



**HAL**  
open science

# Développement d'un interféromètre atomique en cavité pour le projet MIGA

Grégoire Lefèvre

► **To cite this version:**

Grégoire Lefèvre. Développement d'un interféromètre atomique en cavité pour le projet MIGA. Physique Quantique [quant-ph]. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0063 . tel-02163370

**HAL Id: tel-02163370**

**<https://theses.hal.science/tel-02163370>**

Submitted on 24 Jun 2019

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

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

UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Lasers, matière et nanosciences

présentée par

Grégoire LEFEVRE

# Développement d'un interféromètre atomique en cavité pour le projet MIGA

Soutenue le 10 mai 2019

## Composition du jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Ernst RASEL	Institute of Quantum Optics - Hanovre
	Daniel COMPARAT	LAC - Orsay
<i>Examineurs :</i>	Séverine ROSAT	EOST - Strasbourg
	Philippe ADAM	DGA - Paris
<i>Directeur de thèse :</i>	Philippe BOUYER	LP2N - Talence
<i>Invités :</i>	Andrea BERTOLDI	LP2N - Talence
	Benjamin CANUEL	LP2N - Talence

---

---

# Remerciements

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont été réalisés au sein du Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences à l'Institut d'Optique d'Aquitaine dans le groupe Atomes Froids. Je voudrais particulièrement remercier Philippe Bouyer, directeur du laboratoire, pour m'avoir accueilli dans de bonnes conditions de travail, et pour m'avoir expliqué clairement les enjeux du projet MIGA. Mes remerciements vont également à la Direction Générale de l'Armement qui a financé ces années de thèse.

Je remercie l'ensemble des membres du jury qui ont accepté de lire, corriger mon manuscrit, et assister à ma soutenance. Merci à Ernst Rasel et Daniel Comparat d'avoir endossé les rôles de rapporteurs. Merci à Séverine Rosat et Philippe Adam d'avoir accepté d'être examinateurs. Leurs remarques, questions, et corrections se sont montrées très pertinentes et constructives.

Les résultats obtenus lors de cette thèse sont avant tout issus d'un travail d'équipe entre les différents membres de l'expérience MIGA. Je souhaite donc adresser mes remerciements à toute l'équipe encadrante. Je remercie de nouveau Philippe Bouyer qui, en tant que directeur de thèse, m'a donné sa confiance pour réaliser cette thèse. Son optimisme résistant à toutes épreuves m'a énormément marqué et encouragé. De plus, sa vision à long terme de l'expérience a toujours été une source de motivation.

Je remercie Benjamin Canuel qui a été mon encadrant de tous les jours. Benjamin m'a permis de comprendre bon nombre de concepts physiques qui m'échappaient. Je suis reconnaissant pour l'autonomie qu'il m'a laissée sur l'expérience tout en restant à l'écoute lorsque je butais sur des problèmes techniques.

Bien qu'il n'était pas "officiellement" encadrant de ma thèse, je souhaite grandement remercier Andrea Bertoldi. Très occupé par les différents projets dont il est responsable, Andrea a toujours accepté de m'aider. Il a su me sortir de situations compliquées sur le système de contrôle et m'a énormément appris sur l'électronique. Au delà de toute l'aide qu'il m'a apportée, je le remercie aussi pour sa bonne humeur et son humour qui ont permis de me remonter le moral dans les moments difficiles.

---

La vie de tous les jours au laboratoire a essentiellement été partagée avec les doctorants et post-doctorants qui sont, ou sont passé, sur MIGA, et que je souhaiterais remercier un par un.

Lorsque je suis arrivé au laboratoire, Isabelle Riou entamait sa troisième année de thèse sur MIGA. Sa minutie et son sang-froid sur l'expérience m'ont énormément impressionnés. Je la remercie pour tout ce qu'elle m'a appris sur la physique des cavités optiques, mais aussi sur toutes les techniques expérimentales. Merci aussi pour m'avoir intégré au sein du groupe Atomes Froids, ainsi que pour avoir toujours été disponible lorsqu'il fallait boire un coup suite à une montée de stress et de fatigue (ou même quand ça n'était pas le cas). Je lui souhaite plein de réussite et de bonheur en Angleterre.

Sophie Pelisson est arrivée en tant que postdoc le même jour que moi. Même si son travail théorique sur le bruit newtonien était éloigné de ce que je faisais en laboratoire, nous avons pu échanger autour de verres. Sa bonne humeur et son humour étaient très communicatifs. Je me souviens des discussions politiques qui, bien qu'avec un engagement très prononcé, se faisaient toujours dans l'écoute, avec de l'humour, et avec le sourire.

Joseph Junca est arrivé avec un contrat prédoctoral lorsque je commençais ma troisième année de thèse. Suite à ses travaux théoriques sur le bruit newtonien, nous avons pu travailler ensemble en laboratoire deux ou trois mois avant de commencer ma rédaction, ce fut un réel plaisir. Sa motivation, sa volonté de tout comprendre et de rien lâcher sont des compétences qui feront, j'en suis certain, que sa thèse sera une réussite. Je le félicite pour avoir finalement obtenu un financement de thèse et je lui souhaite bon courage pour la suite.

Le début de ma période de rédaction a coïncidé avec l'arrivée de Dylan Salbulsky en tant que postdoc. Même si nous n'avons pas travaillé ensemble en laboratoire, j'ai pu voir que son énergie a apporté une nouvelle dynamique sur l'expérience, en particulier lors de cette période de "turnover". Toujours disponible pour discuter de physique (ou d'autres sujets) autour d'un café ou d'une bière, ce fut un plaisir d'avoir pu interagir avec lui. Un grand merci pour son soutien sans faille lors des pires moments de ma période de rédaction.

À cette même période est arrivé un nouveau doctorant, Xinhao Zou. Son sujet de thèse portant sur l'expérience du gradiomètre, nous ne nous sommes pas beaucoup côtoyés. Les quelques fois où nous avons interagis ont toujours été agréables. Je lui souhaite plein de réussite.

Au cours de ma thèse, trois stagiaires ont travaillé sur MIGA, Jean-Philippe et Damien pendant environ 2 mois, et Marwan pendant 5 mois. Je leur souhaite une bonne continuation.

---

La vie dans un laboratoire ne se limite pas aux interactions au sein de la même équipe, il s'agit aussi de rencontres qui mènent parfois à de belles amitiés. J'ai eu la chance de partager mon bureau avec Devang Naik pendant plus de deux ans. Devang a été bien plus qu'un collègue de bureau, je le remercie pour m'avoir convaincu (après avoir insisté, car c'était loin d'être gagné!) d'essayer la salsa et de m'avoir fait découvrir le Cubanito. Je n'arriverais pas à le remercier suffisamment pour l'aide et le soutien qu'il m'a apporté à la fin de ma rédaction de thèse, quand la panique devenait difficile à gérer, ainsi que pour ses conseils lors de la préparation de ma soutenance. Un grand merci à Sergio Rota qui m'a fait (trop?) souvent sortir dehors lors des périodes difficiles et pour les nombreuses bières qu'il m'a payées car "je n'avais pas de cash sur moi". Je remercie aussi particulièrement Grigor Kuyumjyan pour les fameuses "pauses cafés" (à entendre avec l'accent arménien) et pour les soirées de matchs de ligue des champions. Je lui souhaite plein de bonheur dans sa nouvelle vie de père. Merci à toute l'équipe représentant le groupe Atomes Froids au bar Cancan le dimanche soir : Devang, Grigor, Romain, Hodei, Max... De manière plus générale, je souhaite remercier tous les autres membres et anciens membres du groupe Atomes Froids avec qui j'ai interagis.

Mes remerciements vont aussi en direction de toute l'équipe technique et administrative sans qui le laboratoire ne tournerait pas. Merci particulièrement à Philippe Teulat de l'atelier mécanique, Jean-Hugues Codarbox de l'atelier électronique, et Jacky Robin. Merci aussi à Stéphanie Schultze, Fabien Lehoux, et Laurent Porcel de l'équipe administrative.

Je voudrais adresser ces quelques lignes à mes amis physiciens de la fac aussi in-vivables que géniaux. Nous avons partagé un nombre incalculable de moments inoubliables depuis la première année de licence, mon parcours dans la physique restera toujours associé à eux. La liste serait malheureusement trop longue pour la faire apparaître mais ils se reconnaîtront. Je remercie également mes amis en dehors de la physique, et particulièrement Victor, ami de (très) longue date, avec qui nous allions souvent au stade voir les matchs du Stade Français lors de mes retours à Paris.

Ce dernier paragraphe de remerciements s'adresse à ma famille. Je les remercie pour leur indéfectible soutien mental, moral, mais aussi logistique tout au long de ma thèse et même bien avant. Merci à mes soeurs pour m'avoir constamment soutenu et à l'une pour m'avoir rendu visite à Bordeaux. Merci à mes parents pour s'être déplacés plusieurs fois à Bordeaux, en particulier lorsque le moral était au plus bas. Merci à mon père pour avoir entièrement relu ma thèse et corrigé de nombreuses fautes

---

d'orthographe. Et enfin merci à eux pour s'être occupé du pot qui est, comme on le sait tous, la raison principale pour laquelle on fait une thèse.

---

---



---

## Résumé :

Après plusieurs décennies de développement, l'interférométrie atomique est devenue un outil extrêmement performant pour mesurer des effets inertiels, tels que des accélérations et des rotations. De telles techniques sont maintenant envisagées pour une future génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles afin de pousser les limites de l'état de l'art des détecteurs actuels. L'instrument MIGA (Matter-wave laser Interferometer Gravitation Antenna) couplera interférométrie atomique et optique pour étudier des perturbations du champ gravitationnel à basse fréquence (Hz et sub-Hz). Il consistera en un réseau de 3 interféromètres atomiques, simultanément interrogés par le champ électromagnétique résonnant au sein de deux cavités optiques de 150 m de long, en utilisant un ensemble d'impulsions de Bragg d'ordre élevé  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ . Des mesures gradiométriques permettront d'acquérir une forte immunité aux bruits sismique et newtonien, qui sont limitants pour les détecteurs terrestres optiques tels que LIGO et Virgo. Une expérience préliminaire est en développement au LP2N, à Talence (France), où un interféromètre est interrogé par deux cavités de 80 cm de long. Pour avoir une taille de faisceau suffisante afin d'interroger efficacement les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  dans des cavités de cette longueur, nous utilisons une géométrie de cavité marginalement stable, constituée de deux miroirs plans situés à la focale d'une lentille biconvexe, où un mode gaussien de rayon de plusieurs mm peut résonner.

## Abstract :

After few decades of development, atom interferometry has become an extremely efficient tool for measuring inertial effects such as accelerations and rotations. Such techniques are now envisioned for a future generation of gravitational wave detectors to push further the limit of the current optical detectors. The Matter-Wave Laser Interferometer Gravitation Antenna (MIGA) instrument will couple atom and optical interferometry to study perturbations of the gravitational field at low-frequencies (Hz and sub-Hz). It will consist of an array of 3 atom interferometers, simultaneously interrogated by the light field resonating inside two 150 m long optical cavities, using a set of high order Bragg pulses  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ . Gradiometric measurements allows a strong immunity to seismic and newtonian noises which limit optical ground-based detectors such as LIGO and Virgo. A preliminary experiment is being developed at the LP2N laboratory, in Talence (France), where a single atomic cloud is interrogated inside two 80 cm long cavities. In order to interrogate efficiently the  $^{87}\text{Rb}$  atoms, a gaussian beam with a radius of several mm resonating inside these cavities is required. This can be achieved by using a marginally stable cavity geometry, composed by two plane mirrors located in the focal planes of a biconvex lens.

---

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>13</b>
1.1	La mécanique quantique, un outil pour la mesure de haute précision . . .	13
1.2	Vers l'observation d'ondes gravitationnelles par interférométrie atomique	14
1.3	Statut de l'expérience . . . . .	18
1.4	Plan du manuscrit . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Eléments de théorie pour l'interférométrie atomique</b>	<b>20</b>
2.1	Principe d'interférométrie . . . . .	21
2.1.1	Interféromètre optique de Mach-Zehnder . . . . .	22
2.1.2	Interférométrie atomique . . . . .	23
2.2	Transitions Raman stimulées . . . . .	24
2.2.1	Système à trois niveaux . . . . .	25
2.2.2	Evolution temporelle . . . . .	27
2.2.3	Séparatrice et miroir à atomes . . . . .	29
2.2.4	Sélection en vitesse . . . . .	30
2.3	Transitions de Bragg . . . . .	30
2.3.1	Diffraction de Bragg d'ordre 1 par un réseau optique . . . . .	30
2.3.2	Condition de résonance . . . . .	31
2.3.3	Evolution temporelle . . . . .	32
2.3.4	Déphasage en sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder avec des impulsions de Bragg . . . . .	33
2.3.5	Transitions de Bragg d'ordre élevé . . . . .	34
2.3.6	Régime de Bragg . . . . .	37
2.3.7	Limites du modèle du régime de Bragg . . . . .	38
2.3.8	Puissance lumineuse nécessaire pour des transitions de Bragg d'ordre élevé . . . . .	39
2.4	Sources de déphasage interférométrique . . . . .	41
2.4.1	Bruit de projection quantique . . . . .	41
2.4.2	Effet des accélérations . . . . .	41

2.4.3	Effet du champ magnétique . . . . .	42
2.5	Sensibilité . . . . .	44
2.5.1	Fonction de sensibilité . . . . .	45
2.5.2	Calcul de la fonction de transfert . . . . .	46
2.5.3	Effet des fluctuations de phase . . . . .	47
2.5.4	Sensibilité des fluctuations du champ magnétique en présence d'un gradient de champ magnétique . . . . .	49
2.5.5	Sensibilité aux vibrations . . . . .	51
2.6	Conclusion . . . . .	52
<b>3</b>	<b>Le projet MIGA</b>	<b>54</b>
3.1	Caractéristiques du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit . . . . .	56
3.1.1	Environnement géologique . . . . .	57
3.1.2	Caractérisation sismique . . . . .	58
3.1.3	Caractérisation magnétique . . . . .	64
3.2	Antenne MIGA au LSBB . . . . .	65
3.2.1	Architecture du démonstrateur . . . . .	66
3.2.2	Cavités et système laser . . . . .	68
3.3	Expériences préliminaires au LP2N . . . . .	70
3.3.1	Prototype de gradiomètre en cavité . . . . .	70
3.3.2	Accéléromètre en cavité . . . . .	71
3.4	Conclusion . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Architecture de la source atomique</b>	<b>73</b>
4.1	Banc laser . . . . .	75
4.1.1	Génération de la lumière . . . . .	75
4.1.2	Génération des faisceaux du Piège Magnéto-Optique à 2 dimensions	76
4.1.3	Génération des fréquences repompeur . . . . .	77
4.1.4	Génération des faisceaux du Piège Magnéto-Optique à 3 dimen- sions et de la détection . . . . .	77
4.1.5	Génération des faisceaux Raman . . . . .	78
4.1.6	Stabilisation en fréquence des lasers . . . . .	79
4.2	Refroidissement . . . . .	81
4.2.1	Piège Magnéto-Optique à 2 Dimensions . . . . .	83
4.2.2	Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions . . . . .	85
4.2.3	Lancement et refroidissement sub-Doppler . . . . .	89
4.2.4	Détermination de la température par temps de vol . . . . .	91
4.2.5	Mesure du nombre d'atomes lancés . . . . .	93

4.3	Préparation et détection . . . . .	93
4.3.1	Séquence de préparation . . . . .	93
4.3.2	Mise en forme des faisceaux Raman . . . . .	96
4.3.3	Détection . . . . .	97
4.4	Spectroscopie Raman . . . . .	101
4.4.1	Raman down . . . . .	102
4.4.2	Raman up . . . . .	104
4.5	Interférométrie Raman . . . . .	105
4.5.1	Etude des oscillations de Rabi . . . . .	106
4.5.2	Interféromètre de Mach-Zehnder . . . . .	108
4.6	Conclusion . . . . .	109
<b>5</b>	<b>Implémentation du résonateur optique</b>	<b>111</b>
5.1	Principe d'un résonateur optique . . . . .	112
5.1.1	Résonance d'une cavité linéaire . . . . .	112
5.1.2	Modes de propagation gaussiens . . . . .	115
5.1.3	Stabilité . . . . .	116
5.1.4	Choix de la géométrie de la cavité . . . . .	118
5.2	Résonateur marginalement stable . . . . .	120
5.2.1	Description du résonateur . . . . .	120
5.2.2	Résonateur semi-dégénéré . . . . .	121
5.2.3	Effet des désalignements longitudinaux . . . . .	122
5.3	Mise en place expérimentale . . . . .	125
5.3.1	Système mécanique . . . . .	126
5.3.2	Génération des fréquences . . . . .	126
5.3.3	Finesse et gain optique . . . . .	131
5.3.4	Asservissement . . . . .	132
5.4	Conclusion . . . . .	137
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>138</b>
<b>A</b>	<b>Schéma de la transition <math>D_2</math> du <math>^{87}\text{Rb}</math> et du <math>^{85}\text{Rb}</math></b>	<b>142</b>
<b>B</b>	<b>Publications</b>	<b>143</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>146</b>



# Chapitre 1

## Introduction

### Contents

---

<b>1.1</b>	<b>La mécanique quantique, un outil pour la mesure de haute précision . . . . .</b>	<b>13</b>
<b>1.2</b>	<b>Vers l’observation d’ondes gravitationnelles par interférométrie atomique . . . . .</b>	<b>14</b>
<b>1.3</b>	<b>Statut de l’expérience . . . . .</b>	<b>18</b>
<b>1.4</b>	<b>Plan du manuscrit . . . . .</b>	<b>19</b>

---

Les études présentées dans ce manuscrit correspondent au travail que j’ai effectué au Laboratoire Photonique Numérique et Nanoscience (LP2N), à Talence (France), au sein du groupe Atomes Froids tout au long de ma thèse, financée par la Direction Générale de L’Armement (DGA). Ces travaux s’inscrivent dans le cadre de la collaboration Matter-wave laser Interferometer Gravitation Antenna (MIGA) visant à développer un démonstrateur pour une future génération de détecteurs d’ondes gravitationnelles, basés sur l’interférométrie atomique. Une première expérience au LP2N a pour but d’étudier la physique mise en jeu dans MIGA, ainsi que de valider la géométrie des interféromètres qui seront implémentés dans le démonstrateur. Le coeur de cette thèse a donc été de développer ainsi que de caractériser cette expérience préliminaire. Nous allons présenter dans ce chapitre introductif le contexte dans lequel se situe le projet MIGA.

### 1.1 La mécanique quantique, un outil pour la mesure de haute précision

Le début du XX<sup>ème</sup> siècle a vu une révolution dans le monde de la physique avec le développement de la mécanique quantique[1]. La dualité onde-corpuscule, postulée

par Louis De Broglie[2, 3], associe à tout corps physique une longueur d'onde (appelée longueur d'onde de De Broglie), traduisant un comportement ondulatoire de ces corps sous certaines conditions, et dont la dynamique est décrite par la célèbre équation de Schrödinger[4]. Cette longueur d'onde étant inversement proportionnelle à la racine carrée de la masse et de la température du corps en question  $\lambda_{DB} \propto \frac{1}{\sqrt{mT}}$ , les corps macroscopiques ne présentent pas ce caractère ondulatoire. Cependant des particules aux niveaux élémentaire, atomique, voire moléculaire, à des températures suffisamment faibles, peuvent avoir une longueur d'onde de De Broglie suffisamment élevée pour être étudiées comme des ondes de matière. Par conséquent, la mécanique quantique commença à prédire des phénomènes ondulatoires tels que des interférences entre ces objets, considérés jusqu'à cette période comme purement corpusculaire. La diffraction d'ondes de matières a pu être observée avec des électrons à la fin des années 1920[5], puis quelques décennies plus tard il a été possible de construire des interféromètres avec des électrons[6, 7] et des neutrons[8].

Au cours de ces dernières décennies, les techniques de refroidissement d'atomes par lasers[9] ont permis d'apporter un fort degré de contrôle sur les atomes, en les piégeant grâce à la pression de radiation exercée par les lasers sur ces derniers, couplée avec un champ magnétique[10, 11, 12]. Ces avancées ont ainsi ouvert la voie vers la réalisation d'interféromètres utilisant des ondes de matières de nature atomique à des fin métrologiques, comme la mesure de la seconde à l'aide d'horloges atomiques[13] depuis sa redéfinition comme *la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133* en 1967, lors de la 13<sup>ème</sup> Conférence Générale des Poids et Mesures[14]. La réalisation d'interféromètres atomiques permet aussi d'opérer des mesures de hautes précisions de constantes fondamentales, telles que la constante de structure fine[15] ou la constante gravitationnelle[16, 17], mais aussi d'apporter des applications en physique fondamentale, à l'image du test du principe d'équivalence faible[18], ou bien de la détection de l'énergie noire[19]. D'autres applications de l'interférométrie atomique ont rendu possible la réalisation de capteurs inertiels présentant une sensibilité à des effets tels que des accélérations[20], des gradients de gravité[21], ou des rotations[22, 23].

## 1.2 Vers l'observation d'ondes gravitationnelles par interférométrie atomique

L'avènement de de la mécanique quantique ne fut pas la seule révolution physique du début du XX<sup>ème</sup> siècle. Quand la théorie quantique décrit avec succès les objets



au niveau microscopique, la théorie de la relativité générale développée par Albert Einstein[24] décrit, quant à elle, l'univers aux échelles planétaires et cosmologiques, en expliquant notamment que l'attraction gravitationnelle entre des corps massifs est provoquée par la déformation de l'espace-temps induite par ces masses. Une des conséquences de la relativité générale est la propagation de fluctuations de perturbations du champ gravitationnel sous forme d'ondes, appelées *ondes gravitationnelles*[25].

Les ondes gravitationnelles sont produites par l'accélération d'objets astrophysiques dans l'univers. L'amplitude de ces ondes est décrite par une variation relative de la distance, que l'on note  $h$ . Il s'agit d'une perturbation transverse quadripolaire de l'espace-temps pouvant prendre deux formes de polarisations : la polarisation  $+$  et la polarisation  $\times$ . Les déformations sont présentées sur la Figure 1.1.

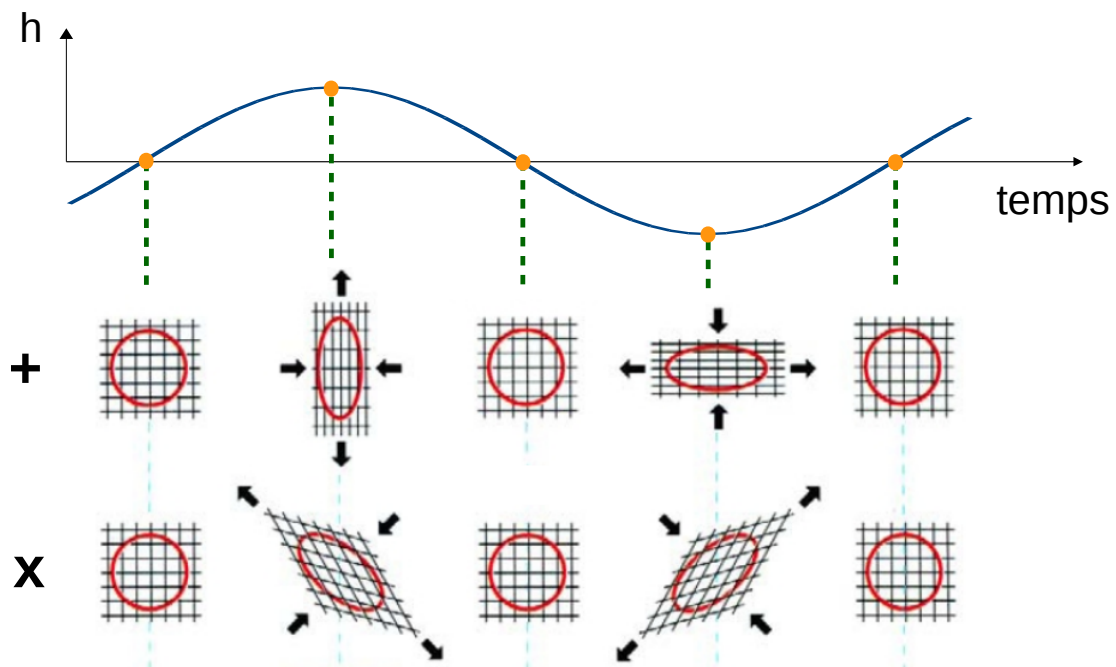


FIGURE 1.1 – Schéma (inspiré de [26]) de l'effet d'une onde gravitationnelle arrivant perpendiculairement au plan d'un ensemble de masses tests représenté par les anneaux rouges. Les effets des deux polarisations sont représentés : polarisation  $+$  en haut et polarisation  $\times$  en bas. Le passage d'une onde gravitationnelle va modifier la distance entre les masses tests.

L'observation des ondes gravitationnelles fut un des enjeux majeurs de la physique à la fin du XX<sup>ème</sup> siècle et au début du XXI<sup>ème</sup> siècle. En effet, elle serait d'une part une confirmation de plus de la théorie de la relativité générale, et d'autre part elle ouvrirait la voie vers un nouveau domaine de l'astrophysique, que l'on nomme *astronomie gravitationnelle*, où l'observation de l'univers se ferait en étudiant les ondes gravitationnelles de manière analogue à l'étude de l'univers avec des ondes électromagnétiques. L'astro-

nomie gravitationnelle possède plusieurs avantages par rapport à l'étude d'objets et de phénomènes astrophysiques avec des ondes électromagnétiques. Les ondes gravitationnelles n'interagissant pas avec la matière, elles ne sont pas déformées après une propagation sur une longue distance. De plus, elles permettraient de donner accès à des phénomènes tels que la phase d'inflation après le Big Bang ou la coalescence de systèmes binaires de trous noirs, qui ne sont pas observables via les ondes électromagnétiques. Cependant, les amplitudes des ondes gravitationnelles sont extrêmement faibles étant donné que la force gravitationnelle est la plus faible des quatre forces fondamentales. De plus, cette amplitude est inversement proportionnelle à la distance de sa source (il s'agit d'ondes sphériques), source qui est très lointaine. Typiquement, les trous noirs sont des objets très massifs pouvant émettre des ondes gravitationnelles, si on estime que la source radio Sagittarius A\*, au centre de la voie lactée, est un trou noir[27], il s'agirait du trou noir le plus proche de la terre à environ 30000 années lumières. La réalisation de détecteurs d'ondes gravitationnelles demande alors des projets d'envergure repoussant constamment les limites technologiques. En septembre 2015, la première détection directe d'une onde gravitationnelle[28], émise par la coalescence de deux trous noirs de 29 et 36 masses solaires, a pu être réalisée avec succès par les détecteurs terrestres de la collaboration LIGO[29] aux Etats-Unis. La déformation maximale mesurée était de  $h = 1.0 \times 10^{-21}$ . Depuis, d'autres ondes gravitationnelles ont été détectées avec les détecteurs LIGO, comme par exemple une onde à nouveau émise par la coalescence de 2 trous noirs[30]. En 2017, une onde gravitationnelle émise par la collision de deux étoiles à neutrons[31] et observée par les détecteurs LIGO et le détecteur Virgo[32] en Italie, a été suivie, environ 1.7 s plus tard, par la détection d'un sursaut gamma produit par la même source via le télescope Gamma-Ray Burst Monitor (GBM)[33], permettant des études d'astronomie multimessager avec des ondes gravitationnelles et des rayons gamma[34]. Les détecteurs LIGO et Virgo utilisent des technologies d'interférométrie optique pour mesurer la différence du temps de passage d'une onde électromagnétique, entre les deux bras des interféromètres, induite par le passage d'une onde gravitationnelle. D'autres projets terrestres basés sur l'interférométrie optique, tels que Kamioka Gravitational Wave Detector (KAGRA)[35] au Japon, ou le projet européen Einstein Telescope (ET)[36], sont en développement. Cependant, la fenêtre de détection de cette génération de détecteurs est limitée en dessous de quelques dizaines de Hertz par le bruit sismique et le bruit newtonien. Une manière de s'affranchir de ces limitations, est de développer des détecteurs spatiaux où le bruit sismique n'existe pas et le bruit newtonien est beaucoup plus faible. C'est le cas des projets LISA[37] (Laser Interferometer Space Antenna) et DECIGO[38] (DECi-hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory), où trois satellites placés dans une configuration triangulaire communiquent

en envoyant un faisceau laser l'un vers l'autre. La distance entre ces satellites va définir la sensibilité en fréquences des détecteurs :  $10^6$  km pour eLISA, soit une sensibilité entre 0.1 mHz et 1 Hz, et  $10^3$  km pour DECIGO, soit une sensibilité entre 0.1 et 10 Hz. Avec des projets tels que EPTA[39] (European Pulsar Timing Array), IPTA[40] (International Pulsar Timing Array) ou SKA[41] (Square Kilometre Array pulsar), d'autres méthodes de détection, se basant sur l'analyse de réseaux de pulsars, sont étudiées pour des fréquences plus basses, de l'ordre de  $10^{-9}$  -  $10^{-8}$  Hz. Sur la Figure 1.2 sont représentées les sensibilités des différents détecteurs (en projet et en fonctionnement) représentant l'état de l'art actuel en matière de détection d'ondes gravitationnelles.

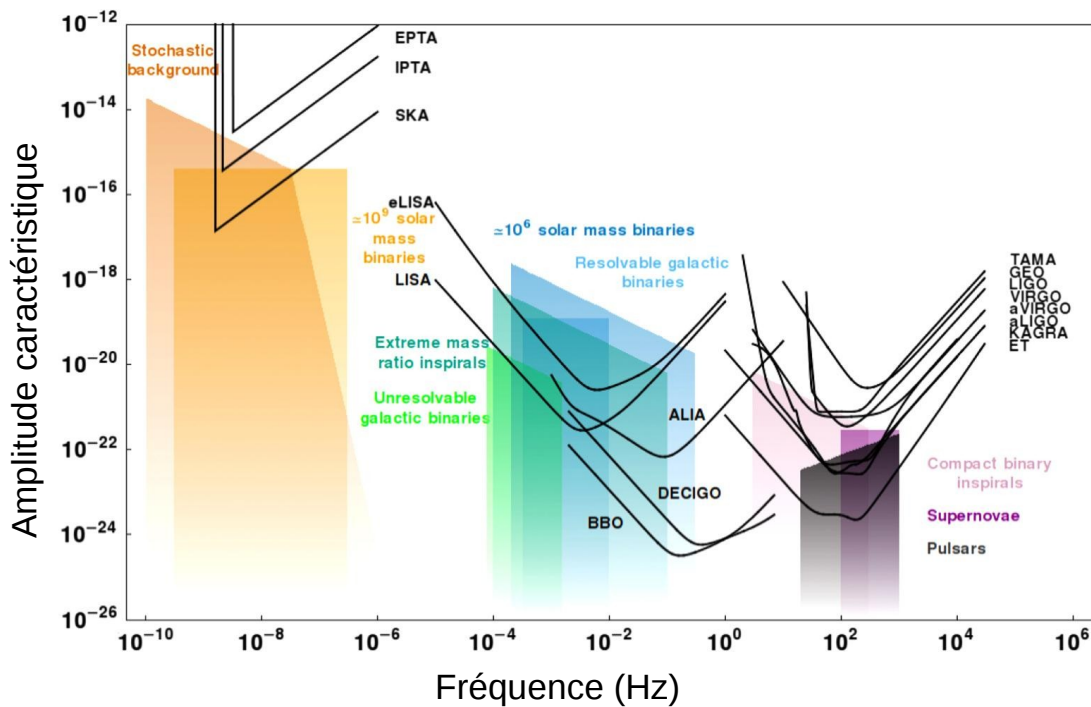


FIGURE 1.2 – Figure (issue de [42]) représentant les sensibilités des différents projets de détecteurs d'ondes gravitationnelles. Les surfaces colorées représentent les amplitudes, en fonction de la fréquence, des ondes gravitationnelles pour différentes sources.

En ce qui concerne la détection d'ondes gravitationnelles de fréquences sub-Hz avec des détecteurs optiques spatiaux, les principaux inconvénients sont, d'une part le coût financier que représente tous les types de projets spatiaux, et d'autre part qu'il est extrêmement difficile de modifier le détecteur une fois dans l'espace. Pour détecter des ondes gravitationnelles de l'ordre de quelques Hz, d'autres méthodes de détection terrestre sont envisagées. Depuis une dizaine d'années, l'utilisation de réseaux d'interféromètres atomiques, interrogés par les mêmes faisceaux lasers, est envisagée pour

l'observation d'ondes gravitationnelles[43, 44, 45]. Le principe est alors d'utiliser des atomes comme sonde pour mesurer, via un processus d'interférométrie atomique, le déphasage induit par le passage d'une onde gravitationnelle entre l'aller et le retour d'un faisceau laser. En corrélant plusieurs interféromètres atomiques avec le même faisceau laser, il est possible d'opérer des mesures différentielles permettant de rejeter en grande partie les bruits sismique et newtonien. C'est dans ce cadre que le projet MIGA[46] vise à construire un démonstrateur, où trois interféromètres atomiques seront interrogés par des faisceaux d'interrogations intra-cavité via des transitions de Bragg. L'utilisation de cavités optiques permettra, d'une part de filtrer la phase du faisceau laser qui impacte usuellement les mesures d'interférométrie atomique, et d'autre part de bénéficier d'un gain optique rendant possible la réalisation de transitions de Bragg d'ordre élevé, afin d'augmenter la sensibilité des interféromètres. L'instrument MIGA n'a pas été conçu pour être sensible aux ondes gravitationnelles, il s'agira d'un démonstrateur qui produira une preuve de principe pour la mesure de perturbations du champ gravitationnel à des fréquences de l'ordre de quelques Hz. Cet instrument servira aussi de banc de test pour caractériser et modéliser le bruit newtonien dans un environnement bas bruit tel que le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB)[47].

### 1.3 Statut de l'expérience

Avant de construire le démonstrateur, il est nécessaire de développer des expériences préliminaires à échelle réduite. La première expérience fait l'objet de cette thèse, elle consiste en un accéléromètre atomique en cavité qui testera la géométrie des interféromètres du démonstrateur, et étudiera l'interférométrie de Bragg en cavité. Les travaux de thèse, présentés dans ce manuscrit, portent sur la mise en place de cette expérience, ainsi que ses premières caractérisations.

Lors de mon arrivée en thèse, la source atomique, assemblée au laboratoire Système de Référence Temps-Espace (SYRTE), à Paris (France), servant à préparer les atomes, venait d'être livrée au LP2N. Celle-ci n'étant pas encore opérationnelle, une partie des travaux consista à la mise en fonctionnement de cette source (écriture des séquences de contrôle, installation du système d'acquisition, obtention d'atomes refroidis au niveau de quelques  $\mu\text{K}$ , caractérisation et optimisation du système de détection, mise en fonctionnement du système de faisceaux Raman servant à la préparation des atomes, etc...) tout en indiquant au SYRTE les améliorations devant être apportées pour les versions suivantes de sources atomiques qui seront utilisées sur le démonstrateur. D'un autre côté, le design de la cavité de cette expérience venait d'être établi, le montage et la

caractérisation étaient alors déjà initiés, les premiers travaux sur cette cavité ayant été réalisés par la première doctorante sur le projet[48]. Au cours de cette thèse, nous avons apporté des améliorations techniques sur la cavité, et poursuivi ses caractérisations.

## 1.4 Plan du manuscrit

La suite du manuscrit s'organisera en quatre chapitres.

Dans le chapitre 2, nous introduirons les éléments de théorie nécessaires pour décrire les processus physiques utilisés dans MIGA. Nous introduirons le concept d'interférométrie atomique et nous présenterons de manière théorique les outils, tels que les transitions Raman stimulées et les transitions de Bragg, qui sont utilisés pour manipuler les atomes. Nous présenterons aussi les calculs d'effets qui influent sur le déphasage des interféromètres atomiques utilisés dans MIGA, ainsi que les calculs de leurs sensibilités à différentes sources de bruits.

Le chapitre 3 sera consacré à une présentation générale du projet MIGA, où l'on décrira l'architecture du démonstrateur ainsi que les caractéristiques sismiques et magnétiques du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) où il sera installé. Nous évaluerons la sensibilité des interféromètres aux bruits magnétique et sismique du site, grâce aux calculs du chapitre 2.

Une description de la géométrie de la première version de la source atomique utilisée dans l'expérience préliminaire et servant à préparer les atomes sera détaillée dans le chapitre 4. Des présentations du banc laser ainsi que des étapes de préparations et de détection seront données. Les caractérisations et les premières mesures avec les faisceaux de préparation Raman seront ensuite présentées.

Le chapitre 5 sera dédié au résonateur optique utilisé dans l'expérience préliminaire. Après avoir rappelé quelques notions sur les cavités, nous présenterons la géométrie de la cavité, justifierons son choix, et montrerons les résultats d'une étude numérique des effets du mode intra-cavité sur la probabilité de transition avec les atomes. La mise en place expérimentale de la cavité sera ensuite présentée.

