out quickly. This is needed in order to preserve a useful level of lifetime of the trapped atoms and to avoid an important increase of the dead time. This latter situation implies the ability to switch from high (approximately 10^{-8} mbar) to low pressure (approximately 10^{-11} mbar)

*carlos.garrido@obspm.fr

in a few tenths of ms [26]. A very promising solution has been recently found [27], which allows one to quickly and reversibly control the Rb background pressure in a cell. In this setup, a MOT with up to 10^6 atoms has been realized. However, no compatibility with a pressure level of approximately 10^{-11} mbar has been demonstrated yet with this technique.

Besides the investigations presented in Refs. [26] and [27], other relevant studies on the optimized operation of compact UHV systems have been reported before. In Ref. [28], the authors present a detailed analysis on the use of light-induced atomic desorption to modulate the background pressure of ^{87}Rb atoms in a glass cell. They developed a model to find the number of atoms loaded in a MOT when the light is on, and demonstrated an order of magnitude increase under this condition. In the context of atom interferometry and atom sensors, an UHV system was designed and tested for operation in the highly vibrating environment of a rocket [29]. In Ref. [30], the authors investigated the use of passive vacuum pumps (nonevaporable getter pumps) for the development of compact cold-atom sensors. Finally, in Ref. [31], microfabricated nonmagnetic ion pumps were demonstrated with the aim of maintaining UHV conditions in miniature vacuum chambers for atom interferometry.

The aim of the present work is to understand from the physics point of view, the pressure dynamics of single vacuum chambers loaded with atoms via a dispenser and pumped out by a SIP. So far, SIPs are commonly used in cold-atom experiments requiring UHV. Since they are an unavoidable component, which is at the same time able to provide pressure readings [32,33], it is therefore relevant to have a physical model of the observed vacuum dynamics. This dynamics is not only determined by the pumping mechanism of the SIPs but also by conductance of the whole system and the dispenser sourcing effect. Understanding this dynamics would allow, for instance, the design of miniature SIPs [31] and avoid the use of pressure gauges improving the compactness of the experiments.

To reach a good fidelity in estimating the pressure at the vacuum chamber, we develop an accurate calibration procedure to quantify the leakage ion current in the SIP. To achieve this goal, we first model the conductance of the vacuum system. Then, using the model and a protocol based on a pulsed dispenser current, we measure the temporal evolution of the pressure in the system. As we will see, the physical parameters describing the pressure dynamics extracted in this way, allow the reduction of the dead time in cold-atom experiments by combining a fast loading rate of cold-atom clouds (high partial ^{87}Rb pressure regime) and a fast removal of background atoms after the production of these clouds [26]. It is worth mentioning that the commonly used models [34,35] for the SIP pumping speed do not explain the important pressure variations (more than 2 orders of magnitude) we observe. In fact,

on measurement time scales of several min, the nature of the dominant pumping mechanism changes, and this effect needs to be taken into account.

II. STEADY-STATE PUMPING BEHAVIOR

In this paper, we consider a single-vacuum-chamber system, as represented in Fig. 1. It is a simplified configuration containing a chamber of volume V_1 with the atom source (dispenser) that produces a flow $Q(t)$ that goes to a pump with a nominal pumping speed S . The pump and the chamber are connected through a pipe with a conductance C . With these definitions, we can then relate the pressure at the chamber $P_1(t)$ to the pressure at the pump $P_2(t)$. In a steady state, neglecting leaks and in the free molecular regime, these quantities are related by the equation of the steady-state sourcing flux $Q(\infty)$

$$Q(\infty) = C[P_1(\infty) - P_2(\infty)] = SP_2(\infty) = S_{\text{eff}}P_1(\infty), \quad (1)$$

where S_{eff} is the effective pumping speed seen by the chamber as determined by C . More generally, P_1 follows the gas balance equation [36]

$$V_1 \frac{dP_1(t)}{dt} = Q(t) - S_{\text{eff}}P_1(t). \quad (2)$$

Since the characteristic pumping time $\tau \equiv V_1/S_{\text{eff}}$ controls the pressure transients in the vacuum system, S_{eff} needs to be properly determined. This is an important question in

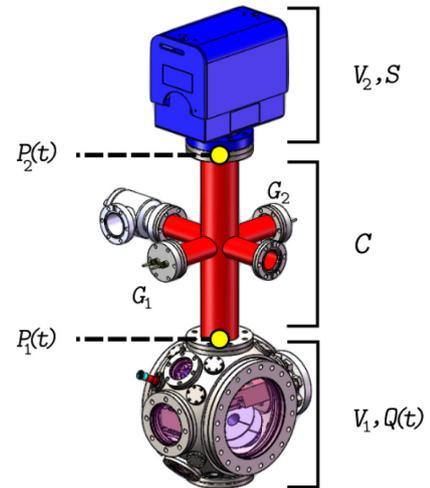


FIG. 1. Sketch of the considered experimental setup. The vacuum chamber of volume V_1 contains the atom source producing a flow $Q(t)$. This gas at a pressure $P_1(t)$ in the chamber produces a pressure $P_2(t)$ at the pump through a pipe of conductance C . In the pump volume V_2 , the atoms are pumped at a nominal speed S . Also represented in this figure are deactivated getter pumps G_1 and G_2 .

particular for cold-atom experiments with time-dependent sources of alkali atoms.

A. Leakage current

Normally, the pressure is translated into current readings by the pump controller. However, in the presence of alkali gases there exists a modification of the pump leakage current I_ℓ [37]. This modification is responsible for an overestimation of the real pressure. It originates from a thin layer of alkali ions stuck to the pump walls. Together with I_ℓ there is also an ion current I produced by the ionization of the gas flowing through the pump electrodes. These two currents contribute to the measured current I_m actually reported by the pump controller (the current reading).

The leakage current I_ℓ is typically on the order of 100 nA and it is usually neglected in high vacuum regimes (it corresponds to an overestimation of $\simeq 10^{-9}$ mbar). However, neglecting this current affects the use of the ion pump as a pressure gauge in the UHV regime [36] ($< 10^{-9}$ mbar). So, we include the effect of this current in the analysis below.

Following ion-pump manufacturers and taking into account that $I = I(P_2)$ is a function of the pressure at the pump, we have the following expression for I_m :

$$I_m(U) = I(P_2) + I_\ell = f(P_2) \times U + I_\ell, \quad (3)$$

where U is the applied voltage between the pump electrodes. From this equation, we see that an accurate determination of the actual pressure (P_2 or I) requires a precise knowledge of the leakage current. The usual way of finding I_ℓ is to measure I_m while the pump's magnets are removed. In this situation, there is no ionization process and we have $I = 0$ A. However, this method requires the pump to be stopped and does not allow a real-time monitoring of the pressure.

Here, we measure I_ℓ by gradually decreasing U within the nominal working range of the pump [37]. Following Eq. (3), the leakage current is then determined by extrapolating the data to $U = 0$ V. The result of this measurement is presented in Fig. 2, where the observed linear behavior indicates that the pressure P_2 does not depend on the applied voltage U at the pressure levels we perform the experiment. The obtained value of the leakage current is $I_\ell = 119.0 \pm 0.4$ nA. As we will see in the following section, the accuracy in the pressure measurement obtained with this method allows us to model the pumping dynamics for pressures $< 10^{-9}$ mbar.

B. Determination of the pressure at the chamber from the SIP current

Once the leakage current is found, we can evaluate the ion current inside the pump $I(P_2)$ using Eq. (3) and the current reading I_m . The next problem is then to determine the explicit dependence of the ion current on the pressure

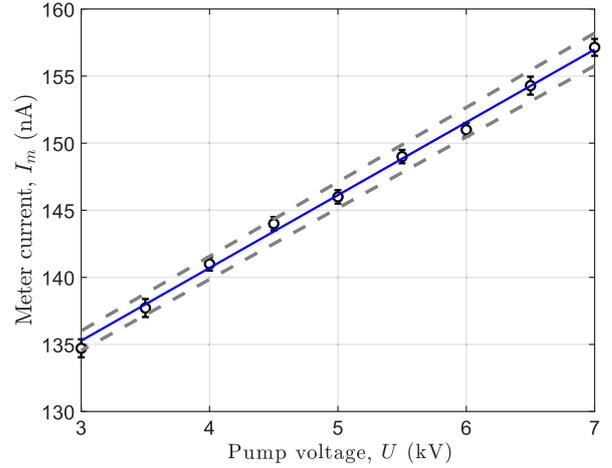


FIG. 2. Current-voltage (I - V) characteristic of the pump. The leakage current $I_\ell = 119.0 \pm 0.4$ nA is obtained from a linear fit (solid line) of the measured current I_m . Dashed lines represent the confidence interval of the fitting parameters.

at the pump, $f(P_2)$. Then we can invert the function $f(P_2)$ and, in the steady-state regime, compute the pressure at the chamber using Eq. (1), namely

$$P_1 = \left(\frac{S}{C} + 1 \right) P_2. \quad (4)$$

In the free molecular regime, the conductance C depends only on the geometry of the vacuum system for a given gas species and temperature. Using the Santeler equation [38] for the transmission probability through a cylindrical pipe of radius R and length L , we can calculate the conductance for a molecule of mass m at room temperature using the relation [36]

$$C = 11.75\pi R^2 \sqrt{\frac{m_{N_2}}{m}} \left\{ 1 + \frac{3L}{8R} \left[1 + \frac{1}{3(1 + L/7R)} \right] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

In Eq. (5) m_{N_2} is the mass of a nitrogen molecule, and R and L must be expressed in cm to get C in $L s^{-1}$. Now, let us get an estimate of the value of C for our vacuum system. In a constant-flow regime, the conductance of our particular geometry (central pipe of $L = 35.2$ cm and $R = 3$ cm) evaluates to $C = 32 L s^{-1}$ for the ^{87}Rb monoatomic gas. This value is obtained neglecting contributions from the cross, which is a reasonable assumption in the constant-flow regime. Finding S precisely is slightly more difficult when considering pumping of ^{87}Rb atoms. However, following the pump manufacturer's documentation [37] we can use the linear relation

$$P_2 = \alpha k \frac{I}{U}, \quad (6)$$

to express the pressure at the pump in terms of the ion current. Here, $k = 10.9 \text{ mbar V A}^{-1}$ at room temperature and α is a calibration factor. This factor is the ionization vacuum gauges' correction factor, which links the pressure measurement of specific gas species to calibration measurements using nitrogen. For Rb $\alpha = 4.3$ [39]. As we see later, the empirical relation Eq. (6) does not take into account the fact that the actual relationship between the pressure P_2 and the ion current in the pump I is nonlinear.

With our MOT, we can realize an independent measurement of P_1 instead of computing it using Eq. (4). From the loading curve of the MOT, as shown in Fig. 3, we can find P_1 as indicated in Refs. [40] and [41]. In fact, the loading dynamics of the MOT critically depends on the background pressure of the trapped species and other gases. As has been demonstrated in the past [24,26,40,41], these curves produce reliable pressure measurements. In our experimental setup we use a mirror MOT obtained with an atom chip. The relevant experimental details are as follows: the red-detuned cooling lasers (-1.5Γ where $\Gamma = 2\pi \times 6 \text{ MHz}$ is the natural line width of $^{87}\text{Rb } D_2$ line) have a maximum power of $\simeq 40 \text{ mW}$ shared by four independent MOT beams of about 2.5 cm of $1/e^2$ diameter. The magnetic field gradient is 11 G cm^{-1} . During 100 s of loading, the fluorescence emitted by the atoms is collected on a photodiode with a solid angle of $1.3 \times 10^{-2} \text{ srad}$. This signal is used to compute the atom number. In order to vary the pressure P_1 , we change the dispenser current to produce different stationary gas flows Q .

In analogy to Eq. (6), we assume that the ion current I is proportional to the pressure at the vacuum chamber P_1 , measured with the MOT. That is $I = \beta P_1$, where β is a parameter to be experimentally determined. Then, we can

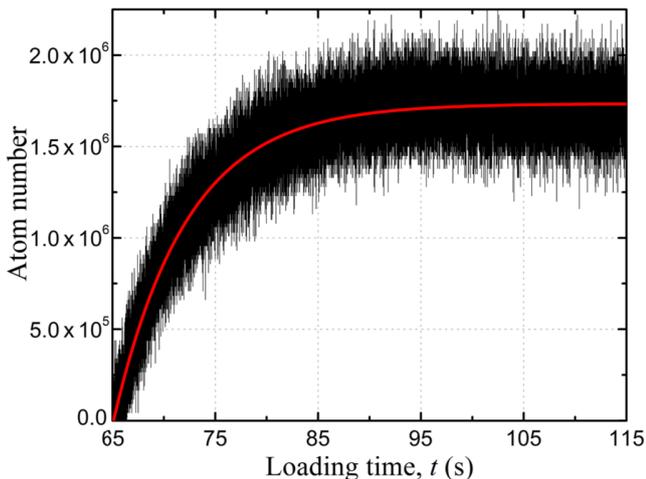


FIG. 3. Number of ^{87}Rb atoms loaded in the MOT (black) for a dispenser current of 4.75 A . The fit (red solid line) to the experimental data gives a characteristic loading time of $7.13 \pm 0.02 \text{ s}$.

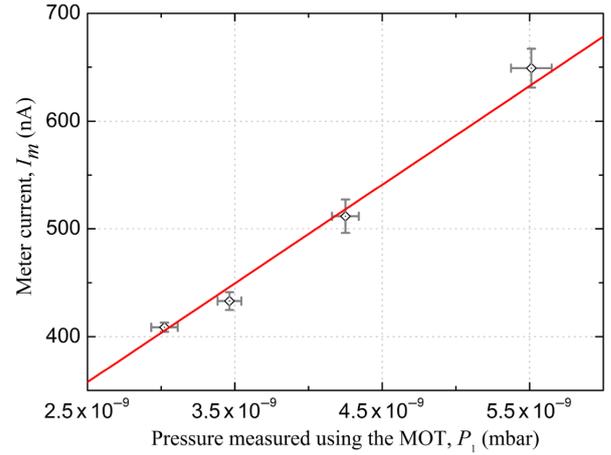


FIG. 4. Meter current versus measured pressure P_1 from MOT loading curves (points). The leakage current I_ℓ and the parameter β extracted from the fit (solid line), using Eq. (7), are respectively equal to $130 \pm 20 \text{ nA}$ and $(9.2 \pm 0.6) \times 10^{10} \text{ nA mbar}^{-1}$.

write the following equation for the ion current reading as a function of the pressure I_m

$$I_m = I_\ell + \beta P_1. \quad (7)$$

In Fig. 4 we plot the dependence of I_m on the pressure P_1 measured from MOT loading curves at steady state. This result offers one independent method to validate the assumption leading to Eq. (7). This method consists in finding the leakage current from MOT measurements and comparing the obtained value with the one extracted from the I - V characterization. Fitting the data in Fig. 4 using Eq. (7), we find for I_ℓ a value of $130 \pm 20 \text{ nA}$, in good agreement with the result given by the I - V characterization presented in Fig. 2. This agreement supports the use of β to compute the pressure in the vacuum chamber by the relation $P_1 = I/\beta$. For the parameter β we obtain the value of $(9.2 \pm 0.6) \times 10^{10} \text{ nA mbar}^{-1}$.

It would be tempting to use the information from Eq. (4) and Eqs. (6) and (7) to find the pumping speed S . However, as we will see in the next section, constant pumping speeds do not properly describe the transient behavior of the pressure when switching on and off the dispenser current.