Pour finir nous conclurons cette thèse et discuterons des perspectives de l'expérience, ainsi que du projet.

# Chapitre 2

## Eléments de théorie pour l'interférométrie atomique

### Contents

---

<b>2.1</b>	<b>Principe d'interférométrie . . . . .</b>	<b>21</b>
2.1.1	Interféromètre optique de Mach-Zehnder . . . . .	22
2.1.2	Interférométrie atomique . . . . .	23
<b>2.2</b>	<b>Transitions Raman stimulées . . . . .</b>	<b>24</b>
2.2.1	Système à trois niveaux . . . . .	25
2.2.2	Evolution temporelle . . . . .	27
2.2.3	Séparatrice et miroir à atomes . . . . .	29
2.2.4	Sélection en vitesse . . . . .	30
<b>2.3</b>	<b>Transitions de Bragg . . . . .</b>	<b>30</b>
2.3.1	Diffraction de Bragg d'ordre 1 par un réseau optique . . . . .	30
2.3.2	Condition de résonance . . . . .	31
2.3.3	Evolution temporelle . . . . .	32
2.3.4	Déphasage en sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder avec des impulsions de Bragg . . . . .	33
2.3.5	Transitions de Bragg d'ordre élevé . . . . .	34
2.3.6	Régime de Bragg . . . . .	37
2.3.7	Limites du modèle du régime de Bragg . . . . .	38
2.3.8	Puissance lumineuse nécessaire pour des transitions de Bragg d'ordre élevé . . . . .	39
<b>2.4</b>	<b>Sources de déphasage interférométrique . . . . .</b>	<b>41</b>
2.4.1	Bruit de projection quantique . . . . .	41
2.4.2	Effet des accélérations . . . . .	41

2.4.3	Effet du champ magnétique . . . . .	42
<b>2.5</b>	<b>Sensibilité . . . . .</b>	<b>44</b>
2.5.1	Fonction de sensibilité . . . . .	45
2.5.2	Calcul de la fonction de transfert . . . . .	46
2.5.3	Effet des fluctuations de phase . . . . .	47
2.5.4	Sensibilité des fluctuations du champ magnétique en présence d'un gradient de champ magnétique . . . . .	49
2.5.5	Sensibilité aux vibrations . . . . .	51
<b>2.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>52</b>

---

Afin de réaliser un interféromètre atomique, il faut être capable de créer une superposition cohérente entre deux états atomiques. Les ondes associées à ces états vont alors interférer en les recombinaison. L'utilisation de transitions de Bragg[49] avec des lasers permet de manipuler ces états, l'impulsion transmise aux atomes lors des transitions va alors donner à l'interféromètre une sensibilité aux effets inertiels. Il est important, avant d'entrer dans l'interféromètre, que les atomes soient préparés dans un état magnétique pur et possèdent une vitesse bien définie. Nous allons présenter dans ce chapitre le fonctionnement d'un interféromètre atomique, puis nous donnerons une description théorique des transitions Raman servant à la préparation magnétique et en vitesse des atomes. Nous décrirons ensuite le fonctionnement des transitions de Bragg qui serviront à réaliser le processus d'interférométrie, et calculerons le déphasage de l'interféromètre. Après avoir présenté les principaux effets influant sur ce déphasage, nous calculerons la sensibilité de l'interféromètre au bruit de phase du laser, au gradient de champ magnétique, ainsi qu'aux vibrations.

## 2.1 Principe d'interférométrie

L'interférométrie est une technique, couramment utilisée en physique, se basant sur le phénomène d'interférences entre plusieurs ondes. On retrouve ce phénomène d'interférence pour tout les types d'ondes (acoustiques, électromagnétiques, etc...). Le principe d'un interféromètre est de séparer une onde sur deux trajectoires distinctes, puis de recombinaison les deux ondes produites après un temps de propagation. Le phénomène d'interférence se produisant lors de cette recombinaison dépend de la différence de phase accumulée entre les deux trajectoires, la mesure de cette différence de phase permettant alors de donner accès à l'influence des sources de déphasages entre les deux ondes. La mise en application des techniques d'interférométrie en optique a pu permettre un certain nombre d'observations expérimentales majeures. À titre d'exemples nous pouvons citer l'expérience de Michelson-Morley[50, 51], où Albert Abraham Mi-

chelson et Edward Morley ont, en élaborant un interféromètre à division d'amplitude (aujourd'hui appelé interféromètre de Michelson), remis en doute l'existence de l'éther et mis en évidence l'invariance de la vitesse de la lumière par rapport au référentiel. Pour citer une observation plus récente, une première onde gravitationnelle[28] a pu être observée directement par la collaboration LIGO[29], en utilisant deux interféromètres géants et améliorés de Michelson. L'interférométrie optique a aussi ouvert des applications dans des domaines industriels, comme le gyromètre laser[52] ou le gyromètre à fibre optique[53]. En utilisant le phénomène d'interférence entre des ondes de matières, il est possible de construire des interféromètres atomiques permettant de faire des mesures inertielles de haute précision.

### 2.1.1 Interféromètre optique de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder (Figure 2.1) est l'équivalent d'un interféromètre de Michelson en version dépliée. Une source laser produit un faisceau lumineux d'in-

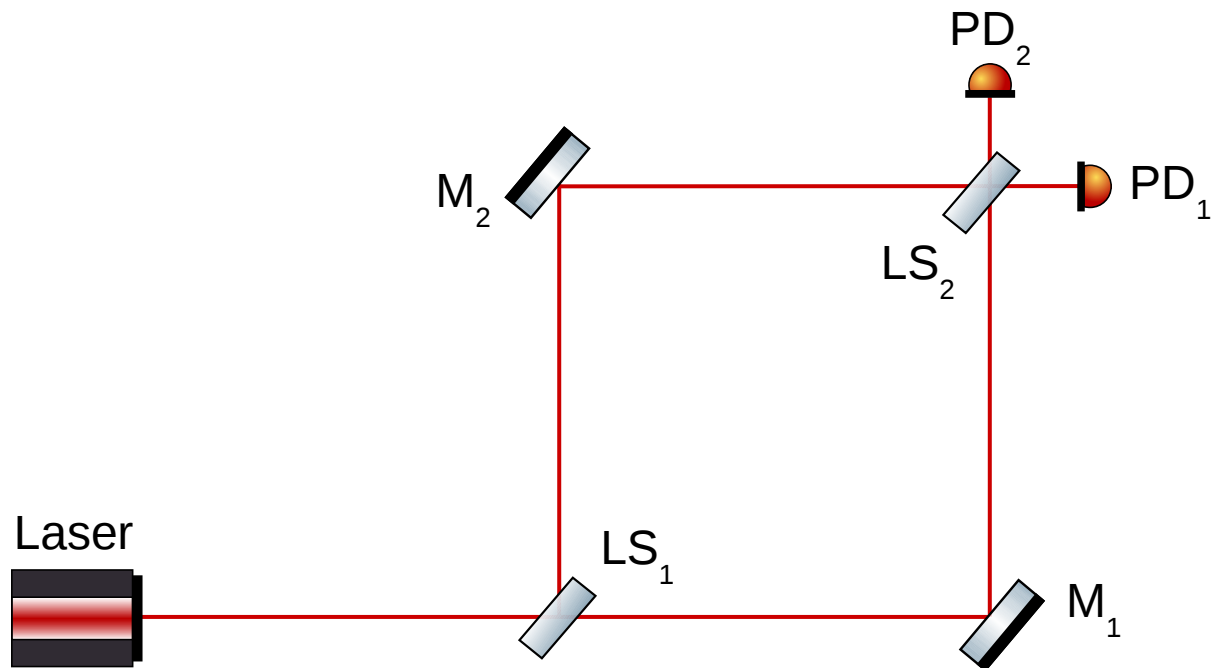


FIGURE 2.1 – Interféromètre de Mach-Zehnder. *LS* : *Lame séparatrice*. *M* : *Miroir*. *PD* : *Photodiode*.

tensité  $I$ , qui est séparé en deux trajectoires perpendiculaires par une lame séparatrice ( $LS_1$ ). Deux miroirs ( $M_1$  et  $M_2$ ) permettent de faire croiser les faisceaux, qui sont recombinaisonnés par une deuxième lame séparatrice ( $LS_2$ ). Deux photodiodes ( $PD_1$  et  $PD_2$ ) permettent de mesurer l'intensité lumineuse après les deux sorties de  $LS_2$ .



Si le trajet optique entre les deux chemins optiques est identique, alors aucun déphasage n'est créé entre les deux bras de l'interféromètre, les deux faisceaux vont interférer lors de la recombinaison, et les intensités mesurées sur les photodiodes PD<sub>1</sub> et PD<sub>2</sub> vaudront respectivement  $I_1 = 0$  et  $I_2 = I$ . En créant un déphasage  $\Delta\Phi$  d'un bras par rapport à l'autre, par exemple en introduisant un matériau entre M<sub>2</sub> et LS<sub>2</sub> créant un retard temporel, le phénomène d'interférence lors de la recombinaison des deux trajets dépendra de  $\Delta\Phi$ , et l'intensité mesurée par PD<sub>1</sub>, s'agissant d'une interférence classique à deux ondes, sera donnée par :

$$I_1 = \frac{I}{2}[1 - \cos(\Delta\Phi)] \quad (2.1)$$

Ainsi, en observant l'intensité en sortie de l'interféromètre, il est possible de mesurer  $\Delta\Phi$ .

### 2.1.2 Interférométrie atomique

Si pour les interféromètres optiques les ondes sont de nature électromagnétique et la matière (miroirs et lames séparatrices) sert à manipuler ces ondes, pour l'interférométrie atomique les rôles peuvent être inversés. Des ondes de matières, associées à des états atomiques, peuvent être manipulées avec des impulsions lasers permettant de diffracter, réfléchir, et recombinaison ces ondes.

Considérons un modèle simple d'atome à deux niveaux  $|\alpha\rangle$  et  $|\beta\rangle$ , d'énergies respectives  $E_\alpha$  et  $E_\beta$ , avec  $E_\alpha < E_\beta$ . Une onde de matière, associée à l'état  $|\alpha\rangle$ , interagit à l'instant  $t = 0$  avec un faisceau laser, résonant avec la transition  $|\alpha\rangle \rightarrow |\beta\rangle$ , et permettant de séparer cette onde de matière en une superposition cohérente et équiprobable des deux états  $|\alpha\rangle$  et  $|\beta\rangle$  (séparatrice à atomes). Après un temps  $T$ , les ondes de matière interagissent avec un deuxième faisceau laser, réfléchissant les états  $|\alpha\rangle$  en  $|\beta\rangle$  et  $|\beta\rangle$  en  $|\alpha\rangle$  (miroir à atomes). En attendant de nouveau un temps  $T$ , où les deux trajectoires (classiques) se croisent, les ondes vont de nouveau interagir avec un faisceau laser (séparatrice à atomes) permettant de les recombinaison<sup>1</sup>. La Figure 2.2 montre un schéma permettant de visualiser l'interféromètre atomique dans le domaine temporel. Il se trouve, en sortie de l'interféromètre, une superposition des états  $|\alpha\rangle$  et  $|\beta\rangle$ . La probabilité  $P_{|\beta\rangle}$  de mesurer l'état  $|\beta\rangle$  en sortie de l'interféromètre est alors :

$$P_{|\beta\rangle} = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta\Phi_{at})] \quad (2.2)$$

---

1. Nous montrerons, dans les deux sections suivantes, comment il est possible de générer des séparatrices et des miroirs à atomes.

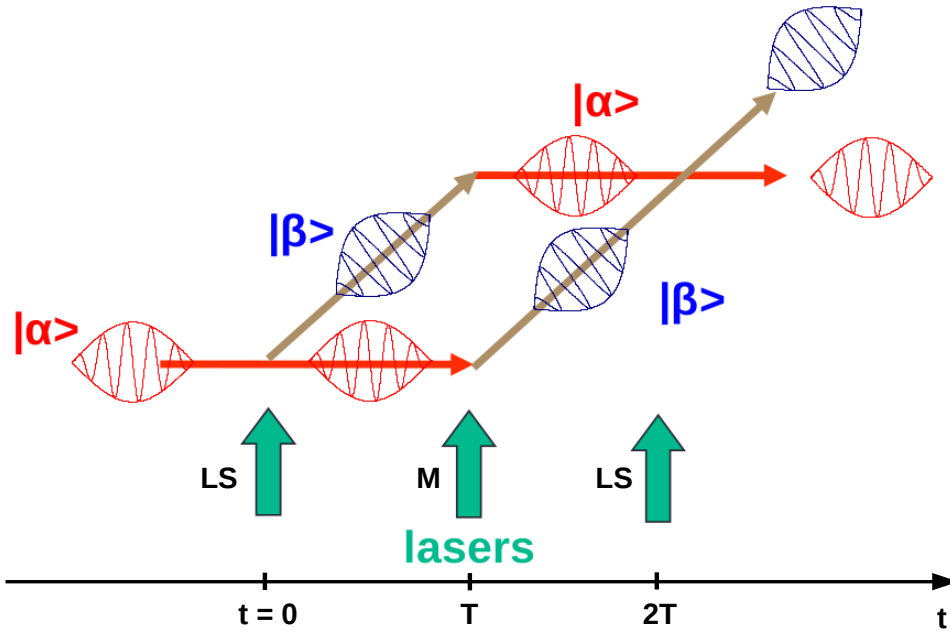


FIGURE 2.2 – Interféromètre atomique de type Mach-Zehnder. *LS* : lame séparatrice. *M* : Miroir.

où  $\Delta\Phi_{at}$  est le déphasage accumulé par les ondes de matière parcourant les deux bras de l'interféromètre. La structure de cet interféromètre est analogue à celle d'un interféromètre optique de Mach-Zehnder. En faisant entrer dans l'interféromètre un nombre  $N$  d'atomes dans l'état  $|\alpha\rangle$  et en mesurant en sortie les populations  $N_{|\alpha\rangle}$  et  $N_{|\beta\rangle}$  des deux états, on peut calculer :

$$P_{|\beta\rangle} = \frac{N_{|\beta\rangle}}{N_{|\beta\rangle} + N_{|\alpha\rangle}} \quad (2.3)$$

et donc remonter à  $\Delta\Phi_{at}$ .

## 2.2 Transitions Raman stimulées

Afin de réaliser un interféromètre, il faut être capable de générer des séparatrices et miroirs à atomes permettant de manipuler les états atomiques. L'outil communément utilisé pour interagir avec des ondes de matières est la lumière, et plus précisément le laser. Le choix des atomes que l'on fera interférer est soumis à plusieurs contraintes. Premièrement, il faut choisir des transitions atomiques qui soient compatibles avec la technologie laser actuelle, et plus particulièrement la technologie laser fibrée si on veut réaliser des systèmes robustes et compacts. De plus, afin d'éviter des pertes par émission spontanée, la durée de vie des états atomiques mis en jeu doit être suffisamment longue par rapport à la durée de l'interféromètre. Les atomes alcalins se présentent

alors comme d'excellents candidats pour l'interférométrie atomique. Dans le cas de l'atome de Rubidium 87, utilisé dans les interféromètres du projet MIGA, les deux sous niveaux hyperfins de l'état fondamental  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$  et  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  ont une durée de vie très grande (quelques semaines pour  $F = 2$ , l'état  $F = 1$  correspond à l'état de plus faible énergie et sa durée de vie est limitée par la durée de vie du noyau, qui est de l'ordre de  $10^{10}$  années) devant les échelles de temps caractéristiques d'une expérience d'interférométrie atomique (jusqu'à quelques centaines de ms). Afin de rendre l'interféromètre sensible aux effets inertiels, il est nécessaire d'avoir une grande séparation spatiale entre chaque bras en transférant une grande quantité de mouvement, et ainsi coupler des états externes. Pour cela, on utilise un troisième niveau intermédiaire ( $|5^2P_{3/2}\rangle$ ), dont la durée de vie est très faible ( $\sim 26$  ns). Les atomes vont procéder à une transition à 2 photons en absorbant un premier photon, puis en émettant un deuxième dans l'autre direction par émission stimulée. Les atomes passent alors de l'état  $F = 1$  à l'état  $F = 2$  (et inversement)<sup>2</sup>. La transition entre les états  $|5^2S_{1/2}\rangle$  et  $|5^2P_{3/2}\rangle$ , appelée transition D<sub>2</sub>, met en jeu une longueur d'onde lumineuse de  $\sim 780,2$  nm. La technologie laser est alors très adaptée pour atteindre ces longueurs d'ondes, en particulier toutes les technologies fibrées où le développement de la technologie telecom (à 1560 nm) a rendu possible la manipulation des fréquences lasers à 1560 nm, et donc à 780 nm après doublage de fréquence. Nous allons voir dans cette section comment il est possible de générer des lames séparatrices et des miroirs à atomes avec des transitions Raman stimulées.

### 2.2.1 Système à trois niveaux

La transition Raman étant une transition à deux photons, pour la décrire il faut se placer dans une représentation de système à trois niveaux où les atomes passent de l'état  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$  (que l'on écrira  $|g\rangle$ ) à l'état  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$  (que l'on écrira  $|e\rangle$ ), en passant par un état intermédiaire  $|i\rangle$  défini comme l'état excité  $|5^2P_{3/2}, F = 1\rangle$ . Les 3 niveaux sont couplés en faisant interagir les atomes avec deux lasers de pulsations  $\omega_{f1}$  et  $\omega_{f2}$  désaccordés d'une fréquence  $\Delta_R$  par rapport à l'état  $|i\rangle$ . La Figure 2.3 décrit ce système. Un atome, initialement dans l'état  $|g\rangle$ , va absorber un photon d'énergie  $\hbar\omega_{f1}$  pour passer dans l'état  $|i\rangle$ , puis émettre un photon d'énergie  $\hbar\omega_{f2}$  pour passer dans l'état  $|e\rangle$ . Il existe deux configurations possibles :

**Configuration co-propageante :** Les deux fréquences laser se propagent dans la même direction, l'atome va donc absorber et émettre chaque photon dans la même direction. Il en résulte alors un changement d'impulsion entre les deux états de  $\hbar(\vec{k}_{f1} -$

---

<sup>2</sup>. L'annexe A présente un schéma de la transition D<sub>2</sub> du <sup>87</sup>Rb avec la transition Raman.

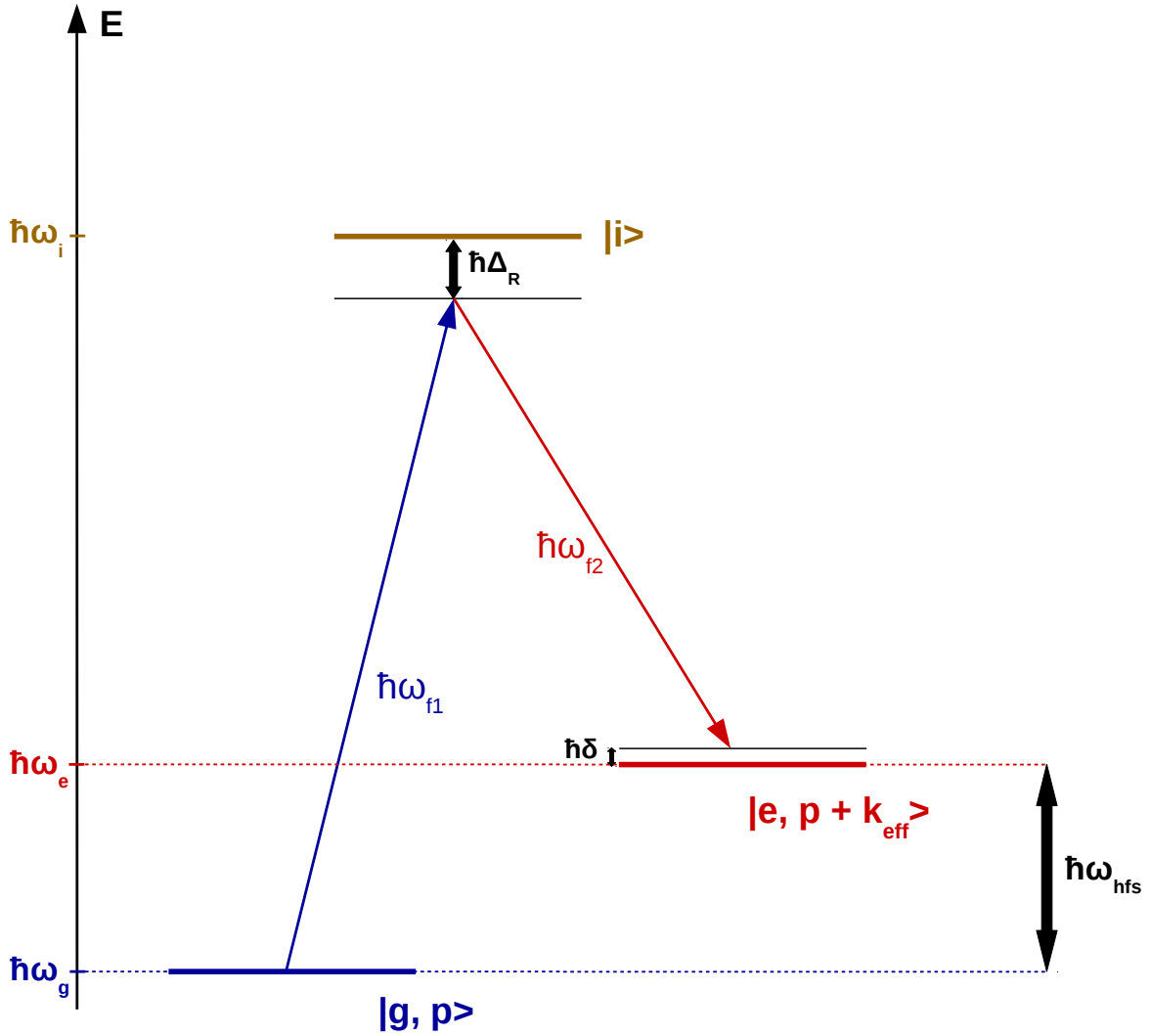


FIGURE 2.3 – Système à 3 niveaux. Deux fréquences  $\omega_{f1}$  et  $\omega_{f2}$  permettent de réaliser la transition à 2 photons entre les états  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$  séparés de  $\omega_{hfs} \simeq 6,834$  GHz.

$\vec{k}_{f2}) = \hbar\vec{k}_{hfs}$ , soit un changement de vitesse des atomes d'environ  $10^{-4}$  mm.s<sup>-1</sup> dans la direction des lasers.

**Configuration contra-propagante :** Les deux fréquences laser se propagent dans deux directions opposées, l'atome va donc absorber et émettre chaque photon dans deux directions opposées. Il en résulte alors un changement d'impulsion entre les deux états de  $\hbar(\vec{k}_{f1} - \vec{k}_{f2}) \simeq \hbar\vec{k}_{eff}$ , soit un changement de vitesse des atomes d'environ 11.8 mm.s<sup>-1</sup>.

Dans l'expérience, les faisceaux Raman seront en configuration contra-propagante afin de manipuler les états externes des atomes. Les transitions se font donc sur les états externes que l'on notera  $|g, \vec{p}\rangle$  et  $|e, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{eff}\rangle$ .

La conservation de l'énergie impose :

$$\hbar(\omega_{f1} - \omega_{f2}) = E_{|e, \vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff}\rangle} - E_{|g, \vec{p}\rangle} \quad (2.4)$$

Et donc :

$$\omega_{f1} - \omega_{f2} = \omega_{hfs} + \omega_{Doppler} + \omega_R \quad (2.5)$$

où  $m$  est la masse des atomes. On identifie les termes  $\omega_{Doppler} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m}$  et  $\omega_R = \frac{\hbar k_{eff}^2}{2m}$  comme respectivement les termes de déplacement Doppler et de recul à deux photons.

### 2.2.2 Evolution temporelle

Nous allons maintenant étudier l'évolution temporelle de ce système pour calculer l'évolution des populations atomiques dans chaque état. Considérons alors l'interaction du système à trois niveaux avec les deux champs lasers s'écrivant :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{f1} &= \vec{E}_{f1,0} \cos(\omega_{f1}t - \vec{k}_{f1} \cdot \vec{r} + \phi_{f1}) = \frac{1}{2} \vec{E}_{f1,0} \left[ e^{i(\omega_{f1}t - \vec{k}_{f1} \cdot \vec{r} + \phi_{f1})} + e^{-i(\omega_{f1}t - \vec{k}_{f1} \cdot \vec{r} + \phi_{f1})} \right] \\ \vec{E}_{f2} &= \vec{E}_{f2,0} \cos(\omega_{f2}t - \vec{k}_{f2} \cdot \vec{r} + \phi_{f2}) = \frac{1}{2} \vec{E}_{f2,0} \left[ e^{i(\omega_{f2}t - \vec{k}_{f2} \cdot \vec{r} + \phi_{f2})} + e^{-i(\omega_{f2}t - \vec{k}_{f2} \cdot \vec{r} + \phi_{f2})} \right] \end{aligned}$$

En se plaçant dans le cas où le désaccord  $\Delta_R$  est grand devant les pulsations de Rabi associées aux transitions  $|g, \vec{p}\rangle$  vers  $|i\rangle$ , et  $|e, \vec{p} + \vec{k}_{eff}\rangle$  vers  $|i\rangle$ , nous pouvons éliminer adiabatiquement tous les coefficients d'évolution liés à l'état  $|i\rangle$  devant les coefficients liés aux états  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$  [54, 55], et ainsi amener le problème à un système à deux niveaux  $|g, \vec{p}\rangle$ ,  $|e, \vec{p} + \vec{k}_{eff}\rangle$  d'énergies  $\hbar\omega_g = \hbar\omega_{g,int} + \frac{\vec{p}^2}{2m}$  et  $\hbar\omega_e = \hbar\omega_{e,int} + \frac{(\vec{p} + \hbar \vec{k}_{eff})^2}{2m}$  ( $\hbar\omega_{g,int}$  et  $\hbar\omega_{e,int}$  étant les énergies des états internes  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$ ). L'évolution temporelle de ce système est décrite par l'hamiltonien :

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Omega_{AC,e} & \Omega_{eff} e^{-i(\delta t + \phi_{eff})} \\ \Omega_{eff}^* e^{i(\delta t + \phi_{eff})} & \Omega_{AC,g} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

avec  $\phi_{eff} = \phi_{f1} - \phi_{f2}$  la différence de phase laser vue par les atomes, et  $\delta = (\omega_{f1} - \omega_{f2}) - (\omega_e - \omega_g)$  le désaccord de la transition Raman. Nous définissons la pulsation de Rabi effective du système par  $\Omega_{eff} = \frac{\Omega_{1g}^* \Omega_{2e}}{2\Delta_R}$ , où  $\Omega_{kl} = -\frac{\langle i | \vec{d} \cdot \vec{E}_k | l \rangle}{\hbar}$ ,  $\vec{d}$  étant le moment dipolaire des atomes. Les termes diagonaux de l'hamiltonien correspondent aux termes de déplacement lumineux à un photon des niveaux  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$ . Dans le cas de grands désaccords Raman ( $\Delta_R \gg \delta$ ,  $\omega_{Doppler}$ ,  $\omega_R$ , ce qui sera toujours le cas expérimentalement),

les termes de déplacement lumineux à un photon s'écrivent[55] :

$$\Omega_{AC,g} = \frac{|\Omega_{1g}|^2}{4\Delta_R} + \frac{|\Omega_{2g}|^2}{4(\Delta_R - \omega_{hfs})} \quad (2.7)$$

$$\Omega_{AC,e} = \frac{|\Omega_{1e}|^2}{4(\Delta_R + \omega_{hfs})} + \frac{|\Omega_{2e}|^2}{4\Delta_R} \quad (2.8)$$

Nous pouvons définir la matrice  $S(t_0, \tau, \phi_{eff})$  décrivant l'évolution de la fonction d'onde  $|\Psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle$ , dans la base  $|g\rangle, |e\rangle$ , pendant les temps  $t_0$  et  $t_0 + \tau$  :

$$\begin{pmatrix} c_e(t_0 + \tau) \\ c_g(t_0 + \tau) \end{pmatrix} = S(t_0, \tau, \phi_{eff}) \begin{pmatrix} c_e(t_0) \\ c_g(t_0) \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Pour déterminer cette matrice, on se place dans une base tournante dont on détermine les vecteurs propres  $|\lambda_+\rangle, |\lambda_-\rangle$ . Dans cette base, l'évolution des vecteurs propres est  $|\lambda_\pm\rangle(t) = |\lambda_\pm\rangle(t=0)e^{-iE_{\lambda_\pm}t/\hbar}$ , avec  $E_{\lambda_\pm}$  l'énergie propre associée à  $|\lambda_\pm\rangle$ . On peut alors déterminer la matrice  $S$  par le changement de base  $|g\rangle, |e\rangle \rightarrow |\lambda_+\rangle, |\lambda_-\rangle$  (les calculs détaillés pour déterminer cette matrice peuvent être trouvés dans [55, 56]) :

$$(2.10) \quad S(t_0, \tau, \phi_{eff}) = e^{-i(\Omega_{AC,g} + \Omega_{AC,e})\frac{\tau}{2}} \begin{pmatrix} e^{-i(\frac{\delta}{2} + \omega_e\tau)} [\cos(\frac{\Omega_R\tau}{2}) - i\frac{\delta}{\Omega_R} \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2})] & e^{-i(\frac{\delta}{2} + \omega_e\tau)} [-ie^{-i(\omega_{12}t_0 + \phi_{eff})} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2})] \\ e^{i(\frac{\delta}{2} - \omega_g\tau)} [-ie^{-i(\omega_{12}t_0 + \phi_{eff})} \frac{|\Omega_{eff}|}{\Omega_R} \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2})] & e^{i(\frac{\delta}{2} - \omega_g\tau)} [\cos(\frac{\Omega_R\tau}{2}) + i\frac{\delta}{\Omega_R} \sin(\frac{\Omega_R\tau}{2})] \end{pmatrix}$$

où on a posé  $\omega_{12} = \omega_{f1} - \omega_{f2}$ .

$\Omega_R$  est défini par :

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta - \delta_{AC})^2} \quad (2.11)$$

$\delta_{AC} = \Omega_{AC,e} - \Omega_{AC,g}$  est le terme de déplacement lumineux différentiel.

Expérimentalement, il est possible de compenser le déplacement lumineux différentiel de telle sorte que  $\delta_{AC} \simeq 0$ , en choisissant judicieusement le rapport d'intensité entre les deux fréquences laser en fonction du désaccord  $\Delta_R$ . En considérant que  $|\Omega_{1g}| \simeq |\Omega_{1e}| = |\Omega_1|$  et  $|\Omega_{2g}| \simeq |\Omega_{2e}| = |\Omega_2|$ , on a :

$$\delta_{AC} = |\Omega_1|^2 \left( \frac{1}{\Delta_R + \omega_{hfs}} - \frac{1}{\Delta_R} \right) + |\Omega_2|^2 \left( \frac{1}{\Delta_R} - \frac{1}{\Delta_R - \omega_{hfs}} \right) \quad (2.12)$$

On peut alors montrer que  $\delta_{AC} = 0$  si le ratio d'intensité entre les deux fréquences Raman est :

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{|\Omega_2|^2}{|\Omega_1|^2} = \frac{\omega_{hfs} - \Delta_R}{\omega_{hfs} + \Delta_R} \quad (2.13)$$

Les calculs détaillés pour arriver à ces résultats peuvent être trouvés dans de nombreuses références telles que [55, 56, 57, 58]. Le choix a été fait dans cette thèse de présenter les résultats clés pour comprendre la dynamique du système.

### 2.2.3 Séparatrice et miroir à atomes

Plaçons nous à résonance, dans le cas où le déplacement différentiel est annulé ( $\delta = \delta_{AC} = 0$ ), et considérons qu'un état initialement "pur"  $\begin{pmatrix} c_e(t=0) = 0 \\ c_g(t=0) = 1 \end{pmatrix}$  commence à interagir avec un faisceau Raman au temps  $t = t_0 = 0$ .

Si on prend un temps d'interaction  $\tau_{\frac{\pi}{2}}$  tel que  $\Omega_R \tau_{\frac{\pi}{2}} = \frac{\pi}{2}$ , la matrice d'évolution de cette impulsion s'écrit alors :

$$S_{\frac{\pi}{2}}(t_0 = 0, \phi_{eff}) = \frac{e^{-i(\Omega_{AC,g} + \Omega_{AC,e})\frac{\tau_{\frac{\pi}{2}}}{2}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\omega_e \tau_{\frac{\pi}{2}}} & -ie^{-i(\omega_e \tau_{\frac{\pi}{2}} + \phi_{eff})} \\ -ie^{i(-\omega_g \tau_{\frac{\pi}{2}} + \phi_{eff})} & e^{-i\omega_g \tau_{\frac{\pi}{2}}} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Soit :

$$S_{\frac{\pi}{2}}(t_0 = 0, \phi_{eff}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{e^{-i(\Omega_{AC,g} + \Omega_{AC,e})\frac{\tau_{\frac{\pi}{2}}}{2}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -ie^{-i(\omega_e \tau_{\frac{\pi}{2}} + \phi_{eff})} \\ e^{-i\omega_g \tau_{\frac{\pi}{2}}} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

L'état après l'impulsion devient une superposition cohérente et équiprobable entre les deux états  $|g, \vec{p}\rangle$  et  $|e, \vec{p} + \vec{k}_{eff}\rangle$ . On a alors réalisé une séparatrice à atomes.

Si on prend un temps d'interaction  $\tau_{\pi}$  tel que  $\Omega_R \tau_{\pi} = \pi$ , la matrice d'évolution de cette impulsion s'écrit alors :

$$S_{\pi}(t_0 = 0, \phi_{eff}) = e^{-i(\Omega_{AC,g} + \Omega_{AC,e})\frac{\tau_{\pi}}{2}} \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i(\omega_e \tau_{\pi} + \phi_{eff})} \\ -ie^{-i(\omega_g \tau_{\pi} + \phi_{eff})} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Soit :

$$S_{\pi}(t_0 = 0, \phi_{eff}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = e^{-i(\Omega_{AC,g} + \Omega_{AC,e})\frac{\tau_{\pi}}{2}} \begin{pmatrix} -ie^{-i(\omega_e \tau_{\pi} + \phi_{eff})} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

La population de l'état initial  $|g, \vec{p}\rangle$  a été totalement transférée dans l'état  $|e, \vec{p} + \vec{k}_{eff}\rangle$ . On a alors réalisé un miroir à atomes.

### 2.2.4 Sélection en vitesse

Dans le cas d'une transition contra-propageante, la vitesse transmise aux atomes est environ  $10^5$  fois plus grande que pour une transition co-propageante, rendant alors la condition de résonance bien plus sensible au terme de déplacement Doppler  $\omega_{Doppler} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{k}_{eff}}{m} = \vec{v} \cdot \vec{k}_{eff}$ . Cette résonance dépend de la vitesse  $\vec{v}$  des atomes par rapport au faisceau Raman. Le choix du décalage en fréquence  $\delta = k_{eff} v_L$  autour de la résonance permet d'adresser une certaine classe de vitesse centrée autour de la vitesse  $v_L$ , dans l'axe du faisceau d'interrogation, et dont la largeur  $\sigma_{sel} \propto \frac{1}{\tau}$  est inversement proportionnelle à la durée  $\tau$  de l'impulsion. Dans les sources atomiques de MIGA, nous utilisons une transition Raman contra-propageante en exerçant une impulsion  $\pi$ , afin de sélectionner une certaine classe de vitesse qui obéit à la condition de résonance des transitions de Bragg de l'interféromètre (voir section 2.3).

## 2.3 Transitions de Bragg

Les transitions Raman sont utilisées pour la préparation des atomes. L'interféromètre est quant à lui généré par des transitions de Bragg. Dans cette section nous allons décrire le processus de transition de Bragg du premier ordre dans un premier temps, puis nous décrirons les transitions d'ordre élevé. Nous montrerons alors qu'il est aussi possible de créer des séparatrices et des miroirs à atomes via ces transitions. Ce processus est très similaire aux transitions Raman stimulées, à la différence près que les états atomiques mis en jeu sont seulement des états externes, l'état interne restant inchangé.

### 2.3.1 Diffraction de Bragg d'ordre 1 par un réseau optique

La Figure 2.4 (a) montre le schéma d'une transition de Bragg du point de vue des états internes. Supposons un atome initialement dans l'état interne  $|e\rangle$  avec une impulsion  $\hbar\vec{k}_0$  (voir Figure 2.4 (b)), cet atome va interagir avec un faisceau laser rétro-réfléchi de fréquence  $\omega_f$  accordée sur la transition  $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$ , avec un décalage de  $\Delta_B$ . L'onde électromagnétique rétro-réfléchie forme un réseau que l'on appellera réseau de Bragg. Considérons l'onde de matière décrite par la fonction d'onde  $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 e^{i(\omega t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r})}$  dont on pose la phase à l'origine comme nulle. L'atome peut alors absorber un photon d'impulsion  $-\hbar\vec{k}$  pour passer dans l'état  $|i\rangle$  puis émettre un photon d'impulsion  $\hbar\vec{k}$  par émission stimulée pour retomber dans l'état  $|e\rangle$ . L'onde diffractée s'écrit :

$$\Psi_{diff}(\vec{r}, t) = \alpha \Psi_0 e^{i(\omega t - \vec{k}_0 \cdot \vec{r})} e^{-i2\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d)} = \alpha \Psi(\vec{r}, t) e^{-i2\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d)} \quad (2.18)$$



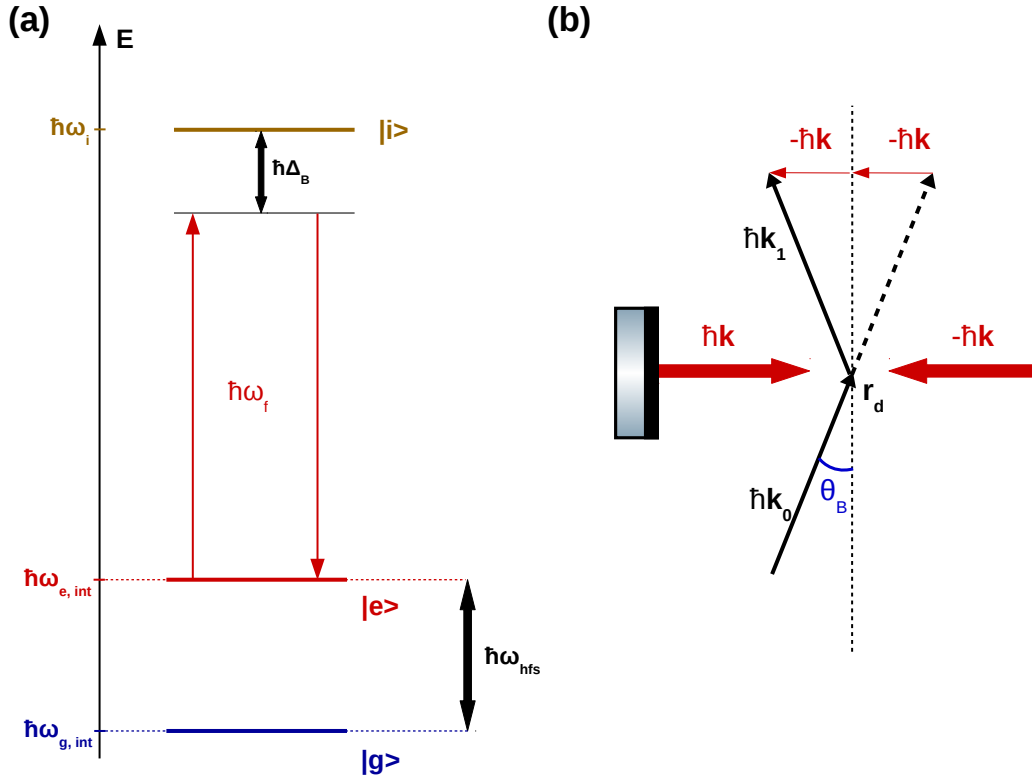


FIGURE 2.4 – (a) Schéma de la transition de Bragg. Les états internes initial et final sont les mêmes. (b) Diffraction de Bragg d'ordre 1.  $\hbar\vec{k}_0$  : impulsion initiale de l'atome.  $\hbar\vec{k}_1$  : Impulsion finale de l'atome.  $\hbar\vec{k}$  : Impulsion des photons.

avec  $\vec{r}_d$  la position dans le réseau où l'onde de matière est diffractée, et  $\alpha$  l'amplitude de diffraction.

### 2.3.2 Condition de résonance

L'impulsion de l'atome après la transition est  $\hbar\vec{k}_1$ . Le processus de diffraction de Bragg est un processus élastique. L'état interne final étant le même que l'état interne initial, les conservations de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique s'écrivent :

$$\hbar\vec{k}_1 = \hbar\vec{k}_0 - 2\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}_0 - \hbar\vec{k}_{eff} \quad (2.19)$$

$$E_{|e,\hbar\vec{k}_0\rangle} = E_{|e,\hbar(\vec{k}_0-2\vec{k})\rangle} \quad (2.20)$$

Cela impose que la projection de l'impulsion initiale  $\hbar\vec{k}_0$  sur l'axe du faisceau doit être égale à  $\hbar\vec{k}$ . L'angle  $\theta_B$  (appelé angle de Bragg) entre la direction moyenne des atomes et la direction définie par la normale à l'axe du faisceau laser doit donc obéir à :

$$\sin(\theta_B) = \frac{k}{k_0} \quad (2.21)$$

Il s'agit de la condition de résonance de Bragg. Ce processus couple les états externes  $|e, \hbar\vec{k}\rangle$  et  $|e, -\hbar\vec{k}\rangle$ . La Figure 2.5 montre le schéma de la transition illustrant la conservation de l'énergie cinétique, où l'on a tracé les états en fonction de l'impulsion des atomes.

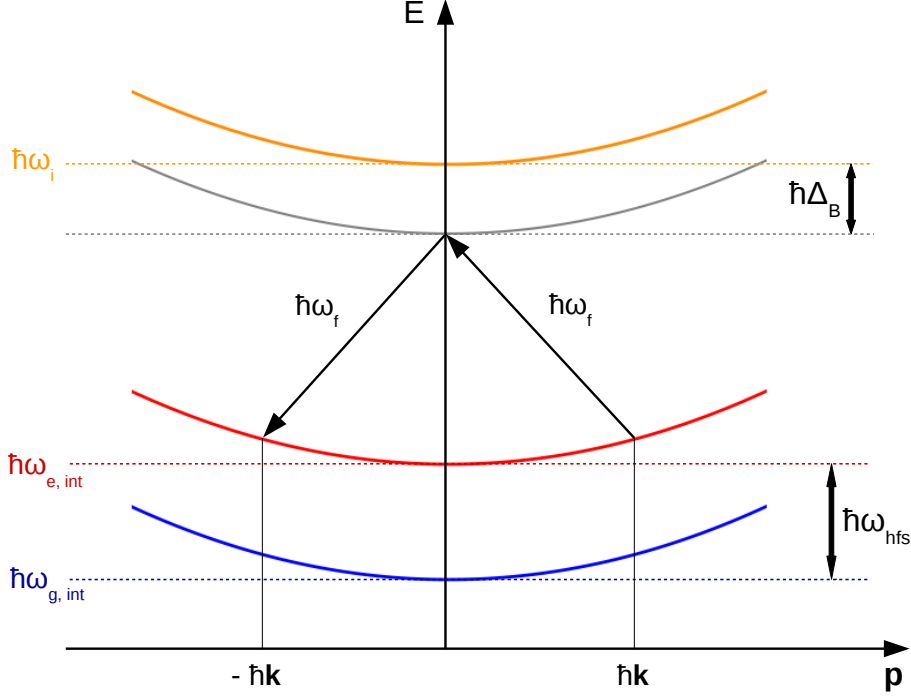


FIGURE 2.5 – Schéma de la transition de Bragg d'ordre 1 entre les deux états externes d'impulsions  $\hbar\vec{k}$  et  $-\hbar\vec{k}$ .

### 2.3.3 Evolution temporelle

Considérons l'interaction atome-laser avec un champ laser :

$$\vec{E}_f = \vec{E}_{f,0} \cos(\omega_f t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_f) = \frac{1}{2} \vec{E}_{f,0} \left[ e^{i(\omega_f t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_f)} + e^{-i(\omega_f t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_f)} \right] \quad (2.22)$$

Comme pour les transitions Raman, en se plaçant dans le cas où  $\Delta_B$  est grand devant la pulsation de Rabi associée à la transition  $|e, \pm\hbar\vec{k}\rangle \rightarrow |i\rangle$ , nous pouvons nous ramener à un système à deux niveaux  $|e, \hbar\vec{k}\rangle, |e, -\hbar\vec{k}\rangle \equiv |\hbar\vec{k}\rangle, |-\hbar\vec{k}\rangle$ , d'énergies  $\hbar\omega_e = \hbar\omega_{e,int} + \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m}$ , dont l'évolution temporelle est décrite par la fonction d'onde :

$$|\Psi(t)\rangle = c_+(t) |\hbar\vec{k}\rangle + c_-(t) |-\hbar\vec{k}\rangle \quad (2.23)$$

Dans la base  $|\hbar\vec{k}\rangle, |-\hbar\vec{k}\rangle$ , l'hamiltonien du système est alors :

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Omega_{AC} & \Omega_{eff} e^{-i\phi_{eff}} \\ \Omega_{eff}^* e^{i\phi_{eff}} & \Omega_{AC} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

avec  $\phi_{eff} = 2\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d) = \vec{k}_{eff} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d)$  la phase imprimée sur les atomes par le réseau de Bragg. La pulsation de Rabi effective vaut  $\Omega_{eff} = \frac{\Omega_0^2}{\Delta_B}$ , où  $\Omega_0 = -\frac{\langle i | \vec{d} \vec{E}_f | e \rangle}{\hbar}$  est la pulsation de Rabi associée à la transition  $|e, \pm \hbar \vec{k}\rangle \rightarrow |i\rangle$ , et  $\vec{d}$  est le moment dipolaire des atomes. Dans le cas des transitions de Bragg, le terme de déplacement lumineux est le même pour les états initial et final, et vaut :

$$\Omega_{AC} = \frac{\Omega_0^2}{4\Delta_B} \quad (2.25)$$

Les matrices de transfert des impulsions  $\frac{\pi}{2}$  et  $\pi$  associées à ce système sont déterminées de la même manière que celles pour les transitions Raman :

$$S_{\frac{\pi}{2}}(t_0 = 0, \phi_{eff}) = \frac{e^{-2i\Omega_{AC}\frac{\tau\pi}{2}}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\omega_e\tau\frac{\pi}{2}} & -ie^{-i(\omega_e\tau\frac{\pi}{2} + \phi_{eff})} \\ -ie^{i(\omega_e\tau\frac{\pi}{2} + \phi_{eff})} & e^{-i\omega_e\tau\frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$S_{\pi}(t_0 = 0, \phi_{eff}) = e^{-2i\Omega_{AC}\frac{\tau\pi}{2}} \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i(\omega_e\tau\pi + \phi_{eff})} \\ -ie^{i(\omega_e\tau\pi + \phi_{eff})} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

### 2.3.4 Déphasage en sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder avec des impulsions de Bragg

Un interféromètre atomique de Bragg, de type Mach-Zehnder, est construit en exerçant 3 impulsions de Bragg  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ , chacune des impulsions étant séparée d'un temps d'évolution libre  $T$ . Les matrices  $S_{\frac{\pi}{2}}$  et  $S_{\pi}$  permettent de décrire l'évolution de la fonction d'onde lors des impulsions. La matrice décrivant l'évolution libre, que l'on notera  $S_l$ , est obtenue en faisant tendre  $\Omega_{eff}$  vers 0 dans la matrice  $S$  :

$$S_l = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_e T} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega_e T} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

La séquence d'interférométrie est représentée sur la Figure 2.6.

Partant de l'état pur  $\begin{pmatrix} c_-(t=0) = 0 \\ c_+(t=0) = 1 \end{pmatrix}$ , l'état en sortie de l'interféromètre s'écrit, en supposant que la pulsation de Rabi est la même pour chaque impulsion :

$$\begin{pmatrix} c_-(2T + \tau_{\pi} + 2\tau_{\frac{\pi}{2}}) \\ c_+(2T + \tau_{\pi} + 2\tau_{\frac{\pi}{2}}) \end{pmatrix} = S_{\frac{\pi}{2}}(2T + \tau_{\frac{\pi}{2}} + \tau_{\pi}, \phi_{eff,3}) S_l(T) S_{\pi}(T + \tau_{\frac{\pi}{2}}, \phi_{eff,2}) S_l(T) S_{\frac{\pi}{2}}(0, \phi_{eff,1}) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

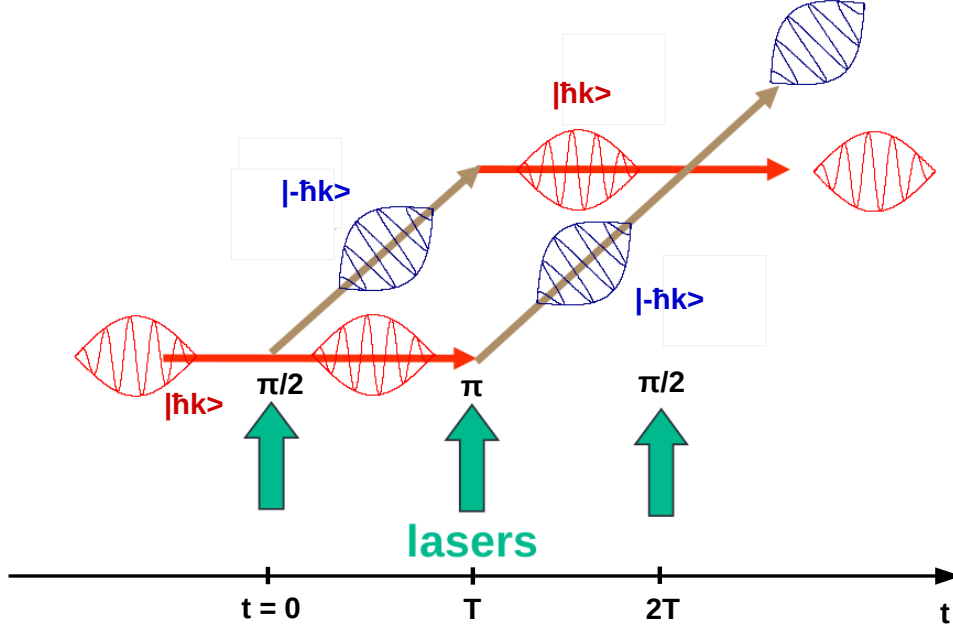


FIGURE 2.6 – Interféromètre atomique de type Mach-Zehnder avec des transitions de Bragg. Les impulsions sont séparées d'un temps d'évolution libre  $T$ .

où  $\phi_{eff,i}$  ( $i = 1; 2; 3$ ) est la phase laser imprimée sur les atomes lors de la  $i^{\text{ème}}$  impulsion. On peut alors calculer la probabilité de transition en sortie de l'interféromètre :

$$P = |c_-(2T + \tau_\pi + 2\tau_{\frac{\pi}{2}})|^2 = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta\Phi_{at})] \quad (2.29)$$

où  $\Delta\Phi_{at} = \phi_{eff,1} - 2\phi_{eff,2} + \phi_{eff,3}$  est le déphasage accumulé par les ondes de matière parcourant les deux bras de l'interféromètre.

### 2.3.5 Transitions de Bragg d'ordre élevé

Lors du processus de diffraction par le réseau de Bragg, il est aussi possible de coupler les états  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  et  $| -n\hbar\vec{k}\rangle$  afin d'opérer une transition de Bragg d'ordre  $n$ . Le processus peut être vu comme l'absorption de  $n$  photons et l'émission de  $n$  photons (Figure 2.7). La condition de résonance devient dans ce cas :

$$\sin(\theta_B) = n \frac{k}{k_0} \quad (2.30)$$

La phase laser imprimée sur les atomes est proportionnelle à  $n$  :  $\phi_{eff} = 2n\vec{k} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_d)$ , ce qui augmente la sensibilité de l'interféromètre d'un facteur  $n$  par rapport aux transitions d'ordre 1. Les transitions étant des transitions à  $2n$  photons, les atomes vont passer par des états intermédiaires d'impulsions  $q\hbar\vec{k}$  (avec  $q$  un entier entre  $-n$  et  $n$ ). On

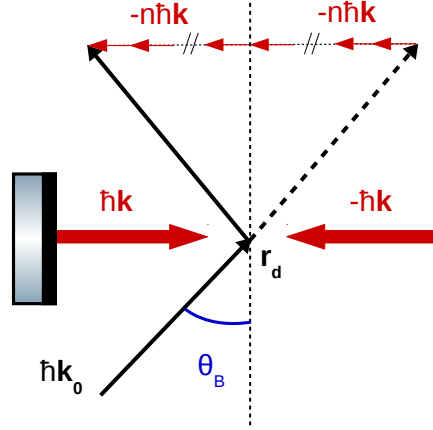


FIGURE 2.7 – Diffraction de Bragg d'ordre  $n$ .  $\vec{\hbar k}_0$  : impulsion initiale de l'atome.  $\vec{\hbar k}_1$  : Impulsion finale de l'atome.  $\vec{\hbar k}$  : Impulsion des photons.

ne peut donc pas se ramener de manière systématique à un problème à deux niveaux entre les états externes  $|n\vec{\hbar k}\rangle$  et  $|-n\vec{\hbar k}\rangle$ . Pour comprendre le mécanisme ayant lieu lors d'une transition d'ordre élevée, nous allons rappeler quelques résultats présentés dans la référence [49], et verrons sous quelles conditions nous pouvons nous ramener à un système oscillant entre les deux états externes  $|\pm n\vec{\hbar k}\rangle$ . Nous devons donc aborder le problème en étudiant le système à deux niveaux  $|e\rangle, |i\rangle$  (représenté sur la Figure 2.4 (a)). Le système interagit toujours avec le champ laser rétro-réfléchi de pulsation  $\omega_f$  et décalé en fréquence de  $\Delta_B$  par rapport à la résonance  $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$ , dont on définit l'orientation sur l'axe  $z$ . L'hamiltonien est alors :

$$H = \frac{p^2}{2m} - \hbar\Delta_B |i\rangle \langle i| + \hbar\Omega_0 \cos(kz)(|i\rangle \langle e| + c.c) \quad (2.31)$$

où  $\Omega_0$  est la pulsation de Rabi à un photon (considérée constante) associée à la transition  $|e\rangle \rightarrow |i\rangle$ .

La fonction d'onde s'écrit :

$$|\Psi(t)\rangle = c_e(z, t) |e\rangle + c_i(z, t) |i\rangle \quad (2.32)$$

En appliquant l'équation de Schrödinger  $i\hbar\frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H |\Psi(t)\rangle$ , on trouve les équations couplées :

$$i\hbar\dot{c}_i(z, t) = \frac{p^2}{2m} c_i(z, t) + \hbar\Omega_0 \cos(kz) c_e(z, t) - \hbar\Delta_B c_i(z, t) \quad (2.33)$$

$$i\hbar\dot{c}_e(z, t) = \frac{p^2}{2m} c_e(z, t) + \hbar\Omega_0 \cos(kz) c_i(z, t) \quad (2.34)$$

Considérant que  $\Delta_B \gg \Omega_0$ , on peut éliminer adiabatiquement l'état  $|i\rangle$  et obtenir l'équation :

$$i\hbar\dot{c}_e(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 c_e(z, t)}{\partial z^2} + \frac{\hbar\Omega_0^2}{\Delta_B} \cos^2(kz) c_e(z, t) \quad (2.35)$$

Il s'agit alors d'une équation avec un potentiel spatial périodique invariant par translation d'un multiple de  $\frac{\pi}{k}$ . On peut donc appliquer le théorème de Bloch et décomposer la solution de cette équation sous la forme :

$$c_e(t, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} c_{e,p}(t) e^{ipkz} \quad (2.36)$$

En utilisant cette expression de  $c_e(t, z)$  dans l'équation (2.35) et en développant  $\cos(kz)$  avec la formule d'Euler on obtient :

$$i\hbar \sum_{p=-\infty}^{\infty} \dot{c}_{e,p} e^{ipkz} = \hbar \sum_{p=-\infty}^{\infty} [(\omega_r p^2 + \Omega) c_{e,p} + \frac{\Omega}{2} (c_{e,p+2} + c_{e,p-2})] e^{ipkz} \quad (2.37)$$

où on définit  $\Omega = \frac{\Omega_0^2}{2\Delta_B}$  comme la pulsation de Rabi à deux photons et  $\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m}$  la pulsation de recul à un photon.

On a pour tout  $p$  entier :

$$\hbar \dot{c}_{e,p} = \hbar(\omega_r p^2 + \Omega) c_{e,p} + \frac{\hbar\Omega}{2} (c_{e,p+2} + c_{e,p-2}) \quad (2.38)$$

Cette équation nous indique que seuls les états ayant la même parité sont couplés. La Figure 2.8 représente le couplage entre les états de même parité lorsque les atomes ont une impulsion initiale de  $-n\hbar\vec{k}$ .

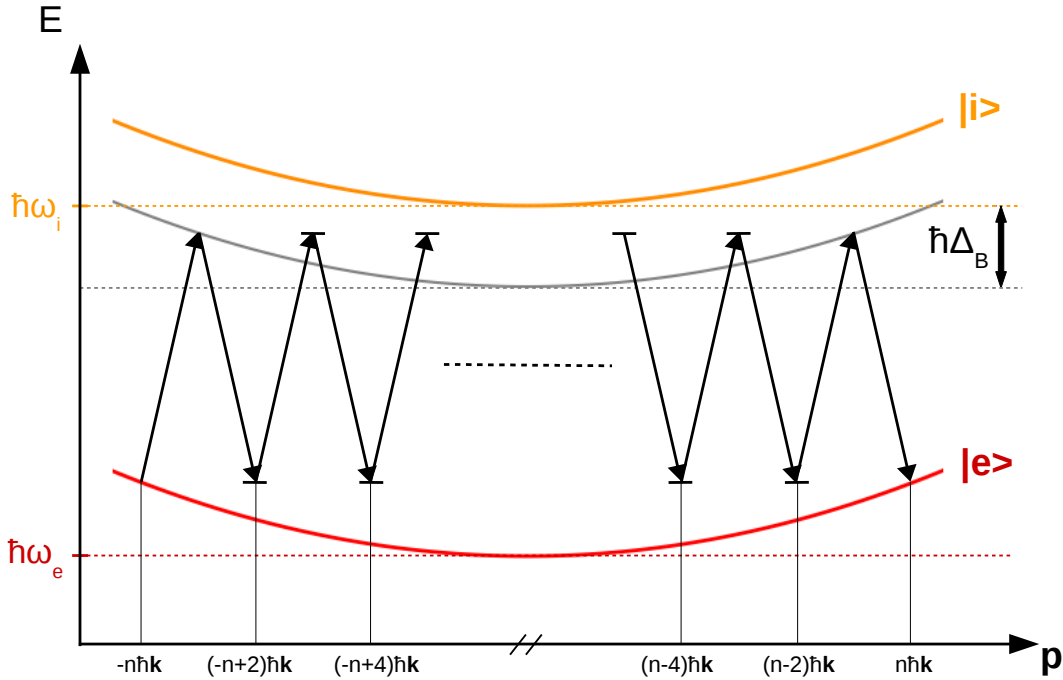


FIGURE 2.8 – Schéma de la transition de Bragg d'ordre  $n$  avec une impulsion initiale de  $-n\hbar\vec{k}$ .

### 2.3.6 Régime de Bragg

Nous allons maintenant considérer que les atomes sont initialement dans l'état  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$ , les conditions initiales sont alors  $c_{e,-n}(t=0) = 1$  et  $c_{e,m}(t=0) = 0$  pour tout  $m \neq -n$ . Pour les états intermédiaires d'impulsions  $(-n+2q)\hbar\vec{k}$  (avec  $q$  un entier tel que  $0 < q < n$ ), l'équation d'évolution (2.38) devient :

$$i\hbar\dot{c}_{e,-n+2q} = 4q(q-n)\hbar\omega_r c_{e,-n+2q} + \frac{\hbar\Omega}{2}(c_{e,-n+2q+2} + c_{e,-n+2q-2}) \quad (2.39)$$

où nous avons soustrait l'offset  $n^2\hbar\omega_r + \hbar\Omega$  à l'échelle d'énergie afin de simplifier les équations. On considère que les coefficients  $c_{e,i}$  et  $\dot{c}_{e,i}$  sont nuls pour  $i > n$  et  $i < -n$ .

Le régime de Bragg est un cas particulier où le processus est considéré comme suffisamment lent pour pouvoir éliminer adiabatiquement les états intermédiaires. Cette condition est vérifiée si :

$$|4q^2 - 4nq|\hbar\omega_r \gg \hbar\Omega \quad (2.40)$$

nous permettant de considérer que  $\dot{c}_{e,-n+2q} \simeq 0$ . On peut montrer, de proche en proche, que[49] :

$$c_{e,-n+2q} = -\frac{\hbar\Omega}{8} \frac{1}{(nq_q^2)\hbar\omega_r} c_{e,-n} \quad (2.41)$$

On a alors :

$$i\dot{c}_{e,-n} = \frac{\Omega_{eff}}{2} c_{e,n} \quad (2.42)$$

$$i\dot{c}_{e,n} = \frac{\Omega_{eff}}{2} c_{e,-n} \quad (2.43)$$

où on a défini la pulsation de Rabi effective entre les états  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega^n}{(8\omega_r)^{n-1}[(n-1)!]^2} \quad (2.44)$$

Ces équations ont pour solutions :

$$c_{e,-n}(t) = \cos\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) \quad (2.45)$$

$$c_{e,n}(t) = -i \sin\left(\frac{\Omega_{eff}t}{2}\right) \quad (2.46)$$

Dans le régime de Bragg, seuls les états  $|\pm n\hbar\vec{k}\rangle$  sont peuplés et on retrouve bien les équations d'évolutions d'un système à deux niveaux où l'on obtient un miroir à atomes en prenant  $t = \tau_\pi$  tel que  $\Omega_{eff}\tau_\pi = \pi$ , et une séparatrice en prenant  $t = \tau_{\frac{\pi}{2}}$  tel que  $\Omega_{eff}\tau_{\frac{\pi}{2}} = \frac{\pi}{2}$ .

### 2.3.7 Limites du modèle du régime de Bragg

Le régime de Bragg est un cas particulier où les états intermédiaires ne sont pas peuplés. La condition (2.40) revient à écrire :

$$\Omega_{eff} \ll \frac{8(n-1)^n \omega_r}{2^n [(n-1)!]^2} \quad (2.47)$$

Cela impose donc une condition sur la durée de l'impulsion de Bragg. Si cette condition n'est pas respectée, il y aura des pertes dans les états intermédiaires et donc une réduction de l'efficacité de transition. C'est le régime de quasi-Bragg.

On remarque assez vite que les durées d'impulsion nécessaires pour rester dans le régime de Bragg doivent être très élevées, par exemple pour une transition d'ordre  $n = 5$ , le temps  $\tau_\pi$  d'une impulsion  $\pi$  doit obéir à  $\tau_\pi \gg \pi \frac{2^n [(n-1)!]^2}{8(n-1)^n \omega_r} \simeq 298 \mu\text{s}$ . Des impulsions avec un temps d'interaction de l'ordre de quelques ms sont pas envisageables du fait qu'elles sont bien trop sélectives en vitesse. La durée d'impulsion nécessaire pour rester dans le régime de Bragg est d'autant plus grande que l'ordre de diffraction  $n$  est grand, comme l'illustre la Figure 2.9 où nous avons tracé (en haut) la pulsation  $\Omega_{eff,lim} = \frac{8(n-1)^n \omega_r}{2^n [(n-1)!]^2}$  par unité de  $\omega_r = 2\pi \times 3.7710 \text{ kHz}$ , devant laquelle  $\Omega_{eff}$  doit être faible en fonction de  $n$ , ainsi que la valeur  $\tau_{\pi,lim} = \frac{\pi}{\Omega_{eff}}$  (en bas), devant laquelle le temps  $\tau_\pi$  d'une impulsion  $\pi$  doit être grand ( $\tau_\pi \gg \tau_{\pi,lim}$ ) en fonction de  $n$ .

La durée nécessaire des impulsions pour rester dans le régime de Bragg étant trop importante, cela nous force à entrer dans le régime de quasi-Bragg où les états intermédiaires peuvent être peuplés. Pour obtenir un couplage entre les états  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  plus efficace dans le régime de quasi-Bragg, il est possible de moduler temporellement l'intensité du laser d'interrogation lors des impulsions. En donnant une forme temporelle gaussienne à la pulsation de Rabi à deux photons :  $\Omega(t) = \Omega_{max} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$ , on peut alors atteindre des régimes oscillant entre les états  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|n\hbar\vec{k}\rangle$ , où les transitions deviennent plus efficace[49, 59]. La résolution des équations d'évolution (2.38), avec une pulsation de Rabi dépendante du temps dont la forme est gaussienne[49, 60], permet de calculer l'évolution des états en fonction de la durée de l'impulsion gaussienne définie par  $\sigma$ . La Figure 2.10 présente la probabilité de transition de l'état  $|-5\hbar\vec{k}\rangle$  vers  $|5\hbar\vec{k}\rangle$  (ordre de diffraction  $n = 5$ ) en fonction de  $\sigma$ , pour différentes valeurs de  $\Omega_{max}$ . Pour  $\Omega_{max} = 50 \text{ kHz}$  on est encore dans le régime de Bragg, le temps d'interaction pour avoir un transfert total de population est très long. Pour des pulsations plus élevées, on arrive à obtenir un transfert total pour des temps beaucoup plus raisonnables. Par exemple, avec  $\Omega_{max} = 200 \text{ kHz} = 52\omega_r$ , on atteint un transfert total pour une durée d'impulsion de  $\sigma = 17 \mu\text{s}$  où le système commence à osciller entre les états  $|-5\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|5\hbar\vec{k}\rangle$ . À des



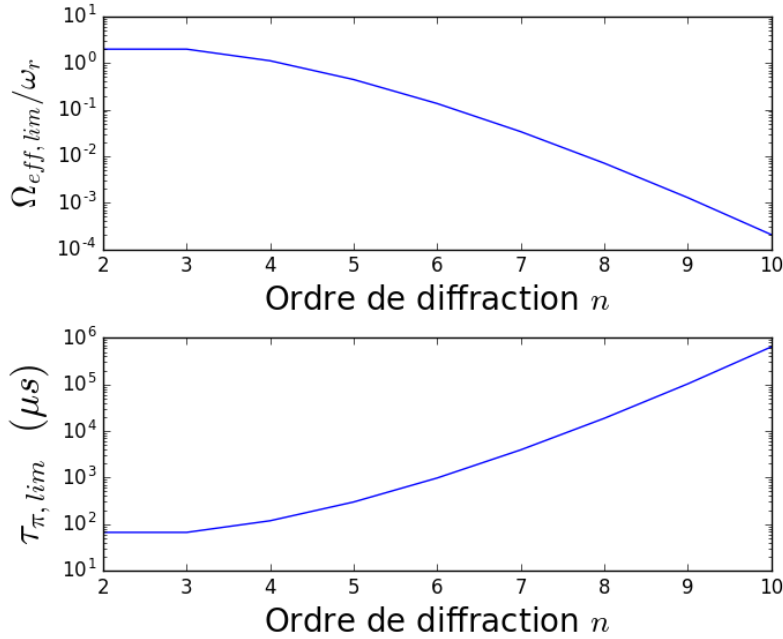


FIGURE 2.9 – En haut : pulsation en dessous de laquelle  $\Omega_{eff}$  doit être faible pour rester dans le régime de Bragg, en fonction de l'ordre de diffraction. En bas : durée au dessus de laquelle la durée de l'impulsion  $\pi$  doit être très grande pour rester dans le régime de Bragg, en fonction de l'ordre de diffraction.

durées d'impulsions plus courtes, la faible efficacité de transfert est due à des pertes dans les états intermédiaires. Pour obtenir un transfert total entre les états  $|-10\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|10\hbar\vec{k}\rangle$ , lors d'une transition d'ordre  $n = 10$ , avec la même durée d'impulsion  $\sigma = 17 \mu s$ , il faut une pulsation de Rabi maximum de l'impulsion gaussienne  $\Omega_{max} = 620 \text{ kHz} = 161\omega_r$ [60]. On remarque alors que le maximum de la pulsation de Rabi de l'impulsion gaussienne nécessaire pour opérer des transferts de population efficaces doit augmenter lorsque l'ordre de diffraction augmente, ce qui demande plus de puissance lumineuse.

### 2.3.8 Puissance lumineuse nécessaire pour des transitions de Bragg d'ordre élevé

Des régimes oscillants entre les états  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  peuvent être atteints dans le régime de quasi-Bragg, à l'aide d'impulsions gaussiennes. Nous allons maintenant calculer les puissances lumineuses nécessaires pour obtenir des pulsations de Rabi associées à ces impulsions. La pulsation de Rabi à un photon est donnée par la relation suivante[61] :

$$\frac{I}{I_{sat}} = 2 \left( \frac{\Omega_0}{\Gamma} \right)^2 \quad (2.48)$$

où  $I_{sat} \simeq 2.504 \text{ mW.cm}^{-2}$  est l'intensité de saturation,  $\Gamma = 2\pi \times 6.0666 \text{ MHz}$  la largeur de la transition, et  $I$  l'intensité du champ lumineux. En considérant un faisceau gaussien

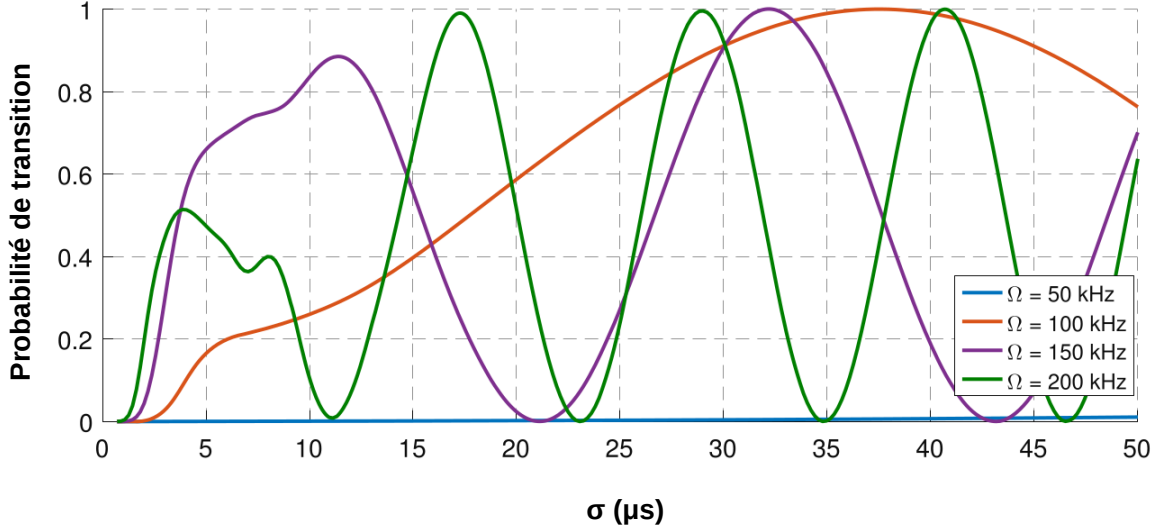


FIGURE 2.10 – Courbes issues de [60]. Probabilité de transition de l'état  $|-5\hbar\vec{k}\rangle$  vers  $|5\hbar\vec{k}\rangle$  en fonction de la durée d'impulsion  $\sigma$  de l'impulsion gaussienne, pour des valeurs de  $\Omega_{max}$  de 50 kHz (bleu), 100 kHz (orange), 150 kHz (violet) et 200 kHz.

de rayon  $w$  à  $1/e$  en amplitude, l'intensité au centre du faisceau  $I$  peut s'écrire en fonction de la puissance lumineuse  $P$  du faisceau aller :

$$I = \frac{2P}{\pi w^2} \quad (2.49)$$

Sachant que la pulsation de Rabi à deux photons vaut  $\Omega = \frac{\Omega_0^2}{2\Delta_B}$ , on peut écrire :

$$P = \frac{2\pi w^2 \Delta_B I_{sat} \Omega}{\Gamma^2} \quad (2.50)$$

La pulsation de Rabi à 2 photons est proportionnelle à  $\frac{P}{\Delta_B}$ . De plus, le taux d'émission spontanée  $R_{ES}$  lié au couplage à l'état excité est proportionnel au ratio entre la pulsation de Rabi à deux photons et le désaccord  $\Delta_B$  [57] :

$$R_{ES} \propto \frac{\Omega}{\Delta_B} \quad (2.51)$$

Pour garder le même taux d'émission spontanée, si on doit augmenter la pulsation de Rabi d'un facteur  $x$ , il faut augmenter la puissance lumineuse d'un facteur  $x^2$ . Par exemple, dans le cas où on veut passer d'un couplage entre les états  $|-5\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|5\hbar\vec{k}\rangle$  à un couplage entre les états  $|-10\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|10\hbar\vec{k}\rangle$  en gardant la même durée d'impulsion  $\sigma = 17 \mu s$ , il faut augmenter la pulsation de Rabi d'un facteur  $\sim 3.1$ , soit la puissance lumineuse d'un facteur  $\sim 9.6$ . Avec un rayon de  $w = 1.5 \text{ cm}$  et un désaccord  $\Delta_B = 10 \text{ GHz}$  permettant de considérer les pertes par émission spontanée comme négligeables, une pulsation de Rabi de  $161\omega_r$  demande une puissance laser de  $\sim 0.75 \text{ W}$ . Les puissances peuvent alors devenir élevées et la fabrication de lasers haute puissance devient coûteuse et complexe. Dans le projet MIGA, le choix a été fait d'opérer les transitions de Bragg au sein de résonateurs optiques afin d'en exploiter le gain optique.