III. ANALYSIS OF THE NONLINEAR PUMPING DYNAMICS

A. Derivation of the dynamics

When searching for the reduction of the vacuum-system contribution to the dead time between interferometric measurements, we need to focus on the pump-down dynamics that is triggered after loading the MOT and switching off the atom source (dispenser). To achieve this goal, we devise a pressure measurement protocol, which is as follows: first, we switch on the dispenser at a given current

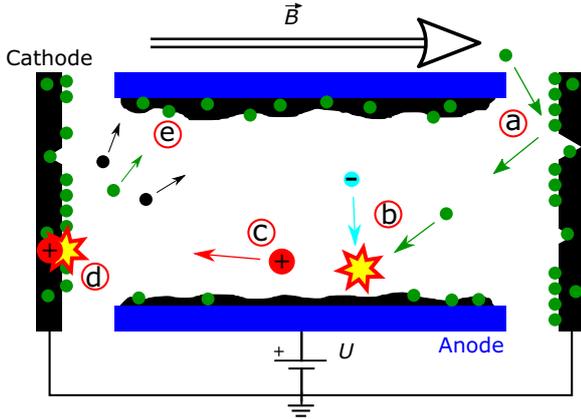


FIG. 5. Representation of the pumping unit cell (of Penning type). A high voltage U is applied between the anode (blue), covered by some getter material (black), and the cathode (black). A gas particle (green) enters the pumping cell and hits the cathode (a) where it is stuck or deflected towards the anode. On its way to this electrode, the particle collides with an electron (b) and gets ionized. The ion is then accelerated towards the cathode (c) with eventually enough energy to be buried and sputter pumping material (d). The freshly sputtered material covers the internal walls of the cylindrical anode (e), which is then ready to pump more particles.

and monitor the pressure rise until it reaches the steady state [41]. The current ranges from 3.75 to 5 A, with a step of 0.25 A. Then, we switch off the dispenser and record the pressure decay (pump-down curve) until it goes back to the steady state. We allow both of the transient processes to last for about 1000 s.

In the following, we develop a mathematical formalism to describe the main physical processes taking place during the pump-down dynamics. Firstly, we assume that the dispenser is no longer sourcing atoms into the chamber after being switched off. In this case, we can consider that the pressure evolution is mainly due to the pumping by the SIP in the presence of a residual outgassing flow $Q(t)$ coming from the vacuum chamber. In steady state, $Q(t)$ is solely given by the thermal outgassing in the system. Secondly, we suppose that the pump contains an ensemble of Penning cells with the geometry sketched in Fig. 5. Thirdly, let us assume that at the time instant t :

1. there already exists some sputtered pumping material (e.g., Ti) that pumps the gas, reducing the pressure by an amount $-aP_2(t)dt$ (process (a) in Fig. 5);
2. some trapped molecules are released by the incident ion flux increasing the pressure by $cI(t)dt$ (process (d) in Fig. 5);
3. some pumping material sputtered by the ion flux pumps the gas, reducing the pressure by $-aP_2(t) \times bI(t)dt$ (process (e) in Fig. 5).

In point 1 above, the coefficient a represents the probability rate at which a particle reaching the cathode (made out of a pumping material) sticks to it. Furthermore, when the gas molecules gets ionized inside the pump (b) in Fig. 5), the applied voltage accelerates the ions (c) in Fig. 5) towards the cathode. If the ions have sufficient energy they can release previously trapped particles (when they collide with the walls) with a desorption rate proportional to c (point 2) and also, they can sputter pumping material with a yield characterized by the coefficient b (point 3).

The physical processes we just described are in agreement with the fact that the pumping speed of the SIP decreases when the pressure decreases. The reason is the decrease of the discharge intensity (current per unit pressure) in this situation. This reduction of the pumping speed depends strongly on the pump parameters such as the applied anode voltage, the magnetic field, and the geometry of the pumping cell.

Collecting together the above-mentioned processes, we arrive at the following differential equation for the pressure evolution at the pump:

$$\frac{dP_2(t)}{dt} = -aP_2(t) - aP_2(t) \times bI(t) + cI(t) + \frac{Q(t)}{V_2}, \quad (8)$$

where V_2 is the pump volume. In the next section we use this model to fit the experimental data and determine the physical parameters defining the nonlinear dynamics.

B. Practical fitting model

Instead of working directly with the pressure Eq. (8), here we derive a practical model that allows a fitting of the experimental data. Our meter outputs current values and therefore, it would be more natural to work with the ion current $I(t)$ rather than the pressure $P_2(t)$. However, the physical processes we just discussed indicate that we cannot use Eq. (6) to relate these quantities. Indeed, $I(t)$ has a nontrivial dependence on the pressure governed by the pressure regime the pump is working in. This fact is encoded by the empirical equation [32]

$$I(t) = hP_2(t)^n, \quad (9)$$

where the exponent n is a real number used to identify the different pressure regimes. It depends on the gas species and the geometry of the pump, and is determined from the fitting procedure. In Eq. (9), h is a time-independent calibration parameter defined by the type and size of the pump.

Inserting Eq. (9) into Eq. (8) we obtain the following equation in terms of the ion current:

$$\frac{dI(t)}{dt} = -\alpha_1 I(t) - \alpha_2 I(t)^2 + [\alpha_3 I(t) + q] I(t)^{1-(1/n)}, \quad (10)$$

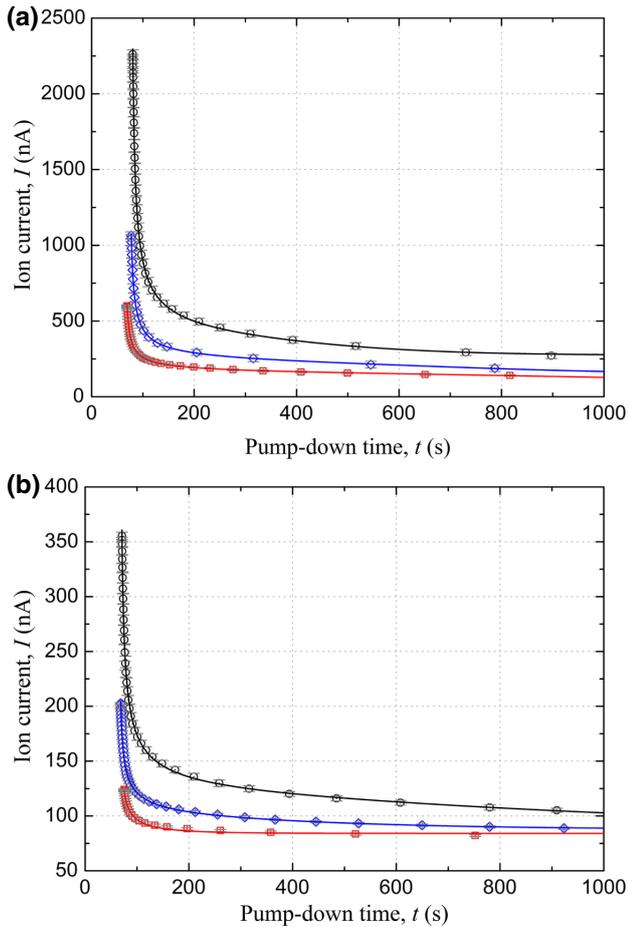


FIG. 6. We record the pump-down curves (data points) after switching off the dispenser currents, initially at levels given in captions (a),(b). In each case, the measured ion current $I(t)$ is fitted (solid lines) by numerical integration of Eq. (10). (a) Dispenser currents are 5 A (black circles), 4.75 A (blue diamonds), and 4.5 A (red squares). (b) Dispenser currents are 4.25 A (black circles), 4 A (blue diamonds), and 3.75 A (red squares).

with $\alpha_1 \equiv na$, $\alpha_2 \equiv nab$, $\alpha_3 \equiv nc\sqrt[3]{h}$, $q \equiv n\sqrt[3]{h}Q_{th}/V_2$. These parameters are treated as independent and used in the fitting procedure. When writing Eq. (10) we consider that after switching off the dispenser, $Q(t)$ reaches the constant thermal outgassing flux Q_{th} in a time scale shorter than the time frame required to reach the steady state. As we will see later, such an approximation is compatible with our observations. We measure the pump-down curves presented in Fig. 6. The points are the experimental data and the solid lines are fits obtained with Eq. (10). As can be seen in this figure, there is a very good agreement between the theory and the experimental data.

To validate the model beyond the criteria set by the fit quality, we study the dependence of the fitting parameters on the pressure P_2 looking at their behavior in different pressure regimes. The measurement protocol used is as

follows: we change the dispenser current and wait until the pressure reaches an equilibrium state. Next, we measure the ion current at this equilibrium situation, before switching off the dispenser. Finally, we start the measurement of the pump-down dynamics. The results obtained with this protocol are presented in Fig. 7. It shows the dependence of the fitting parameters on the initial ion current.

As expected, the value of n increases when the pressure goes down [42] as can be seen in Fig. 7(a). Moreover, it reaches unity at the highest measured pressure. The obtained value in this latter case is actually compatible with pump manufacturers' reported values for air. At low pressures it goes beyond 1.5, a value never reported before to our knowledge and that might be in agreement with the fact that we are pumping an alkali gas.

The parameter a , according to our model, depends on the pump's cathode geometry and the sticking factor, this latter being a function of the temperature and the gas species. From the measurement in Fig. 7(b) we see that at low initial ion currents (pressures) a is relatively constant. This is expected since in this case the sticking probability should correspond to a linear process given the gas density in the pump. However, when the initial ion current is increased, a eventually increases, suggesting a modification of the sticking probability. This is coherent with the fact that in this situation the behavior of n also indicates a change in the pressure regime. We attributed the change of a with the initial ion current to the change in the sticking probability because the cell geometry does not change.

From Fig. 7(c) we see that the parameter b tends to zero when the initial ion current is increased. This is also an expected behavior since this parameter is related to the discharge current, which is depressed by the space-charge effect when the pressure rises. As a consequence, the sputtering rate becomes reduced [32]. In fact, what happens is that at relatively high initial ion currents or pressures, the energy of the ions hitting the cathode is no longer exclusively defined by the applied voltage U .

In order to interpret the behavior of the parameters c and Q_{th} we need to isolate them from the calibration factor h . This requires us to perform independent measurements. However, it is fair to consider h as a scaling factor in Figs. 7(d) and 7(e). In this situation, the increase of c with the initial ion current might be a consequence of the bombardment boost in the presence of a significant number of gas particles in the pump volume. This process naturally leads to a relatively higher desorption rate of buried molecules. Increasing the initial ion current also leads to an increase in the thermal outgassing flux Q_{th} in the time scale we record the data (approximately 1000 s). This effect is already observable in Fig. 6 where the steady-state ion-current value depends on the dispenser current.

Finally, the pressure in the chamber can be determined using the coefficient β obtained from the calibration measurement in Fig. 4 and the expression $P_1(t) = I(t)/\beta$. This

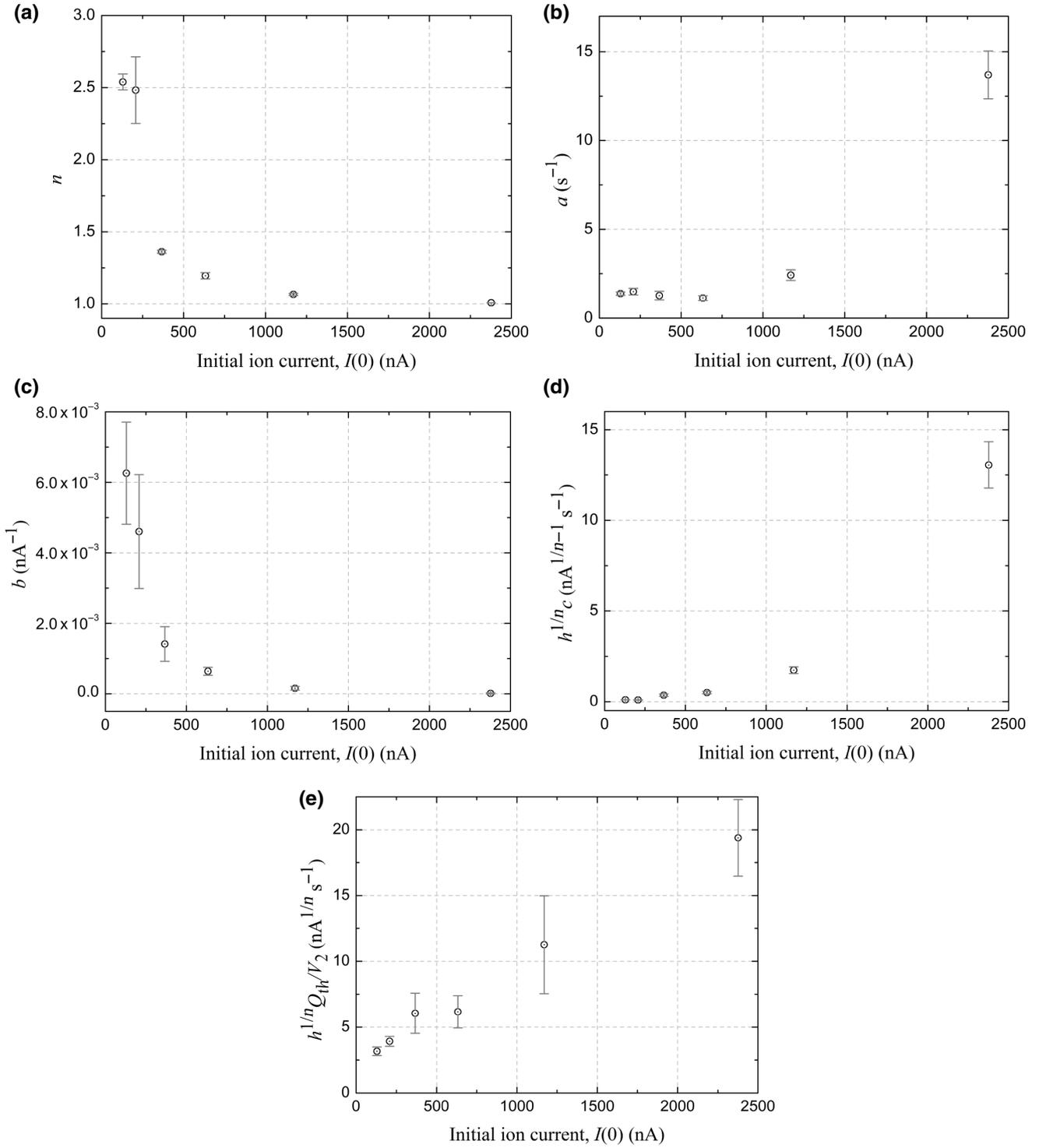


FIG. 7. Dependence of the parameters describing the physical processes in the pump volume on the initial ion current (just after turning off the dispenser current). These parameters result from the fitting of the pump-down curves in Fig. 6 using the numerical solution of the differential Eq. (10). (a) Pumping regime parameter. (b) Former sputtered-material pumping-rate parameter. (c) Instantaneous ion-flux-induced sputtering-pumping-rate parameter. (d) Ion-flux desorption parameter. (e) Thermal outgassing source parameter.

linear relation indicates that the science chamber, at pressure $P_1(t)$, acts as a *passive* particle reservoir feeding the ion current $I(t)$. In contrast, Eq. (9) indicates that the pump volume, at a pressure $P_2(t)$, can be seen as an *active* particle reservoir feeding $I(t)$ because of the physical processes involving the gas inside the pump.

Having these ideas in mind, we can outline the next calibration and monitoring protocols for the time evolution of the pressure in the vacuum chamber.

(a) Calibration protocol

1. Use the MOT to perform a steady-state calibration measurement as in Fig. 4.
2. From the calibration step 1 and Eq. (7) find β .
3. Measure pump-down curves as in Fig. 6 for different initial ion currents $I(0)$.
4. Using Eq. (10), fit the pump-down curves to find the ion current $I(t)$.
5. Find the physical parameters of this model for the different $I(0)$ and fit the data in Fig. 7.