## 2.4 Sources de déphasage interférométrique

Dans les sections précédentes nous avons vu comment il est possible de générer des séparatrices et des miroirs à atomes, nous avons ainsi calculer le déphasage en sortie d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. Dans cette partie nous allons discuter de différents effets dont le déphasage interférométrique dépend.

### 2.4.1 Bruit de projection quantique

En sortie de l'interféromètre, les atomes sont dans une superposition cohérente entre les états  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$ . Lors de la mesure des populations  $N_{|n\hbar\vec{k}\rangle}$  et  $N_{|-n\hbar\vec{k}\rangle}$  de ces états, les fonctions d'ondes sont projetées, soit dans l'état  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  avec une probabilité  $1 - P$ , soit dans l'état  $|-n\hbar\vec{k}\rangle$  avec une probabilité  $P$ , où  $P = \frac{1}{2}(1 - \cos \Delta\Phi_{at})$ . La nature aléatoire de la projection va générer un bruit que l'on appelle bruit de projection quantique. La probabilité  $P(m)$  de mesurer  $m$  atomes dans l'état  $|n\hbar\vec{k}\rangle$  est donnée par une distribution binomiale :

$$P(m) \propto e^{-\frac{(P - \frac{m}{N})^2}{2\sigma_P^2}} \quad (2.52)$$

où  $N = N_{|n\hbar\vec{k}\rangle} + N_{|-n\hbar\vec{k}\rangle}$  est le nombre total d'atomes mesurés. L'écart-type sur  $P$  est :

$$\sigma_P = \sqrt{\frac{P(1 - P)}{N}} \quad (2.53)$$

Le bruit de projection quantique induit donc un bruit sur la phase interférométrique donné par :

$$\sigma_{\Delta\Phi_{at}} = \sigma_P \frac{d\Delta\Phi_{at}}{dP} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.54)$$

Plus le nombre d'atomes mesuré est grand, plus le rapport signal à bruit est important et augmente en  $\sqrt{N}$ . Pour un nombre d'atomes  $N = 10^6$ , le bruit de projection quantique vaut 1 mrad. Il s'agit d'un bruit fondamental qui est dû à la nature probabiliste de la mesure et non d'un bruit technique, on peut le considérer comme un bruit ultime en dessous duquel nous voulons que les bruits techniques se maintiennent.

### 2.4.2 Effet des accélérations

Considérons maintenant que l'interféromètre n'est soumis qu'à une accélération  $\vec{a}$  constante par rapport au référentiel en chute libre des atomes. Au cours du processus d'interférométrie, la phase laser vue par les atomes sera imprimée sur ces derniers lors de chaque impulsion. En considérant que les trois impulsions ont les mêmes propriétés optiques, la phase imprimée par les atomes lors de la  $i^{\text{ème}}$  impulsion vaut :

$$\phi_{eff,i} = n\vec{k}_{eff} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_{d,i}) \quad (2.55)$$

où  $\vec{k}_{eff} = 2\vec{k}$  et  $\vec{r}_{d,i}$  est la position où a lieu la  $i^{\text{ème}}$  transition par rapport à l'origine des phases du réseau de Bragg.

Les atomes vont alors voir un réseau uniformément accéléré,  $\vec{r}_{d,i} = \frac{1}{2}\vec{a}t^2$ . Le déphasage interférométrique  $\Delta\Phi_{at,a}$  causé par l'accélération  $\vec{a}$ , vaudra :

$$\Delta\Phi_{at,a} = \phi_{eff,1}(t=0) - 2\phi_{eff,2}(T) + \phi_{eff,3}(2T) = nT^2\vec{k}_{eff} \cdot \vec{a} \quad (2.56)$$

L'interféromètre est alors sensible aux accélérations le long des faisceaux d'interrogation. Les faisceaux de Bragg des interféromètres du projets MIGA étant alignés sur l'axe horizontal, les interféromètres sont donc des accéléromètres mesurant des accélérations sur ce même axe.

### 2.4.3 Effet du champ magnétique

Dans le cas d'un interféromètre avec des impulsions de Bragg, les transitions mises en jeu lors du processus d'interférométrie atomique sont des transitions qui ont lieu dans le même état interne. Une modification globale du champ de biais n'entraînera pas d'effet sur la phase de l'interféromètre, cependant la présence d'un gradient de champ magnétique aura un effet sur cette phase. En effet, les deux bras de l'interféromètre étant spatialement séparés, le champ magnétique ressenti dans chaque bras sera différent (Figure 2.11). Pour des atomes dans les sous-niveaux Zeeman  $m_F = 0$ , le décalage

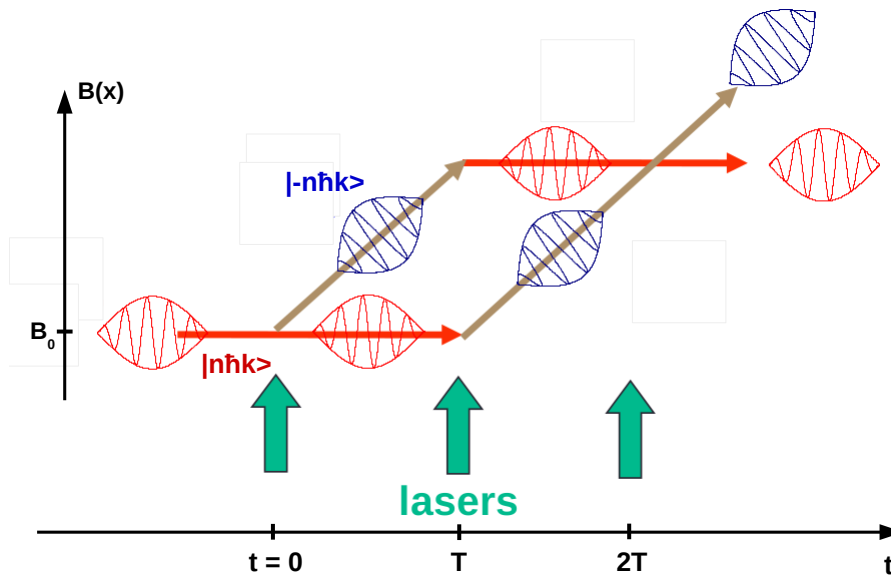


FIGURE 2.11 – Interféromètre atomique de type Mach-Zehnder utilisant des transitions de Bragg avec la présence d'un gradient de champ magnétique.

en énergie ressenti par les atomes dû à un champ magnétique s'écrit[62, 63] :

$$E_{shift}(z) = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{4\Delta E_{hfs}} B(z)^2 = \gamma B(z)^2 \quad (2.57)$$

où  $g_J \simeq 2$ ,  $g_I \simeq 0$ ,  $\Delta E_{hfs}$  est l'écart en énergie des états hyperfins de l'état fondamental, et  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr.

Le déphasage interférométrique induit par le gradient de champ magnétique s'écrit alors :

$$\Delta\Phi_{at,mag} = \int_0^{2T} \frac{\Delta E(z, t)}{\hbar} dt \quad (2.58)$$

avec  $\Delta E(z, t) = E_{shift}(z=0) - E_{shift}(z)$ . L'origine de  $z$  ( $z=0$ ) étant prise au point où  $B(z=0) = B_0$ .

Entre  $t=0$  et  $t=T$  :

$$\Delta E(z, t) = \gamma B_0^2 - \gamma (B_0 + 2nv_R t B')^2 \quad (2.59)$$

Entre  $t=T$  et  $t=2T$  :

$$\Delta E(z, t) = \gamma (B_0 + 2nv_R(T+t)B')^2 - \gamma (B_0 + 2nv_R T B')^2 \quad (2.60)$$

où  $v_R$  est la vitesse de recul, et  $B' = \frac{dB}{dz}$  est le gradient de champ magnétique.

En posant :

$$\Delta\Phi_{at,mag} = \int_0^T \frac{\Delta E(z, t)}{\hbar} dt + \int_T^{2T} \frac{\Delta E(z, t)}{\hbar} dt \quad (2.61)$$

et en négligeant les termes du gradient au second ordre, on montre que :

$$\Delta\Phi_{at,mag} \simeq 4n \frac{\gamma}{\hbar} v_R T^2 B_0 B' \quad (2.62)$$

Plus l'ordre de diffraction  $n$  sera grand, plus l'effet du gradient de champ sera important étant donné que la séparation spatiale entre les deux chemins augmente linéairement avec  $n$ . Sur la Figure 2.12 nous avons tracé le gradient de champ magnétique nécessaire pour avoir un déphasage interférométrique de 1 mrad, en fonction de l'ordre de diffraction pour différents temps d'interrogations. Ces courbes représentent la limite de gradient de champ magnétique qu'il faut avoir si on veut que le déphasage induit par ce gradient soit inférieur au bruit de projection quantique avec  $10^6$  atomes. Pour des temps d'interrogation relativement faibles, de l'ordre de quelques ms, voire quelques dizaines de ms (ce qui sera le cas pour l'expérience préliminaire d'accéléromètre atomique), la séparation spatiale entre les deux bras est suffisamment faible pour

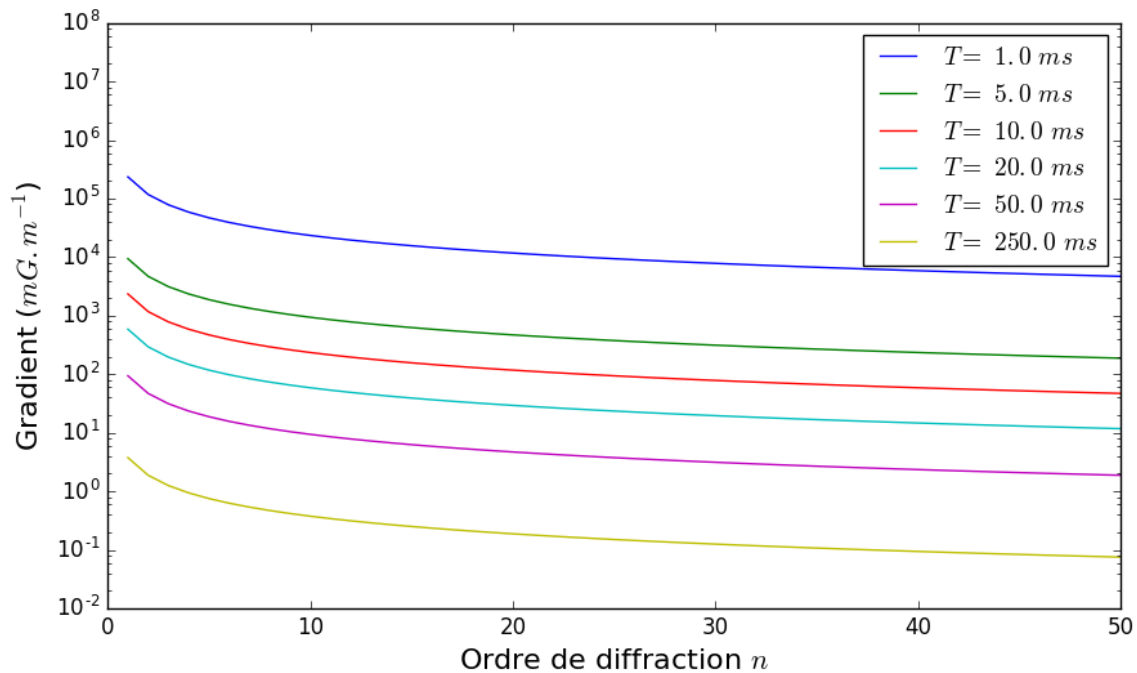


FIGURE 2.12 – Gradient de champ magnétique nécessaire pour avoir un déphasage interférométrique de 1 mrad, en fonction de l'ordre de diffraction  $n$  pour différents temps d'interrogations  $T$ .

que les les gradients limites soient assez élevés, il est donc facile d'obtenir des gradients plus faible avec un blindage magnétique. Cependant, la sensibilité aux accélérations de l'interféromètre augmente avec le temps d'interrogation. En ce qui concerne le cas du démonstrateur à Rustrel, où le temps d'interrogation sera de 250 ms, les gradients de champ à atteindre deviennent bas si l'on veut faire des transitions de Bragg d'ordre élevé, par exemple pour une transition d'ordre  $n = 10$ , il faut un gradient en dessous de 0.38 mG.m<sup>-1</sup>.

## 2.5 Sensibilité

Dans la section précédente nous avons calculé les principaux effets qui influencent le déphasage interférométrique. Ces effets ont été considérés jusque là comme statiques. Dans cette partie nous allons calculer les effets des bruits sur le déphasage interférométrique. Pour cela, nous allons présenter le formalisme de la fonction de sensibilité permettant d'évaluer la sensibilité de la phase d'un interféromètre en fonction des différentes sources de bruit.

### 2.5.1 Fonction de sensibilité

Le formalisme de la fonction de sensibilité, initialement développé dans le cas des horloges atomiques[64], revient à calculer la réponse d'un interféromètre suite à une variation de phase infinitésimale  $\delta\phi$  (que l'on considérera instantanée) d'un laser à l'instant  $t$ , entraînant une variation  $\delta P$  de la probabilité de transition  $P$  en sortie de l'interféromètre. Nous définissons alors la fonction de sensibilité par :

$$g(t) = 2 \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.63)$$

En se plaçant à mi-frange, c'est à dire en déphasant le laser d'interrogation de  $\frac{\pi}{2}$  rad entre deux impulsions de Bragg, on peut considérer que la sensibilité à la phase est linéaire pour des variations suffisamment faibles. La fonction de sensibilité à la phase peut alors s'exprimer en fonction de la phase interférométrique (on notera les fluctuations de la phase interférométrique  $\delta\Phi_{at} \equiv \delta\Delta\Phi_{at}$  par souci de simplification d'écriture) :

$$g_\phi(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi_{at}(\delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (2.64)$$

Il est déjà facile de trouver la valeur de la fonction de sensibilité lorsque la variation de phase a lieu entre deux impulsions. En effet,  $\Delta\Phi_{at} = \phi_{eff,1} - 2\phi_{eff,2} + \phi_{eff,3}$ . Si la variation de phase  $\delta\phi$  a lieu entre les deux dernières impulsions, alors  $\Delta\Phi_{at} = \delta\phi$  et donc  $g_\phi = 1$ . Si la variation de phase a lieu entre les deux premières impulsions, alors  $\Delta\Phi_{at} = -\delta\phi$  et donc  $g_\phi = -1$ .

Lorsque la variation a lieu lors d'une impulsion, il faut réécrire la matrice de transfert de l'impulsion en la décomposant en deux matrices, l'une prenant en compte la "sous-durée" de l'impulsion avec la phase  $\phi_{eff,i}$ , et l'autre prenant en compte la "sous-durée" de l'impulsion avec la phase  $\phi_{eff,i} + \delta\phi$ . En calculant la fonction de sensibilité lors de chacune des impulsions et en prenant comme origine du temps l'instant lors de la moitié de la deuxième impulsion ( $\pi$ ), on peut montrer que la fonction de sensibilité est une fonction impaire s'écrivant, pour les temps  $t > 0$ , de la manière suivante[57, 65] :

$$g_\phi(t) = \begin{cases} \sin(\Omega_{eff}t) & 0 \leq t \leq \tau_{\frac{\pi}{2}}, \\ 1 & \tau_{\frac{\pi}{2}} \leq t \leq T + \tau_{\frac{\pi}{2}}, \\ \sin(\Omega_{eff}(t - T)) & T + \tau_{\frac{\pi}{2}} \leq t \leq T + 2\tau_{\frac{\pi}{2}}. \end{cases} \quad (2.65)$$

Pour  $t < 0$ , la fonction étant impaire,  $g_\phi(-t) = -g_\phi(t)$ . Pour simplifier l'écriture, nous noterons  $\tau = \tau_{\frac{\pi}{2}}$  par la suite. Cette fonction est tracée sur la Figure 2.13. Les études de sensibilités seront faites avec une pulsation de Rabi effective constante pour chaque impulsion, que l'on notera  $\Omega_{eff}$ .

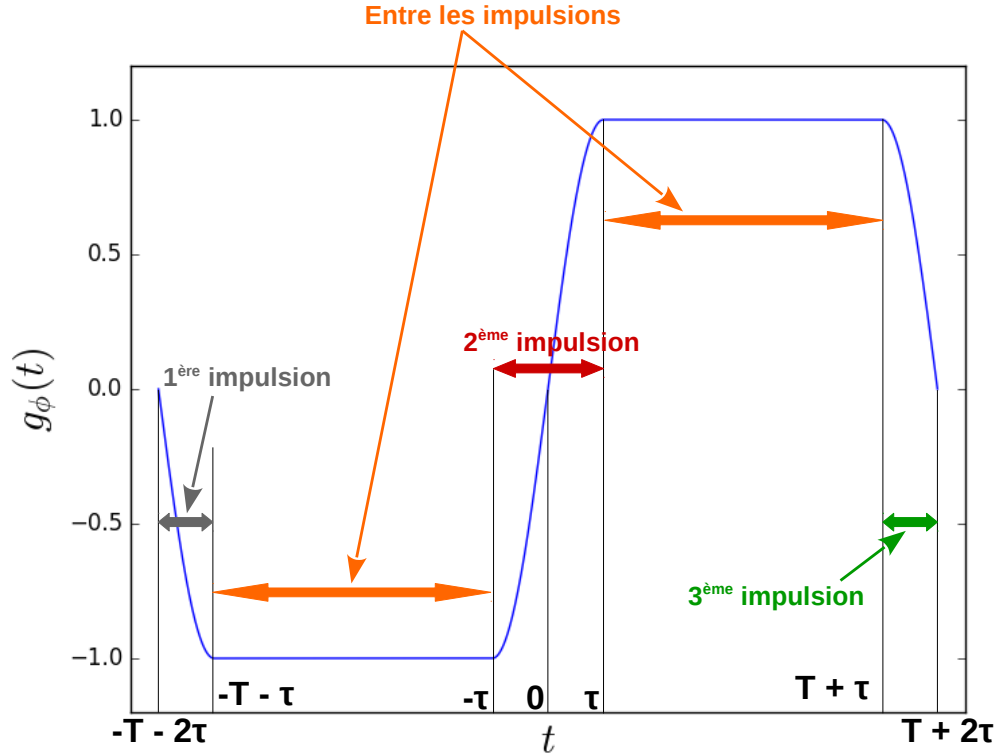


FIGURE 2.13 – Fonction de sensibilité en fonction de l'instant  $t$  où a lieu le changement de phase.

## 2.5.2 Calcul de la fonction de transfert

L'effet de bruit de phase du laser sur la mesure interférométrique peut être calculé de la façon suivante : considérons un bruit de phase de pulsation  $\omega_\psi$ , d'amplitude  $A_\psi$ , et s'écrivant sous la forme  $\phi(t) = A_\psi \cos(\omega t + \psi)$ . Sachant que le déphasage interférométrique peut s'exprimer en intégrant la fonction de sensibilité :

$$\delta\Phi_{at} = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) d\phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.66)$$

Soit pour le cas du bruit de phase :

$$\delta\Phi_{at} = - \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \omega A_\phi \sin(\omega t + \psi) dt \quad (2.67)$$

En calculant la transformée de Fourier  $G(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) e^{-i\omega t} dt$ , en développant  $e^{-i\omega t} = \cos(\omega t) + i \sin(\omega t)$ , et en prenant en compte que  $g_\phi(t)$  est impaire, on a :

$$G(\omega) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t) \sin(\omega t) dt \quad (2.68)$$

En développant  $\sin(\omega_\psi t + \psi)$  dans l'expression du déphasage interférométrique, on reconnaît :

$$\delta\Phi_{at} = -i A_\phi \omega G(\omega) \cos(\psi) = -A_\phi \omega |G(\omega)| \cos(\psi) \quad (2.69)$$



L'écart-type sur les mesures avec une phase aléatoire  $\psi$  est donné par  $\sigma_\phi = \sqrt{\langle \delta\Phi^2 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_\phi \omega |G(\omega)|$ . En présence d'une densité spectrale de puissance de bruit de phase  $S_\phi(\omega)$ , la variance s'écrit :

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^{+\infty} |\omega G(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} = \int_0^{+\infty} H^2(\omega) S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.70)$$

où on a défini  $H(\omega) = |\omega G(\omega)|$  comme étant la fonction de transfert caractérisant la sensibilité à la phase dans le domaine fréquentiel. Cette fonction permet de caractériser la sensibilité à la phase selon la fréquence du bruit de phase. En calculant la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité on peut montrer que [56, 57] :

$$H(\omega) = \frac{4\omega\Omega_{eff}}{\omega^2 - \Omega_{eff}^2} \sin\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) \left[ \cos\left(\frac{\omega(T+2\tau)}{2}\right) + \frac{\Omega_{eff}}{\omega} \sin\left(\frac{\omega T}{2}\right) \right] \quad (2.71)$$

À basse fréquence, lorsque  $\omega \ll \Omega_{eff}$ , le module au carré de la fonction de transfert est une fonction périodique s'annulant aux fréquences valant  $n\frac{1}{T}$  (avec  $n$  entier), et qui s'écrit :

$$|H(\omega)|^2 \simeq 16 \sin^4\left(\frac{\omega T}{2}\right) \quad (2.72)$$

À haute fréquence, lorsque  $\omega \gg \Omega_{eff}$ , le module au carré de la fonction de transfert est une fonction périodique s'annulant aux fréquences valant  $n\frac{2}{T}$ , les oscillations sont atténuées et la courbe tend vers une asymptote valant  $\frac{2\Omega_R^2}{\omega^2}$  :

$$|H(\omega)|^2 \simeq \left(2\frac{\Omega_{eff}}{\omega} \sin(\omega T)\right)^2 \quad (2.73)$$

La fonction se comporte alors comme un filtre passe-bas du 1er ordre. En effet, quand la fréquence du bruit est élevée devant la fréquence de Rabi, le bruit va alors se moyennner sur la durée des impulsions.

Sur la Figure 2.14 nous avons tracé le module au carré de la fonction de transfert  $|H(\omega)|^2$  en fonction de  $\omega$ , pour un temps d'interaction  $T = 250$  ms et une pulsation de Rabi  $\Omega_{eff} = 200$  kHz. Pour les fréquences au delà de  $\omega = 800$  Hz, nous avons tracé les moyennes sur une période du module au carré de la fonction de transfert  $\langle |H(\omega)|^2 \rangle = \frac{T}{2\pi} \int_{\omega}^{\omega + \frac{2\pi}{T}} |H(v)|^2 dv$ .

Le formalisme de la fonction de sensibilité permet de calculer l'effet d'une perturbation quelconque agissant sur la phase du laser.

### 2.5.3 Effet des fluctuations de phase

L'équation (2.70) nous indique comment exprimer la variance d'un bruit sur la phase. Cependant, un interféromètre ne mesure pas de manière continue, chaque mesure

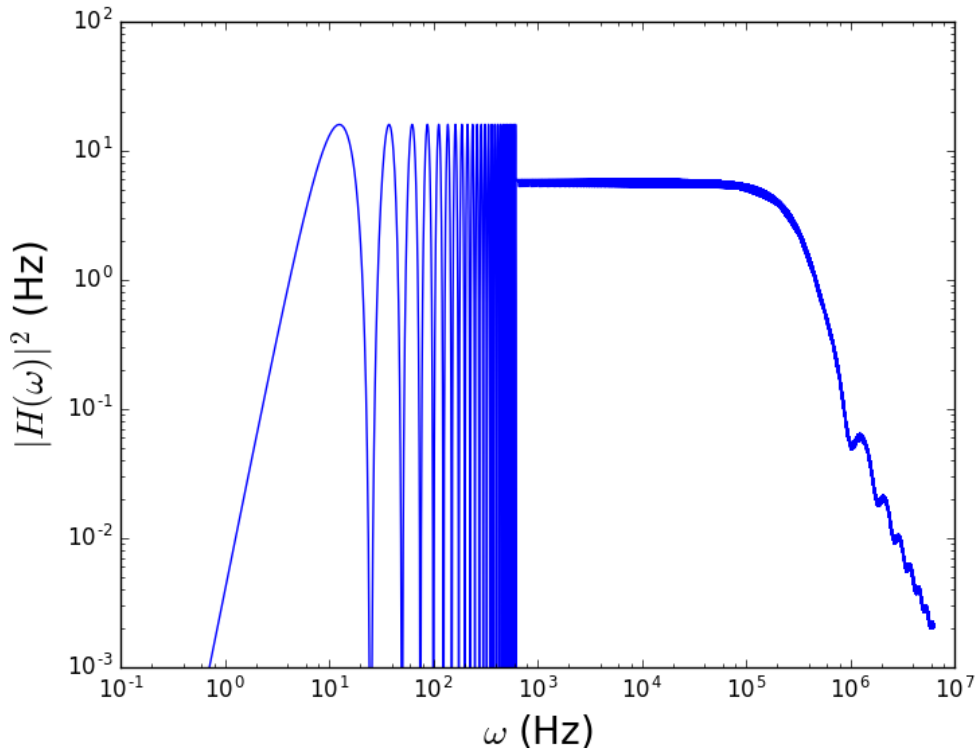


FIGURE 2.14 – Module au carré de la fonction de sensibilité en fonction de  $\omega$ , avec  $\Omega_R = 200$  kHz et  $T = 250$  ms.

ponctuelle (ou "shot") est séparée d'un temps, qu'on appelle temps de cycle, et que l'on note  $T_c$ . Afin de prendre en compte ce temps de cycle, nous préférons utiliser l'écart-type d'Allan[66]. En prenant en compte le temps d'intégration  $\tau_m = mT_c$  (avec  $m$  un entier) de mesures successives du déphasage interférométrique, nous pouvons écrire l'écart-type d'Allan ainsi :

$$\sigma_{\Phi}^2(\tau_m) = \frac{1}{2} \langle (\overline{\delta\Phi_{k+1}(\tau_m)} - \overline{\delta\Phi_k(\tau_m)})^2 \rangle_k \quad (2.74)$$

Le principe est de séparer les données de mesures consécutives du déphasage  $\delta\Phi(t)$  en plusieurs "paquets" consécutifs, mais ne se chevauchant pas, de  $m$  données prises entre  $t_k = -\frac{T_c}{2} + kmT_c$  et  $t_{k+1} = -\frac{T_c}{2} + (k+1)mT_c$  (on définit l'instant de la première mesure par  $t_1 = \frac{T_c}{2}$ ), de moyenner chacun de ces paquets, et de calculer leur écart type. En calculant ces écarts-types pour différents temps d'intégration  $\tau_m$ , on peut étudier la stabilité de la mesure en fonction du temps. On peut calculer  $\overline{\delta\Phi_k(\tau_m)}$  grâce à la

fonction de sensibilité :

$$\overline{\delta\Phi_k(\tau_m)} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \int_{t_j}^{t_{j+1}} g_\phi(t - t_j - \frac{T_c}{2}) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.75)$$

$$= \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \int_{t_k+(j-1)T_c}^{t_k+jT_c} g_\phi(t - kmT_c - (j-1)T_c) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.76)$$

$$= \frac{1}{m} \int_{t_k}^{t_{k+1}} \sum_{j=1}^m g_\phi(t - kmT_c - (j-1)T_c) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.77)$$

$$= \frac{1}{m} \int_{t_k}^{t_{k+1}} g_{\phi,k}(t) \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.78)$$

$$(2.79)$$

où  $t_j = t_k + jT_c$  est l'instant auquel la donnée  $\delta\Phi_j$  a été prise. On définit la fonction de sensibilité attachée à la série  $k$  de  $m$  mesures :

$$g_{\phi,k}(t) = \sum_{j=1}^m g_\phi(t - kmT_c - (j-1)T_c) \quad (2.80)$$

On a alors :

$$\overline{\delta\Phi_{k+1}(\tau_m)} - \overline{\delta\Phi_k(\tau_m)} = \frac{1}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} [g_{\phi,k+1}(t) - g_{\phi,k}(t)] \frac{d\phi}{dt} dt \quad (2.81)$$

En posant la phase laser de la forme  $\phi(t) = A_\omega \cos(\omega t + \psi)$  avec une phase  $\psi$  aléatoire, on peut calculer l'écart-type d'Allan en identifiant la transformée de Fourier de la fonction de sensibilité à la phase  $G(\omega)$ [56] :

$$\sigma_\Phi^2(\tau_m) = \frac{1}{m^2} \frac{\sin^4(\frac{m\omega T_c}{2})}{\sin^2(\frac{\omega T_c}{2})} |\omega G(\omega)|^2 A_\omega^2 \quad (2.82)$$

En présence d'une densité spectrale de bruit de phase  $S_\phi(\omega)$ , l'écart-type d'Allan vaut :

$$\sigma_\Phi^2(\tau_m) = \frac{2}{m^2} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^4(\frac{m\omega T_c}{2})}{\sin^2(\frac{\omega T_c}{2})} |H(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.83)$$

### 2.5.4 Sensibilité des fluctuations du champ magnétique en présence d'un gradient de champ magnétique

Dans le cas des transitions de Bragg, les états internes étant les mêmes, les fluctuations de champs magnétiques n'ont pas d'effet sur la phase interférométrique. Cependant, cette affirmation n'est plus vraie lorsqu'un gradient de champ magnétique est présent. En effet, nous avons vu que le déphasage interférométrique dû à l'effet d'un gradient de champ est proportionnel au champ de biais multiplié par ce gradient (équation (2.62)). On dit qu'il y a un effet croisé entre ces deux grandeurs. Un bruit

sur le champ de biais va donc générer un bruit sur le déphasage interférométrique lorsqu'on est en présence d'un gradient. Nous allons maintenant calculer la contribution des fluctuations de champ magnétique dans ces conditions. Nous considérerons que les champs, à des positions différentes, ne sont pas les mêmes et que les fluctuations sont les mêmes au niveau des deux bras de l'interféromètre, autrement dit les fluctuations ne changent pas le gradient mais seulement le champ de biais. Considérons la variation d'énergie entre les deux bras de l'interféromètre  $\Delta E_B(t)$  due à un bruit de champ de biais  $B_b \cos(\omega t + \psi)$  en présence d'un gradient  $B'$  :

$$\Delta E_B(t) = \begin{cases} -4\gamma B_b \cos(\omega t + \psi) B' n v_R t & 0 < t < T, \\ +4\gamma B_b \cos(\omega t + \psi) B' n v_R t & T < t < 2T, \end{cases} \quad (2.84)$$

La variation de phase interférométrique due à ce bruit s'écrit alors :

$$\delta\Phi_B = \int_0^{2T} \frac{\Delta E_B(t)}{\hbar} dt = A \left[ - \int_0^T t \cos(\omega t + \psi) dt + \int_T^{2T} t \cos(\omega t + \psi) dt \right] \quad (2.85)$$

où on a posé  $A = \frac{4\gamma B_b B' n v_R}{\hbar}$ .

on a alors :

$$\delta\Phi_B = A \left[ \frac{\cos(\psi) - 2 \cos(\psi + T\omega) + \cos(\psi + 2T\omega) + 4T\omega \cos(\psi + \frac{3T\omega}{2}) \sin(\frac{T\omega}{2})}{\omega^2} \right] \quad (2.86)$$

En calculant la variance de cette variation de phase sur  $\psi$ , on trouve :

$$\langle \delta\Phi_B^2 \rangle_\psi = A^2 \left[ \frac{4 \sin^2(\frac{T\omega}{2}) [1 + 2T^2\omega^2 - \cos(T\omega) - 2T\omega \sin(T\omega)]}{\omega^4} \right] \quad (2.87)$$

Une perturbation de phase interférométrique  $\delta\Phi_{bruit}$  due à un bruit sinusoïdal de fréquence  $\omega$ , d'amplitude  $C$ , et avec une phase aléatoire  $\psi$ , peut s'écrire en fonction de la fonction de transfert  $H_{bruit}(\omega)$  associée à ce bruit  $\delta\Phi_{bruit} = -C \cos(\psi) H_{bruit}(\omega)$ , la variance de ce bruit s'exprime alors en fonction de la fonction de transfert :  $\langle \delta\Phi_{bruit}^2 \rangle = \frac{1}{2} C^2 H_{bruit}(\omega)^2$ . Dans le cas de notre bruit magnétique, la fonction de transfert  $H_B(\omega)$  vaut :

$$H_B(\omega)^2 = \frac{2A^2}{B_b^2} \left[ \frac{4 \sin^2(\frac{T\omega}{2}) [1 + 2T^2\omega^2 - \cos(T\omega) - 2T\omega \sin(T\omega)]}{\omega^4} \right] \quad (2.88)$$

Soit :

$$H_B(\omega)^2 = 32 \left( \frac{\gamma B' n v_R}{\hbar} \right)^2 \left[ \frac{4 \sin^2(\frac{T\omega}{2}) [1 + 2T^2\omega^2 - \cos(T\omega) - 2T\omega \sin(T\omega)]}{\omega^4} \right] \quad (2.89)$$

La fonction de transfert est tracée Figure 2.15.

En présence d'une densité spectrale de bruit  $S_B$ , la variance d'Allan s'écrit :

$$\sigma_B^2(\tau_m) = \frac{2}{m^2} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^4\left(\frac{m\omega T_c}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega T_c}{2}\right)} |H_B(\omega)|^2 S_B(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.90)$$

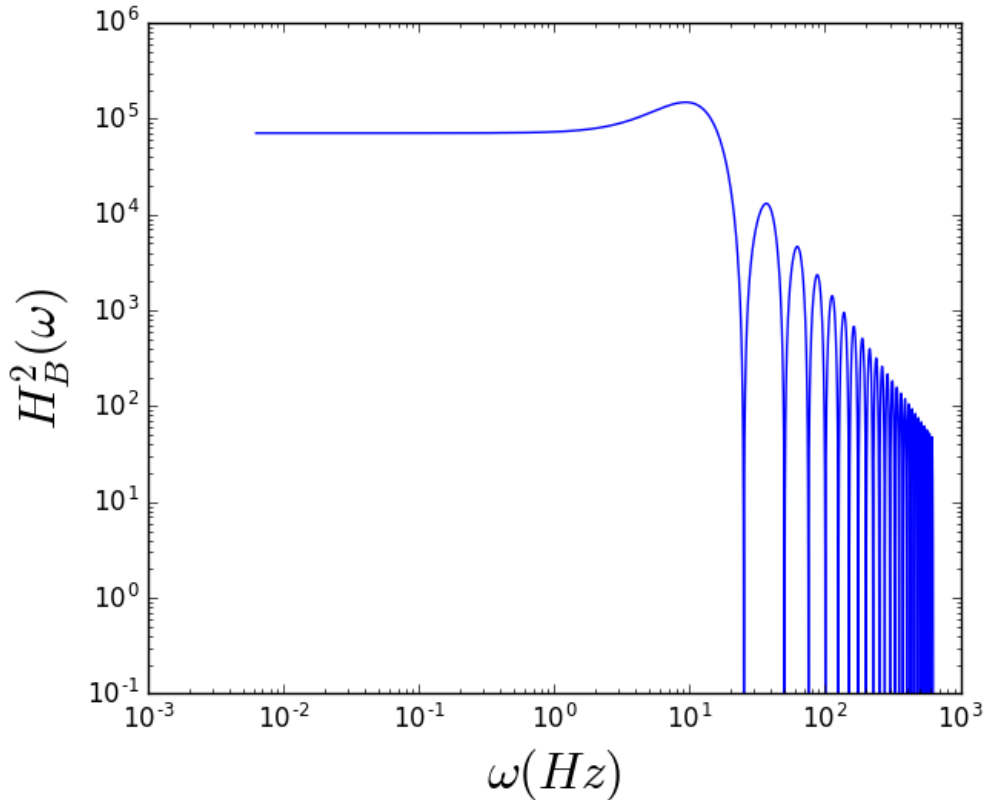


FIGURE 2.15 – Carré de la fonction de transfert associée aux fluctuations de champ magnétique en fonction de  $\omega$ , pour un temps d'interrogation  $T = 250$  ms et un gradient de champ  $B' = 10$  mG.m<sup>-1</sup>.

L'effet des fluctuations du champ magnétique sera évalué quantitativement dans la section 3.1.3 du chapitre 3 avec la densité spectrale de bruit magnétique mesurée sur le site du LSBB où sera installé l'antenne MIGA.

### 2.5.5 Sensibilité aux vibrations

Nous avons vu plus haut comment une accélération agit sur le déphasage interférométrique. Nous allons maintenant calculer l'effet des bruits de vibrations (ou d'accélération) grâce au formalisme de la fonction de sensibilité. Lorsque la position du miroir de fond bouge lors d'une impulsion, cela entraîne un déphasage entre le faisceau aller et le faisceau retour et donc un déphasage interférométrique. Un déplacement  $\delta z$

du miroir de fond va entraîner un déphasage du laser de  $\delta\phi = 2nk\delta z$ . Une accélération  $a$  entraînera donc une modification de la phase laser de la forme :

$$\frac{d^2\phi(t)}{dt^2} = 2nka(t) \quad (2.91)$$

Dans le domaine fréquentiel, cela revient à écrire :

$$\omega^2 \text{TF}[\phi(t)](\omega) = 2nk \text{TF}[a](\omega) \quad (2.92)$$

$$\frac{\text{TF}[\phi(t)](\omega)}{\text{TF}[a](\omega)} = \frac{2nk}{\omega^2} \quad (2.93)$$

En définissant la fonction de sensibilité à l'accélération via la fonction de transfert associée :

$$|H_a(\omega)|^2 = \frac{\text{TF}[\Delta\Phi_{\text{at}}]^2(\omega)}{\text{TF}[a]^2(\omega)} = \frac{\text{TF}[\phi(t)]^2(\omega)}{\text{TF}[a]^2(\omega)} |H(\omega)|^2 \quad (2.94)$$

On a alors :

$$H_a(\omega)^2 = \frac{4n^2k^2}{\omega^4} H(\omega)^2 \quad (2.95)$$

À basse fréquence ( $\omega \ll \Omega_{\text{eff}}$ ) :

$$H_a(\omega)^2 \simeq \frac{64n^2k^2}{\omega^4} \sin^4\left(\frac{\omega T}{2}\right) \quad (2.96)$$

La fonction de transfert  $H_a(t)$  est tracée sur la Figure 2.16 pour un temps d'interrogation de  $T = 250$  ms et un ordre de diffraction  $n = 1$ . Pour une densité spectrale de bruit d'accélération  $S_a(\omega)$  donnée, on a donc la variance d'Allan :

$$\sigma_a^2(\tau_m) = \frac{2}{m^2} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^4\left(\frac{m\omega T_c}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega T_c}{2}\right)} |H_a(\omega)|^2 S_a(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (2.97)$$

L'effet sur la phase interférométrique des fluctuations des accélérations dues au bruit sismique sur un interféromètre sera évalué quantitativement, dans la section 3.1.2 du chapitre 3, avec la densité spectrale de bruit d'accélération mesurée sur le site du LSBB. Ce bruit interférométrique sera comparé avec le bruit obtenu lorsqu'on opère des mesures gradiométriques.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les outils nécessaires à la construction d'un interféromètre de type Mach-Zehnder avec des ondes de matières. La diffraction de Bragg permettra de générer des séparatrices et miroirs à atomes, l'utilisation de transitions Raman stimulées permettra quant à elle d'opérer la sélection en vitesse nécessaire pour

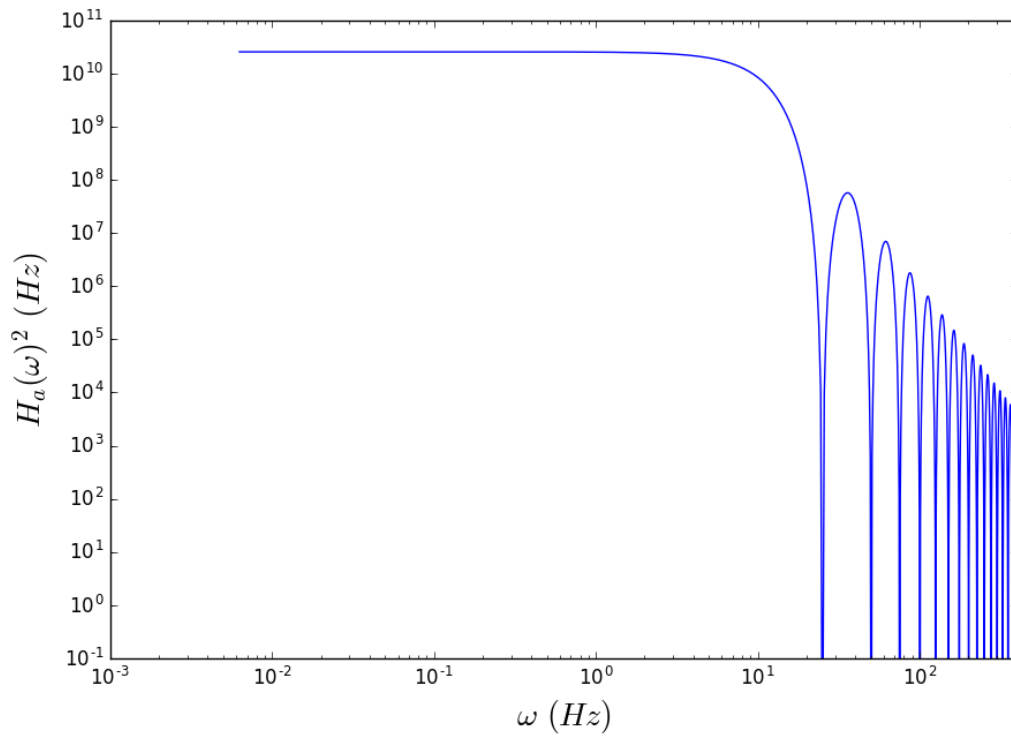


FIGURE 2.16 – Carré de la fonction de transfert associée à  $g_a(t)$  en fonction de  $\omega$ , avec un temps d'interrogation  $T = 250$  ms et un ordre de diffraction  $n = 1$ .

respecter la condition de résonance des transitions de Bragg. L'utilisation de résonateurs optique se montre nécessaire pour réaliser des transitions de Bragg d'ordre élevé. Nous avons par la suite étudié les sources de déphasages d'un interféromètre atomique, ainsi que les sources de bruits pouvant perturber le signal interférométrique.

# Chapitre 3

## Le projet MIGA

### Contents

---

<b>3.1</b>	<b>Caractéristiques du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit</b>	<b>56</b>
3.1.1	Environnement géologique	57
3.1.2	Caractérisation sismique	58
3.1.3	Caractérisation magnétique	64
<b>3.2</b>	<b>Antenne MIGA au LSBB</b>	<b>65</b>
3.2.1	Architecture du démonstrateur	66
3.2.2	Cavités et système laser	68
<b>3.3</b>	<b>Expériences préliminaires au LP2N</b>	<b>70</b>
3.3.1	Prototype de gradiomètre en cavité	70
3.3.2	Accéléromètre en cavité	71
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>72</b>

---

Aujourd’hui, deux détecteurs capables de détecter des ondes gravitationnelles sont opérationnels. Il s’agit des instruments LIGO[29] (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory), aux Etats-Unis, et Virgo[32], en Italie. Ces instruments consistent en des interféromètres optiques de Fabry-Perot Michelson géants (bras de 4 km de long pour LIGO), où la modification de la phase du champ électromagnétique induite par le passage d’une onde gravitationnelle au sein de chaque bras est mesurée. Sur la Figure 3.1 est représenté un schéma des interféromètres de LIGO. Suite à la première mesure directe, par la collaboration LIGO en 2015, d’une onde gravitationnelle émise par la fusion de deux trous noirs[28], la collaboration LIGO-Virgo a réussi à observer d’autres ondes gravitationnelles, issues à nouveau de la fusion de 2 trous noirs, mais aussi de la fusion de deux étoiles à neutrons. À la date du 30 novembre 2018, un nombre de 10 détections a été confirmé[68]. Ces détecteurs sont suffisamment sensibles pour des fréquences d’ondes gravitationnelles de l’ordre de  $\sim 10 - 100$  kHz. À plus basse fréquence,



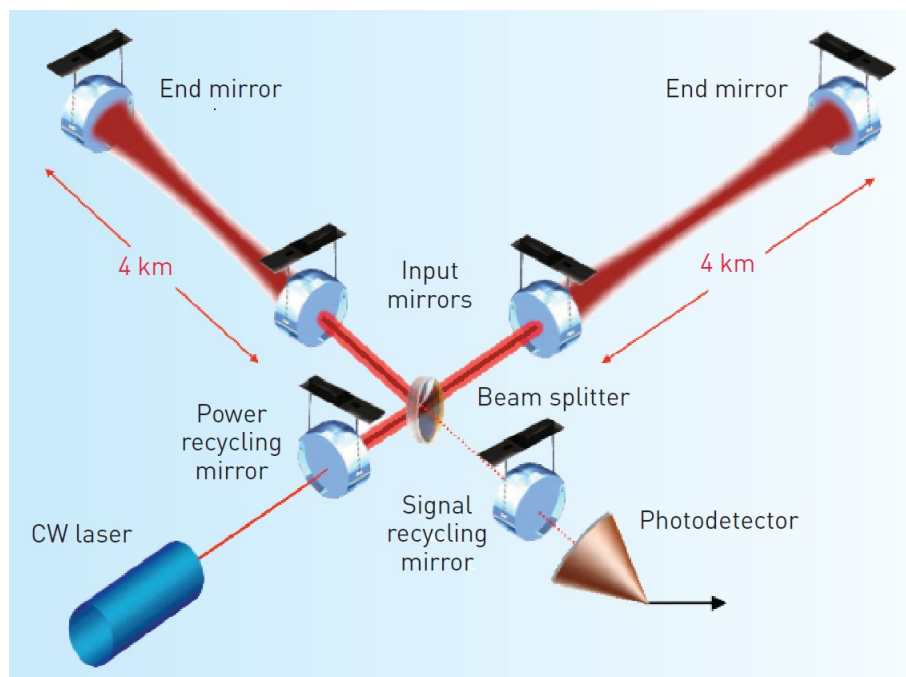


FIGURE 3.1 – Schéma des interféromètres LIGO (issu de [67]). Deux interféromètres sont installés à Hanford (Washington) et à Livingston (Louisiane). Ils consistent en des interféromètres de Michelson géants composés chacun de deux bras de 4 km de long, la géométrie de Michelson avec deux bras permet de réduire l'effet de certains bruits techniques, tels que le bruit en fréquence du laser. Chaque bras comporte une cavité permettant de piéger la lumière, et ainsi augmenter le chemin optique, améliorant donc la sensibilité de l'interféromètre. Le passage d'une onde gravitationnelle va modifier le déphasage d'un bras par rapport à l'autre, déphasage qui est mesuré en sortie de l'interféromètre.

plusieurs sources de bruits, comme le bruit sismique, sur les miroirs des cavités de ces interféromètres diminuent leurs sensibilités.

Afin d'être capable d'étendre la plage de détection en fréquence, et donc de développer le domaine de l'astronomie gravitationnelle, il faut imaginer de nouvelles générations de détecteurs ayant une sensibilité à basse fréquence. Il existe aujourd'hui plusieurs projets visant à atteindre cet objectif. Le projet eLISA[37] (Laser Interferometer Space Antenna) a pour but de construire un interféromètre optique dans l'espace, où les sources de bruits sismiques sont absentes. La bande de détection en fréquence attendue d'un tel instrument est de  $\sim 0.1$  mHz à  $\sim 1$  Hz. Une autre approche est envisagée en utilisant des interféromètres atomiques (AI) terrestres, c'est le cas du projet MIGA (Matter wave-laser based Interferometer Gravitation Antenna). Le projet MIGA est une collaboration nationale impliquant un partenariat de 17 acteurs publics et privés, dont le Laboratoire Photonique Numérique et Nanoscience (LP2N), à Talence (France), le laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace (SYRTE), à

l'Observatoire de Paris (France), le Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB), à Rustrel (France), et l'entreprise Muquans[69], avec qui nous avons directement collaborés dans le cadre de cette thèse.

L'idée du projet est d'utiliser des atomes froids pour sonder la variation de phase d'un champ électromagnétique, résonant au sein d'une cavité, induite par le passage d'une onde gravitationnelle. En utilisant un réseau d'AI corrélés et interrogés simultanément au sein d'une même cavité, il est possible de procéder à des mesures différentielles, et ainsi obtenir une forte immunité sur les bruits sources de vibrations des miroirs de la cavité (dont le bruit sismique, le bruit thermique des miroirs etc...), ces bruits étant communs à chaque AI du réseau.

Etant terrestre, ce type d'antenne sera toujours soumis au bruit de gravité généré par des variations de masses autour de l'instrument[70, 71], ce bruit est aussi appelé bruit newtonien. En corrélant les mesures sur différents gradiomètres, il est possible de réduire ce bruit via des moyennes statistiques[72].

L'antenne gravitationnelle MIGA, actuellement en construction, sera un démonstrateur pour un futur détecteur d'ondes gravitationnelles hybridant interférométrie atomique et optique. Bien que sa sensibilité ne sera pas suffisante pour détecter une onde gravitationnelle, elle sera une preuve de principe pour la mesure de perturbations du champ gravitationnel à basse fréquence (entre 100 mHz et 10 Hz). Le maximum de sensibilité attendu est à 2 Hz[47] avec une amplitude caractéristique de  $h = 2.2 \times 10^{-13}$ .

Dans ce chapitre, nous étudierons dans un premier temps les caractéristiques du LSBB, dans un deuxième temps nous présenterons l'architecture de l'antenne MIGA, puis nous terminerons par une présentation des expériences préliminaires développées au LP2N.

## 3.1 Caractéristiques du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit

L'antenne MIGA est actuellement en construction au LSBB (Figure 3.2), à Rustrel, sur le plateau d'Albion. Historiquement, cet emplacement était une base militaire où se trouvait un centre de contrôle pour missiles nucléaires lors de la guerre froide. Tout un espace de galeries souterraines a été creusé à cette fin. Depuis 1997, ces locaux ont été reconvertis pour y installer un laboratoire interdisciplinaire pour la recherche, le LSBB.

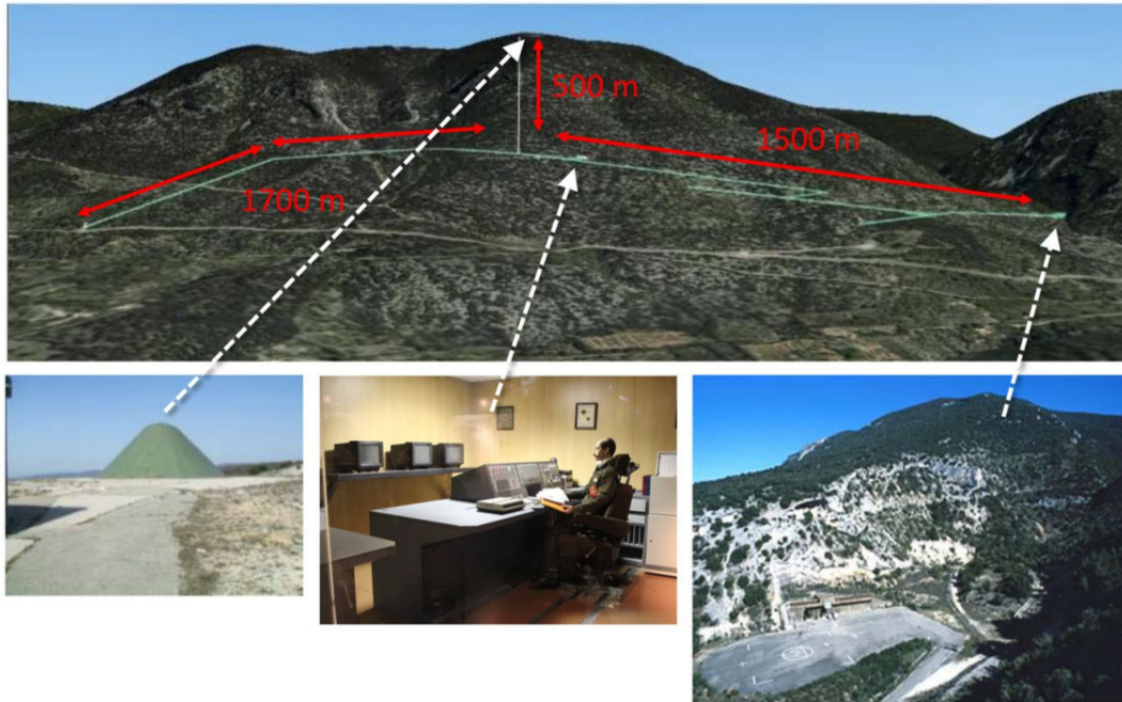


FIGURE 3.2 – Photos du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit[73]. La photo du haut représente l'emplacement souterrain du laboratoire ainsi que ses galeries. En bas, de gauche à droite, sont représentés la vue du sommet de la montagne avec l'antenne blindée destinée historiquement à recevoir l'ordre de lancement des missiles nucléaires, la salle de contrôle de lancement dans une salle blindée électromagnétiquement, et l'accès aux galeries.

Du fait de son éloignement de toute activité humaine et industrielle, l'emplacement du laboratoire se caractérise par un environnement bas bruit exceptionnel[74, 75], que ce soit du point de vue magnétique ou sismique. Ces caractéristiques rendent le choix du LSBB idéal pour installer l'antenne gravitationnelle MIGA, et notamment pour les études de sites des futures générations de détecteurs d'ondes gravitationnelles. En testant différentes corrélations entre gradiomètres au sein de l'instrument, MIGA pourra étudier la réjection du bruit newtonien[72].

### 3.1.1 Environnement géologique

Le LSBB est situé dans le bassin versant de la fontaine de Vaucluse, où se trouve le 5<sup>ème</sup> plus grand aquifère karstique du monde[76] d'une superficie de 54 ha. Un aquifère karstique est un système géologique fissuré et poreux formé par l'érosion, due à l'eau, de roches solubles comme le calcaire. Dans ce type de système, l'eau infiltrée crée des cavités souterraines, grottes, conduits... L'écoulement des eaux dans les aquifères karstiques est un sujet d'étude important chez les géophysiciens et hydrogéologues[77, 78].

Le LSBB offre donc un environnement très intéressant pour l'étude de ces formations géologiques.

La configuration du LSBB a un autre intérêt pour la géophysique, notamment en permettant de développer des programmes de recherche sur la dynamique poro-élastique des milieux fracturés, la sismicité induite et les processus d'endommagement interne des massifs rocheux, ainsi que sur la manipulation des fluides et des gaz dans les réservoirs[79]. Ces études géophysiques sur le site du LSBB demandent l'utilisation d'un certain nombre d'instruments de haute précision, tels que des sismomètres[80], des gravimètres supraconducteurs[81, 82], des gravimètres atomiques[75], ou des magnétomètres[83]. La comparaison des signaux de ces instruments permet de caractériser précisément l'environnement géophysique et magnétique du lieu. Il sera également possible de comparer les signaux de MIGA.

Le laboratoire consiste en un réseau de galeries d'environ 4 km (voir Figure 3.2) donnant accès à des puits souterrains, des cavités, des espaces vides, et allant jusqu'à une profondeur de plus de 500 m. La couverture thermique des couches supérieures de roches carbonatées offre une stabilité thermique au delà de 0.1 ° C. La cavité la plus profonde du laboratoire, ayant un volume de 1250 m<sup>3</sup>, et se trouvant à 518 m sous terre, était historiquement la salle de contrôle du lancement des missiles nucléaires, et pouvait être théoriquement capable de rester opérationnelle après une éventuelle explosion nucléaire à proximité, en résistant notamment aux effets du souffle nucléaire. Aujourd'hui, sont installés dans cette cavité, les expériences les plus exigeantes en terme de bruit sismique et magnétique. La taille de l'antenne MIGA et sa nécessité d'être parfaitement horizontale, afin d'éviter d'introduire les effets d'une projection de l'accélération gravitationnelle, ont imposé le forage de nouvelles galeries à proximité de la galerie principale (voir Figure 3.3).

### 3.1.2 Caractérisation sismique

#### Densité spectrale d'accélération au LSBB

Les propriétés sismiques du site ont pu être étudiées en utilisant un réseau de 6 sismomètres larges bandes surveillant les variations du bruit sismique[80]. La Figure 3.4 montre la fonction de densité de probabilité du bruit d'accélération établie à partir de données prises tout au long au de l'année 2011. Les données sont comparées avec les limites hautes et basses du modèle de Peterson[84], modèle couramment utilisé dans le domaine de la géophysique. Ces données ont été prises sur différents axes (nord-sud :

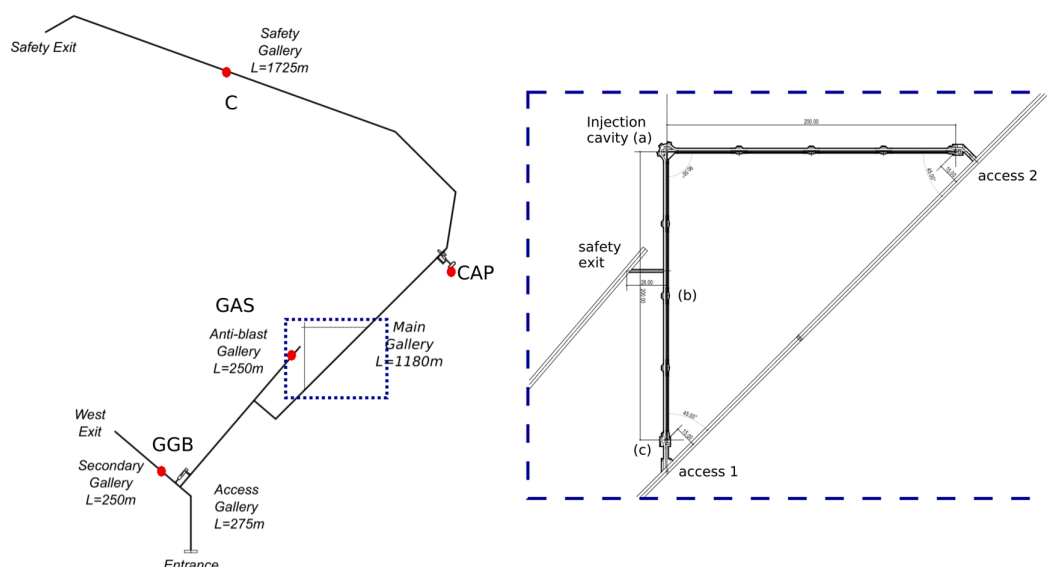


FIGURE 3.3 – A gauche : plan des galeries souterraines du LSBB. CAP : capsule anti-atomique qui était utilisée comme centre de commande des missiles nucléaires. GAS : galerie anti-souffle. GGB : galerie secondaire. C : galerie de sécurité. Les galeries qui accueilleront l'antenne MIGA se trouvent dans le cadre en pointillé bleu. A droite : zoom sur les galeries qui accueilleront l'antenne MIGA. Deux galeries perpendiculaires sont en cours de forage. Le forage de deux galeries perpendiculaires laisse la possibilité d'installer deux bras, afin d'avoir une configuration de Michelson qui permettra d'atténuer des bruits techniques tels que le bruit de fréquence du laser. Cependant, par contrainte de budget, un seul bras sera instrumenté initialement.

NS, est-ouest : EW et l'axe perpendiculaire au plan contenant les axes NS et EW : Z) pour des fréquences entre 10 mHz et 40 Hz. Chaque colonne correspond à l'analyse d'une certaine partie des données. La colonne de gauche montre la densité de probabilité de bruit moyennée tout au long de l'année 2011, la colonne du centre montre les données de 6h de mouvements au sol comprenant le séisme de Tohoku-Oki au Japon du 11 mars 2011, et à droite les données moyennées lors d'une journée calme (24 h) de l'année 2011.

On remarque que, mis à part lors d'activités sismiques particulières dont le séisme de Tohoku-Oki, la densité de probabilité de bruit d'accélération se trouve au niveau de la limite basse du modèle de Peterson, ce qui montre bien que le site du LSBB est un des lieux où le bruit sismique est des plus faibles au monde.

Les propriétés bas bruit sismique du LSSB ont aussi été montrées à plus basse fréquence, en utilisant un gravimètre supraconducteur[73] présentant une performance en bruit parmi les meilleures d'un réseau mondial de gravimètres supraconducteurs[81,

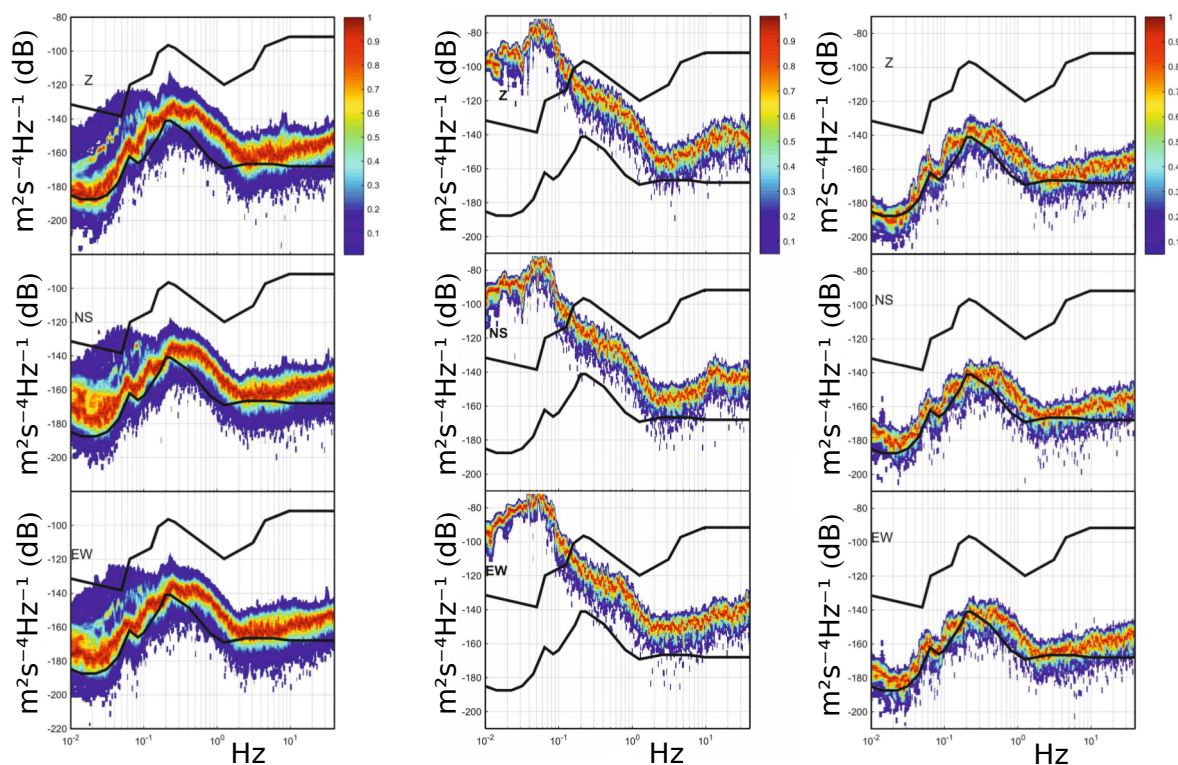


FIGURE 3.4 – Courbes (issues de [73]) de la fonction de densité de probabilité du bruit sismique (échelle de couleurs) pour l'année 2011. Gauche : données prises tout au long de l'année comprenant les jours calmes et les jours avec une forte activité sismique. Centre : données correspondant à 6 heures de mouvements au sol, dont le tremblement de terre de Tohoku-Oki du 11 mars 2011. Droite : données prise lors d'une journée calme (24 h) de l'année 2011 sans événement sismique particulier. Les données ont été prises sur 3 composantes (haut, Z : axe perpendiculaire au plan contenant les axes NS et EW ; milieu, NS : axe nord-sud ; bas, EW : axe est-ouest). Chaque courbe est comparée aux limites hautes et basses du modèle de Peterson (courbes noires).

82].

### Sensibilité de la mesure gradiométrique aux bruits de vibration

Bien que les mesures différentielles entre deux interféromètres donnent un certain degré d'immunité au bruit sismique, la vibration des miroirs de la cavité va tout de même causer une variation de la fréquence intra-cavité. Cet effet est pris en compte lors du calcul de la différence de phase interférométrique  $\Delta\Phi_{at}(X_1, t) - \Delta\Phi_{at}(X_2, t)$  entre deux interféromètres situés à deux position  $X_1$  et  $X_2$  (Figure 3.5). L'expression

de cette différence de phase est donnée par[73] :

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{at}(X_1, t) - \Delta\Phi_{at}(X_2, t) &= \frac{4n\pi\nu_0}{c}(X_2 - X_1) \left[ \frac{\delta\nu(t)}{\nu_0} - \frac{h(t)}{2} + \frac{x(X_1, t) - x(X_2, t)}{X_2 - X_1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\omega_p} \left( \frac{\delta\nu'(t)}{\nu_0} - \frac{h'(t)}{2} + \frac{\delta x'_2(t) - \delta x'_1(t)}{L} \right) \right] * g'_\phi(t) \\ &\quad + \alpha(X_1, t) - \alpha(X_2, t) \end{aligned}$$

où  $\delta\nu(t)$  est le bruit de fréquence du laser,  $\nu_0$  la fréquence moyenne du laser,  $h(t)$  l'amplitude de la déformation causée par une onde gravitationnelle,  $x(X, t)$  représente le mouvement des atomes le long de la direction du faisceau d'interrogation due aux fluctuations locales de la gravité,  $\delta x_{i=1,2}$  représente le mouvement des miroirs dû aux vibrations,  $L$  est la taille de la cavité,  $\omega_p = \frac{2\pi c}{4LF}$  le pôle de la cavité ( $F$  étant la finesse de la cavité),  $g_\phi$  la fonction de sensibilité à la phase, et  $\alpha(X, t)$  le bruit de détection. Le symbole " ' " est utilisé pour désigner la dérivée temporelle.

La contribution à la différence de phase interférométrique des vibrations des miroirs, que l'on notera  $\Delta\Phi_{vib}$ , est donnée par :

$$\Delta\Phi_{vib} = \frac{4n\pi\nu_0}{c\omega_p}(X_2 - X_1) \left( \frac{\delta x'_2(t) - \delta x'_1(t)}{L} \right) * g'_\phi(t) \quad (3.1)$$

On peut aussi écrire cette contribution sur la phase laser :

$$\Delta\phi_{las,vib} = \frac{4n\pi\nu_0}{c\omega_p}(X_2 - X_1) \left( \frac{\delta x'_2(t) - \delta x'_1(t)}{L} \right) \quad (3.2)$$

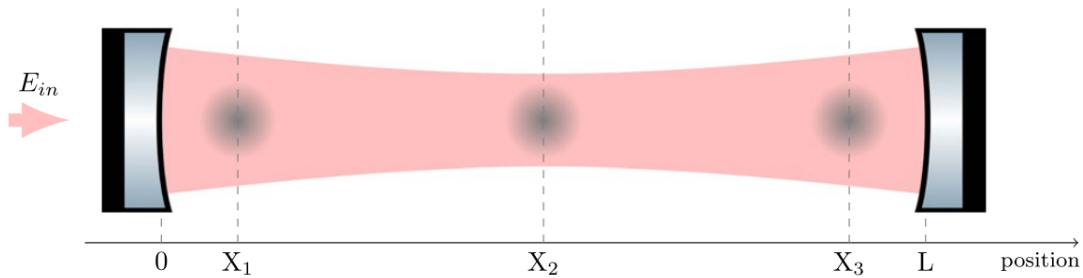


FIGURE 3.5 – Schéma de principe d'une cavité de l'antenne MIGA. Les 3 interféromètres sont situés aux positions  $X_1$ ,  $X_2$  et  $X_3$  à l'intérieur de la cavité.

En calculant la densité spectrale de puissance de cette contribution sur la phase laser, on a :

$$S_{\Delta\phi_{las,vib}}(\omega) = \left[ \frac{4n\pi\nu_0}{c\omega_p L}(X_2 - X_1) \right]^2 \frac{2S_a(\omega)}{\omega^2} \quad (3.3)$$

La densité spectrale de puissance du bruit d'accélération des miroirs  $S_a$  est reliée à la densité spectrale de puissance du bruit en vitesse des miroirs  $S_{x'}$  par  $S_{x'} = \frac{S_a}{\omega^2}$ . On suppose qu'elle est la même pour chaque miroir  $S_a = S_{a_1} = S_{a_2}$ .

En utilisant la formule de l'écart-type d'Allan calculée dans le chapitre précédent (équation (2.83)), on a comme bruit de phase dû à cette contribution, sur chaque mesure gradiométrique :

$$\sigma_{\Delta\Phi_{vib}}^2(\tau_m) = \frac{2}{m^2} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^4(\frac{\omega m T_c}{2})}{\sin^2(\frac{\omega T_c}{2})} H(\omega)^2 S_{\Delta\phi_{las,vib}}(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (3.4)$$

Soit :

$$\sigma_{\Delta\Phi_{vib}}^2(\tau_m) = \frac{4}{m^2} \left[ \frac{4n\pi\nu_0}{c\omega_p L} (X_2 - X_1) \right]^2 \int_0^{+\infty} \frac{\sin^4(\frac{\omega m T_c}{2})}{\sin^2(\frac{\omega T_c}{2})} H(\omega)^2 \frac{S_a(\omega)}{\omega^2} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (3.5)$$

Pour des contributions basses fréquences, ce qui est notre cas, on a  $H(\omega)^2 \simeq 16 \sin^4(\frac{\omega T}{2})$ .

Sur la Figure 3.6 nous avons tracé la variance d'Allan de la contribution du bruit de vibration des miroirs de la cavité, due au bruit d'accélération, en fonction du temps d'intégration  $mT_c$ , avec un temps de cycle  $T_c = 500$  ms. Nous avons tracé ces courbes pour deux densités spectrales de puissance entre 10 mHz et 10 Hz. L'une (Figure 3.6 (a)) étant le seuil en dessous duquel la densité spectrale de puissance de ces vibrations est 10 % du temps au cours d'un mois calme sismiquement (août 2011), l'autre (Figure 3.6 (b)) étant le seuil au dessus duquel la densité spectrale de puissance de ces vibrations est 10 % du temps au cours d'un mois bruyant sismiquement (février 2011). Ainsi, nous avons estimé une valeur optimiste et une valeur pessimiste de la contribution des bruits de vibrations sur la mesure gradiométrique. Ces courbes ont été tracées pour le gradiomètre le plus long que l'on puisse avoir sur le démonstrateur ( $X_2 - X_1 = L$ ), avec une cavité de finesse  $F = 100$ , un temps d'interrogation  $T = 250$  ms, un temps de cycle  $T_c = 500$  ms, et pour des valeurs de l'ordre de diffraction de Bragg  $n = 1$  (bleu),  $n = 10$  (vert), et  $n = 100$  (rouge). Nous avons tracé, à titre de comparaison, la contribution du bruit d'accélération sur la mesure interférométrique d'un unique interféromètre  $\sigma_a(\tau_m)$ , à l'aide de l'équation 2.97, pour les deux mois de février et août. Ces courbes sont comparées au bruit de projection quantique avec un nombre de  $10^6$  atomes par interféromètre (courbes noires). On remarque bien que l'utilisation de mesures gradiométriques permet de réduire nettement l'effet des contributions des bruits de vibration des miroirs, dus au bruit sismique, sur la mesure. Par exemple, sur une unique mesure ( $\tau_1$ ), en utilisant la densité spectrale du mois de février, le bruit



sismique sur la mesure interférométrique avec un interféromètre seul et une diffraction d'ordre  $n = 1$  est de  $\sigma_a(\tau_1) \simeq 89.7$  mrad, alors que dans le cas d'une mesure gradiométrique, la contribution des vibrations est de  $\sigma_{\Delta\Phi_{vib}}(\tau_1) \simeq 17.7$   $\mu$ rad.

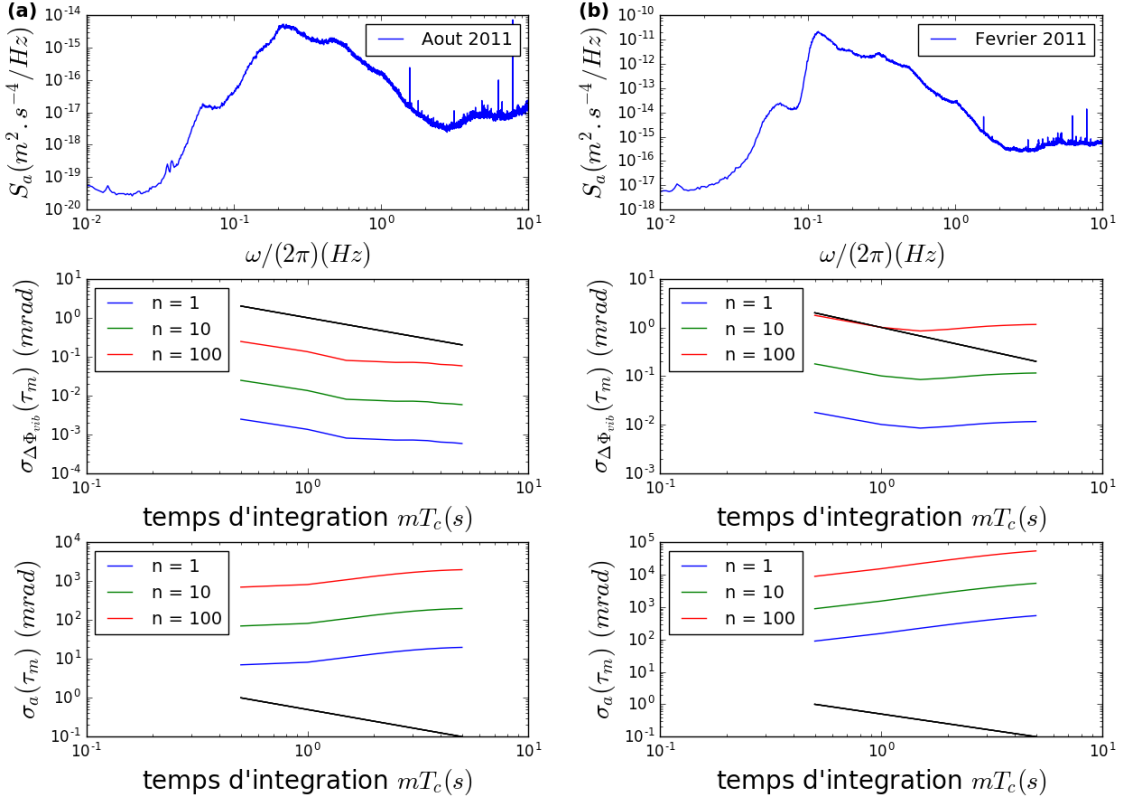


FIGURE 3.6 – (a) Haut : Densité spectrale de puissance du mois d'août 2011, calme sismiquement. Milieu : Variance d'Allan de la contribution du bruit de vibration (août 2011) des miroirs de la cavité en fonction du temps d'intégration  $mT_c$ , pour différentes valeurs de  $n$ . Bas : Variance d'Allan de la contribution du bruit de vibration (août 2011) sur la mesure d'un unique interféromètre, pour différentes valeurs de l'ordre de diffraction  $n$ . (b) Haut : Densité spectrale de puissance lors du mois de février 2011, actif sismiquement. Milieu : Variance d'Allan de la contribution du bruit de vibration (février 2011) des miroirs de la cavité en fonction de  $mT_c$ , pour différentes valeurs de  $n$ . Bas : Variance d'Allan de la contribution du bruit de vibration (février 2011) sur la mesure d'un unique interféromètre, pour différentes valeurs de  $n$ . Les courbes noires représentent le bruit de projection quantique.