(b) Monitoring protocol

1. In a given experimental run, and before launching the relevant measurement, find $I(0)$.
2. Compute the corresponding physical parameters from the fits done on Fig. 7.
3. Use β from step 2 and the solution $I(t)$ from step 4 to compute the pressure in the chamber as $P_1(t) = I(t)/\beta$.

IV. CONCLUSION

In this work, we developed a detailed physical model of the nonlinear pressure dynamics in sputter ion pumps. This model is experimentally corroborated by the measured data. It includes parameters describing the complex physical processes taking place inside the vacuum pump. Moreover, we characterize the system conductance and use pressure measurements with a MOT to establish a link between the pressure in the vacuum chamber and the ion current provided by the pump. From a practical point of view, this relationship allows the pump current to be used as a good indicator of the pressure in the science chamber. From the observed dynamics, we can tailor the effective pumping speed and optimize the MOT loading time with respect to the contradictory requirements of having high repetition rates and high number of atoms in a single chamber. We hope that the physics investigated in this work will be useful in the future to engineer miniature and microscopic scale ion pumps [31] for cold-atom-based compact quantum sensors.

V. ACKNOWLEDGMENTS

This work is funded by the Délégation Générale de l'Armement (DGA) through the ANR ASTRID program (Contract ANR-13-ASTR-0031-01), by the UK Defence Science and Technology Laboratory, under Grant No.

DSTLX-1000097814 (DSTL–DGA PhD fellowship program), the 10.13039/501100007032 Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF), and the Emergence-UPMC program (Contract A1-MC-JC-2011/220). B.M.G. acknowledges the support of the UK Quantum Technology Hub for Sensors and Metrology (UK Engineering and Physical Sciences Research Council Grant No. EP/M013294/1).

- [1] C. L. Degen, F. Reinhard, and P. Cappellaro, Quantum sensing, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 035002 (2017).
- [2] L. D. Domenico, H. Lee, P. Kok, and J. P. Dowling, in *Proc. of SPIE Quantum Sensing and Nanophotonic Devices* (SPIE, San José CA, 2004), Vol. 5359, p. 169.
- [3] N. F. Ramsey, History of atomic clocks, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **88**, 301 (1983).
- [4] M. Koschorreck, M. Napolitano, B. Dubost, and M. W. Mitchell, Sub-Projection-Noise Sensitivity in Broadband Atomic Magnetometry, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 093602 (2010).
- [5] S. Wildermuth, S. Hofferberth, I. Lesanovsky, S. Groth, P. Krüger, and J. Schmiedmayer, Sensing electric and magnetic fields with Bose-Einstein condensates, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 264103 (2006).
- [6] B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguier, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer, Six-axis Inertial Sensor Using Cold-atom Interferometry, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 010402 (2006).
- [7] R. Geiger, I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, C. L. Garrido Alzar, B. Venon, and A. Landragin, in *Proc. SPIE Quantum Optics* (SPIE, Brussels, 2016), Vol. 9900, p. 990005.
- [8] I. Dutta, D. Savoie, B. Fang, B. Venon, C. L. Garrido Alzar, R. Geiger, and A. Landragin, Continuous Cold-Atom Inertial Sensor with 1 nrad/sec Rotation Stability, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
- [9] B. Barrett, L. Antoni-Micollier, L. Chichet, B. Battelier, T. Lévêque, A. Landragin, and Philippe Bouyer, Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness, *Nat. Comm.* **7**, 13786 (2016).
- [10] A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms, *Nature* **400**, 849 (1999).
- [11] P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. P. D. Santos, and S. Merlet, Stability comparison of two absolute gravimeters: Optical versus atomic interferometers, *Metrologia* **51**, L15 (2014).
- [12] S. Abend, M. Gebbe, M. Gersemann, H. Ahlers, H. Müntinga, E. Giese, N. Gaaloul, C. Schubert, C. Lämmerzahl, W. Ertmer, W. P. Schleich, and E. M. Rasel, Atom-Chip Fountain Gravimeter, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 203003 (2016).
- [13] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 080801 (2011).
- [14] D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, Precision measurement of \hbar/mc_s based on photon recoil using laser-cooled

- atoms and atomic interferometry, *Appl. Phys. B* **59**, 217 (1994).
- [15] D. Aguilera *et al.*, STE-QUEST—test of the universality of free fall using cold atom interferometry, *Classical Quant. Grav.* **31**, 115010 (2014).
- [16] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich, Atom interferometer measurement of the Newtonian constant of gravity, *Science* **315**, 74 (2007).
- [17] G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. Tino, Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms, *Nature* **510**, 518 (2014).
- [18] μ QuanS, <http://www.muquans.com/>
- [19] AOSense, <http://aosense.com/>
- [20] G. J. Dick, J. D. Prestage, C. A. Greenhall, and L. Maleki, in *Proc. of the 22nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*, edited by R. L. Sydner (NASA, Hampton, 1990), p. 487.
- [21] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. J. Dick, and A. Clairon, Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.* **45**, 887 (1998).
- [22] A. Quesada, R. P. Kovacich, I. Courty, A. Clairon, G. Santarelli, and P. Lemonde, The Dick effect for an optical frequency standard, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S150 (2003).
- [23] M. Schioppo, R. C. Brown, W. F. McGrew, N. Hinkley, R. J. Fasano, K. Beloy, T. H. Yoon, G. Milani, D. Nicolodi, J. A. Sherman, N. B. Phillips, C. W. Oates, and A. D. Ludlow, Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles, *Nat. Photonics* **11**, 48 (2017).
- [24] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [25] J. E. Bjorkholm, Collision-limited lifetimes of atom traps, *Phys. Rev. A* **38**, 1599 (1988).
- [26] V. Dugrain, P. Rosenbusch, and J. Reichel, Alkali vapor pressure modulation on the 100 ms scale in a single-cell vacuum system for cold atom experiments, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 083112 (2014).
- [27] S. Kang, K. R. Moore, J. P. McGilligan, R. Mott, A. Mis, C. Roper, E. A. Donley, and J. Kitching, Magneto-optic trap using a reversible, solid-state alkali-metal source, *Opt. Lett.* **44**, 3002 (2019).
- [28] L. Torralbo-Campo, G. D. Bruce, G. Smirne, and D. Cassettari, Light-induced atomic desorption in a compact system for ultracold atoms, *Sci. Rep.* **5**, 14729 (2015).
- [29] J. Grosse, S. T. Seidel, D. Becker, M. D. Lachmann, M. Scharringhausen, C. Braxmaier, and E. M. Rasel, Design and qualification of an UHV system for operation on sounding rockets, *J. Vac. Sci. Technol. A* **34**, 031606 (2016).
- [30] D. R. Scherer, D. B. Fenner, and J. M. Hensley, Characterization of alkali metal dispensers and non-evaporable getter pumps in ultrahigh vacuum systems for cold atomic sensors, *J. Vac. Sci. Technol. A* **30**, 061602 (2012).
- [31] A. Basu and L. F. Velásquez-García, An electrostatic ion pump with nanostructured Si field emission electron source and Ti particle collectors for supporting an ultrahigh vacuum in miniaturized atom interferometry systems, *J. Micromech. Microeng.* **26**, 124003 (2016).
- [32] M. Audi and M. de Simon, Ion pumps, *Vacuum* **37**, 629 (1987).
- [33] G. Coppa, A. D’Angola, and R. Mulas, Analysis of electron dynamics in non-ideal Penning traps, *Phys. Plasmas* **19**, 062507 (2012).
- [34] Y. Suetsugu, Numerical calculation of an ion pump’s pumping speed, *Vacuum* **46**, 105 (1995).
- [35] W. Ho, R. K. Wang, T. P. Keng, and K. H. Hu, Calculation of sputtering ion pump speed, *J. Vac. Sci. Technol.* **20**, 1010 (1982).
- [36] P. Chiggiato, Vacuum Technology for Ion Sources, CERN Yellow Report CERN-2013-007, 463 arXiv:1404.0960.
- [37] In this experiment we use the ion pump TiTan™ 45S-CV from Gamma Vacuum; Technical Bulletin 00.003.971.
- [38] D. J. Santeler, Exit loss in viscous tube flow, *J. Vac. Sci. Technol. A* **4**, 348 (1986).
- [39] R. L. Summers, Empirical Observations on the Sensitivity of Hot Cathode Ionization Type Vacuum Gages, NASA Technical Note D-5285 (1969).
- [40] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes, Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* **85**, 033420 (2012).
- [41] R. W. G. Moore, L. A. Lee, E. A. Findlay, L. Torralbo-Campo, G. D. Bruce, and D. Cassettari, Measurement of vacuum pressure with a magneto-optical trap: A pressure-rise method, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 093108 (2015).
- [42] A. Dallos and F. Steinrissler, Pumping speeds of getter-ion pumps at low pressures, *J. Vac. Sci. Technol.* **4**, 6 (1967).



<https://doi.org/10.1038/s42005-021-00541-3>

OPEN

Nondestructive microwave detection of a coherent quantum dynamics in cold atoms

William Dubosclard¹, Seungjin Kim¹ & Carlos L. Garrido Alzar¹  

Cold atom quantum sensors based on atom interferometry are among the most accurate instruments used in fundamental physics, metrology, and foreseen for autonomous inertial navigation. However, they typically have optically complex, cumbersome, and low-bandwidth atom detection systems, limiting their practical applications. Here, we demonstrate an enabling technology for high-bandwidth, compact, and nondestructive detection of cold atoms, using microwave radiation. We measure the reflected microwave signal to coherently and distinctly detect the population of single quantum states with a bandwidth close to 30 kHz and a design destructivity that we set to 0.04%. We use a horn antenna and free-falling molasses cooled atoms in order to demonstrate the feasibility of this technique in conventional cold atom interferometers. This technology, combined with coplanar waveguides used as microwave sources, provides a basic design building block for detection in future atom chip-based compact quantum inertial sensors.

¹SYRTE, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, LNE, Paris, France. ✉email: carlos.garrido@obspm.fr

The very last step in the measurement sequence of any cold atom quantum sensor is the detection. It amounts to the determination of the number of atoms in a given quantum state. From this information, one can compute the occupation probability of the relevant atomic states, which directly depends on the effect of the observable of interest sensed by the instrument. For instance, in atom interferometers such as state-of-the-art gyroscopes¹ and gravimeters/accelerometers^{2,3}, the phase of the interference fringes encodes the inertial forces acting upon the device. This phase is extracted from the above-mentioned occupation probability and the most widely used cold atom detection techniques to do it are destructive. Namely, resonant absorption⁴ or fluorescence imaging⁵. Although in terms of noise these techniques can be pushed to the shot-noise level limit and single-atom resolution⁶, they have serious drawbacks when considering the realization of practical and compact cold atom sensors. Indeed, after every detection event, we must produce a new cold atomic sample in a process that, in the best case, takes a few hundreds of milliseconds. As a consequence, conventional cold atom quantum sensors have a non-negligible dead-time which in turn translates into a reduced bandwidth (typically below 1 Hz) and reduced stability (far from the theoretical limit) due to the Dick effect⁷. These facts make them poorly competitive when compared to classical high bandwidth sensors.

Cold atoms in a given quantum state can also be detected nondestructively using, for example, phase-contrast imaging^{8–10}, diffraction-contrast imaging¹¹, nondestructive Faraday imaging¹², or implementing a light-matter quantum interface¹³. In particular, the latter allows one to create quantum correlations between the atoms in the sample¹⁴ and spin squeezed states¹⁵ which improve the sensor sensitivity. It also allows one to observe real-time coherent quantum dynamics¹⁶ such as Rabi oscillations. From a practical standpoint, a nondestructive detection also offers the possibility to increase the measurement bandwidth, perform multiple interrogations on the same atomic sample, reduce the sensor dead-time, and improve the sensor precision and stability. However, the above-mentioned nondestructive methods require complex optical systems and experimental setups, including in some cases optical cavities, to efficiently detect the light after interaction with the atoms^{17–19}. These are important limitations for the realization of practical compact cold atom quantum sensors having, for example, an atom chip as the main component of their physics package²⁰. To mitigate these limitations one possible solution is to detect the atoms nondestructively using microwave instead of light.

In typical cold atom sensors, microwave radiation is used to manipulate and modify the internal state of atoms. For instance, in microwave atomic clocks a local oscillator drives transitions between two well-defined atomic states, the clock states²¹. Using a Ramsey interrogation sequence²², the atoms initially prepared in one given clock state are transferred to the other one with a probability that depends on the difference between the microwave local oscillator frequency and the atomic frequency of the clock transition. Thus, as in other classes of cold atom interferometers such as, for example, accelerometers, gravimeters, and gyroscopes, microwave radiation is used to control the population of the relevant atomic states. However, in these devices, and in general, the back-action of the atoms on the field is always ignored.

The key element of our detection method is precisely this back-action. It plays an essential role in cavity quantum electrodynamics experiments realized in the regime of strong coupling between a cavity microwave field and single atoms²³. In these experiments, one can find and prepare the state of the cavity field by measuring the state of the atoms after interacting with the field. Complementarily, here we determine and track the quantum state of cold atoms by looking at the microwave field.

Here, we demonstrate the nondestructive microwave detection of the quantum state of cold ⁸⁷Rb atoms in free fall. Our detection solution is based on the fact that the microwave power radiated by an antenna into a medium depends on the radiation impedance of the medium. We first obtain the microwave spectral response of the atoms prepared in the lower $|F = 1, m_F = 0\rangle$ clock state (state 1 hereafter) by measuring the reflected microwave power as a function of the detuning to the clock transition. The obtained result is corroborated by both absorption imaging and a fit to the experimental data using the two-level atom model. We then demonstrate the nondestructive nature of our microwave detection by observing Rabi oscillations stroboscopically. We use two antennas for this measurement, alternating their interaction with the atoms. With one antenna we tilt the mean collective pseudospin by an angle of $\pi/4$ and immediately after, with the other antenna (the detection one), we find the rotation angle of the pseudospin in terms of the fractional occupation of the $|F = 2, m'_F = 0\rangle$ clock state (state 2 hereafter). Thus and so, this microwave detection technique allows us to observe Rabi oscillations on the same atomic ensemble with 0.04% of destructivity. This degree of destructivity, that tells us the percentage of population transferred to the initially unoccupied state, is estimated from the fit to the spectrum of the reflected microwave power and the 5 kHz red detuning chosen for the detection antenna.

Results

State-sensitive microwave detection. The experimental configuration and the generic timing sequence used to demonstrate our detection technique are presented in Fig. 1a. The output of a microwave source (OSC) is sent to a horn antenna via the through port of a bidirectional coupler (CPL). We then measure the reflected wave at the reverse coupled port, which is connected to a detector (D) (see Supplementary Information, Fig. S5). In this study, we used a spectrum analyzer as a power detector. However, the use of the bidirectional coupler together with a vector network analyzer allows one to get the full information, amplitude, and phase, of the reflected wave.

We start the experimental sequence shown in Fig. 1a by loading a mirror magneto-optical trap (MOT) of ⁸⁷Rb atoms in an atom chip. This cooling stage is followed by a molasses cooling step after which we optically pump the atoms to the hyperfine ground state $|F = 1\rangle$ (Fig. 1b). We prepare typically 10^5 atoms at $\sim 3 \mu\text{K}$ with this procedure. Thereafter, we employ different measurement protocols in the stage labeled “Microwave” in Fig. 1a, depending on the experiment to be carried out on free-falling atoms (see “Methods”). Finally, we determine the state of the atoms by absorption imaging in order to verify the outcome of the microwave state-dependent detection.