La sensibilité aux bruits de vibration est d'autant plus forte que l'ordre de diffraction est grand étant donné qu'avec une transition d'ordre  $n$ , la sensibilité aux accélérations augmente d'un facteur  $n$ . On remarque que l'utilisation de mesures gradiométriques permet de passer la contribution des vibrations sismiques sur les miroirs en dessous du bruit de projection quantique. La contribution de ce bruit sera d'autant plus réduite grâce à l'utilisation d'un système de suspension des miroirs.

### 3.1.3 Caractérisation magnétique

#### Densité spectrale de fluctuations magnétiques au LSBB

Le massif de 500 m de hauteur de roches karstiques imprégnées d'eau, sous lequel se trouvent les galeries du LSBB, offre une forte protection magnétique. De plus, l'environnement très calme et éloigné des activités humaines permet de s'affranchir des bruits magnétiques dus aux voies ferrées et aux lignes haute tension. L'activité sismique du site, étant l'une des plus basses au monde, fait qu'il n'y a pas de mouvement de masse magnétique significatif (telle que le réservoir d'eau à proximité) pouvant perturber le bruit de fond magnétique.

Le spectre de champ magnétique a été mesuré à l'aide d'un magnétomètre SQUID (Superconductive Quantum Interference Device) 3 axes[85], à différents endroits du LSBB (voir Figure 3.3) : dans la galerie anti-souffle (GAS), dans la galerie secondaire (GGB), dans la galerie de sécurité (C), et dans la capsule se trouvant dans l'ancien centre de commandement militaire (CAP). Cette dernière consiste en une capsule de béton armé de 2 m d'épaisseur, doublé d'un revêtement en acier de 1 cm d'épaisseur. Les données sont tracées sur la Figure 3.7. Les fréquences intéressantes pour MIGA

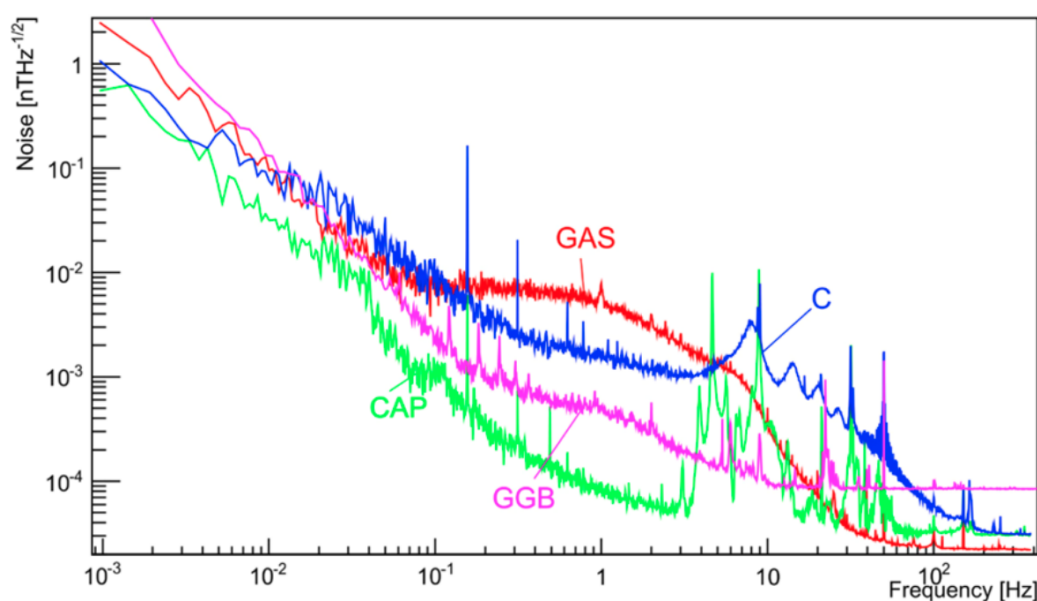


FIGURE 3.7 – Spectres magnétiques (issus de [85]) mesurés avec un SQUID dans la capsule blindée (CAP, en vert), dans la galerie anti-souffle (GAS, en rouge), dans la galerie secondaire (GGB, en violet) ainsi que dans la galerie de sécurité (C, en bleu).

se trouvent entre 10 mHz et 10 Hz. Jusqu'à environ 60 mHz, le bruit magnétique est sensiblement le même dans les différents lieux, mise à part la capsule où le blindage

(notamment le revêtement en acier) contribue à mieux protéger des fluctuations géomagnétiques. À plus haute fréquence, les variations entre les différents lieux sont dues aux variations géologiques de la roche environnante qui n'offre pas une protection égale partout. De plus, les équipements à proximité sont aussi sources d'interférences, qui ne sont pas égales dans chaque salle. Les larges pics à 8 Hz, 14 Hz, 21 Hz, et 28 Hz que l'on observe au niveau de la galerie de sécurité (C), correspondent aux résonances de Schumann[85, 86]. Les autres pics sont attribués à des vibrations mécaniques et des interférences électromagnétiques.

### **Effet des fluctuations du champ magnétique sur les interféromètres**

Nous avons vu dans le chapitre 2 que les fluctuations du champ magnétique ont un effet sur la phase interférométrique des interféromètres. Nous présentons maintenant les calculs de la variance d'Allan sur la phase interférométrique d'un accéléromètre, due aux fluctuations du champ magnétique au LSBB, à l'aide de l'équation (2.90). Pour cela nous avons pris la densité spectrale de puissance du bruit magnétique de la galerie GAS (Figure 3.7), étant donné qu'il s'agit de la galerie la plus proche de l'emplacement du futur démonstrateur. Sur la Figure 3.8, nous avons tracé les variances d'Allan en fonction du temps d'intégration, pour différentes valeurs de gradient de champ magnétique, et différents ordres de diffraction de Bragg  $n$ .

On remarque que les contributions de ces fluctuations sont très faibles, même pour des gradients élevés, ce qui est dû à l'isolation magnétique du site du LSBB. Pour un gradient de  $5 \text{ mG.m}^{-1}$ , et des transitions d'ordre  $n = 10$ , la contribution des fluctuations magnétiques au bruit de phase interférométrique sur une unique mesure ( $\tau_1$ ) est d'environ 13.4 nrad. Des gradients de cet ordre de grandeur peuvent être obtenus avec des blindages magnétiques. Cependant la densité spectrale de puissance du bruit magnétique n'ayant pas été mesurée dans les galeries où sera installé MIGA, mais dans une galerie à proximité, il s'agit d'estimations. De plus, cela ne prend pas en compte les instruments à proximité des atomes, qui seront utilisés pour l'antenne.

## **3.2 Antenne MIGA au LSBB**

Le démonstrateur sera constitué d'un réseau de trois AI interrogés simultanément par un champ électromagnétique résonant dans deux cavités de 150 m de long. Il sera installé dans une galerie à environ 300 m sous terre (voir Figure 3.9). Les deux galeries ont commencé à être creusées fin 2018. Dans un premier temps, la première galerie sera utilisée pour installer le démonstrateur. La deuxième galerie sera utilisée dans le futur pour installer un deuxième bras.

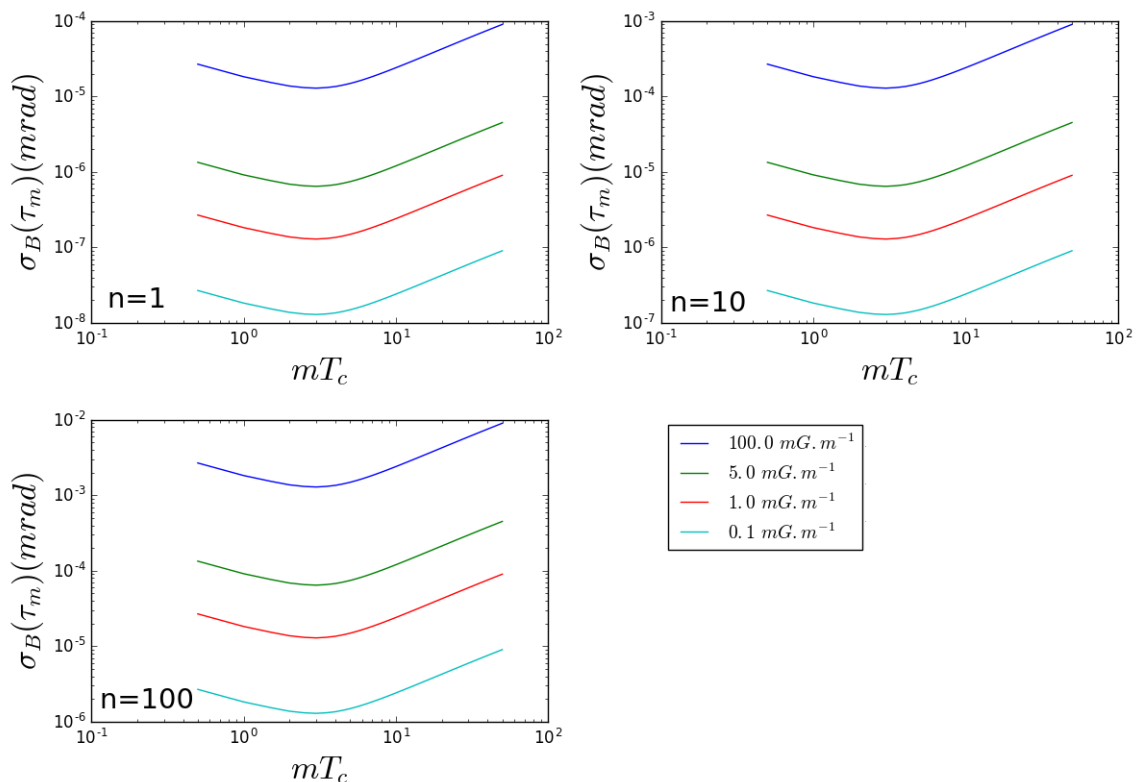


FIGURE 3.8 – Variances d’Allan en fonction du temps d’intégration, pour différentes valeurs de gradient de champ magnétique, et différents ordres de diffraction de Bragg :  $n = 1$  (en haut à gauche),  $n = 10$  (en haut à droite) et  $n = 100$  (en bas à gauche). Pour chaque courbe, nous avons fixé le temps de cycle à  $T_c = 500$  ms, et le temps d’interrogation à  $T = 250$  ms.

### 3.2.1 Architecture du démonstrateur

Les atomes utilisés pour chaque AI sont des atomes de rubidium 87 ( $^{87}\text{Rb}$ ), la transition mise en jeu lors des processus de refroidissement et d’interférométrie atomique est la transition  $D_2$  entre le niveau fondamental  $5^2S_{1/2}$  et le premier état excité  $5^2P_{3/2}$ , dont la longueur d’onde résonante est environ 780,2 nm. Les atomes sont piégés et refroidis dans des pièges magnéto-optiques, puis lancés sur une trajectoire quasi-verticale. Après une phase de sélection grâce à des transitions Raman, ils entrent lors de leur ascension dans la première cavité. Au sommet de leur trajectoire ils atteignent la seconde cavité, puis ils retombent par gravité dans la première cavité, et sont ensuite détectés par fluorescence<sup>1</sup>. Dans chaque cavité résonne un champ à 780 nm qui est pulsé afin de générer trois impulsions de Bragg nécessaires à la réalisation des interféromètres de type Mach-Zehnder ( $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ ). Un espacement de 30.6 cm entre les cavités permet de fixer le temps d’interrogation à  $T = 250$  ms afin d’être sensible à des variations de phase du laser de l’ordre du Hz. L’utilisation de cavités permet, en utilisant le gain

1. Les phases de refroidissement, de préparation, et de détection seront présentées dans le chapitre 4 où l’on détaillera la structure des sources atomiques.

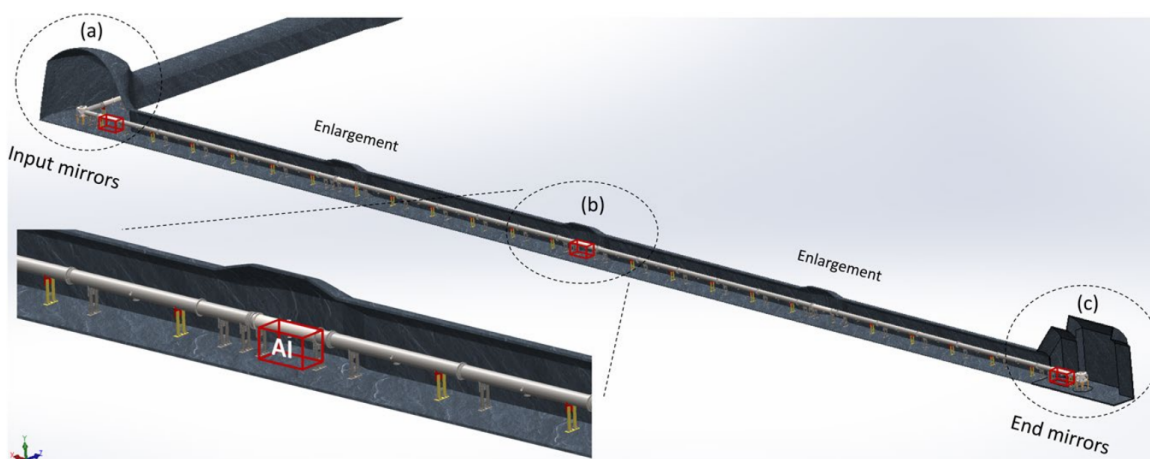


FIGURE 3.9 – Plans de la galerie souterraine[73] où sera installé le démonstrateur. Les trois interféromètres atomiques seront situés aux positions (a), (b) et (c). Les bancs d'injection des cavités seront situés dans la salle (a).

optique généré par celles-ci, d'opérer des transitions de Bragg d'ordre élevé afin d'augmenter l'aire des interféromètres et donc leurs sensibilités. La Figure 3.10 représente un schéma de principe du démonstrateur.

Afin de limiter les pertes atomiques via des collisions avec d'autres particules, l'ensemble de l'expérience doit se dérouler sous ultra-vide. Les cavités sont placées à l'intérieur d'une enceinte à vide, dans laquelle une pression inférieure à  $10^{-9}$  mbar est maintenue. De même, la pression à l'intérieur des enceintes à vide de chaque source atomique doit être maintenue sous la valeur de  $10^{-9}$  mbar.

Au niveau des phases de refroidissement, de préparation, et d'interrogation des atomes, ces derniers doivent être isolés du champ magnétique externe. Pour cela un jeu de trois blindages magnétiques est utilisé pour chaque AI, un autour de chaque source atomique et deux autour de l'enceinte à vide des cavités, au niveau de chaque zone d'interrogation (voir Figure 3.11).

En plus des mesures différentielles du démonstrateur permettant d'acquérir une certaine immunité par rapport aux bruits de vibration, des systèmes passifs d'atténuation de vibrations seront utilisés sur les miroirs des cavités. De part et d'autre des cavités, deux systèmes de suspensions permettront de suspendre les miroirs, un système pour les deux miroirs d'entrée des cavités, et un autre pour les deux miroirs de fond. Ces systèmes agiront comme un isolant passif aux bruits de vibration. Un système de correction actif sera aussi utilisé pour corriger en temps réel le désalignement longitudinal

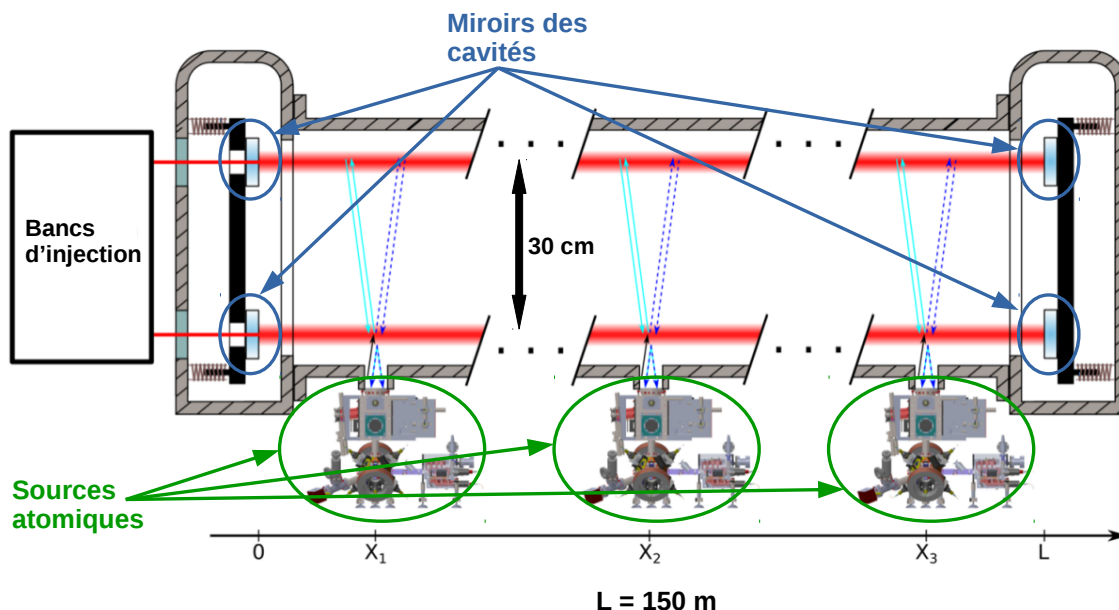


FIGURE 3.10 – Schéma (pas à l'échelle) du démonstrateur. Les cavités optiques ont chacune une longueur  $L = 150$  m et sont espacées de  $\sim 30$  cm l'une de l'autre. 3 sources atomiques localisées aux positions  $X_1$ ,  $X_2$ , et  $X_3$  permettent de préparer les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  pour chaque interféromètre. Les cavités sont placées à l'intérieur d'une enceinte à vide (en gris) permettant de maintenir une pression inférieure à  $10^{-9}$  mbar.

des miroirs.

### 3.2.2 Cavités et système laser

Pour opérer des impulsions de Bragg, il faut que la fréquence de ces impulsions soit stable. Pour cela, nous devons asservir la fréquence du laser générant la lumière d'interrogation. De plus, la fréquence de résonance d'une cavité dépend de la longueur de cette cavité, il faut donc que la taille de la cavité soit asservie sur la fréquence d'interrogation afin que, dans un premier ordre, la lumière soit constamment résonante avec la cavité et, dans un second ordre, que les variations de longueur  $\delta L$  de la cavité au cours d'une séquence d'interférométrie, soit minime, afin de réduire le bruit de fréquence induit par ces variations. Le fait que la durée des impulsions de Bragg soit de quelques  $\mu\text{s}$ , et donc que le faisceau à 780 nm soit la majeure partie du temps éteint, rend l'asservissement de la cavité via ce faisceau impossible. Pour contourner ce problème, nous utilisons un faisceau à 1560 nm provenant de la même source pour servir de lien optique. Cette fréquence sera elle aussi injectée dans la cavité, mais constamment. Ainsi, en asservissant la longueur de la cavité sur la fréquence à 1560 nm grâce à une méthode de Pound-Drever-Hall (PDH)[87, 88], elle le sera aussi sur la fréquence à 780 nm.

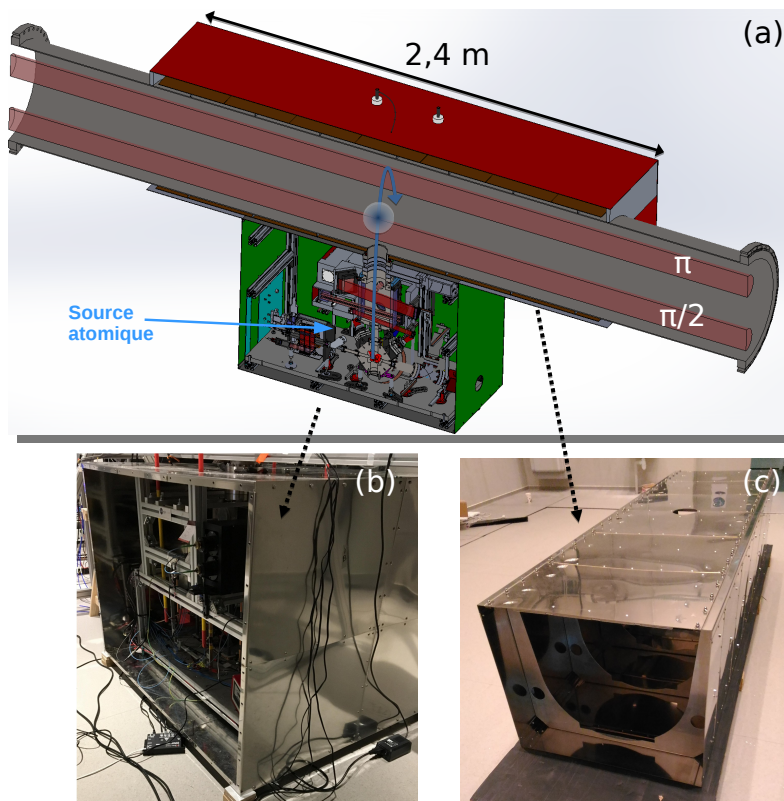


FIGURE 3.11 – (a) Plan d'un AI utilisé dans le démonstrateur. La source atomique est entourée d'un blindage magnétique de dimension  $118\text{ cm} \times 99.5\text{ cm} \times 86\text{ cm}$  (en vert) et la zone d'interrogation est entourée de deux blindages magnétiques (en marron et en rouge) de longueur 2.4 m. La flèche bleue foncée représente la trajectoire des atomes. (b) Photo d'un blindage magnétique autour d'une source atomique. Sur la photo le blindage a une face ouverte, mais lors de l'expérience celle-ci sera fermée. (c) photo d'un blindage intérieur qui sera placé le long d'une zone d'interrogation.

Nous proposons le système laser suivant (Figure 3.12) : un laser maître émet un faisceau à  $1560\text{ nm}$  qui est amplifié puis séparé en deux trajectoires par un cube séparateur de polarisation (PBS). La partie réfléchi par le PBS (encadré en bleu) est utilisée pour asservir le laser maître à  $\frac{\delta\nu}{\nu} = 10^{-15}$  sur une cavité de référence ultra-stable. Le faisceau transmis par le PBS (encadré en rouge) est quant à lui à nouveau séparé en deux, dont un des passages est doublé en fréquence par un cristal PPLN (Periodically Pole Lithium Niobate) pour générer la fréquence d'interrogation à  $780\text{ nm}$ . Un modulateur acousto optique (AOM) est utilisé en tant qu'interrupteur optique rapide pour générer les impulsions de Bragg. La deuxième partie du faisceau n'est pas doublée, mais passe par un modulateur électro-optique (EOM). L'EOM permet de moduler le faisceau à  $1560\text{ nm}$  afin de procéder à l'asservissement de PDH. Les deux fréquences

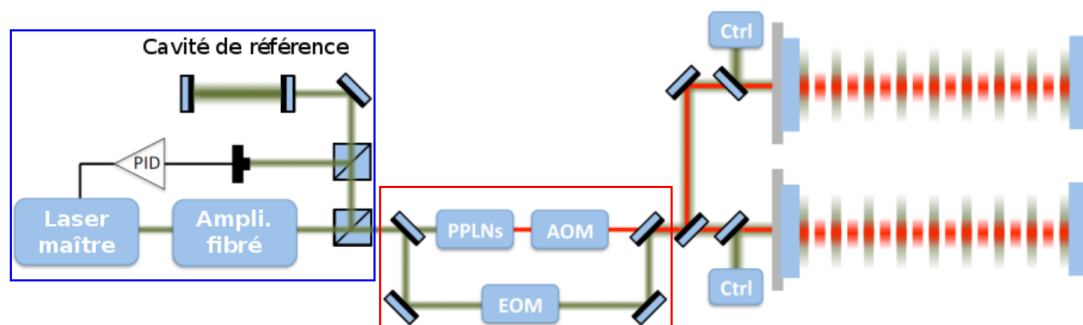


FIGURE 3.12 – Schéma du système laser[73]. Le trajet optique du faisceau à 1560 nm est représenté en vert, celui du faisceau à 780 nm en rouge. Le laser maître est asservi sur une cavité de référence (encadré bleu). Une partie du faisceau est modulée par un EOM et une autre est doublée en fréquence (encadré rouge). Les deux fréquences sont injectées dans les cavités. Le faisceau à 1560 nm sert à asservir la taille de la cavité, et le faisceau à 780 nm sert à l’interrogation des atomes. Un AOM placé sur le trajet optique du faisceau à 780 nm sert à générer les impulsions de Bragg.

sont ensuite recombinaées et injectées dans les deux cavités. La correction de l’asservissement de PDH est envoyée sur des montures piezo-électriques sur lesquelles sont fixées les miroirs de fond de la cavité. Ces montures permettent alors de contrôler la longueur des cavités, pour que celles-ci restent résonantes avec le faisceau laser.

### 3.3 Expériences préliminaires au LP2N

En plus du démonstrateur, le projet MIGA vise aussi à construire deux expériences préliminaires qui sont en cours de développement au LP2N. La première expérience consiste à construire un prototype de gradiomètre atomique en cavité. La deuxième consiste à construire un accéléromètre atomique en cavité, via un unique AI interrogé par deux cavités de 80 cm de long. L’expérience d’accéléromètre fait l’objet de cette thèse.

#### 3.3.1 Prototype de gradiomètre en cavité

Avant de construire le démonstrateur de 150 m de long, il est prévu de réaliser une expérience préliminaire à échelle réduite. Il s’agit d’un gradiomètre où deux AI seront interrogés simultanément par deux cavités de 5, 7 m de long. La géométrie de ce gradiomètre (Figure 3.13) est très similaire à celle du démonstrateur, à ceci près que sa taille est considérablement plus petite et qu’il ne comporte que deux AI. Cette expérience préliminaire servira, dans un premier temps, à tester les composants du démonstrateur tels que les systèmes de suspension, les systèmes de contrôle, les blindages magnétiques,



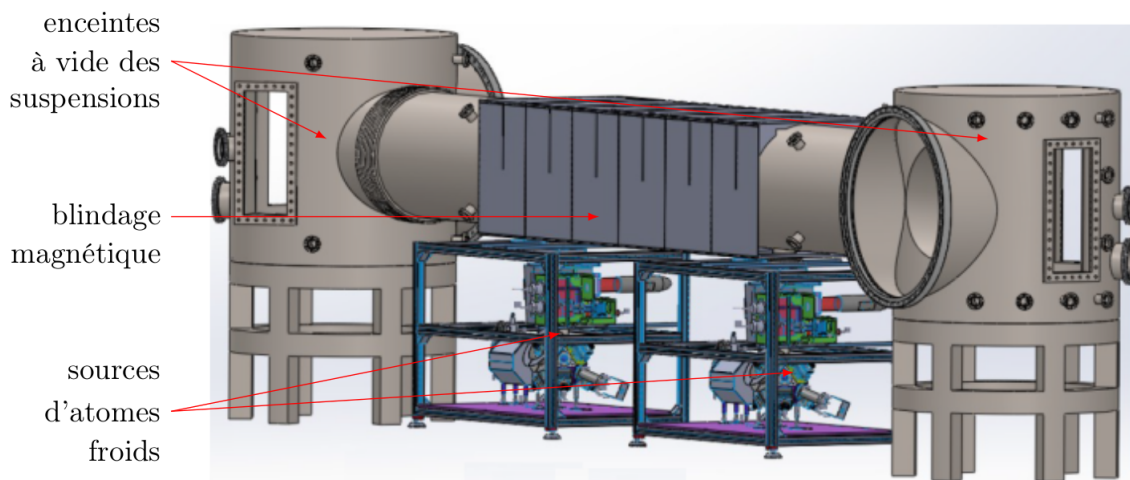


FIGURE 3.13 – Plan du gradiomètre. Deux sources d'atomes froids permettent de produire deux nuages atomiques de  $^{87}\text{Rb}$  qui sont lancés et interrogés via 3 impulsions de Bragg ( $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ ) par un champ résonant au sein de deux cavités de  $\sim 5$  m de long.

ou le banc laser. Il permettra de faire des premiers tests d'isolation du bruit sismique, via des mesures différentielles entre les deux AI. Finalement, il servira de banc de test pour MIGA.

Le design des enceintes à vide est actuellement en train d'être finalisé, les systèmes lasers des sources atomiques sont prêts, et les sources atomiques sont en fin d'assemblage au SYRTE. L'assemblage du gradiomètre au LP2N est prévu pour le cours de l'année 2019.

### 3.3.2 Accéléromètre en cavité

La première étape du projet MIGA est de construire une première expérience d'accéléromètre atomique horizontal. Les objectifs de cette étape sont de tester la géométrie des sources atomiques qui seront utilisées sur le gradiomètre ainsi que sur le démonstrateur, mettre en place un système de cavité doublement résonante à 780 nm et 1560 nm, puis d'étudier l'interférométrie atomique avec des impulsions de Bragg en cavité.

L'accéléromètre (voir Figure 3.14) consiste en une unique source atomique préparant un nuage de  $^{87}\text{Rb}$  lancé verticalement et interrogé avec 3 impulsions de Bragg ( $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$ ) via un champ résonant au sein de deux cavités de 80 cm de long.

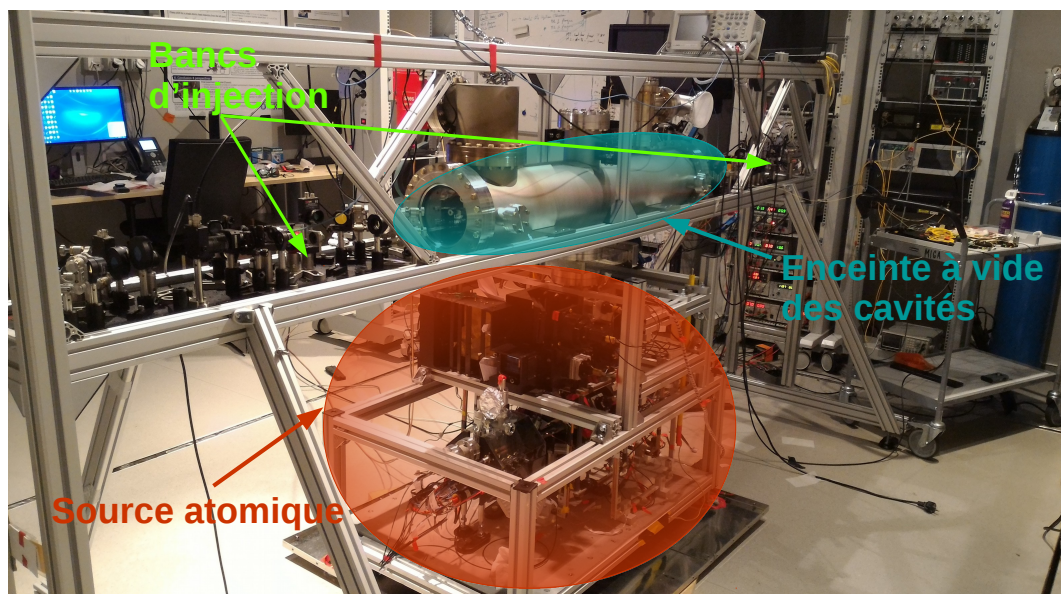


FIGURE 3.14 – Photographie de l'accéléromètre atomique. Une source atomique (zone orange) permet de préparer les atomes qui sont lancés au niveau des cavités (zone bleue) où ils sont interrogés. De part et d'autre des cavités sont placés les bancs d'injection à 1560 nm et à 780 nm. La photo été prise avant que la source soit entourée du blindage magnétique.

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le projet MIGA, les caractéristiques géologiques et magnétiques du LSBB où sera installé l'antenne, ainsi que son architecture. La première étape du projet consiste au développement d'un interféromètre atomique en cavité au LP2N, afin de valider la géométrie des sources atomiques et de mener des premières études d'interférométrie de Bragg en cavité. Les deux chapitres suivants sont consacrés à cette expérience. La source atomique sera utilisée pour préparer les atomes de Rubidium 87 refroidis à une température de quelques  $\mu\text{K}$ , préparés dans un état magnétique pur, et avec une impulsion transverse obéissant à la condition de Bragg. Nous verrons dans le chapitre 4 la description ainsi que la caractérisation de la source atomique, puis dans le chapitre 5 nous décrirons l'implémentation et la caractérisation de la cavité de 80 cm de long de l'accéléromètre.

# Chapitre 4

## Architecture de la source atomique

### Contents

---

<b>4.1</b>	<b>Banc laser</b> . . . . .	<b>75</b>
4.1.1	Génération de la lumière . . . . .	75
4.1.2	Génération des faisceaux du Piège Magnéto-Optique à 2 dimensions . . . . .	76
4.1.3	Génération des fréquences repompeur . . . . .	77
4.1.4	Génération des faisceaux du Piège Magnéto-Optique à 3 dimensions et de la détection . . . . .	77
4.1.5	Génération des faisceaux Raman . . . . .	78
4.1.6	Stabilisation en fréquence des lasers . . . . .	79
<b>4.2</b>	<b>Refroidissement</b> . . . . .	<b>81</b>
4.2.1	Piège Magnéto-Optique à 2 Dimensions . . . . .	83
4.2.2	Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions . . . . .	85
4.2.3	Lancement et refroidissement sub-Doppler . . . . .	89
4.2.4	Détermination de la température par temps de vol . . . . .	91
4.2.5	Mesure du nombre d'atomes lancés . . . . .	93
<b>4.3</b>	<b>Préparation et détection</b> . . . . .	<b>93</b>
4.3.1	Séquence de préparation . . . . .	93
4.3.2	Mise en forme des faisceaux Raman . . . . .	96
4.3.3	Détection . . . . .	97
<b>4.4</b>	<b>Spectroscopie Raman</b> . . . . .	<b>101</b>
4.4.1	Raman down . . . . .	102
4.4.2	Raman up . . . . .	104
<b>4.5</b>	<b>Interférométrie Raman</b> . . . . .	<b>105</b>
4.5.1	Etude des oscillations de Rabi . . . . .	106

4.5.2 Interféromètre de Mach-Zehnder . . . . . 108

4.6 Conclusion . . . . . 109

Avant d’entrer dans l’interféromètre, les atomes doivent être refroidis à une température de l’ordre de quelques  $\mu\text{K}$ , et préparés dans l’état magnétique  $m_F = 0$  avec une vitesse transverse obéissant à la condition de résonance de Bragg. Pour cela, nous utilisons une source atomique dont l’assemblage a eu lieu au laboratoire SYstème de Référence Temps-Espace (SYRTE), à l’Observatoire de Paris, avant d’être livrée au LP2N à Talence. Dans ce chapitre, nous présenterons la caractérisation, l’optimisation, ainsi que les premières mesures d’interférométrie Raman que nous avons effectuées sur cette source.

L’expérience préliminaire d’accéléromètre atomique en cavité (Figure 4.1) faisant l’objet de l’étude de cette thèse, peut être identifiée en 3 parties ; les deux premières parties, refroidissement et préparation/détection, constituent la source atomique à proprement parler ; la 3<sup>ème</sup> partie correspond à la zone dans laquelle a lieu la séquence d’interférométrie.

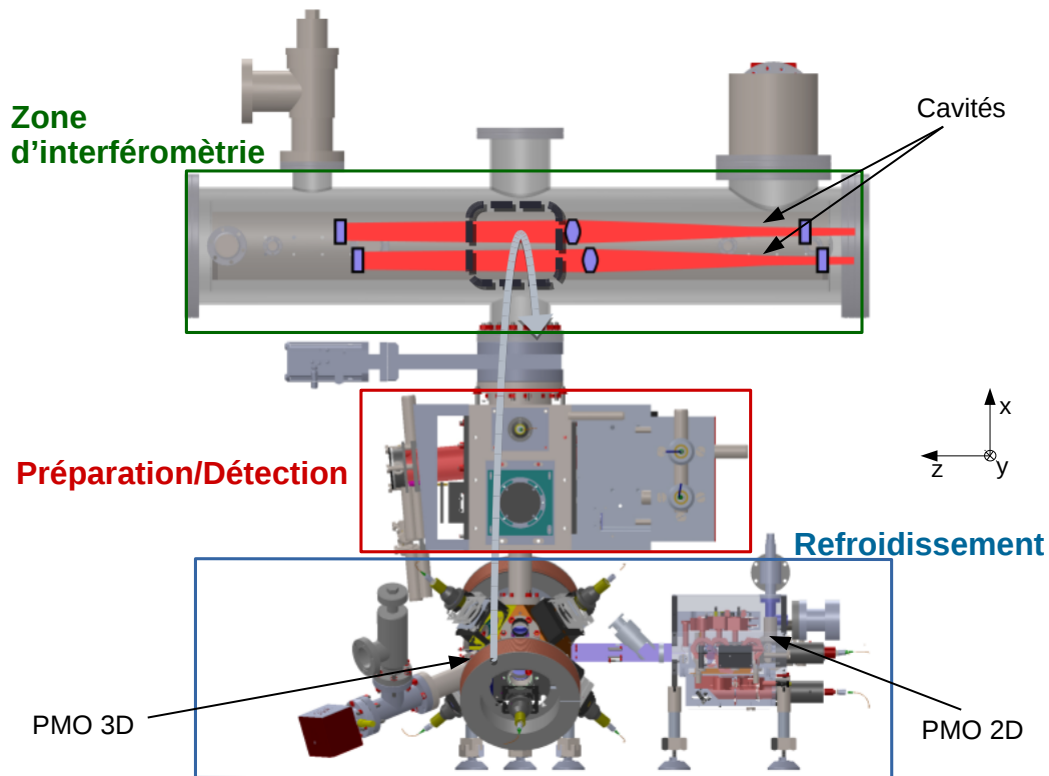


FIGURE 4.1 – Schéma de l’accéléromètre atomique.

Les atomes sont d’abord piégés et refroidis dans deux dimensions spatiales  $(x, y)$  à l’aide d’un Piège Magnéto-Optique à 2 Dimensions (PMO 2D). Puis un faisceau

aligné sur l'axe  $z$  va créer un flux d'atomes dans la direction du centre d'un Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO 3D), où les atomes sont piégés et refroidis à une centaine de  $\mu\text{K}$ . Les atomes sont ensuite lancés verticalement et une phase de mélasse mouvante est opérée afin d'atteindre une température de l'ordre de quelques  $\mu\text{K}$ . En entrant dans la zone de préparation, l'état  $m_F = 0$  ainsi que la vitesse transverse vont être sélectionnés à l'aide de transitions Raman. Au sommet de la trajectoire, la séquence d'interférométrie a lieu. Puis, par gravité, le nuage atomique retombe dans la zone de détection où sont mesurées, par fluorescence, les populations des deux états mis en jeu dans le processus d'interférométrie.

Dans un premier temps, nous présenterons le banc laser utilisé pour générer la lumière servant à préparer les atomes. Puis chaque étape de la préparation des atomes ainsi que le système de détection seront détaillés. Pour finir, nous présenterons les caractérisations et les mesures qui ont été faites sur les faisceaux de sélection Raman.

## 4.1 Banc laser

Afin de pouvoir refroidir et manipuler les atomes, il est nécessaire d'avoir un banc laser qui soit capable de générer les fréquences optiques de manière stable. Pour cela, nous avons opté pour un banc laser développé par la société Muquans[69] et adoptant une technologie fibrée. Ce banc est capable de fournir tous les faisceaux utilisés par la source atomique : refroidisseurs, repompeurs, Raman, détection et pousseurs. Les faisceaux de Bragg utilisés dans la zone d'interférométrie sont quant à eux générés par un banc laser développé au LP2N, et qui sera présenté dans le chapitre 5.

### 4.1.1 Génération de la lumière

Le banc laser est représenté sur la Figure 4.2. La lumière d'une diode laser, que l'on nommera MASTER, émettant à 1560 nm est divisée en deux chemins. Le premier chemin est doublé en fréquence pour obtenir un faisceau à 780 nm, qu'on utilise pour un asservissement en fréquence sur le croisement entre les deux transitions  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$  et  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 4\rangle$  du rubidium 85, grâce à une technique d'absorption saturée[89]. Ce laser servira de référence pour les autres diodes lasers générant les fréquences nécessaires à la manipulation des atomes (refroidisseur, repompeur, Raman). Le deuxième chemin est divisé en deux nouvelles trajectoires, chacune étant respectivement mélangée avec une partie de la lumière émise par les deux diodes lasers esclaves SEED 2D MOT et SEED 3D MOT/Raman 2, afin de générer des battements à 543 MHz pour le SEED 2D MOT, et 587 MHz pour le

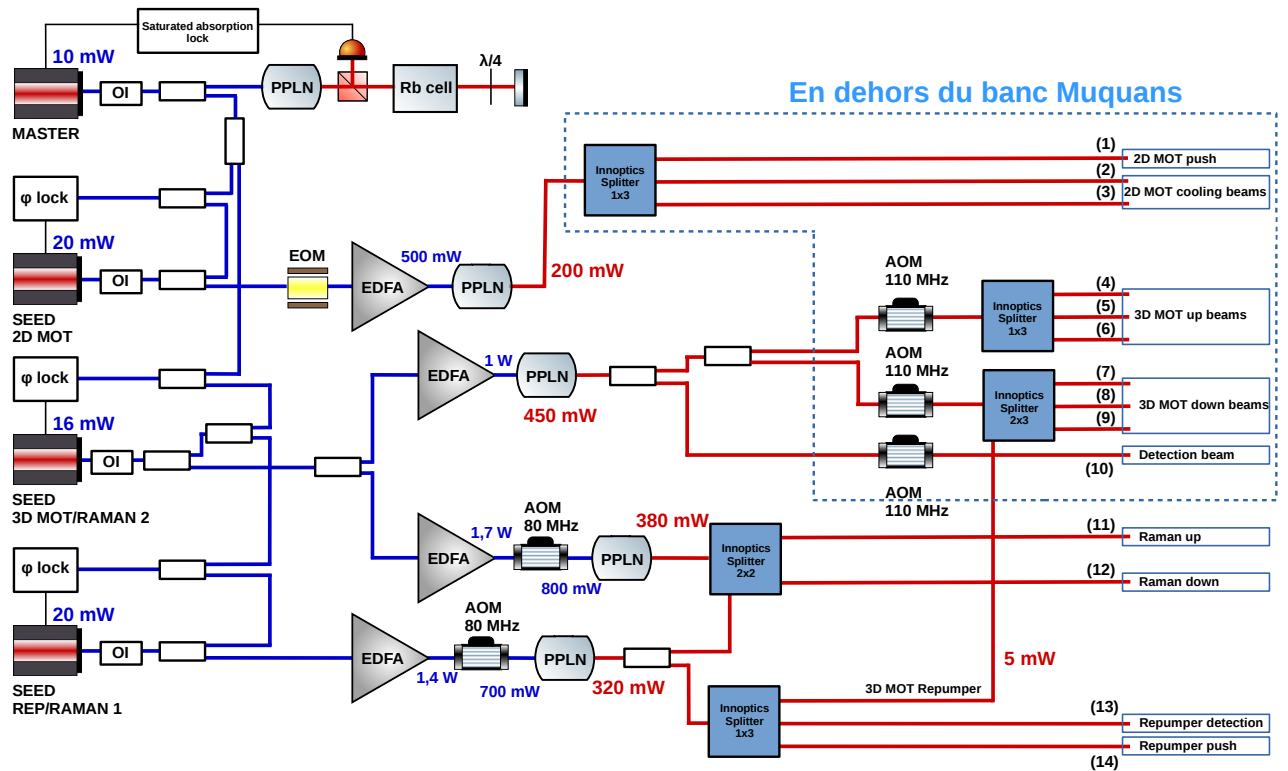


FIGURE 4.2 – Schéma du banc laser de la source atomique. Bleu : trajet du 1560 nm. Rouge : trajet du 780 nm. PPLN : Periodically-Poled Lithium Niobate. OI : Optical Isolator. EOM : Electro-Optic Modulator.  $\phi$  lock : Phase lock.

SEED 3D MOT/Raman 2, et asservir leurs fréquences sur le laser MASTER par une procédure d'asservissement à boucle de phase (phase lock)[90, 91], générant ainsi des fréquences utiles pour le refroidissement. Une dernière diode laser esclave (SEED Repumper/Raman 1) émettant une lumière à 1560 nm est divisée en deux chemins, l'un servant à asservir cette diode sur le laser SEED 3D MOT/Raman 2 par une procédure d'asservissement à boucle de phase, en générant un battement à 3.268 GHz avec la lumière provenant de SEED 3D MOT/Raman 2, dans le but de générer une fréquence repompeur. Un isolateur optique (IO) est placé en sortie de chaque diode laser afin de protéger ces dernières de tout retour de faisceau.

### 4.1.2 Génération des faisceaux du Piège Magnéto-Optique à 2 dimensions

Le laser SEED 2D MOT fournit les fréquences optiques utilisées pour le PMO 2D. Un signal Direct Digital Synthesizer (DDS) est envoyé sur le battement entre les lasers SEED 2D MOT et MASTER, afin de contrôler et stabiliser la fréquence de ce battement par rapport à la transition de refroidissement du rubidium 87 ( $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$ ). La lumière passe par un Modulateur Electro-Optique (EOM) qui gé-

nère des bandes latérales à  $\sim 6.6$  GHz, afin de créer la fréquence de la lumière de repompeur utilisée dans le PMO 2D. Un amplificateur fibré dopé à l'erbium (EDFA) amplifie la lumière à 500 mW qui est ensuite doublée avec un cristal doubleur de fréquence (Periodically-Poled Lithium Niobate : PPLN), pour générer la fréquence à 780 nm. Un splitter 1x3 micro-optique de la société Innoptics[92] crée trois faisceaux, deux pour refroidir les atomes dans deux directions et un pour pousser les atomes vers le PMO 3D (voir section 4.2). Chaque faisceau comporte la fréquence de refroidissement et la fréquence de repompeur. Le splitter Innoptics 1x3 est situé en dehors du rack laser Muquans (voir cadre bleu pointillé de la Figure 4.2).

### 4.1.3 Génération des fréquences repompeur

Nous avons vu que pour le PMO 2D, les fréquences repompeur et refroidisseur sont générées à partir de la même diode laser SEED 2D MOT, qui est entièrement et uniquement dédiée au PMO 2D.

Des fréquences repompeur sont aussi nécessaires pour le Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO 3D), ainsi que pour les phases de préparation et de détection. Dans cette section nous expliquons comment la fréquence repompeur, utilisée pour les applications autres que le PMO 2D, est générée. La lumière émise à 1560 nm par le laser esclave SEED REP/RAMAN 1 est amplifiée à 1.4 W par un EDFA, avant de passer par un Modulateur Acousto-Optique (AOM) à 80 MHz. Cet AOM fait office à la fois d'interrupteur et d'atténuateur optique, en jouant sur l'amplitude du signal DDS utilisé pour le contrôler. Après avoir doublé la fréquence à l'aide d'un PPLN, la lumière à 780 nm est divisée en deux trajets. Le premier trajet sert à générer une des deux fréquences nécessaires pour les transitions Raman (voir section 4.1.5). Le second est dirigé vers un splitter Innoptics 1x3 générant un faisceau pousseur utilisé pour la phase de préparation (sélection magnétique et en vitesse), un faisceau repompeur utilisé pour la phase de détection, ainsi qu'un faisceau pour le repompeur à l'intérieur du PMO 3D (voir section 4.1.4).

### 4.1.4 Génération des faisceaux du Piège Magnéto-Optique à 3 dimensions et de la détection

La même fréquence étant utilisée pour le refroidissement des atomes ainsi que pour la détection, nous utilisons le même laser SEED 3D MOT/RAMAN 2 pour générer les faisceaux de détection et les faisceaux du PMO 3D.

La lumière à 1560 nm émise par la diode laser SEED 3D MOT/RAMAN 2 est divisée en deux chemins : le premier est utilisé pour générer la deuxième fréquence Raman (voir section 4.1.5), le second génère les faisceaux refroidisseurs et de détection. Ce dernier chemin est amplifié à 1 W par un EDFA, puis la fréquence est doublée grâce à un PPLN. Le faisceau en sortie du PPLN est séparé en 3 faisceaux de même fréquence grâce à un système de 2 splitters fibrés 1x2. Chacun de ces faisceaux est envoyé via un collimateur en espace libre vers un AOM à 110 MHz, puis est réinjecté dans une fibre optique via un deuxième collimateur. Ces AOM sont utilisés comme des interrupteurs et atténuateurs d'intensité optique, de la même manière que pour les repompeurs. De plus, changer légèrement la fréquence des deux AOM utilisés pour le PMO 3D est nécessaire pour la phase de lancement (voir section 4.2). Deux des faisceaux en sortie sont donc utilisés pour le PMO 3D, et le troisième est utilisé pour la détection. Les sorties pour le PMO 3D sont chacune envoyées dans deux différents splitters Innoptics, deux triplets de faisceaux sont ainsi créés. Un des deux splitters est alimenté par un faisceau repompeur afin d'avoir de la fréquence repompeur dans le PMO 3D. La partie des 3 AOM en espace libre ainsi que les 2 splitters Innoptics utilisés pour générer les deux triplets du PMO 3D sont situés en dehors du rack laser Muquans (voir cadre bleu pointillé de la Figure 4.2).

### 4.1.5 Génération des faisceaux Raman

La phase de sélection requiert l'utilisation de transitions Raman. Pour ce faire, deux fréquences différentes, que l'on nomme Raman 1 et Raman 2, sont nécessaires. Ces fréquences sont respectivement générées par les lasers SEED REP/RAMAN 1 et SEED 3D MOT/RAMAN 2. La différence entre ces deux fréquences est ajustable entre  $-5$  MHz et  $5$  MHz afin de pouvoir l'accorder avec la résonance Raman. Il est possible de faire varier cette différence de fréquence en modifiant le signal DDS envoyé sur le battement entre les deux lasers SEED REP/RAMAN 1 et SEED 3D MOT/RAMAN 2.

Le chemin créé pour le Raman 1 (voir section 4.1.3) alimente un combineur 2x2 Innoptics. Le chemin créé pour le Raman 2 (voir section 4.1.4) est amplifié à 1.7 W avec un EDFA, passe à travers un AOM (80 MHz), et est ensuite doublé en fréquence par un PPLN. La lumière à 780 nm alimente l'autre entrée du combineur 2x2 Innoptics afin de mélanger les deux fréquences. Deux sorties (Raman up et Raman down) contenant les deux fréquences optiques sont ainsi générées. Raman down sera utilisé pour la sélection en vitesse et Raman up pour la sélection magnétique (voir section 4.3).



### 4.1.6 Stabilisation en fréquence des lasers

Nous avons vu dans les sections précédentes que les lasers sont asservis en fréquence afin que les fréquences optiques ne varient ni ne dérivent au cours du temps. Ces fréquences doivent être réglables pour optimiser le refroidissement et la manipulation Raman des atomes. Dans cette section nous présentons comment les fréquences laser sont stabilisées et comment nous les contrôlons.

La fréquence de la diode laser MASTER est référencée sur le croisement entre les deux transitions  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$  et  $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 4\rangle$  du rubidium 85 (voir Annexe A). Pour cela, on utilise une procédure d'asservissement par absorption saturée. La lumière à 1560 nm émise par le MASTER est séparée en deux trajectoire dont une est doublée en fréquence par un PPLN et passe par un cube séparateur de polarisation. Le faisceau en transmission de ce cube passe par une cellule contenant un gaz de Rubidium 85 et 87, puis est rétro-réfléchi et repasse par la cellule ainsi que par le cube. Une photodiode est positionnée en réflexion du cube afin de collecter la lumière au retour. Un signal d'erreur est créé à partir du signal électrique fourni par la photodiode, celui-ci passe par un système de correction Proportionnel Intégrateur (PI) générant une correction qui est appliquée sur le courant de la diode laser. La procédure d'asservissement par absorption saturée est contrôlable via un ordinateur, la température de la diode laser MASTER est balayée afin d'identifier les fréquences de transition du Rubidium 85 et 87, que l'on peut observer grâce à la cellule. Une fois que la raie du croisement entre les deux niveaux est identifiée, l'asservissement sur cette raie est activé.

Sachant que les transitions de repompeur et de refroidissement ne sont pas les mêmes (ces transitions sont représentées sur l'Annexe A), l'écart en fréquence par rapport à la fréquence d'asservissement du MASTER est différent pour les deux transitions ( $-1066.165$  MHz pour le refroidisseur et  $+5501.866$  MHz pour le repompeur). Nous utilisons alors des schémas d'asservissement différents pour les lasers SEED REP/RAMAN 1 et SEED 3D MOT/RAMAN 2. Bien que les fréquences de refroidissement mises en jeu dans le PMO 3D et le PMO 2D soient très proches, le laser générant les fréquences refroidisseurs du PMO 3D sert aussi à générer une des deux fréquences nécessaires pour les transitions Raman, qui est éloignée d'un peu plus de 1 GHz par rapport à la fréquence de refroidissement. Les schémas d'asservissement entre SEED 3D MOT/RAMAN 2 et SEED 2D MOT doivent aussi être différents. Les battements générés entre le laser MASTER et les lasers SEED 2D MOT et SEED 3D MOT/RAMAN 2 permettent d'asservir la fréquence de ces deux derniers sur le MASTER par une

procédure d'asservissement à boucle de phase. Le laser SEED REP/RAMAN 1 est quant à lui asservi par boucle de phase sur le laser SEED 3D MOT/RAMAN 2. Un battement est donc créé entre ces deux lasers. Chaque battement est contrôlé par un signal DDS dont la fréquence est modifiable. Ainsi la fréquence de chaque battement, et donc de chaque faisceau en sortie du banc laser, est contrôlable grâce à ces DDS. Un schéma de la chaîne de conversion de fréquence RF est représenté Figure 4.3. Le signal

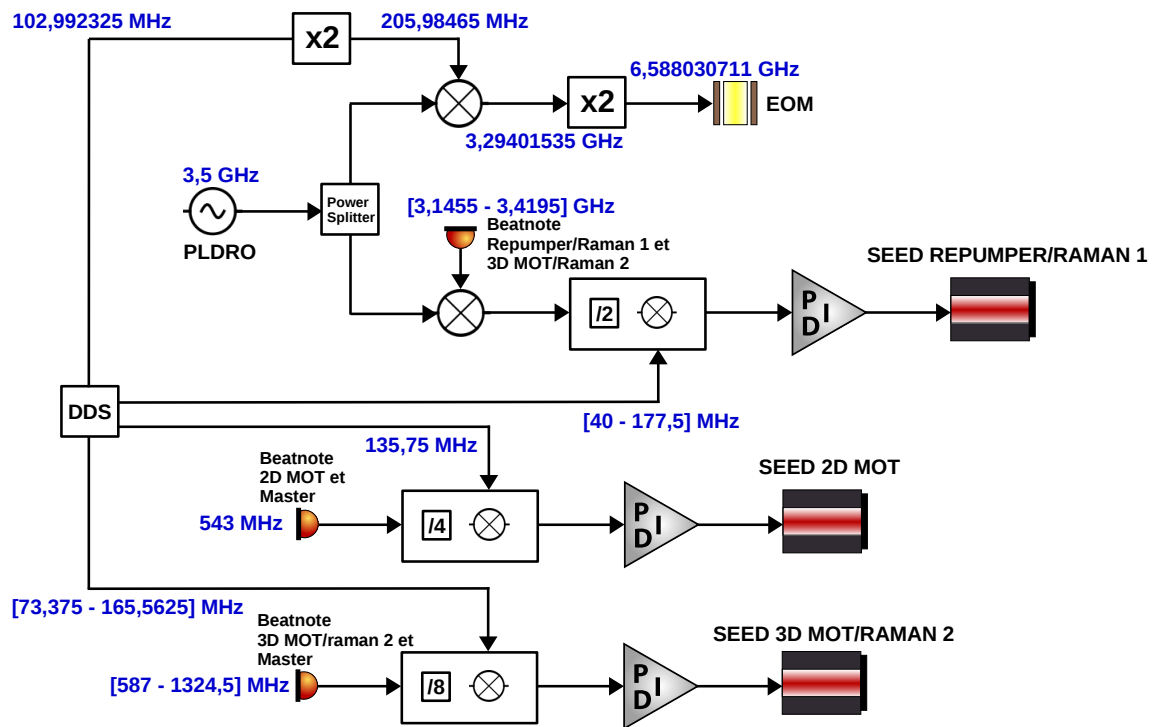


FIGURE 4.3 – Schéma de la chaîne de fréquence.

de chaque battement est divisé en fréquence, par 2 pour Repumper/RAMAN1 et 3D MOT/RAMAN2, par 4 pour 2D MOT et MASTER, et par 8 pour 3D MOT/RAMAN2 et MASTER. Il est ensuite mélangé avec le signal DDS utilisé pour déplacer la fréquence de ce battement. Le signal ainsi produit est envoyé dans un système de correction PI avant d'être envoyé en tant que signal de correction sur le laser à asservir. Dans le cas du battement entre Repumper/RAMAN1 et 3D MOT/RAMAN2, étant donné que la fréquence de ce battement est de l'ordre de plusieurs GHz, nous utilisons un oscillateur à résonateur diélectrique à verrouillage de phase (PLDRO). Le PLDRO génère un signal de 3,5 GHz dont une partie est mélangée avec le signal du battement. Le signal sortant du mixer est de nouveau mélangé avec un signal DDS ajustable entre 40 et 177.5 MHz. Cela nous permet d'éviter le bruit généré lors d'une division par  $\sim 30$  de la fréquence. L'autre partie du signal à 3,5 GHz généré par le PLDRO, est mélangée avec un 4<sup>ème</sup> signal DDS à 205.98 MHz. La fréquence résultante est multipliée par 2 pour générer une fréquence de 6,588 GHz permettant de moduler l'EOM produisant

la fréquence repompeur du PMO 2D (voir section 4.1.2).

Le schéma laser présenté dans cette section permet alors de générer les fréquences pour manipuler les atomes du refroidissement, jusqu'à la préparation magnétique et en vitesse. Nous allons maintenant présenter les procédures ainsi que le dispositif expérimental que nous utilisons avec ces lasers pour refroidir et préparer les atomes.

## 4.2 Refroidissement

Pour refroidir les atomes de Rubidium, nous utilisons des pièges magnéto-optiques[12, 93]. Lorsque les atomes de  $^{87}\text{Rb}$  dans l'état  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle$  sont mis en interaction avec un faisceau lumineux dont la fréquence est résonante avec la transition  $D_2 |5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3\rangle$ , ils vont absorber un photon et atteindre l'état excité  $|5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3\rangle$ . L'absorption de ce photon va alors entraîner la transmission de l'impulsion du photon vers l'atome. L'état excité étant un état instable, l'atome va retomber dans l'état fondamental par émission spontanée en émettant un photon de même énergie dans une direction aléatoire. Il s'en suit alors un cycle d'absorption et émission sur la transition  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3\rangle$  au cours du temps. Lors de la désexcitation, le photon est émis dans une direction totalement aléatoire. Après un certain nombre de cycles, l'impulsion moyenne reçue par l'atome, due à sa désexcitation, sera nulle et il subira donc une force résultante dans la direction de propagation du faisceau, uniquement due à l'absorption des photons. Il est alors possible d'utiliser ce processus d'interaction atome-photon pour refroidir un gaz d'atomes. En rétro réfléchissant le faisceau ou en ajoutant un deuxième faisceau de même fréquence dans la direction opposée, les atomes vont subir une force de part et d'autre. Pour que la somme des deux forces ne soit pas nulle, la fréquence lumineuse est décalée de quelques  $\Gamma$  vers le rouge (où  $\Gamma \simeq 6.605$  MHz est la largeur de la transition). Ainsi les atomes auront, par effet Doppler, une probabilité plus élevée d'absorber les photons arrivant dans la direction opposée à leur propagation que d'absorber ceux arrivant dans la même direction, créant alors une force de friction sur ces atomes.

Lors du processus de refroidissement, il est possible d'exciter de manière non résonante les atomes dans l'état  $|5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 2\rangle$  à partir duquel ils peuvent retomber dans l'état  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1\rangle$ , qui est un état noir pour le laser de refroidissement. Une deuxième fréquence résonante avec la transition  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 2\rangle$  est donc nécessaire afin de repomper les atomes. Les transitions de refroidissement et de repompeur sont représentées sur le schéma de la transition  $D_2$  de l'annexe A.

Dans un piège magnéto-optique, les atomes sont refroidis par la pression de radiation des lasers couplée avec une force de rappel générée par un champ magnétique[12, 93]. En plaçant un gradient de champ magnétique (à l'aide de bobines par exemple) où le 0 de champ est situé au centre du piège ( $x = 0$ ), la levée de la dégénérescence des niveaux Zeeman  $m_F$  est de plus en plus grande lorsque la distance des atomes par rapport au centre du piège augmente (voir Figure 4.4). En réglant la polarisation du faisceau aller en  $\sigma_+$  et celle du faisceau retour en  $\sigma_-$ , la conservation du moment cinétique va autoriser uniquement les transitions  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3, m_F = -1\rangle$  avec l'absorption d'un photon  $\sigma_-$  et  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3, m_F = +1\rangle$  avec l'absorption d'un photon  $\sigma_+$ . La levée de la dégénérescence par le gradient de champ magnétique va alors favoriser l'absorption de photons  $\sigma_+$  lorsque les atomes sont d'un côté du 0 de gradient ( $x < 0$ ), ou l'absorption de photons  $\sigma_-$  lorsque les atomes sont de l'autre côté du 0 de gradient ( $x > 0$ ). Il en résulte une force de rappel tendant à confiner les atomes vers le centre du piège.

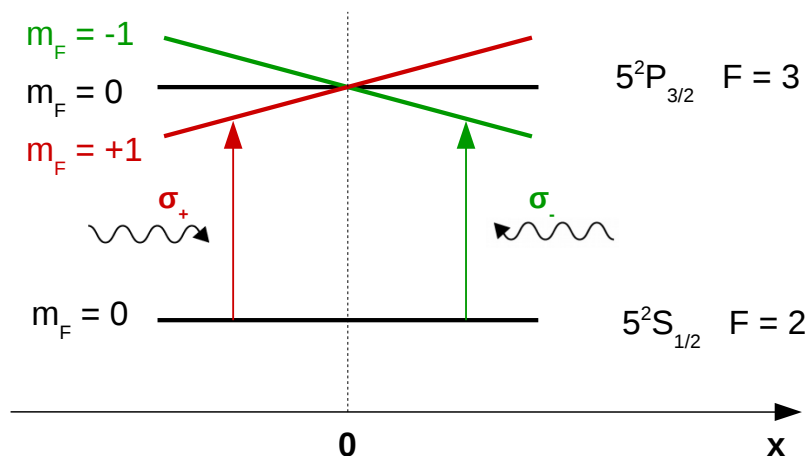


FIGURE 4.4 – Schéma de principe du piège magnéto-optique à une dimension.

Les atomes sont alors piégés et refroidis au centre du piège. La température dans un piège magnéto-optique est limitée par la largeur de la transition  $\Gamma$ . Cette largeur va limiter la capacité des atomes à discriminer les photons venant d'une direction ou d'une autre. C'est une température limite que l'on appelle température Doppler, et qui s'exprime de la manière suivante[61, 94] :

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (4.1)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann. Pour le cas du  $^{87}\text{Rb}$ ,  $\Gamma \simeq 6.605$  MHz, soit  $T_D \simeq 146$   $\mu\text{K}$ . Afin d'atteindre des températures plus basses, de l'ordre de quelques

$\mu\text{K}$ , nous utilisons une technique de refroidissement sub-Doppler par refroidissement Sisyphe[95] au sein d'une mélasse mouvante.

Dans les deux prochaines sections nous allons présenter les dispositifs expérimentaux de la source atomique utilisant des pièges magnéto-optiques pour piéger et refroidir les atomes.

### 4.2.1 Piège Magnéto-Optique à 2 Dimensions

Avant d'être refroidi, le gaz atomique est produit en chauffant un Alkali Metal Dispenser (AMD) pour évaporer des atomes de Rubidium. Il s'agit d'un tube de 6 mm de diamètre sur lequel sont déposés 500 mg de Rubidium sous une atmosphère d'argon. Un courant de 7 A est alors envoyé dans l'AMD. Dans l'enceinte à vide de l'expérience où les atomes sont piégés au sein d'un Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO 3D), il est nécessaire de garder un niveau de vide suffisamment bas ( $< 10^{-9}$  mbar) pour éviter les pertes atomiques dues à des collisions avec les gaz résiduels. Pour cela, nous piégeons dans un premier temps les atomes dans deux dimensions spatiales au sein d'un Piège Magnéto-Optique à 2 Dimensions (PMO 2D), représenté sur la Figure 4.5. Dès que les atomes sont évaporés au niveau de l'AMD (flèches jaunes sur la Figure

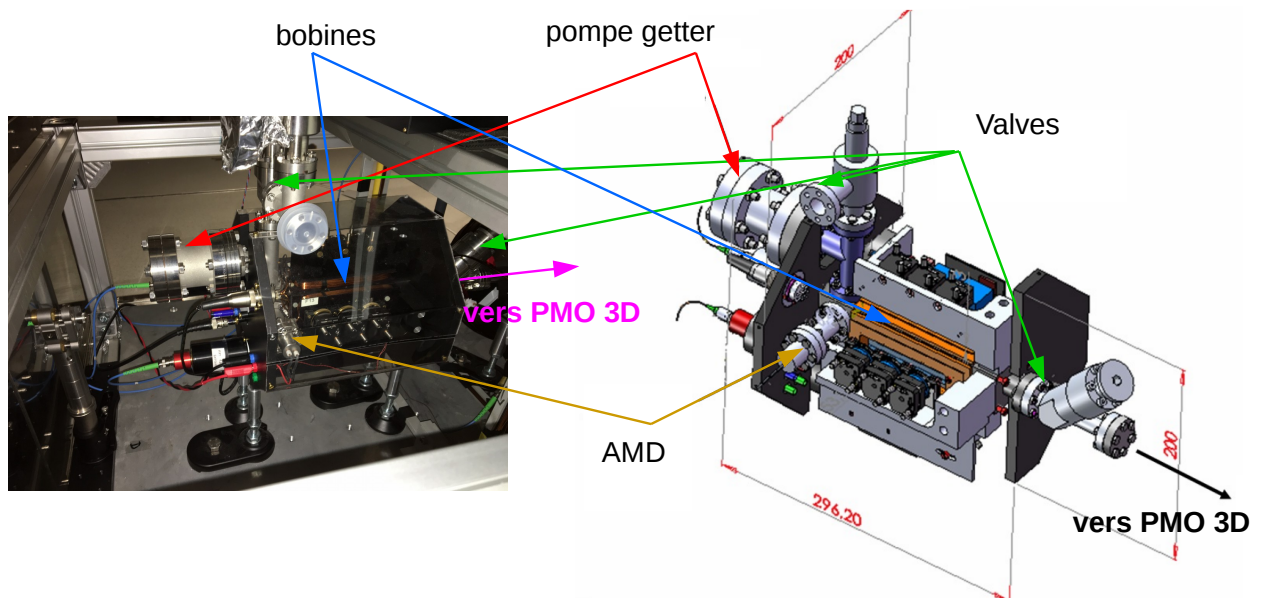


FIGURE 4.5 – Gauche : photographie du PMO 2D. Droite : schéma mécanique du PMO 2D, les dimensions du PMO 2D sont de 20 cm  $\times$  29.62 cm  $\times$  20 cm.

4.5), ils sont refroidis dans 2 dimensions spatiales. Les atomes sont alors poussés dans

la troisième direction par un faisceau pousseur de  $\sim 1$  mW résonnant sur la transition de refroidissement, afin de créer un jet atomique qui passe dans un tube reliant le PMO 2D au PMO 3D, et dont l'entrée est un trou de 1.5 mm de diamètre. La faible largeur de ce tube permet de conserver un vide différentiel entre les deux pièges, ce qui autorise un niveau de vide plus élevé au niveau du PMO 2D ( $10^{-7}$  -  $10^{-8}$  mbar). Ce vide est maintenu à l'aide d'une pompe passive getter (flèches rouges sur la Figure 4.5). Deux paires de bobines rectangulaires de 100 spires et de dimensions  $15 \times 5$  cm<sup>2</sup> placées dans l'axe des faisceaux refroidisseurs, de part et d'autre de l'enceinte à vide du PMO 2D (flèches bleues sur la Figure 4.5), permettent de créer un gradient de champ magnétique de  $20 \text{ G.cm}^{-1}$  en y envoyant un courant de 1.5 A. Une valve ouverte située au niveau du tube reliant le PMO 2D au PMO 3D, permet de remplacer l'AMD, si celui-ci venait à être épuisé, sans détériorer le niveau de vide du PMO 3D. Une seconde valve, quant à elle fermée, sert à isoler l'enceinte à vide de l'extérieur (flèches vertes sur la Figure 4.5).

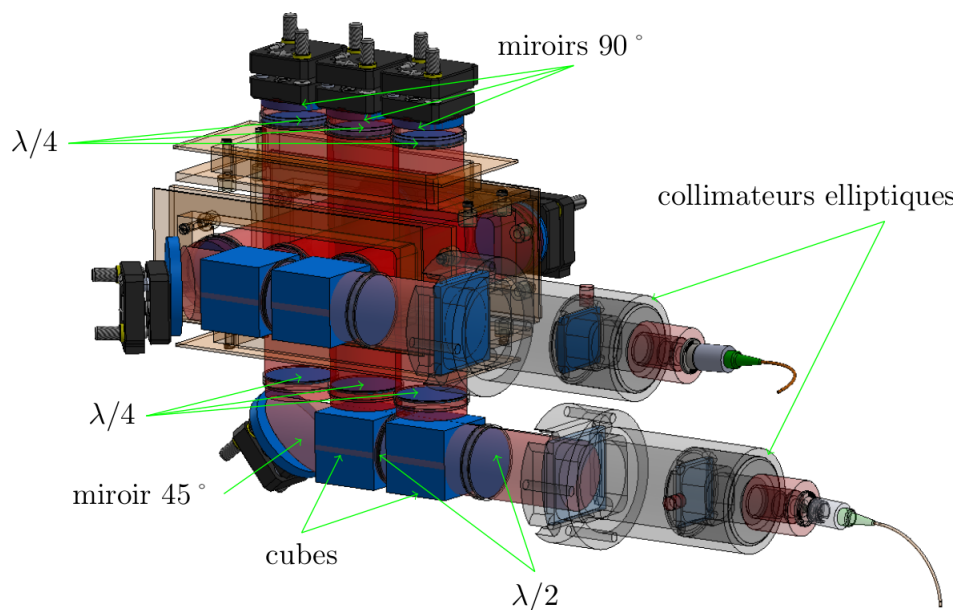


FIGURE 4.6 – Schéma optique du PMO 2D.

Dans le but de générer les faisceaux refroidisseurs du PMO 2D, deux fibres optiques sont injectées dans deux collimateurs (voir Figure 4.6) générant deux faisceaux de  $\sim 50$  mW et décalés de  $3\Gamma$  vers le rouge par rapport à la résonance de la transition de refroidissement. Une fréquence repompeur de 4 mW est répartie dans les deux faisceaux. Deux systèmes optiques permettent de séparer chaque faisceau en trois. Chaque système

est constitué de deux PBS. En amont de chacun d'eux, une lame demi onde est placée. Un miroir à 45 degrés est placé juste après le dernier PBS. Pour chaque système, 3 faisceaux de même intensité sont ainsi générés en réflexion des PBS et du miroir. Ces nouveaux faisceaux passent à travers une lame quart d'onde permettant d'orienter la polarisation en  $\sigma_+$ , avant de traverser la chambre à vide via des hublots, puis sont rétro réfléchis. Une autre lame quart d'onde est placée en face de chaque miroir de rétro réflexion, afin d'orienter les faisceaux retours sur une polarisation  $\sigma_-$ . Les systèmes décrits sont orientés de telle sorte que les 6 faisceaux soient organisés en 3 paires de faisceaux croisés à 90 degrés (Figure 4.6), permettant alors un refroidissement dans les deux dimensions dans lesquels les faisceaux se propagent.