The relevant quantity that we consider in this investigation is the effective atomic reflection coefficient Γ_A . It is defined by the expression

$$\Gamma_A \equiv \frac{P_A - P_0}{P_A + P_0}, \quad (1)$$

where P_A and P_0 are respectively the reflected wave powers in the presence and absence of the cold atomic ensemble. The reflected power P_A is determined by the radiation impedance seen by the antenna and originated from the atoms (see Methods). Following the definition of Γ_A in Eq. (1), the knowledge of the absolute power is not needed, and therefore the calibration of the detector D is not required either. In Fig. 1c we show the fractional atomic population of the state 2 ($|F = 2, m'_F = 0\rangle$) as a function of the horn antenna detuning. This experimental data is extracted from the reflected microwave power and it carries the spectral signature of the

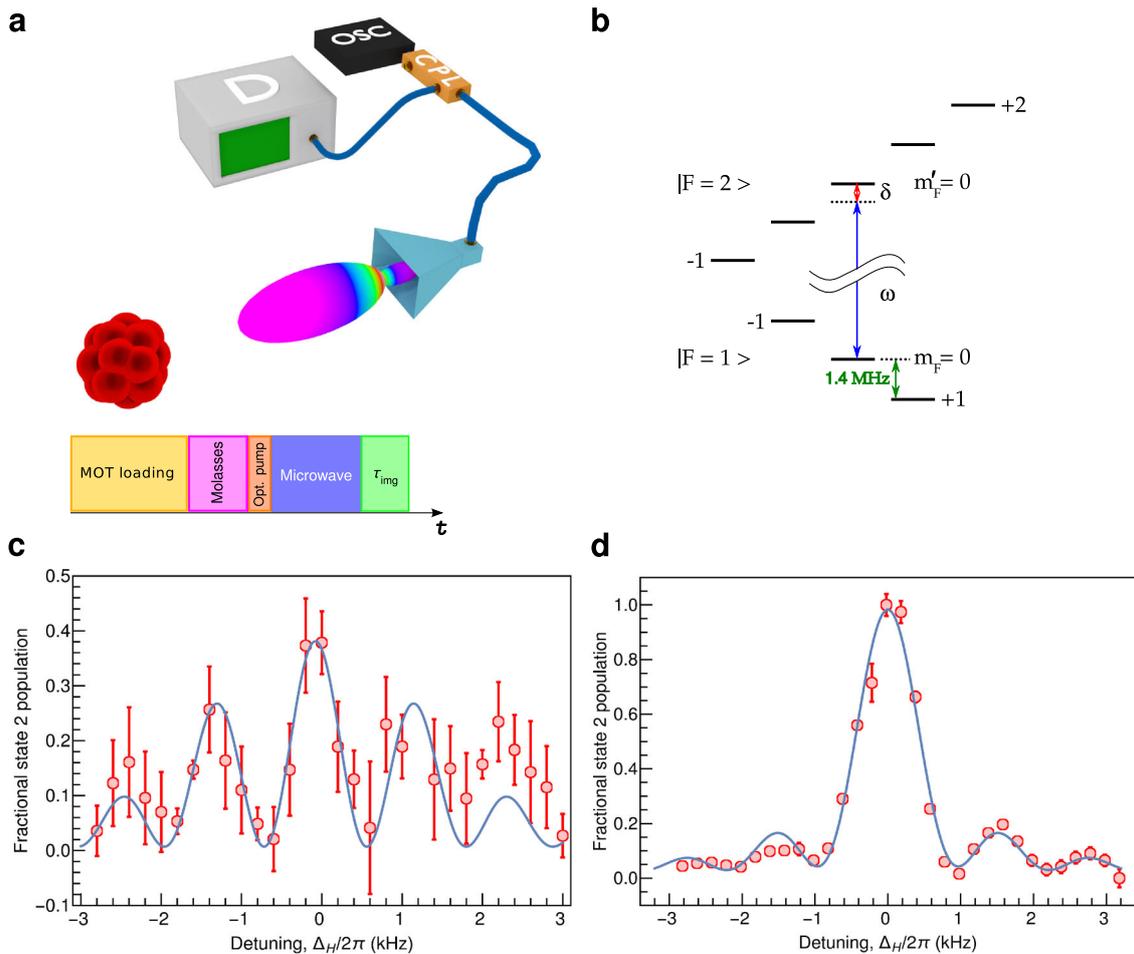


Fig. 1 Key elements of the experimental setup, timing sequence, level scheme, and level occupation probability. **a** Schematic of the experimental setup and generic timing sequence used in the measurements. The microwave generator (OSC) drives the horn antenna, used to excite and sense the atoms as represented here, through a bidirectional coupler (CPL). The atoms are detected via a modification of the antenna’s radiation impedance caused by their presence. This modification is observed in the reflected microwave power picked-up at the CPL reverse coupled port and measured with a detector (D), here a spectrum analyzer in zero span mode. The step “Microwave” in the sequence corresponds to driving and/or detection of the atomic populations. **b** Relevant energy levels of the hyperfine ground states of ^{87}Rb atoms under a quantization field of 2 Gauss. The microwave at a frequency ω couples to the clock transition with an adjustable detuning. **c** Fractional state 2 population as a function of the horn detuning observed via the reflected wave power. **d** Spectrum of the fractional state 2 population as measured by absorption imaging. The blue solid lines are fits to the spectra using the two-level atom excited state population equation (see Supplementary Note 2). The error bars correspond to the standard deviation of repeated measurements.

medium in which the antenna is radiating. In our experiment, such a signature only comes from ^{87}Rb atoms. This is confirmed by the maximum signal change located at the $m_F = 0 \leftrightarrow m'_F = 0$ clock hyperfine transition frequency ($\Delta_H = 0$) driven by the horn. The state-sensitive atom detection method here introduced is fundamentally based on the observation of this spectral response in the reflected wave power.

Indeed, in typical microwave reflection measurements, the modification of the radiation resistance of an antenna by the presence of a physical system emerges as a level change in the amplitude or relative phase of the reflected wave. Specifically, when the physical system is an ensemble of cold atoms, these level modifications are weak to invisible and scale as μ_B^2/h , being μ_B the Bohr’s magneton. Nevertheless, the existence of microwave atomic transitions allows one to clearly detect level variations in the weak reflected signal, as it can be seen when we scan the frequency of the applied microwave field across an atomic resonance.

To obtain the spectrum of Γ_A , the duration of the stage “Microwave” in the timing sequence (Fig. 1a) was taken equal to

that of a π pulse, which corresponds to the total transfer of the atoms from one hyperfine ground state to the other. This duration, taken equal to $980 \mu\text{s}$, was determined from Rabi oscillations by measuring the atomic populations with the standard technique of absorption imaging (see Methods and Supplementary Information, Fig. S2). The spectrum in Fig. 1c was measured in a sub-optimal configuration because we excited and detected the atoms with the same horn antenna. For if we think of the atomic pseudospin as a realization of a qubit that will be used in a subsequent operation, then it is undesirable to modify it while it is being detected. However, it illustrates the proof-of-principle of our microwave detection technique in its simplest implementation.

Right after the application of the microwave detection pulse, we applied an absorption imaging pulse (stage “ τ_{img} ” in the timing sequence in Fig. 1a). Using this imaging pulse, we determine the atom number in state 2 and verify in this way the outcome of the microwave detection pulse. The result is presented in Fig. 1d. It shows that the data from absorption imaging is well

was observed in the Rabi fringes obtained stroboscopically. Furthermore, via these stroboscopic measurements we demonstrated a detection bandwidth of 30 kHz, limited essentially by the available microwave power and the tolerable destructivity.

The nondestructive nature of the microwave detection here demonstrated opens a question on its application for continuous operation of cold atom interferometers^{1,29–31} and quantum state engineering^{15–19} by quantum non-demolition measurements (see Supplementary Note 3). Indeed, as shown by the stroboscopic Rabi oscillation measurement in Fig. 2, with this technique is possible to measure a superposition of quantum states without destroying it. This result suggests that, for instance, one can measure the output of a trapped atom clock or a guided atom inertial sensor, and immediately after lunch a new measurement cycle using a well-known quantum state. And, more importantly, without preparing a new cold atom sample. The direct consequence of such an operation is a reduction or suppression of the device dead-time leading to better sensor sensitivity, which in the long term translates into better sensor stability when comparing to a conventional cold atom sensor for the same integration time. We can therefore foresee, for example, inertial sensors based on complex multi-butterfly configurations and continuous clock operation.

We decided to demonstrate our detection technique using free-falling atoms because the majority of conventional cold atom interferometers work in this configuration. Besides, the use of a commercial horn antenna for detection also goes in this direction. However, its optimal realization is via coplanar waveguides in atom chips since it then provides an integrated, local, non-destructive, high-bandwidth detection of cold atoms using near field microwave radiation³². A promising solution for atom chip-based future compact cold atom quantum sensors.

Methods

Cold atom sample preparation. Our cold atom sample preparation starts with 1.5 s of loading of a standard four-laser beams mirror MOT from a rubidium vapor issue from an alkali metal dispenser (SAES RB/NF/5.4/25/FT10+10). We used a magnetic field gradient of 12 Gauss cm^{-1} , produced by in-vacuum macroscopic coils fed with 1.3 A of current. The cooling lasers were red-detuned by -1.7Γ from the $|F=2\rangle \leftrightarrow |F'=3\rangle$ D_2 line cycling transition, where $\Gamma = 2\pi \times 6$ MHz is the natural linewidth of ^{87}Rb D_2 line. The four independent MOT beams, of about 2.5 cm of $1/e^2$ diameter, shared a maximum optical power of ≈ 30 mW. After this step, we do a 40 ms transfer of the atoms to an on-chip MOT (U-MOT) by compressing the cloud with a magnetic field gradient of 20 Gauss cm^{-1} . The U-MOT was created by a micro-fabricated U-shaped wire carrying 400 mA of current. Its magnetic field combined with an external bias field of 1.75 Gauss produced a quadrupole trap with 13 Gauss cm^{-1} of magnetic field gradient. We kept the atoms in the U-MOT during 250 ms (-3Γ red-detuned cooling lasers) before starting a 10 ms long molasses cooling step. For the molasses cooling, we red-detuned the cooling lasers by -16Γ from the cooling transition. The molasses cooling was followed by 2 ms of optical pumping that prepared a cold atom cloud at 3 μK with $\sim 10^5$ atoms in the $|F=1\rangle$ hyperfine ground state. This cloud was located 300 μm from the chip surface. During the optical pumping, we used a quantization field of 2 Gauss in magnitude that we kept on in all subsequent microwave measurements.

Atomic radiation impedance. Using antenna theory³³, it can be demonstrated that an antenna emitting in the direction of an atomic sample will see a radiation impedance $Z_{\text{at}}(\mathbf{r})$ given by the equation (cf. Supplementary Note 1)

$$Z_{\text{at}}(\mathbf{r}) = jR_{\text{rad}}6\pi\frac{\omega^2}{k^3}\beta_m(\omega)\mathcal{H}_m(\mathbf{r}), \quad (2)$$

where R_{rad} , ω , k , $\beta_m(\omega)$, and $\mathcal{H}_m(\mathbf{r})$ are respectively the antenna's radiation resistance in the absence of the atomic sample, the frequency and wave vector of the emitted electromagnetic radiation, the magnetic polarizability of the atoms, and the position-dependent amplitude of the magnetic field radiated per atomic magnetic dipole in a unit of time. Here, j denotes the imaginary unit and \mathbf{r} is the radius vector between the antenna and an atom in the cloud. To arrive at Eq. (2) we have considered that the magnetic field component of the microwave radiation of the antenna excites the magnetic dipole of the atoms, which in turn radiates a microwave field picked up by the antenna.

Atomic magnetic polarizability. The magnetic polarizability, on its part, is determined by the atomic transitions n with a frequency near to the one radiated by the antenna. In general, it is a tensor given by the equation²⁸

$$\beta_{ij}^{(n)}(\omega) = \mu_0 \frac{\mu_i^{ab(n)}\mu_j^{ba(n)}}{\hbar} \frac{2\omega_{ba}^{(n)}}{(\omega_{ba}^{(n)})^2 - \omega^2 + j\gamma\omega}, \quad (3)$$

where μ_0 is the vacuum magnetic permeability, n identifies a particular transition, $i, j = x, y, z$ indicate the direction in space, a and b stands for the initial $|a\rangle$ and final $|b\rangle$ states of the considered transition with matrix element $\mu_i^{ab(n)}$ in the i direction, and γ is a phenomenological decay constant. For instance, in the case of isotropic polarizability we will have

$$\beta_m(\omega) = \frac{1}{3} \sum_n \sum_{i=x,y,z} \beta_{ii}^{(n)}(\omega), \quad (4)$$

with

$$\beta_{ii}^{(n)}(\omega) = \mu_0 \frac{|\mu_i^{ab(n)}|^2}{\hbar} \frac{2\omega_{ba}^{(n)}}{(\omega_{ba}^{(n)})^2 - \omega^2 + j\gamma\omega}. \quad (5)$$

Atomic microwave reflection coefficient. The atomic reflection coefficient $\Gamma_{\text{at}}(\mathbf{r})$ can be defined in terms of the radiation impedance of the atoms as

$$\Gamma_{\text{at}}(\mathbf{r}) \equiv \frac{Z_{\text{at}}(\mathbf{r}) - R_{\text{rad}}}{Z_{\text{at}}(\mathbf{r}) + R_{\text{rad}}}. \quad (6)$$

In our setup, the emitting element of the horn antenna is at $r_{\text{at}} \approx 8.4$ cm from the initial cloud position and therefore, $kr_{\text{at}} \approx 12 \gg 1$. This condition implies that it is appropriated to use the far-field approximation for $\mathcal{H}_m(\mathbf{r})$ to get an order of magnitude of $\Gamma_{\text{at}}(\mathbf{r})$ and its dependence on the microwave radiation frequency. In the far-field situation, the amplitude of the magnetic field radiated per atomic magnetic dipole per second is given by $\mathcal{H}_m(\mathbf{r}) = \omega \sin(\theta)/4\pi c^2 r$, where c has the usual meaning, θ is the polar angle and r is the distance between the antenna and the atomic sample.

Time-of-flight atomic impedance of a finite temperature atomic cloud. For an atom cloud free falling in the y direction, the atomic microwave reflection coefficient is determined by the time-of-flight atomic impedance $Z_{\text{atTOF}}(t)$, which is given by the equation

$$Z_{\text{atTOF}}(t) = \frac{1}{(2\pi\sigma_t^2)^{3/2}} \int d^3\mathbf{r} Z_{\text{at}}(\mathbf{r}) \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_t^2} - \frac{(y-gt^2/2)^2}{2\sigma_t^2} - \frac{z^2}{2\sigma_t^2}\right], \quad (7)$$

where we have considered a Gaussian position probability density function of the atoms in the cloud, being $\sigma_t^2 \equiv \sigma_0^2 + (k_B T/M)^2 t^2$ the cloud size at a time instant t . Here, σ_0 , k_B , T , and M are respectively the initial cloud size, the Boltzmann's constant, the cloud temperature, and the mass of a ^{87}Rb atom. The use of the far-field approximation for the amplitude of the magnetic field radiated per atomic magnetic dipole in a unit of time leads to a Gaussian integral of a rational function in Eq. (7). This integral can be calculated analytically³⁴ and we obtain for the time-of-flight atomic impedance the result

$$Z_{\text{atTOF}}(t) = j \frac{3}{8\pi} \frac{1}{(2\pi\sigma_t^2)^{3/2}} R_{\text{rad}} k \beta_m(\omega) \lim_{\zeta \rightarrow 0} F_\zeta(\sigma_t), \quad (8)$$

where the function $F_\zeta(\sigma_t)$ has the form

$$F_\zeta(\sigma_t) = \pi^{3/2} \zeta^{1/2} \left\{ \frac{1}{2} \Gamma(-1/2, \zeta/2\sigma_t^2) \left[1 + \frac{g^2(t^2 - t_0^2)^2}{4\sigma_t^2} \right] + \frac{\zeta}{4\sigma_t^2} \Gamma(-3/2, \zeta/2\sigma_t^2) - \zeta^{-1} \frac{g^2(t^2 - t_0^2)^2}{4} \Gamma(1/2, \zeta/2\sigma_t^2) \right\} \exp(\zeta/2\sigma_t^2). \quad (9)$$

In Eq. (9), $\Gamma(\cdot)$ is the upper incomplete Gamma function and t_0 is the time required for an atom to reach the H-plane of the horn antenna, starting from the initial position $y=0$ (see Supplementary Methods).

Rabi oscillations observed with absorption imaging. After preparing the atoms in the $|F=1, m_F=0\rangle$ state, we applied a microwave pulse using the horn to drive the $|F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |F=2, m'_F=0\rangle$ clock transition. We varied the duration τ_H of this pulse (stage “Microwave” in the timing sequence in Fig. 1a) and measured the atom number in the state $|F=2, m'_F=0\rangle$ using absorption imaging (stage “ τ_{img} ” in Fig. 1a). We obtained the Rabi oscillation shown in Supplementary Information Fig. S2, where every point and its corresponding error bar result from 9 realizations with very similar if not the same experimental conditions. From the Supplementary Information Fig. S2 we find a duration of the π pulse (980 μs) used in all the microwave reflection measurements, except for the stroboscopic Rabi oscillations.

Fractional state 2 population. To find the fractional state 2 population, we fit a Lorentzian to the central region of the effective atomic reflection coefficient spectrum (see Supplementary Information, Fig. S3). Then, we compute the fractional state 2 population using the peak Γ_{Apk} and the baseline Γ_{Ab} values extracted from this fit. The formula used to do this calculation is

$$\frac{\Gamma_{\text{A}} - \Gamma_{\text{Ab}}}{\Gamma_{\text{Apk}} - \Gamma_{\text{Ab}}}. \quad (10)$$

Single-shot Rabi oscillations observed by microwave reflection. In the single-shot protocol (Fig. 2a), we prepare a cold atom sample in the initial state $|F = 1, m_F = 0\rangle$ as explained in the main text (see timing sequence in Fig. 1a). Then, we apply a resonant microwave pulse of a fixed duration τ_{H} with a horn antenna. Finally, we detect the atom number in the state $|F = 2, m_F = 0\rangle$ using absorption imaging. Starting from the cooling of a new sample, these steps are repeated increasing the driving pulse duration τ_{H} .

Stroboscopic Rabi oscillations observed by microwave reflection. In the stroboscopic protocol we use two antennas, a horn and a dipole one. The protocol starts with the preparation of a cold atom sample in the initial state $|F = 1, m_F = 0\rangle$. Then, we apply a driving resonant pulse with the dipole antenna. This dipole antenna is placed at 90° with respect to the emission direction of the horn. We chose for this pulse a duration corresponding to a $\pi/4$ pulse. Subsequently, using the horn, we apply a microwave off-resonant detection pulse with a duration corresponding to its π pulse. The driving and detection pulses are then toggled (see Fig. 2b) in order to track the Rabi oscillation on the same cold atom sample. In this measurement protocol, the polarization of the magnetic field of the horn is chosen parallel to the homogeneous field setting the quantization axis. Consequently, during the detection pulse, the horn magnetic field just modulates the magnitude of the quantization field with a low modulation depth of 0.7×10^{-3} (≈ 1 kHz/1.4 MHz).

Microwave sources. We use two microwave generators (SynthHD PRO: 54 MHz - 13.6 GHz Dual Channel Microwave Generator) from Windfreak Technologies LLC to drive the horn and the dipole antennas. Despite their versatility, we must point out that care must be taken when switching on or pulsing these generators. They have a turn-on power transient (actual power higher than the setting) that lasts around 90 μs (cf. Supplementary Information, Fig. S4). After this time interval, the actual power stabilizes to the requested one. Therefore, when measuring Rabi oscillations by changing the pulse duration, the data inside this turn-on transient window will correspond to a higher Rabi frequency than the desired one. We considered this fact by excluding the data inside this window by properly designing the data acquisition and data treatment. The schematic diagram of the experimental setup used to detect the atomic signals is shown in Supplementary Information, Fig. S5.

Data and materials availability

All data needed to evaluate the conclusions are present in the paper and/or in the Supplementary Information. Additional data related to this paper may be requested from the authors.

Received: 1 October 2020; Accepted: 1 February 2021;

Published online: 24 February 2021

References

- Savoie, D. et al. Interleaved atom interferometry for high sensitivity inertial measurements. *Sci. Adv.* **4**, eaau7948 (2018).
- Gillot, P., Francis, O., Landragin, A., Pereira Dos Santos, F. & Merlet, S. Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers. *Metrologia* **51**, L15 (2014).
- Zhou, M.-K. et al. Micro-Gal level gravity measurements with cold atom interferometry. *Chin. Phys. B* **24**, 050401 (2015).
- Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases, in *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL* (eds Inguscio, M., Stringari, S. & Wieman, C.) (Amsterdam and IOS Press, 1999).
- Hu, Z. & Kimble, H. J. Observation of a single atom in a magneto-optical trap. *Opt. Lett.* **19**, 1888 (1994).
- Gajdacz, M. et al. Preparation of ultracold atom clouds at the shot noise level. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 073604 (2016).
- Dick, G. J. Local oscillator induced instabilities, in *Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*, Redondo Beach, CA, (1987).

- Andrews, M. R. et al. Direct, nondestructive observation of a Bose condensate. *Science* **273**, 84 (1996).
- Andrews, M. R. et al. Propagation of sound in a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 553 (1997); Erratum *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2967 (1998).
- Higbie, J. M. et al. Direct nondestructive imaging of magnetization in a spin-1 Bose-Einstein gas. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 050401 (2005).
- Turner, L. D., Domen, K. F. E. M. & Scholten, R. E. Diffraction-contrast imaging of cold atoms. *Phys. Rev. A* **72**, 031403(R) (2005).
- Gajdacz, M. et al. Non-destructive Faraday imaging of dynamically controlled ultracold atoms. *Rev. Sci. Instrum.* **84**, 083105 (2013).
- Hammerer, K., Sørensen, A. S. & Polzik, E. S. Quantum interface between light and atomic ensembles. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1041 (2010).
- Julsgaard, B., Kozhekin, A. & Polzik, E. S. Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects. *Nature* **413**, 400 (2001).
- Appel, J. et al. Mesoscopic atomic entanglement for precision measurements beyond the standard quantum limit. *Proc. Natl Acad. Sci. USA* **106**, 10960 (2009).
- Windpassinger, P. J. et al. Nondestructive probing of Rabi oscillations on the cesium clock transition near the standard quantum limit. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 103601 (2008).
- Leroux, I. D., Schleier-Smith, M. H. & Vuletić, V. Implementation of cavity squeezing of a collective atomic spin. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 073602 (2010).
- Hosten, O., Engelsens, N. J., Krishnakumar, R. & Kasevich, M. A. Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms. *Nature* **529**, 505 (2016).
- Huang, M.-Z. et al. Self-amplifying spin measurement in a long-lived spin-squeezed state. <http://arxiv.org/abs/2007.01964> (2020).
- Garrido Alzar, C. L. Compact chip-scale guided cold atom gyroscopes for inertial navigation: Enabling technologies and design study. *AVS Quantum Sci.* **1**, 014702 (2019).
- Bize, S. et al. Cold atom clocks and applications. *J. Phys. B: Mol. Opt. Phys.* **38**, S449 (2005).
- Ramsey, N. F. History of atomic clocks. *Bur. Stand.* **88**, 301 (1983).
- Haroche, S. Nobel lecture: controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary. *Rev. Mod. Phys.* **85**, 1083 (2013).
- Takeda, S. & Tsukishima, T. *Microwave Reflection Techniques for Dense Plasma Diagnostics* (U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1965).
- Slobozhanyuk, A. P., Poddubny, A. N., Krasnok, A. E. & Belov, P. A. Magnetic Purcell factor in wire metamaterials. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 161105 (2014).
- Krasnok, A. E. et al. An antenna model for the Purcell effect. *Sci. Rep.* **5**, 12956 (2015).
- Funk, D. B., Gillay, Z. & Meszaros, P. Unified moisture algorithm for improved RF dielectric grain moisture measurement. *Meas. Sci. Technol.* **18**, 1004 (2007).
- Haakh, H. et al. Temperature dependence of the magnetic Casimir-Polder interaction. *Phys. Rev. A* **80**, 062905 (2009).
- Dutta, I. et al. Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/sec rotation stability. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
- McGuinness, H. J., Rakholia, A. V. & Biedermann, G. W. High data-rate atom interferometer for measuring acceleration. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 011106 (2012).
- Shiga, N. & Takeuchi, M. Locking the local oscillator phase to the atomic phase via weak measurement. *N. J. Phys.* **14**, 023034 (2012).
- Garrido Alzar, C. L. FR patent pending, FR2006563 (2020).
- Balanis, C. A. *Antenna theory: analysis and design* (Wiley, New Jersey, ed. 3, 2005).
- <https://math.stackexchange.com/q/3004848>, Mathematics Stack Exchange.

Acknowledgements

This work was supported by the Délégation Générale de l'Armement (DGA) through the ANR ASTRID program under grants nos. ANR-13-ASTR-0031-01, ANR-18-ASMA-0007-01, and by the Institut Francilien de Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF). WD acknowledges funding from the Délégation Générale de l'Armement under grant no. 2017600047. We acknowledge C. Chaumont and B. Faouzi from GEPI for assistance with the atom chip fabrication. Commercial products are cited to help in the repeatability of the experiments and are not an endorsement of the related companies.

Author contributions

C.L.G.A. developed the theory, conceived and designed the experiment. W.D., S.K., and C.L.G.A. implemented the experiment. W.D. and S.K. performed the calibrations and preliminary tests. W.D. collected and processed the presented experimental data under the supervision of C.L.G.A., W.D., and C.L.G.A. carried out the data analysis and interpretation. C.L.G.A. wrote the manuscript. All authors discussed the manuscript.

Competing interests

The authors declare no competing interests.

Additional information

Supplementary information The online version contains supplementary material available at <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00541-3>.

Correspondence and requests for materials should be addressed to C.L.G.A.

Reprints and permission information is available at <http://www.nature.com/reprints>

Publisher's note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Open Access This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons license, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons license, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons license and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2021

Supplementary Information: Nondestructive microwave detection of a coherent quantum dynamics in cold atoms

William Dubosclard,¹ Seungjin Kim,¹ Carlos L. Garrido Alzar^{1*}

¹SYRTE, Observatoire de Paris, Université PSL,
CNRS, Sorbonne Université, LNE,
61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

*Corresponding author. E-mail: carlos.garrido@obspm.fr

January 28, 2021

Supplementary Note 1: Atomic radiation impedance

Here, we define the atomic radiation impedance $Z_{\text{at}}(\mathbf{r})$ as the impedance seen by a microwave antenna that radiates in the presence of a cold atom sample. To derive it, we approximate the microwave source as a small loop antenna which, in the far-field condition, is seen as a magnetic dipole at the observation point (location of the atoms). In such a situation, the impedance of the radiating loop is

$$Z_{\text{at}}(\mathbf{r}) = -\frac{\mathcal{E}_{12}(\mathbf{r})}{I_1}, \quad (\text{S1})$$

where $\mathcal{E}_{12}(\mathbf{r})$ and I_1 are respectively the electromotive force (emf) induced on the loop by the magnetic field radiated by the excited atomic magnetic dipole at the position \mathbf{r} and the total current (induced and applied) flowing in the loop. From Maxwell's equations, $\mathcal{E}_{12}(\mathbf{r})$ is given by the expression

$$\mathcal{E}_{12}(\mathbf{r}) = j\omega\mu_0 S_1 H_{12}(\mathbf{r}), \quad (\text{S2})$$

being ω , μ_0 , and S_1 the radiation frequency, the vacuum magnetic permeability, and the area of the loop.

The term $H_{12}(\mathbf{r})$ represents the magnetic field detected at the location of the loop and originating from the radiation of the excited atomic magnetic dipole. This field is related to the magnetic field component of the microwave radiation of the antenna, $H_{21}(\mathbf{r})$, by the equation

$$H_{12}(\mathbf{r}) = j\omega\mathcal{H}_m(\mathbf{r})\beta_m(\omega)H_{21}(\mathbf{r}) , \quad (\text{S3})$$

where $\beta_m(\omega)$ and $\mathcal{H}_m(\mathbf{r})$ are the magnetic polarizability of the atoms and the position-dependent amplitude of the magnetic field radiated per atomic magnetic dipole in a unit of time, respectively. Since we are considering the antenna as a radiating dipole, then

$$H_{21}(\mathbf{r}) = j\omega\mathcal{H}_m(\mathbf{r})m_1 , \quad (\text{S4})$$

with $m_1 = S_1 I_1$ the magnetic moment of the loop. Putting Eqs. (S4) and (S3) into equation (S2) we find

$$\mathcal{E}_{12}(\mathbf{r}) = -j\mu_0\omega^3\mathcal{H}_m^2(\mathbf{r})\beta_m(\omega)S_1^2 I_1 . \quad (\text{S5})$$

In the absence of atoms, the power radiated by the loop is [1]

$$P_0 = \frac{1}{2} \frac{\mu_0\omega k^3 S_1^2}{6\pi} I_1^2 , \quad (\text{S6})$$

where k is the radiation wave vector. From Eq. (S6), we identify the radiation resistance in the absence of atoms as [3]

$$R_{\text{rad}} = \frac{\mu_0\omega k^3 S_1^2}{6\pi} . \quad (\text{S7})$$

Substituting S_1 from Eq. (S7) into (S5), we find finally for the atomic radiation impedance the expression

$$Z_{\text{at}}(\mathbf{r}) = jR_{\text{rad}}6\pi\frac{\omega^2}{k^3}\beta_m(\omega)\mathcal{H}_m^2(\mathbf{r}) . \quad (\text{S8})$$

Supplementary Note 2: Two-level atom occupation probability

The solid lines in the microwave atomic reflection spectrum and Rabi oscillations plots are given by the probability of occupation of the excited state in a two-level atom

$$P_e(\tau_p) = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} [1 - \eta \cos(\sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \tau_p)] , \quad (\text{S9})$$

where Ω , δ , η , and τ_p are respectively the Rabi frequency, the detuning, the fringe contrast, and the pulse duration.

Supplementary Note 3: Population number difference observable for quantum non-demolition measurements

The demonstration of the nondestructive tracking of Rabi oscillations suggests that the microwave detection technique might allow the engineering of quantum states by quantum non-demolition measurements. Even if the understanding and implementation of such a protocol requires a detailed quantum treatment of this detection, we can already provide an important hint on it.

Let us suppose that as usual the ensemble of cold atoms can be described by collective pseudospin operators $\hat{\mathbf{S}}$, where $\hat{S}_z \equiv (\hat{N}_b - \hat{N}_a)/2$ corresponds to the relevant observable measured at the end of an atom interferometric sequence, i.e., the population number difference of the involved states $|a\rangle$ and $|b\rangle$. This observable can be mapped to the atomic magnetic polarizability $\beta_m(\omega)$ when considering the initial population of the states that can be detected. In this case, Eq. (4) (see Methods in the main text) can be written as

$$\beta_m(\omega) = \frac{2\mu_0}{\hbar} \sum_{i,j} \left(N_a \sum_{d_1} \mu_i^{d_1 a} \mu_j^{a d_1} \frac{\omega_{a d_1}}{\omega_{a d_1}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} + N_b \sum_{d_2} \mu_i^{d_2 b} \mu_j^{b d_2} \frac{\omega_{b d_2}}{\omega_{b d_2}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} \right), \quad (\text{S10})$$

where $N_a = \langle \hat{N}_a \rangle$ and $N_b = \langle \hat{N}_b \rangle$ are respectively the number of atoms in the states $|a\rangle$ and $|b\rangle$. In Eq. (S10) we have taken the sum over all the states d_1 and d_2 coupled respectively to states $|a\rangle$ and $|b\rangle$ by the microwave detection field. If we define by ϵ the fractional population difference

$$\epsilon \equiv \frac{N_b - N_a}{N}, \quad (\text{S11})$$

for a total atom number $N = N_a + N_b$, then the atomic magnetic polarizability can be expressed as

$$\beta_m(\omega) = N \frac{\mu_0}{\hbar} \sum_{i,j} \left[(1-\epsilon) \sum_{d_1} \mu_i^{d_1 a} \mu_j^{a d_1} \frac{\omega_{a d_1}}{\omega_{a d_1}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} + (1+\epsilon) \sum_{d_2} \mu_i^{d_2 b} \mu_j^{b d_2} \frac{\omega_{b d_2}}{\omega_{b d_2}^2 - \omega^2 + j\gamma\omega} \right]. \quad (\text{S12})$$

From Eq. (S12) we see that by properly choosing the polarization and frequency of the microwave detection field, it is possible to determine the population number difference observable $\langle \hat{S}_z \rangle = |\langle \hat{\mathbf{S}} \rangle|_\epsilon$ from a measurement of the atomic radiation impedance, Eq. (2) or Eq. (8) in the main text. Besides, using the above relation it might be possible to access the quantum fluctuations of \hat{S}_z in analogy to the optical counterpart presented in [4].

Supplementary Methods

Time-of-flight atomic radiation impedance. We need to solve the integral (from $-\infty$ to $+\infty$)

$$F(\sigma_t) \equiv \int d^3\mathbf{r} \frac{\sin^2 \theta}{r^2} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_t^2} - \frac{(y - gt^2/2)^2}{2\sigma_t^2} - \frac{z^2}{2\sigma_t^2} \right], \quad (\text{S13})$$

to compute $Z_{\text{atTOF}}(t)$ using the far-field approximation of $\mathcal{H}_m(\mathbf{r})$ in Eq. (7) of the main text. Let us suppose that the vertical y coordinate of the H-plane of the horn antenna is $gt_0^2/2$. Then, since we are in the far-field it is reasonable to consider that the distance r between the exciting element of the horn and the atom cloud is $r = \sqrt{x^2 + (y - gt_0^2/2)^2 + z^2}$ (point-source approximation). Moreover, we can replace t_0 by t in the denominator of Eq. (S13) since the relevant time instants at which the interaction takes place are in the vicinity of t_0 . With these approximations, the resulting expression for $F(\sigma_t)$ is then

$$F(\sigma_t) = \int d^3\mathbf{r} \frac{1}{x^2 + (y - gt_0^2/2)^2 + z^2} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_t^2} - \frac{(y - gt^2/2)^2}{2\sigma_t^2} - \frac{z^2}{2\sigma_t^2} \right] - \int d^3\mathbf{r} \frac{(y - gt^2/2)^2}{[x^2 + (y - gt_0^2/2)^2 + z^2]^2} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_t^2} - \frac{(y - gt^2/2)^2}{2\sigma_t^2} - \frac{z^2}{2\sigma_t^2} \right] - \frac{1}{4} g^2 (t^2 - t_0^2)^2 \int d^3\mathbf{r} \frac{1}{[x^2 + (y - gt_0^2/2)^2 + z^2]^2} \exp \left[-\frac{x^2}{2\sigma_t^2} - \frac{(y - gt^2/2)^2}{2\sigma_t^2} - \frac{z^2}{2\sigma_t^2} \right]. \quad (\text{S14})$$

Denoting $1/2\sigma_t^2$ by α , we can solve the first integral in Eq. (S14) by rewriting it in operator form as [2]

$$\left(\zeta - \frac{d}{d\alpha} \right) I_\zeta(\alpha) = \int d^3\mathbf{r} \exp \{ -\alpha [x^2 + (y - gt^2/2)^2 + z^2] \}, \quad (\text{S15})$$

and taking the limit $\zeta \rightarrow 0$ in the final expression. The derivative operator is defined via the

identity

$$\frac{d}{d\alpha} \exp\{-\alpha[x^2+(y-gt^2/2)^2+z^2]\} = -[x^2+(y-gt^2/2)^2+z^2] \exp\{-\alpha[x^2+(y-gt^2/2)^2+z^2]\}. \quad (\text{S16})$$

Looking for the function $I_\zeta(\alpha)$ in the form

$$I_\zeta(\alpha) = u_\zeta(\alpha)e^{\zeta\alpha}, \quad (\text{S17})$$

we find the following first-order ordinary differential equation for $u_\zeta(\alpha)$ after integrating the right-hand side of Eq. (S15)

$$u'_\zeta(\alpha) = -\pi^{3/2}\alpha^{-3/2}e^{-\zeta\alpha}, \quad (\text{S18})$$

which has the solution

$$u_\zeta(\alpha) = \pi^{3/2} \int_\alpha^{+\infty} ds e^{-\zeta s} s^{-3/2}, \quad (\text{S19})$$

since α is a positive quantity, from Eq. (S15) $I_\zeta(\alpha) \rightarrow 0$ when $\alpha \rightarrow +\infty$, and consequently $u_\zeta(+\infty) = 0$. The integral appearing in Eq. (S19) is the upper incomplete gamma function. Therefore, the solution of the first integral in (S14) takes the closed-form

$$I_\zeta(\alpha) = \pi^{3/2}\zeta^{1/2}\Gamma(-1/2, \zeta\alpha) \exp(\zeta\alpha). \quad (\text{S20})$$

In the same way, for the second integral in Eq. (S14) we find

$$\left(\zeta - \frac{d}{d\alpha}\right)^2 J_\zeta(\alpha) = \int d^3\mathbf{r} (y - gt^2/2)^2 \exp\{-\alpha[x^2 + (y - gt^2/2)^2 + z^2]\}. \quad (\text{S21})$$

Setting

$$J_\zeta(\alpha) = v_\zeta(\alpha)e^{\zeta\alpha}, \quad (\text{S22})$$

we end up with the following second-order ordinary differential equation for $v_\zeta(\alpha)$, obtained after integrating the right-hand side of Eq. (S21)

$$v''_\zeta(\alpha) = \frac{1}{2}\pi^{3/2}\alpha^{-5/2}e^{-\zeta\alpha}. \quad (\text{S23})$$

Again, for $\alpha \rightarrow +\infty$ we have $J_\zeta(\alpha) \rightarrow 0$ and $J'_\zeta(\alpha) \rightarrow 0$. Therefore, $v_\zeta(+\infty) = v'_\zeta(+\infty) = 0$ and the solution to (S23) is then

$$v_\zeta(\alpha) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \int_\alpha^{+\infty} ds \int_s^{+\infty} dq e^{-\zeta q} q^{-5/2}, \quad (\text{S24})$$

which by changing the order of integration

$$v_\zeta(\alpha) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \int_\alpha^{+\infty} dq e^{-\zeta q} q^{-5/2} \int_\alpha^q ds, \quad (\text{S25})$$

yields the result

$$v_\zeta(\alpha) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \left(\int_\alpha^{+\infty} dq e^{-\zeta q} q^{-3/2} - \alpha \int_\alpha^{+\infty} dq e^{-\zeta q} q^{-5/2} \right), \quad (\text{S26})$$

and the following closed-form expression for the second integral in Eq. (S14)

$$J_\zeta(\alpha) = \frac{1}{2}\pi^{3/2} \left(\zeta^{1/2} \Gamma(-1/2, \zeta\alpha) - \zeta^{3/2} \alpha \Gamma(-3/2, \zeta\alpha) \right) \exp(\zeta\alpha). \quad (\text{S27})$$

The third integral in Eq. (S14) can be readily calculated using the above results. It has the operator form

$$\left(\zeta - \frac{d}{d\alpha} \right)^2 K_\zeta(\alpha) = \int d^3\mathbf{r} \exp\{-\alpha[x^2 + (y - gt^2/2)^2 + z^2]\}, \quad (\text{S28})$$

with the solution

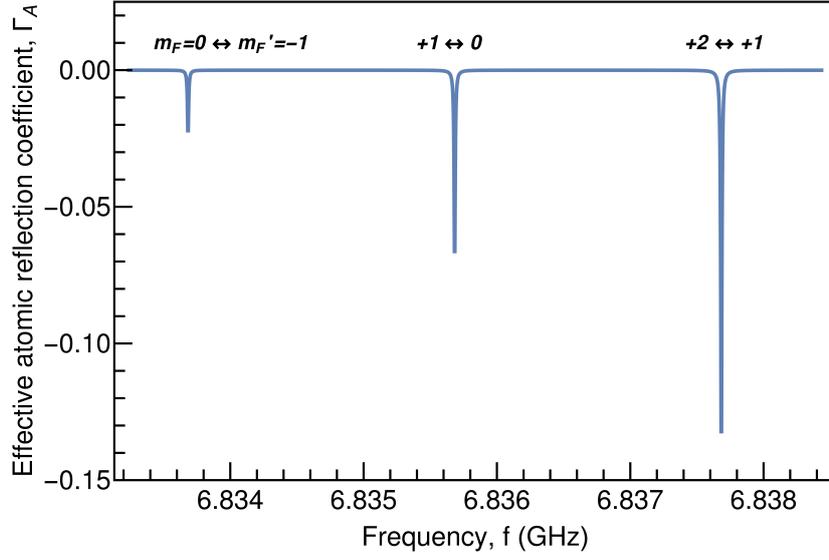
$$K_\zeta(\alpha) = \pi^{3/2} \left(\zeta^{-1/2} \Gamma(1/2, \zeta\alpha) - \zeta^{1/2} \alpha \Gamma(-1/2, \zeta\alpha) \right) \exp(\zeta\alpha). \quad (\text{S29})$$

Finally, from Eqs. (S20), (S27), and (S29) we find

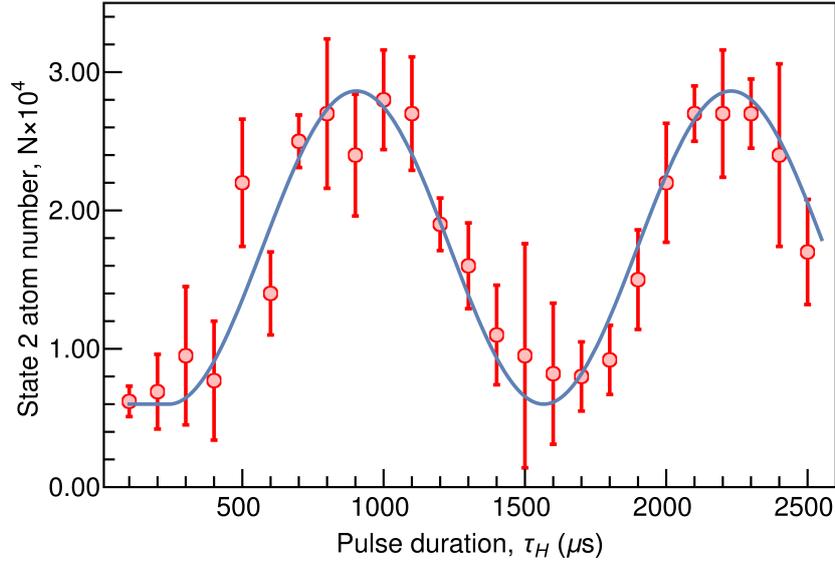
$$\begin{aligned} F_\zeta(\alpha) &= I_\zeta(\alpha) - J_\zeta(\alpha) - \frac{1}{4}g^2(t^2 - t_0^2)^2 K_\zeta(\alpha) \\ &= \pi^{3/2} \zeta^{1/2} \left\{ \frac{1}{2} \Gamma(-1/2, \zeta/2\sigma_t^2) \left[1 + \frac{g^2(t^2 - t_0^2)^2}{4\sigma_t^2} \right] + \frac{\zeta}{4\sigma_t^2} \Gamma(-3/2, \zeta/2\sigma_t^2) - \right. \\ &\quad \left. \zeta^{-1} \frac{g^2(t^2 - t_0^2)^2}{4} \Gamma(1/2, \zeta/2\sigma_t^2) \right\} \exp(\zeta/2\sigma_t^2), \end{aligned} \quad (\text{S30})$$

where we have used the definition of α in the last expression.

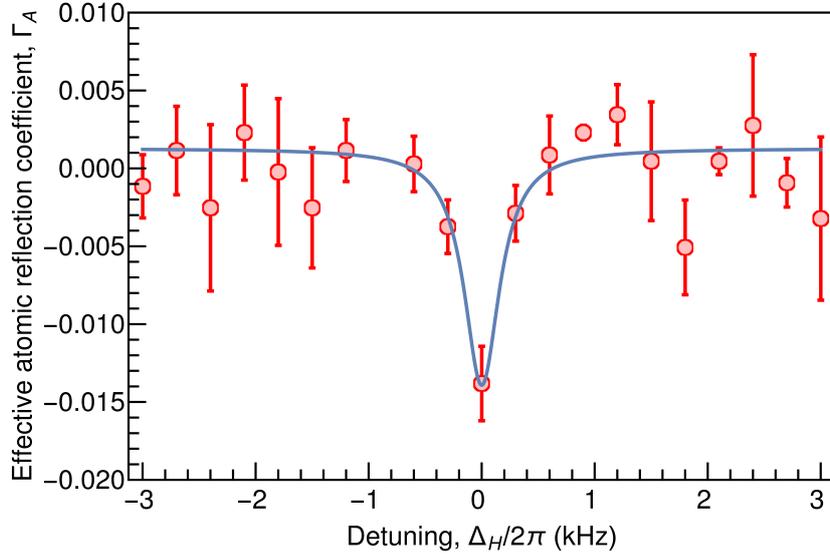
In Supplementary Fig. S1, we show the spectrum of the atomic reflection coefficient computed with the time-of-flight atomic radiation impedance. We used the equation $[Z_{\text{atTOF}}(t) - R_{\text{rad}}]/[Z_{\text{atTOF}}(t) + R_{\text{rad}}]$ evaluated at $t = t_0 \approx 10$ ms, which corresponds to our experimental conditions. For a sample of cold atoms prepared in the $|F = 1\rangle$ hyperfine ground state this figure clearly demonstrates the spectral sensitivity of the microwave detection technique.



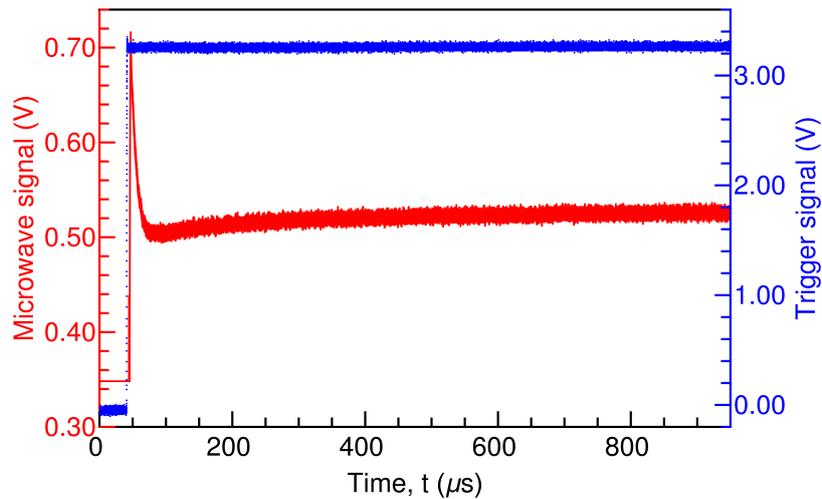
Supplementary Figure S1: **Theoretical spectrum of the time-of-flight effective atomic reflection coefficient.** Spectrum of the real part of $[Z_{\text{atTOF}}(t) - R_{\text{rad}}]/[Z_{\text{atTOF}}(t) + R_{\text{rad}}]$ evaluated at $t = t_0 \approx 10$ ms. For this result we considered an isotropic magnetic polarizability, as given by Eq. (4) in Methods. In addition, we assumed a cloud size $\sigma_0 = 1$ mm, a temperature of $2 \mu\text{K}$, and σ^+ transitions for 10^4 atoms initially prepared in the states $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 1, m_F = 0\rangle$, and $|F = 1, m_F = +1\rangle$.



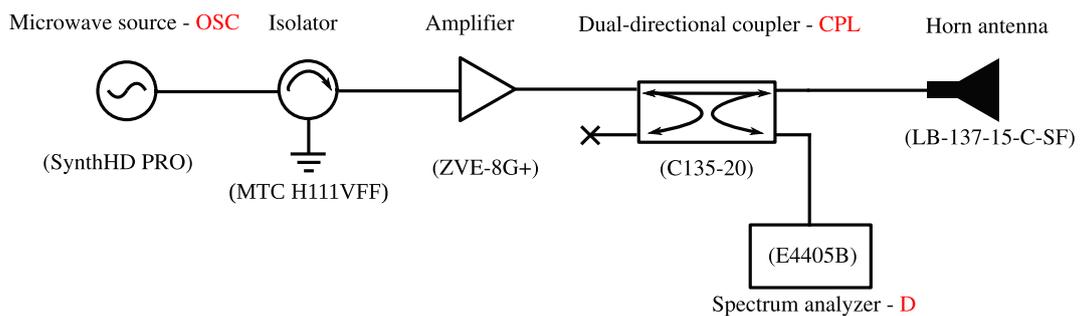
Supplementary Figure S2: **Rabi oscillations from absorption imaging.** Measurement taken when the atoms are driven by the horn antenna. The timing sequence we used is shown in Fig. 1a. The imaging laser pulse was tuned to the $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ transition and had a duration of $100 \mu\text{s}$. We found from this fit (solid line) a π pulse duration of $980 \mu\text{s}$. The error bars correspond to the standard deviation of repeated measurements.



Supplementary Figure S3: **Spectral peak and baseline values of the effective atomic reflection coefficient.** Lorentzian fit of the effective atomic reflection data around the resonance to find the peak Γ_{Apk} (-0.0152) and baseline Γ_{Ab} (0.00128) values used to compute the fractional state 2 population. The error bars correspond to the standard deviation of repeated measurements.



Supplementary Figure S4: **Turn-on power transient of the microwave generators.** In red, linear output of a spectrum analyzer directly connected to the output of the Windfreak generator. The turn-on power transient last for around $90 \mu\text{s}$. In blue, trigger signal used to control (switch on and off) the generator power. Apart from the turn-on power transient, we can also see in this figure the existence of a leaking microwave power when the control signal is low. The second generator presents a similar behavior.



Supplementary Figure S5: **Schematics of the detection setup.** The model of the different components is written between parentheses. The labels appearing in Fig. 1a are here highlighted in red.

Supplementary References

- [1] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design* (Wiley, New Jersey, ed. 3, 2005).
- [2] <https://math.stackexchange.com/q/3004848>, Mathematics Stack Exchange.
- [3] M. S. Mirmoosa, S. Nordebo, S. A. Tretyakov, Physical Meaning of the Dipole Radiation Resistance in Lossless and Lossy Media: What is the Radiation Resistance of Antennas in Lossy Media?. *IEEE Antennas and Propagation Magazine* **62**, 75 (2020).
- [4] D. Oblak, P. G. Petrov, C. L. Garrido Alzar, W. Tittel, A. K. Vershovski, J. K. Mikkelsen, J. L. Sørensen, E. S. Polzik, Quantum-noise-limited interferometric measurement of atomic noise: Towards spin squeezing on the Cs clock transition. *Phys. Rev. A* **71**, 043807 (2005).

Bibliographie

- [1] M. ALTORIO ; *Novel atom interferometry techniques for cold-atom gyroscope of large Sagnac area* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2019). 2, 10, 63, 76, 145
- [2] D. HOLLEVILLE ; *Conception et réalisation d'un gyromètre à atomes froids fondé sur l'effet Sagnac pour les ondes de matières* ; Thèse de doctorat ; Université Paris XI (2012). 2
- [3] A. S. P. A.K.VERSHOVSKII, Yu. A. Litmanovich & V. PESHEKHONOV ; «Nuclear Magnetic Resonance Gyro : Ultimate Parameters» ; ISSN, Gyroscopy and Navigation (2018). 4
- [4] E. A. DONLEY ; «Nuclear magnetic resonance gyroscopes» ; dans «2010 IEEE Sensors», (IEEE) (2010). 4
- [5] C. L. G. ALZAR ; «Compact chip-scale guided cold atom gyrometers for inertial navigation : Enabling technologies and design study» ; *AVS Quantum Science* **1**, p. 014 702 (2019). 4, 10, 63
- [6] J. LAUTIER, L. VOLODIMER, T. HARDIN, S. MERLET, M. LOURS, F. P. D. SANTOS & A. LANDRAGIN ; «Hybridizing matter-wave and classical accelerometers» ; *Applied Physics Letters* **105**, p. 144 102 (2014). 4, 100
- [7] I. D. M. M. B. C. A. G. P. B. A. L. BRYNLE BARRET, Rémi Geiger ; «The Sagnac Effect : 20 years of development in matter-wave interferometry» ; C.R. Physique (12 November 2014). 5
- [8] A. GAUGUET ; *Gyromètre à atomes froids : Etude de la stabilité limite et des effets systématiques liés aux séparatrices lasers* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2008). 5
- [9] M. MEUNIER ; *Etude d'un gyromètre à ondes de matière de très grande aire* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2013). 5
- [10] F. PEREIRA, D. SANTOS & A. LANDRAGIN ; «Getting the measure of atom interferometry» ; *Physics World* **20**, p. 32–37 (2007). ISSN 0953-8585. 6
- [11] A. LANDRAGIN ; *Interférométrie atomique : applications aux capteurs inertiels* ; Thèse de doctorat (2009). 6

- [12] J. E. DEBS ; *The application of Bose-Einstein condensates to inertial sensing* ; Thèse de doctorat ; The Australian National University (2012). 6
- [13] B. DECAMPS ; *Atom interferometry : experiments with electromagnetic interactions and design of a Bose-Einstein condensate setup* ; Thèse de doctorat ; Université de Toulouse (2016). 6
- [14] E. A. D. JOHN KITCHING, Svenja Knappe ; «Atomic Sensor - A Review» ; IEEE Sensor Journal (September 2011). 6
- [15] M. B. SQUIRES ; *High repetition rate Bose-Einstein condensate production in a compact, transportable vacuum system* ; Thèse de doctorat ; University of Colorado (2008). 6
- [16] C. L. G. ALZAR ; *Interférométrie optique et atomique dans l'ingénierie d'états quantiques et les mesures de précision* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2016). 7, 64
- [17] W. YAN ; *Design of a magnetic guide for rotation sensing by on chip atom interferometry* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2014). 7, 64, 65
- [18] D. SAVOIE ; *Fonctionnements continu et entrelacé d'un gyromètre à atomes froids et amélioration de sa stabilité* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2018). 7, 63
- [19] R. GEIGER ; *Atom interferometry : from fundamental physics to precision inertial measurements* ; Thèse de doctorat ; Sciences Sorbonne Université (2019). 10, 89
- [20] S. ECKEL, D. S. BARKER, J. A. FEDCHAK, N. N. KLIMOV, E. NORRGARD, J. SCHERSCHLIGT, C. MAKRIDES & E. TIESINGA ; «Challenges to miniaturizing cold atom technology for deployable vacuum metrology» ; *Metrologia* **55**, p. S182–S193 (2018). ISSN 0026-1394. 10
- [21] P. D. D. SCHWINDT, Y.-Y. JAU, H. PARTNER, A. CASIAS, A. R. WAGNER, M. MOORMAN, R. P. MANGINELL, J. R. KELLOGG & J. D. PRESTAGE ; «A highly miniaturized vacuum package for a trapped ion atomic clock» ; *Review of Scientific Instruments* **87**, p. 053 112 (2016). ISSN 0034-6748. 10
- [22] J.-M. MARTIN, S. BADE, W. DUBOSCLARD, M. A. KHAN, S. KIM, B. M. GARRAWAY & C. L. G. ALZAR ; «Study of the pumping dynamics of a single chamber cold atoms experiments» ; *Physical Review Applied* **12** (2019). ISSN 2331-7019. 11, 60
- [23] S. KANG, K. R. MOORE, J. P. MCGILLIGAN, R. MOTT, A. MIS, C. ROPER, E. A. DONLEY & J. KITCHING ; «Magneto-optic trap using a reversible, solid-state alkali-metal source» ; *Optics Letters* **44**, p. 3002 (2019). ISSN 0146-9592. 11
- [24] S. BADE ; *Propagation of atoms in a magnetic waveguide on a chip* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2016). 13, 32, 64, 65

- [25] J.-M. MARTIN ; *An atomchip gyro : Theory and experiment* ; Thèse de doctorat ; University of Sussex (October 2019). 14, 63, 82, 84
- [26] M. KEIL, O. AMIT, S. ZHOU, D. GROSWASSER, Y. JAPHA & R. FOLMAN ; «Fifteen years of cold matter on the atom chip : promise, realizations, and prospects» ; *Journal of Modern Optics* **63**, p. 1840–1885 (2016). ISSN 0950-0340. 14
- [27] S. DU, M. B. SQUIRES, Y. IMAI, L. CZAIA, R. A. SARAVANAN, V. BRIGHT, J. REICHEL, T. W. HÄNSCH & D. Z. ANDERSON ; «Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell» ; *Physical Review A* **70** (2004). ISSN 1050-2947. 14
- [28] A. SHKEL ; «The Chip-Scale combinatorial atomic navigator» ; Expert Advice (2013). 14
- [29] H. METCALF ; «Laser Cooling and Magnetic Trapping of Neutral Atoms» ; dans «Methods of Laser Spectroscopy», p. 33–40 (Springer US) (1986). 19
- [30] Y.-J. WANG ; *An On-Chip Atom interferometer using a Bose-Einstein condensate* ; Thèse de doctorat ; University of Colorado (2005). 19
- [31] C. AUSSIBAL ; *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein sur une micro-structure* ; Thèse de doctorat ; Université Paris 11, U.F.R. Scientifique d'Orsay (2003). 19, 45, 49
- [32] C. G. TOWNSEND, N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN & J. DALIBARD ; «Phase-space density in the magneto-optical trap» ; *Physical Review A* **52**, p. 1423–1440 (1995). ISSN 1050-2947. 23
- [33] T. ARPORNTHIP, C. A. SACKETT & K. J. HUGHES ; «Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap» ; *Physical Review A* **85** (2012). ISSN 1050-2947. 23
- [34] J. FORTAGH, A. GROSSMANN, T. W. HÄNSCH & C. ZIMMERMANN ; «Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source» ; *Journal of Applied Physics* **84**, p. 6499–6501 (1998). ISSN 0021-8979. 23
- [35] D. A. STECK ; «Rubidium 87 D Line Data» ; Data Line (2003). 23, 40, 90
- [36] A. ASPECT ; «Introduction to Quantum Optics» ; (2007). 23
- [37] K. NAKAGAWA, Y. SUZUKI, M. HORIKOSHI & J. KIM ; «Simple and efficient magnetic transport of cold atoms using moving coils for the production of Bose-Einstein condensation» ; *Applied Physics B* **81**, p. 791–794 (2005). ISSN 0946-2171. 28
- [38] J. L. JIMÉNEZ, I. CAMPOS & N. AQUINO ; «Exact electromagnetic fields produced by a finite wire with constant current» ; *European Journal of Physics* **29**, p. 163–175 (2007). 32

- [39] M. MISAKIAN ; «Equations for the magnetic field produced by one or more rectangular loops of wire in the same plane» ; *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* **105**, p. 557 (2000). ISSN 1044-677X. 32
- [40] H. FANGOHR, D. S. CHERNYSHENKO, M. FRANCHIN, T. FISCHBACHER & G. MEIER ; «Joule heating in nanowires» ; *Physical Review B* **84** (2011). ISSN 1098-0121. 33
- [41] J. FORTÁGH, H. OTT, G. SCHLOTTERBECK, C. ZIMMERMANN, B. HERZOG & D. WHARAM ; «Microelectromagnets for trapping and manipulating ultracold atomic quantum gases» ; *Applied Physics Letters* **81**, p. 1146–1148 (2002). ISSN 0003-6951. 33, 82
- [42] J.-B. TREBBIA, C. L. G. ALZAR, R. CORNELUSSEN, C. I. WESTBROOK & I. BOUCHOULE ; «Roughness Suppression via Rapid Current Modulation on an Atom Chip» ; *Physical Review Letters* **98** (2007). ISSN 0031-9007. 33, 65
- [43] W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER & E. A. CORNELL ; «Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms» ; *Physical Review Letters* **74**, p. 3352–3355 (1995). 53
- [44] J. REICHEL ; «Microchip traps and Bose-Einstein condensation» ; *Applied Physics B: Lasers and Optics* **74**, p. 469–487 (2002). ISSN 0946-2171. 53
- [45] K. KIM, H.-R. NOH & W. JHE ; «Measurements of trap parameters of a magneto-optical trap by parametric resonance» ; *Physical Review A* **71** (2005). ISSN 1050-2947. 55
- [46] H. KATORI & F. SHIMIZU ; «Lifetime measurement of the $1s^5$ metastable state of argon and krypton with a magneto-optical trap» ; *Physical Review Letters* **70**, p. 3545–3548 (1993). ISSN 0031-9007. 56
- [47] C. C. BRADLEY, C. A. SACKETT, J. J. TOLLETT & R. G. HULET ; «Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions» ; *Physical Review Letters* **75**, p. 1687–1690 (1995). ISSN 0031-9007. 57
- [48] J.-F. CLÉMENT ; *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein dans un piège dipolaire optique à 1565 nm* ; Thèse de doctorat ; Université Paris 11, U.F.R. Scientifique d'Orsay (2008). 57
- [49] A. KASPER, C. VON HAGEN, M. RUCKEL, S. SCHNEIDER, T. STRASSEL, L. FEENSTRA & J. SCHMIEDMAYER ; «Bose-Einstein condensation in an atom chip» ; (2003). 57
- [50] C. L. G. ALZAR, H. PERRIN, B. M. GARRAWAY & V. LORENT ; «Evaporative cooling in a radio-frequency trap» ; *Physical Review A* **74** (2006). ISSN 1050-2947. 57
- [51] J. MÄRKLE, A. J. ALLEN, P. FEDERSEL, B. JETTER, A. GÜNTHER, J. FORTÁGH, N. P. PROUKAKIS & T. E. JUDD ; «Evaporative cooling of cold atoms at surfaces» ; *Physical Review A* **90** (2014). ISSN 1050-2947. 57

- [52] T. LAUDAT ; *Spontaneous spin squeezing in a spinor Bose-Einstein condensate trapped on an atom chip* ; Thèse de doctorat ; Université de recherche Paris Sciences et Lettres, PSL Research University (2017). 58
- [53] Y.-J. WANG, D. Z. ANDERSON, V. M. BRIGHT, E. A. CORNELL, Q. DIOT, T. KISHIMOTO, M. PRENTISS, R. A. SARAVANAN, S. R. SEGAL & S. WU ; «Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose-Einstein Condensate» ; *Physical Review Letters* **94** (2005). 63
- [54] S. WU, E. SU & M. PRENTISS ; «Demonstration of an Area-Enclosing Guided-Atom Interferometer for Rotation Sensing» ; *Physical Review Letters* **99** (2007). ISSN 0031-9007. 63, 65, 67, 76
- [55] G. A. SINUCO-LEÓN, K. A. BURROWS, A. S. ARNOLD & B. M. GARRAWAY ; «Inductively guided circuits for ultracold dressed atoms» ; *Nature Communications* **5** (2014). 65
- [56] J. M. REEVES, O. GARCIA, B. DEISSLER, K. L. BARANOWSKI, K. J. HUGHES & C. A. SACKETT ; «Time-orbiting potential trap for Bose-Einstein condensate interferometry» ; *Physical Review A* **72** (2005). ISSN 1050-2947. 65
- [57] S. GUPTA, K. W. MURCH, K. L. MOORE, T. P. PURDY & D. M. STAMPER-KURN ; «Bose-Einstein Condensation in a Circular Waveguide» ; *Physical Review Letters* **95** (2005). ISSN 0031-9007. 65
- [58] C. A. SACKETT, E. MOAN & Z. LUO ; «A large-area Sagnac interferometer using atoms in a time-orbiting potential» ; dans S. M. SHAHRIAR & J. SCHEUER (éditeurs), «Optical, Opto-Atomic, and Entanglement-Enhanced Precision Metrology», (SPIE) (2019). 65
- [59] J.-B. TREBBIA ; *Etude de gaz quantiques dégénérés quasi-unidimensionnels confinés par une micro-structure* ; Thèse de doctorat ; Université Paris 11, U.F.R. Scientifique d'Orsay (2007). 65, 79
- [60] J. H. T. BURKE & C. A. SACKETT ; «Scalable Bose-Einstein-condensate Sagnac interferometer in a linear trap» ; *Physical Review A* **80** (2009). ISSN 1050-2947. 66, 67
- [61] P. STOREY & C. COHEN-TANNOUJDI ; «The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial» ; *Journal de Physique II* **4**, p. 1999–2027 (1994). ISSN 1155-4312. 66, 71
- [62] J. H. T. BURKE, B. DEISSLER, K. J. HUGHES & C. A. SACKETT ; «Confinement effects in a guided-wave atom interferometer with millimeter-scale arm separation» ; *Physical Review A* **78** (2008). ISSN 1050-2947. 76
- [63] T. SCHUMM, S. MANZ, R. BÜCKER, D. A. SMITH & J. SCHMIEDMAYER ; «Interferometry with Bose-Einstein Condensates on Atom Chips» ; dans «Atom Chips», p. 211–264 (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA) (2011). 76

- [64] Y. JU LIN, I. TEPER, C. CHIN & V. VULETIĆ; «Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces»; *Physical Review Letters* **92** (2004). ISSN 0031-9007. 76
- [65] J. ESTÈVE; *Du miroir au guide d'onde atomique : effets de rugosité*; Thèse de doctorat; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2006). xiii, 77, 78, 79, 80
- [66] C. GIRARD; «Near fields in nanostructures»; *Reports on Progress in Physics* **68**, p. 1883–1933 (2005). ISSN 0034-4885. 82
- [67] P. KRÜGER, L. M. ANDERSSON, S. WILDERMUTH, S. HOFFERBERTH, E. HALLER, S. AIGNER, S. GROTH, I. BAR-JOSEPH & J. SCHMIEDMAYER; «Potential roughness near lithographically fabricated atom chips»; *Physical Review A* **76** (2007). 84
- [68] P. TREUTLEIN, P. HOMMELHOFF, T. STEINMETZ, T. W. HÄNSCH & J. REICHEL; «Coherence in Microchip Traps»; *Physical Review Letters* **92** (2004). ISSN 0031-9007. 84
- [69] J. FORTÁGH & C. ZIMMERMANN; «Magnetic microtraps for ultracold atoms»; *Reviews of Modern Physics* **79**, p. 235–289 (2007). 84
- [70] T. MAZZONI, X. ZHANG, R. D. AGUILA, L. SALVI, N. POLI & G. M. TINO; «Large-momentum-transfer Bragg interferometer with strontium atoms»; *Physical Review A* **92** (2015). ISSN 1050-2947. 88, 90
- [71] T. MAZZONI; *Atom interferometry with fermionic and bosonic isotopes of strontium for precision gravity measurements and test of the equivalence principle*; Thèse de doctorat; Università degli studi Firenze (2015). 88
- [72] M. CADORET, E. D. MIRANDES, P. CLADÉ, F. NEZ, L. JULIEN, F. BIRABEN & S. GUELLATI-KHÉLIFA; «Atom interferometry based on light pulses : Application to the high precision measurement of the ratio h/m and the determination of the fine structure constant»; *The European Physical Journal Special Topics* **172**, p. 121–136 (2009). ISSN 1951-6355. 88
- [73] C. FABRE; dans «Atomes et Lumière : Interaction matière rayonnement», (2006-2007). 88
- [74] B. DUBETSKY; «Asymmetric Mach-Zehnder atom interferometer»; Arxiv (26 November 2019). 89
- [75] S. CHANG & V. MINOGIN; «Density-matrix approach to dynamics of multilevel atoms in laser fields»; *Physics Reports* **365**, p. 65–143 (2002). ISSN 0370-1573. 90
- [76] H. AHLERS, H. MÜNTINGA, A. WENZLAWSKI, M. KRUTZIK, G. TACKMANN, S. ABEND, N. GAALOUL, E. GIESE, A. ROURA, R. KUHL, C. LÄMMERZAHL, A. PETERS, P. WINDPASSINGER, K. SENGSTOCK, W. SCHLEICH, W. ERTMER & E. RASEL; «Double Bragg Interferometry»; *Physical Review Letters* **116** (2016). 90

- [77] D. M. GILTNER, R. W. MCGOWAN & S. A. LEE ; «Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves» ; *Physical Review Letters* **75**, p. 2638–2641 (1995). ISSN 0031-9007. 90
- [78] S. WU, Y.-J. WANG, Q. DIOT & M. PRENTISS ; «Splitting matter waves using an optimized standing-wave light-pulse sequence» ; *Physical Review A* **71** (2005). ISSN 1050-2947. 90
- [79] E. GIESE, A. ROURA, G. TACKMANN, E. M. RASEL & W. P. SCHLEICH ; «Double Bragg diffraction : A tool for atom optics» ; *Physical Review A* **88** (2013). ISSN 1050-2947. 90
- [80] P. ASENBAUM, C. OVERSTREET, T. KOVACHY, D. D. BROWN, J. M. HOGAN & M. A. KASEVICH ; «Phase Shift in an Atom Interferometer due to Spacetime Curvature across its Wave Function» ; *Physical Review Letters* **118** (2017). ISSN 0031-9007. 93
- [81] M. R. ANDREWS, M.-O. MEWES, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN & W. KETTERLE ; «Direct, Nondestructive Observation of a Bose Condensate» ; *Science* **273**, p. 84–87 (1996). 100
- [82] K. HAMMERER, A. S. SØRENSEN & E. S. POLZIK ; «Quantum interface between light and atomic ensembles» ; *Reviews of Modern Physics* **82**, p. 1041–1093 (2010). 100
- [83] P. VAUDON ; «Les antennes cornets» ; Rapport technique ; Master de Recherche Télécommunications Hautes Fréquences et Optiques. 101
- [84] D. M. POZAR ; «Microwave engineering education : From field theory to circuit theory» ; dans «2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest», (IEEE) (2012). 102
- [85] V. MIDASALA & P. SIDDAIAH ; «Microstrip Patch Antenna Array Design to Improve Better Gains» ; *Procedia Computer Science* **85**, p. 401–409 (2016). ISSN 1877-0509. 102
- [86] C. BALANIS ; «Antenna theory : a review» ; *Proceedings of the IEEE* **80**, p. 7–23 (1992). ISSN 0018-9219. 103
- [87] C. A. BALANIS ; *Antenna Theory : Analysis and design* (2016). 103
- [88] N. D. U.C. GOPE, S.Rana ; «Design, Fabrication and simulation of pyramidal horn antenna at 950 MHz frequency» ; *International Journal of Engineering and Applied Sciences (IJEAS)* (2019). 103
- [89] Y. SHAPIRA, Y. DALLAL, R. OZERI & A. STERN ; «Measuring Magnetic Fields with Magnetic-Field-Insensitive Transitions» ; *Physical Review Letters* **123** (2019). ISSN 0031-9007. 106
- [90] R. AGOU ; *Microwave manipulation of cold atoms* ; Thèse de doctorat ; University of the Negev (2011). 106

- [91] V. ENTIN & I. RYABTSEV ; «Probe spectroscopy of cold rubidium atoms in MOT» ; dans «EQEC '05. European Quantum Electronics Conference, 2005.», (IEEE). 107
- [92] A. E. KRASNOK, A. P. SLOBOZHANYUK, C. R. SIMOVSKI, S. A. TRETYAKOV, A. N. PODDUBNY, A. E. MIROSHNICHENKO, Y. S. KIVSHAR & P. A. BELOV ; «An antenna model for the Purcell effect» ; *Scientific Reports* **5** (2015). 107
- [93] A. KRASNOK, A. SLOBOZHANYUK, P. BELOV, C. SIMOVSKI & R. SINHA ; «Input impedance of small antenna provides Purcell factor» ; dans «2015 Days on Diffraction (DD)», (IEEE) (2015). 107
- [94] M. S. MIRMOOSA, S. NORDEBO & S. TRETYAKOV ; «Physical Meaning of the Dipole Radiation Resistance in Lossless and Lossy Media : What is the radiation resistance of antennas in lossy media ?» ; *IEEE Antennas and Propagation Magazine* p. 0–0 (2020). ISSN 1045-9243. 107
- [95] E. MAZZUCATO ; «Microwave Imaging Reflectometry for the Visualization of Turbulence in Tokamaks» ; Rapport technique (1999). 107
- [96] V. D. KROTIKOV, S. A. PELUSHENKO, I. V. RAKUT' & V. Y. SAVELYEV ; «Modeling of Microwave Reflection from the Surface of Water Basins with Spills of Water-Cut Oil» ; *Radiophysics and Quantum Electronics* **58**, p. 19–27 (2015). ISSN 0033-8443. 107
- [97] J. M. WYLIE & J. E. SIPE ; «Quantum electrodynamics near an interface» ; *Physical Review A* **30**, p. 1185–1193 (1984). ISSN 0556-2791. 108
- [98] F. L. KIEN, P. SCHNEEWEISS & A. RAUSCHENBEUTEL ; «Dynamical polarizability of atoms in arbitrary light fields : general theory and application to cesium» ; *The European Physical Journal D* **67** (2013). ISSN 1434-6060. 108
- [99] T. M. BRZOWSKI, M. MACZYNSKA, M. ZAWADA, J. ZACHOROWSKI & W. GAWLIK ; «Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances» ; *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **4**, p. 62–66 (2002). ISSN 1464-4266. 109
- [100] P. J. WINDPASSINGER, D. OBLAK, P. G. PETROV, M. KUBASIK, M. SAFFMAN, C. L. G. ALZAR, J. APPEL, J. H. MÜLLER, N. KJÆRGAARD & E. S. POLZIK ; «Nondestructive Probing of Rabi Oscillations on the Cesium Clock Transition near the Standard Quantum Limit» ; *Physical Review Letters* **100** (2008). ISSN 0031-9007. 125
- [101] F. RIEHLE ; *Frequency Standards* (Wiley) (2003). 136
- [102] E. IVANOV, M. TOBAR & R. WOODE ; «Microwave interferometry : application to precision measurements and noise reduction techniques» ; *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* **45**, p. 1526–1536 (1998). ISSN 0885-3010. 136
- [103] K. OTT ; *Towards a squeezing-enhanced atomic clock on a chip* ; Thèse de doctorat ; Université Pierre et Marie Curie, Sorbonne Université (2016). 136

- [104] P. ROSENBUSCH, S. GHEZALI, V. A. DZUBA, V. V. FLAMBAUM, K. BELOY & A. DEREVIANKO; «ac Stark shift of the Cs microwave atomic clock transitions»; *Physical Review A* **79** (2009). ISSN 1050-2947. 136
- [105] J. LODEWYCK, P. G. WESTERGAARD & P. LEMONDE; «Nondestructive measurement of the transition probability in a Sr optical lattice clock»; *Physical Review A* **79** (2009). ISSN 1050-2947. 145
- [106] G. W. BIEDERMANN, K. TAKASE, X. WU, L. DESLAURIERS, S. ROY & M. A. KASEVICH; «Zero-Dead-Time Operation of Interleaved Atomic Clocks»; *Physical Review Letters* **111** (2013). ISSN 0031-9007. 145
- [107] N. SHIGA & M. TAKEUCHI; «Locking the local oscillator phase to the atomic phase via weak measurement»; *New Journal of Physics* **14**, p. 023034 (2012). ISSN 1367-2630. 145
- [108] N. SHIGA, M. MIZUNO, K. KIDO, P. PHOONTHONG & K. OKADA; «Accelerating the averaging rate of atomic ensemble clock stability using atomic phase lock»; *New Journal of Physics* **16**, p. 073029 (2014). ISSN 1367-2630. 145
- [109] A. FUHRMANEK, A. M. LANCE, C. TUCHENDLER, P. GRANGIER, Y. R. P. SORTAIS & A. BROWAEYS; «Imaging a single atom in a time-of-flight experiment»; *New Journal of Physics* **12**, p. 053028 (2010). ISSN 1367-2630. 146
- [110] J. HE, B.-D. YANG, T.-C. ZHANG & J.-M. WANG; «Extending a release-and-recapture scheme to single atom optical tweezer for effective temperature evaluation»; *Chinese Physics B* **20**, p. 073701 (2011). ISSN 1674-1056. 146
- [111] L. RUSSELL, R. KUMAR, V. TIWARI & S. N. CHORMAIC; «Measurements on release–recapture of cold 85Rb atoms using an optical nanofibre in a magneto-optical trap»; *Optics Communications* **309**, p. 313–317 (2013). 146
- [112] J. A. L. P. DAVID CUADRADO CALLE; «Gain and Phase detector based on the analog devices AD8302 chip»; Rapport technique (2012). 151
- [113] D. B. FUNK, Z. GILLAY & P. MESZAROS; «Unified moisture algorithm for improved RF dielectric grain moisture measurement»; *Measurement Science and Technology* **18**, p. 1004–1015 (2007). ISSN 0957-0233. 151
- [114] Y. YEE & C. CHAKRABARTY; «Phase detection using AD8302 evaluation board in the superheterodyne microwave interferometer for line average plasma electron density measurements»; *Measurement* **40**, p. 849–853 (2007). ISSN 0263-2241. 151
- [115] C. Y. L. Z. A. E. M. C. Y. S. L. K. Y. L. KOK YEOW YOU, Yi Song Ng Derek; «Low-cost vector network analyzer for communication devices testing-brief review»; Research Gate - <https://www.researchgate.net/publication/314272434> (2017). 151

Sujet : Technologies habilitantes pour interféromètres compacts à atomes confinés sur puce

Résumé :

Mots clés :

Subject : Enabling technologies for compact atomic interferometer on a chip

Abstract:

Keywords :