### 4.2.2 Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions

Le jet atomique créé par le PMO 2D est orienté en direction du centre du Piège Magnéto-Optique à 3 Dimensions (PMO 3D). Une fois arrivés dans le PMO 3D, les atomes sont piégés et refroidis dans les 3 dimensions spatiales. Le PMO 3D est représenté sur la Figure 4.7.

#### Architecture du PMO 3D

Le gradient de champ magnétique est créé par 2 bobines circulaires coaxiales de 14 cm de diamètre et de 225 spires chacune, placées à 20 cm l'une de l'autre, de part et d'autre de l'enceinte à vide en configuration anti-Helmholtz (flèches vertes sur la Figure 4.7). Un courant de 9 A permet de générer un gradient de  $9.1 \text{ G.cm}^{-1}$  dont le 0 de champ magnétique est situé au centre du croisement des faisceaux.

3 paires de bobines rectangulaires (flèches jaunes sur la Figure 4.7) permettent de compenser le champ magnétique externe dans chaque direction. Une pompe ionique ainsi qu'une pompe getter Nextorr D 100-5 (flèches grises sur la Figure 4.7) permettent de maintenir la pression dans l'enceinte à vide du PMO 3D à un niveau de l'ordre de  $10^{-10}$  mbar.

Les sorties de 6 fibres optiques à maintien de polarisation sont envoyées dans des collimateurs générant des faisceaux de diamètre 24 mm à  $1/e^2$  en intensité (flèches bleues sur la Figure 4.7). Ces faisceaux sont orientés vers le centre de la chambre à vide (flèches rouges sur la Figure 4.7) en passant par des hublots. Pour chaque paire, les deux faisceaux sont alignés l'un sur l'autre avec une direction opposée. Les atomes sont alors piégés dans les 3 dimensions de l'espace grâce à chaque paire de faisceaux. Chacun

des faisceaux a une intensité de  $\simeq 2.1I_{sat}$ , où  $I_{sat} \simeq 1.67 \text{ mW.cm}^{-1}$  est l'intensité de saturation. La fréquence du refroidisseur est désaccordée de  $3\Gamma$  vers le rouge. 1.5 mW de fréquence repompeur est répartie sur les 3 faisceaux du haut.

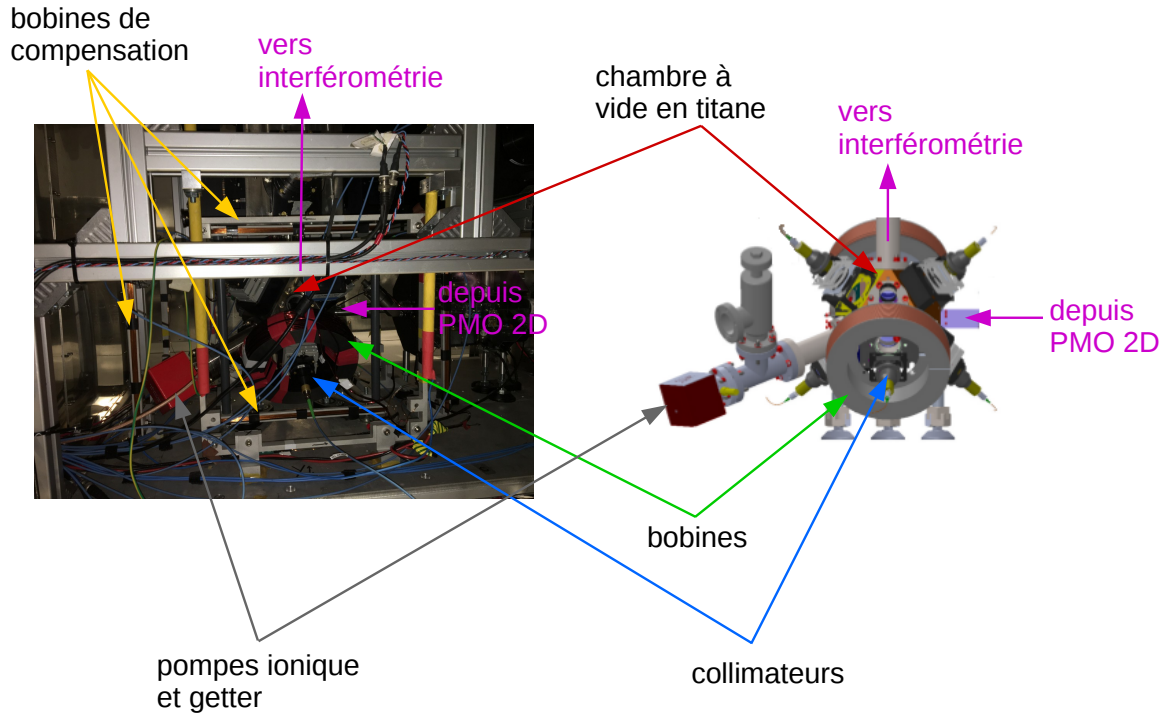


FIGURE 4.7 – Gauche : Photographie du PMO 3D. Droite : Schéma mécanique du PMO 3D.

### Génération des triplets de faisceaux refroidisseurs

Deux triplets de faisceaux refroidisseurs (pour les 3 collimateurs du bas et pour les 3 collimateurs du haut) sont générés par des splitters Innoptics (voir section 4.1.4). Un schéma optique du splitter générant le triplet de faisceaux du bas est représenté Figure 4.8. Le splitter est un système micro-optique en espace libre qui va séparer un faisceau d'entrée en trois faisceaux de sorties. Le faisceau d'entrée est envoyé en espace libre et passe par une lame  $\lambda/2$ , puis un PBS le sépare en deux. Le faisceau en transmission du PBS repasse par une lame  $\lambda/2$  avant d'être à nouveau séparé en deux par un autre PBS. Trois faisceaux sont ainsi générés. Le premier faisceau (Sortie 1) passe par une lame  $\lambda/2$  avant d'être injecté dans une fibre à maintien de polarisation. Les deux autres faisceaux (Sorties 2 et 3) passent chacun par un PBS (tourné d'un angle de 90 degré autour de l'axe  $x$ ) pour filtrer la polarisation, et une lame  $\lambda/2$  avant d'être injecté dans deux fibres à maintien de polarisation. Le couplage d'injection des fibres de sorties 1 et 2 sont respectivement de 75 % et 74 %, celui de la sortie 3 s'étant dégradé, nous



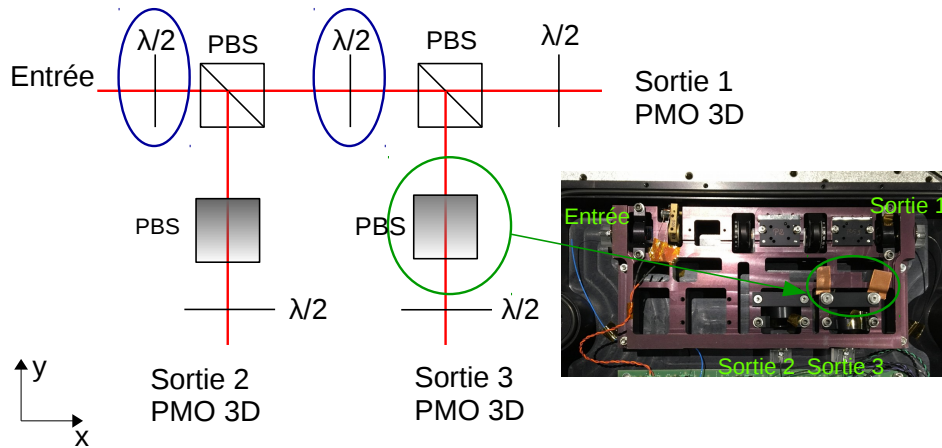


FIGURE 4.8 – Schéma optique du splitter Innoptics générant le triplet de faisceaux du bas. En bas à droite : photographie de la partie optique du splitter.

l'avions mesuré à 24 %. En installant des petite cales en cuivre sur la monture du PBS de sortie (encerclée en vert sur la Figure 4.8), nous avons réussi à augmenter le couplage à 58 %, le couplage ne s'est pas dégradé depuis<sup>1</sup>. L'orientation des 2 premières lames  $\lambda/2$  (encerclées en bleu sur la Figure 4.8) permet d'équilibrer la puissance des 3 sorties. L'écart relatif en puissance entre les différentes sorties a été réglé via ces lames et est inférieur à 4 %. Les fibres en sorties sont alors envoyées dans les collimateurs du PMO 3D pour mettre en forme les faisceaux refroidisseurs.

### Mise en forme des faisceaux refroidisseurs

Les collimateurs utilisés sont constitués d'une lentille plan-concave de focale  $-6$  mm, et de deux lentilles plan-convexe de focales 50 mm et 100 mm, pour former un faisceau gaussien collimaté, ainsi que d'une lame quart d'onde  $\frac{\lambda}{4}$  ajustable permettant d'avoir une polarisation  $\sigma_+$  ou  $\sigma_-$  en sortie. Un schéma optique des collimateurs du PMO 3D est donné Figure 4.9. L'orientation des lames  $\frac{\lambda}{4}$  a été réglée en mesurant la puissance des composantes verticale et horizontale de la polarisation jusqu'à obtenir un ratio de ces puissances inférieur à 0.3 dB pour chaque faisceau. La qualité optique de ces collimateurs n'est pas optimale, l'écart "Peak to Valley" théorique est estimé à  $\Delta_{PV} = 1.5\lambda$ . Cependant, cette qualité est jugée suffisante pour un PMO 3D.

1. D'autres pertes de couplage ont pu être observées dans d'autres splitters Innoptics. Ce qui nous a amené à reconsidérer certaines parties de l'architecture des prochaines versions des bancs laser de la source atomique. Le choix a été fait d'opter par la suite pour des splitters provenant de la société Kyla[96].

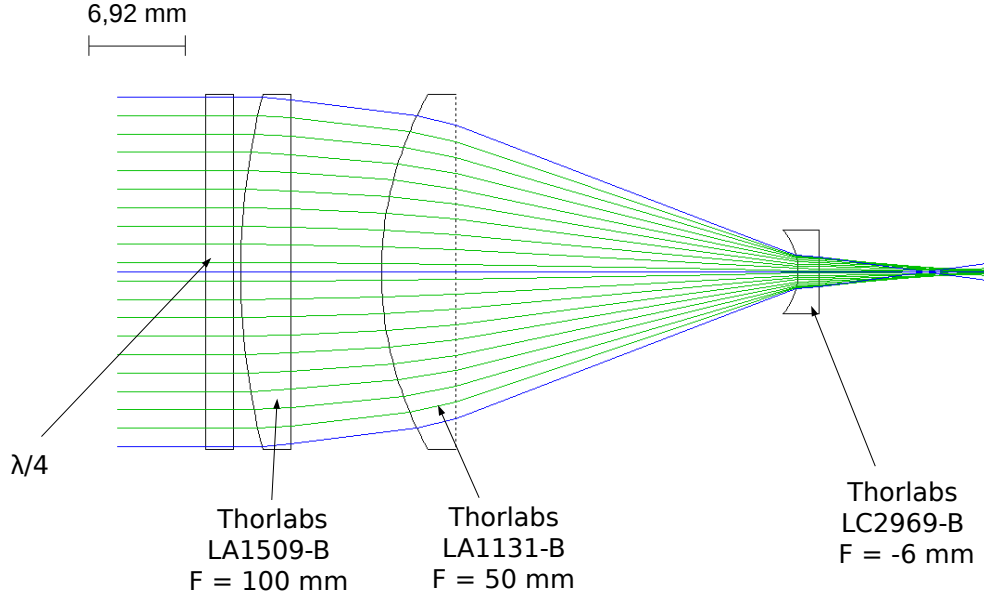


FIGURE 4.9 – Schéma optique des collimateurs du PMO 3D.

### Estimation de la température des atomes dans le PMO 3D

Les atomes sont donc refroidis au sein du PMO 3D que nous venons de présenter. Afin de mesurer la température des atomes dans le PMO 3D, nous procédons à une mesure de “relâche recapture”[97]. Un nuage atomique est chargé pendant 1 s dans le PMO 3D, les faisceaux pièges sont ensuite éteints pendant un certain temps de relâche que l’on fait varier entre 0 et 150 ms, puis sont réallumés afin de recapter le nuage. En considérant que le nuage est parfaitement symétrique et que sa distribution en vitesse est parfaitement gaussienne, alors la fraction d’atomes recapturés  $f_r$ , après un temps d’extinction des faisceaux  $\tau$ , est donnée par[98] :

$$f_r = -\frac{2v_c e^{-\frac{v_c^2}{\sigma_v^2}}}{\sqrt{\pi}\sigma_v} + \text{Erf}\left[\frac{v_c}{\sigma_v}\right] \quad (4.2)$$

où  $\sigma_v = \sqrt{2k_B T/m}$  est l’écart-type de la distribution en vitesse des atomes, et  $v_c = R_c/\tau$  est la vitesse à laquelle les atomes atteignent la limite de la zone de capture, que l’on définit par le rayon  $R_c$  des faisceaux du PMO 3D, en un temps  $\tau$ . La Figure 4.10 montre la fraction d’atomes recapturés en fonction du temps d’extinction des faisceaux lumineux (ou temps de relâche). En ajustant les données par la fonction  $f_r(\tau)$ , où  $\sigma_v$  est le paramètre de l’ajustement, on estime la température des atomes dans le PMO 3D à environ 140  $\mu\text{K}$ . Cette estimation est *très* approximative comme le montre la courbe d’ajustement (en bleu). Le nuage n’est en réalité pas totalement symétrique ni parfaitement gaussien. Cette mesure permet simplement de donner une estimation de la température des atomes dans le PMO 3D. Une mesure plus précise de la température

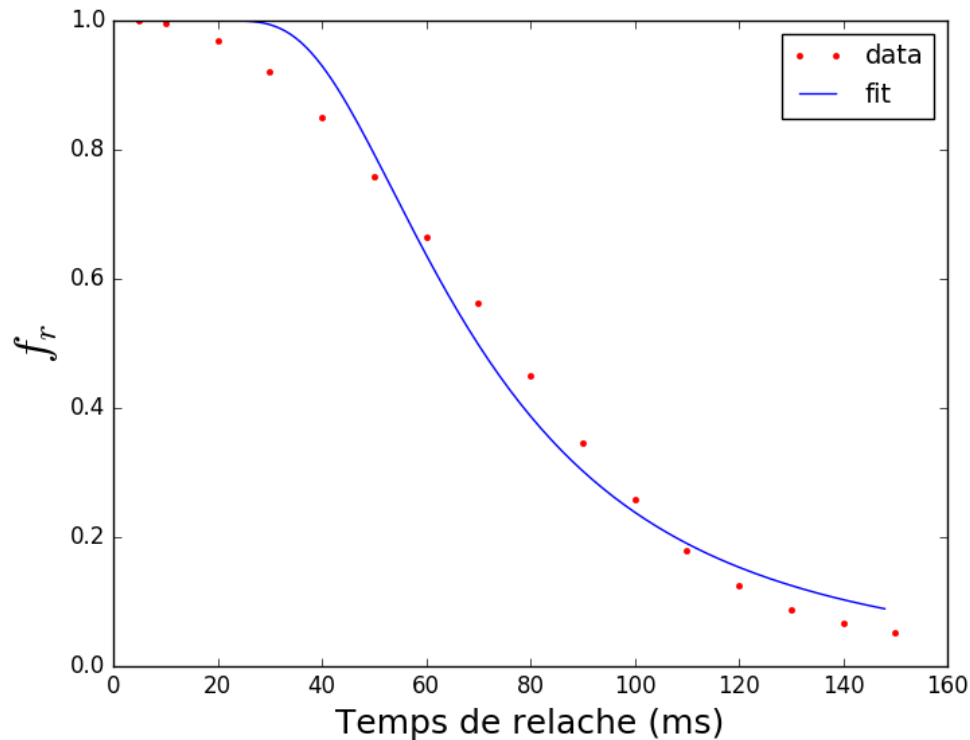


FIGURE 4.10 – Mesure de “relâche recapture”.

est faite par temps de vol après refroidissement sub-Doppler et lancement des atomes (voir section 4.2.4).

Le PMO 3D permet donc de refroidir les atomes à une température proche de la température Doppler. Après chargement du PMO 3D, les atomes sont lancés sur une trajectoire verticale et expérimentent un refroidissement sub-Doppler au cours duquel ils atteignent une température de quelques  $\mu\text{K}$ .

### 4.2.3 Lancement et refroidissement sub-Doppler

Une fois le PMO 3D chargé, les atomes expérimentent une phase de refroidissement sub-Doppler au cours d’une “mélasse mouvante”. Il s’agit d’un processus très similaire au refroidissement sub-Doppler par effet Sisyphes ayant lieu dans une de mélasse classique[95, 97], à la différence qu’il se fait en même temps que le lancement du nuage[99].

Le gradient de champ magnétique est d’abord éteint. Les faisceaux restent allumés pendant 45 ms le temps que le champ magnétique s’éteigne totalement. Ce temps particulièrement long est probablement dû au fait que le support sur lequel repose la source atomique est en acier, ce qui génère des courants de Foucault<sup>2</sup>. Une fois le champ

2. Suite à ces observations et pour pallier ce problème dans les prochaines versions de sources

magnétique éteint, les atomes sont lancés par effet Doppler en créant un décalage en fréquence de  $\delta_l$ , des trois faisceaux du bas vers le bleu, et des trois faisceaux du haut vers le rouge, grâce aux AOM placés avant les splitters Innoptics des faisceaux du PMO 3D. Les accès optiques des faisceaux refroidisseurs étant en configuration (1,1,1), l'angle  $\alpha$  du vecteur d'onde  $\vec{k}$  de chaque faisceau par rapport à la trajectoire verticale (de lancement) a pour cosinus  $\cos(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{3}}$ , la vitesse de lancement  $v_0$  dans la direction verticale vaut alors :

$$v_0 = \frac{\delta_l}{k \cos(\alpha)} \quad (4.3)$$

Pour chaque MHz de  $\delta_l$ , on transfère aux atomes une vitesse de lancement de  $1.35 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans les mesures qui suivront, la valve séparant la source atomique de l'enceinte à vide des cavités n'ayant pas encore été ouverte au moment de ces mesures, les atomes sont lancés avec une vitesse initiale de  $v_0 = 3.0 \text{ m.s}^{-1}$ , de telle sorte qu'ils soient lancés le plus haut possible sans toucher la valve. 1.2 ms après le lancement, une rampe de 0.8 ms sur la fréquence globale des 6 faisceaux entre  $-3\Gamma$  et  $-20\Gamma$  est initiée en modifiant la fréquence du battement entre le laser 3D MOT/RAMAN2 et le laser MASTER. Puis une extinction adiabatique de l'intensité a lieu juste après la rampe en fréquence, pendant 1 ms, en atténuant l'amplitude des signaux DDS envoyés dans les AOM des faisceaux du PMO 3D. La Figure 4.11 illustre la séquence de lancement et de refroidissement sub-Doppler. Toute la séquence de refroidissement doit être faite dans

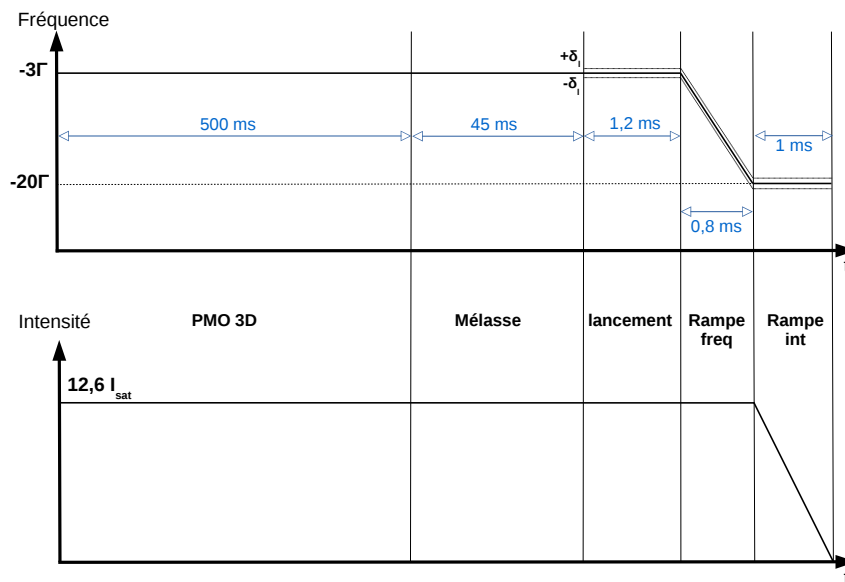


FIGURE 4.11 – Schéma (pas à l'échelle) de la séquence de lancement. Haut : décalage en fréquence des faisceaux du PMO 3D en fonction du temps. Bas : intensité en fonction du temps. L'intensité correspond à la somme des intensités des 6 faisceaux PMO 3D.

atomiques sur MIGA, le choix a été fait d'installer un support en plexiglas.

un laps de temps suffisamment court, de telle sorte que le nuage atomique soit dans la zone de piégeage tout le long du processus. La fréquence repompeur est quant à elle éteinte au dernier moment, afin que les atomes soient tous lancés dans l'état hyperfin  $F = 2$ . Nous obtenons une efficacité de préparation des atomes dans  $F = 2$  supérieure à 98.5 %. Les fluctuations coup par coup du nombre d'atomes lancés sont de l'ordre de 5 %.

#### 4.2.4 Détermination de la température par temps de vol

La température après lancement peut être mesurée par temps de vol. Lors de leur redescente, les atomes arrivent dans le système détection (qui sera décrit dans la section 4.3.3) où ils sont imagés en une dimension par fluorescence, en passant par une nappe de lumière rétro-réfléchiée résonante avec la transition de refroidissement  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3\rangle$ . Le signal obtenu (Figure 4.12) correspond à la lumière émise par fluorescence en fonction du temps de passage des atomes dans la nappe de détection. La forme du nuage atomique n'est pas parfaitement gaussienne, un ajustement de la courbe par une somme de deux gaussiennes (courbe bleue) rend mieux compte de la forme du nuage. Cette asymétrie est due au fait que la phase de refroidissement sub-Doppler a lieu lorsque les atomes sont lancés. Une partie du nuage est refroidi plus proche des bords des faisceaux de refroidissement, et donc ressent des inhomogénéités plus fortes. Pour la mesure de la température, nous ferons l'approximation que le nuage est gaussien.

En mesurant la largeur à mi-hauteur de la courbe obtenue, on peut en déduire la température  $T$  du nuage atomique. La température est définie via la distribution en vitesse du nuage atomique, cette distribution étant considérée comme gaussienne :

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} e^{-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} \quad (4.4)$$

La température est directement liée à l'écart-type via  $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ . La distribution spatiale est, elle aussi, décrite par une fonction gaussienne dont l'évolution temporelle de l'écart-type est donnée par :

$$\sigma_r = \sigma_{r0} + t\sigma_v = \sigma_{r0} + t\sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (4.5)$$

avec  $m$  la masse atomique et  $\sigma_{r0}$  la taille initiale du nuage. Le temps de vol étant long (de l'ordre de 0.5 s), nous faisons l'approximation d'un nuage initialement ponctuel (*i.e.*  $\sigma_{r0} = 0$ ). La courbe mesurée sur la Figure 4.12 est une image de la distribution spatiale du nuage atomique. En mesurant la demie largeur à mi-hauteur  $WHHM_{det} = 6.6$  ms

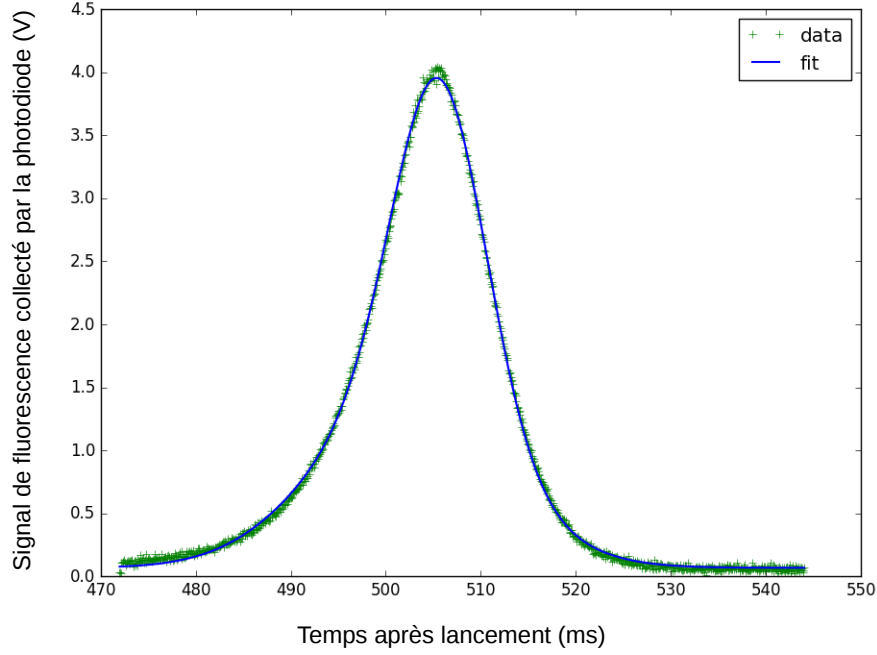


FIGURE 4.12 – *Signal typique d’atomes observés par fluorescence après un temps de vol de 505 ms.*

(Half Width at Half Maximum en anglais) de cette courbe, nous pouvons déduire la température du nuage par temps de vol :

$$\sigma_v = \frac{\sigma_r}{t_{det}} \quad (4.6)$$

$$= \frac{v_{det}\sigma_t}{t_{det}} \quad (4.7)$$

où  $t_{det}$  est le temps après le lancement où sont mesurés les atomes,  $v_{det}$  est la vitesse du nuage atomique lors de la détection et  $\sigma_t = \frac{HWHM_{det}}{\sqrt{2\ln(2)}}$ . On a donc :

$$T = \frac{(v_{det}HWHM_{det})^2 m}{t_{det}^2 2 \ln(2) k_B} \quad (4.8)$$

Sachant que pour cette mesure les atomes sont lancés avec une vitesse initiale de 3.0 m.s<sup>-1</sup> et détectés 505 ms après lancement, on a :

$$T \simeq 4.9 \mu K \quad (4.9)$$

Cette température est plus élevée que certaines expériences de fontaines de Rubidium utilisant des technologies similaires [17]. Jusque là, nous avons fait la supposition que la taille du nuage était initialement nulle. Or cette supposition n’est probablement pas totalement vraie, en particulier avec un temps de mélasse avant lancement de 45 ms.

### 4.2.5 Mesure du nombre d'atomes lancés

Les atomes sont détectés par fluorescence à l'aide d'une nappe de lumière rétro-réfléchie résonante avec la transition de refroidissement. Les photons émis par fluorescence sont détectés à l'aide d'un système optique les faisant converger vers une photodiode. On peut calculer le nombre de photons émis par atome et par seconde  $n_p$  avec la formule suivante :

$$n_p = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \frac{2\delta}{\Gamma}} \quad (4.10)$$

où  $s$  est défini par le rapport entre l'intensité de la nappe et l'intensité de saturation  $s = \frac{I}{I_{sat}}$ , et  $\delta$  est le décalage en fréquence de la nappe par rapport à la résonance. En exprimant le signal mesuré par la photodiode  $V_{PD}$  en volt en fonction du nombre d'atomes détectés  $N_{at}$  et de  $n_p$  :

$$V_{PD} = n_p R_T \rho_{coll} \eta N_{at} \frac{hc}{\lambda} \quad (4.11)$$

on en déduit la sensibilité de la détection :

$$\frac{V_{PD}}{N_{at}} = n_p R_T \rho_{coll} \eta \frac{hc}{\lambda} \quad (4.12)$$

où  $R_T = 68 \text{ M}\Omega$  est le gain du circuit transimpédance convertissant l'intensité (ampère) du signal de la photodiode en tension (volt),  $\rho_{coll} = 2 \%$  est l'efficacité de collection du système optique de détection (il s'agit de la proportion de photons émis par fluorescence convergeant sur la photodiode), et  $\eta = 0.5 \text{ A}\cdot\text{W}^{-1}$  est la sensibilité de la photodiode.

En intégrant le signal mesuré par la nappe et en convertissant cette tension en nombre d'atomes grâce à l'équation (4.12), on peut en déduire le nombre d'atomes mesuré lors de la redescente. Sur la figure 4.13 est tracé le nombre d'atomes lancés mesuré avec la nappe de détection, en fonction du temps de chargement du PMO 3D. Pour un temps de chargement de 1 s, on lance un nombre de  $9.5 \cdot 10^8$  atomes. L'ordre de grandeur du nombre d'atomes lancés est comparable à celui d'autres fontaines atomiques de Rubidium utilisant des technologies similaires[99].

## 4.3 Préparation et détection

### 4.3.1 Séquence de préparation

Afin de procéder à des transitions de Bragg, nous avons vu dans le chapitre 2 qu'il est nécessaire de satisfaire à la condition de Bragg, c'est à dire que l'impulsion transverse (dans la direction de propagation du faisceau de Bragg) des atomes doit être un

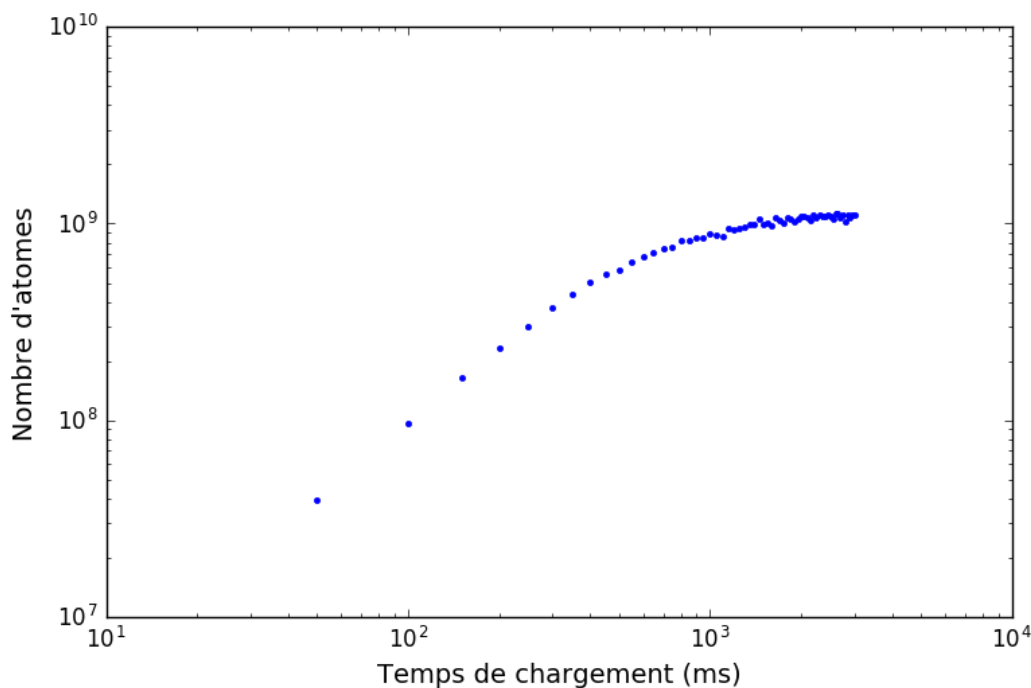


FIGURE 4.13 – Nombre d'atomes lancés en fonction du temps de chargement du PMO 3D.

multiple de l'impulsion des photons de Bragg. De plus, afin d'être le moins sensible au champ magnétique externe résiduel, les atomes doivent être préparés dans le même sous-niveau Zeeman  $m_F = 0$ .

Une fois refroidi et lancé, le nuage a une distribution gaussienne en impulsion et les atomes sont dans un mélange de tous les sous-niveaux Zeeman  $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$  du niveau hyperfin  $F = 2$  de l'état fondamental. Le but est de sélectionner les atomes dans le niveau  $m_F = 0$  et ayant la classe de vitesse résonante avec le faisceau de Bragg. Pour cela, nous utilisons un système composé de deux faisceaux Raman, auprès de chacun desquels est placé un faisceau pousseur (Figure 4.14). La dégénérescence des niveaux Zeeman est levée en générant un champ magnétique homogène, orienté dans la direction des faisceaux Raman, grâce à un courant électrique circulant dans 4 barres de biais situées autour de l'expérience (Figure 4.15). Au cours de leur trajectoire ascendante, les atomes arrivent au niveau du faisceau Raman down (voir Figure 4.14) où une impulsion Raman  $\pi$  réalise une transition entre les états  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2, m_F = 0\rangle$  et  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 1, m_F = 0\rangle$ . Les atomes restés dans l'état  $F = 2$  sont alors poussés par un faisceau pousseur (pousseur 1 sur la Figure 4.14) en résonance avec la transition de refroidissement  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F = 3\rangle$ . Ce faisceau est créé en cachant la partie basse de la première nappe de détection devant le miroir de rétroreflexion (flèche bleue sur la Figure 4.14 (a)), ainsi la nappe est séparée en deux parties. La partie basse



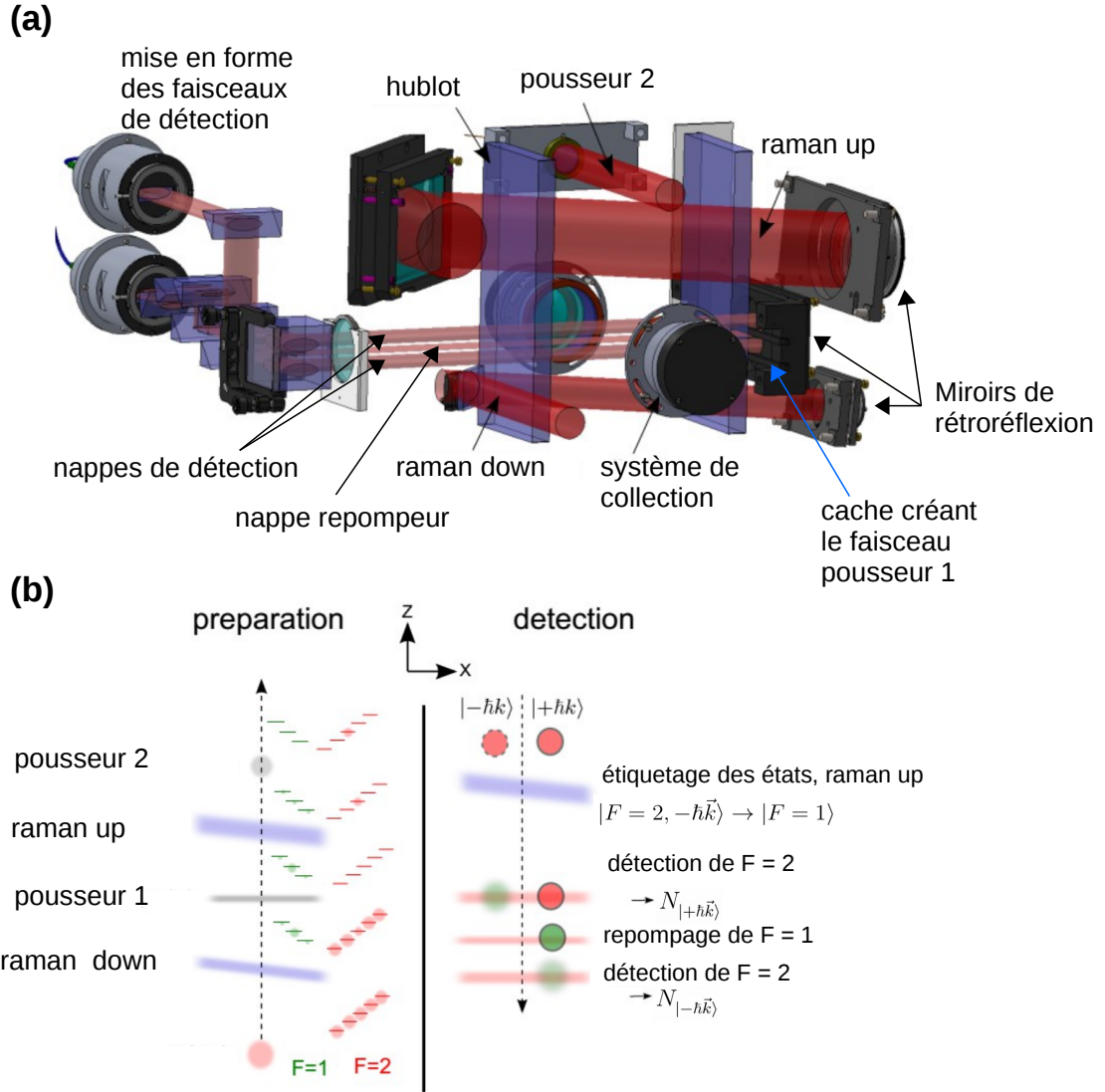


FIGURE 4.14 – (a) Schéma optique du système de préparation et de détection. (b) Principe de fonctionnement de la sélection et de la détection.

propageante sert à pousser les atomes lors de la préparation, la partie haute contre-propageante sert à détecter les atomes lors de la redescente.

Après le premier faisceau pousseur, le nuage est constitué d'atomes dans l'état  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F=1, m_F=0\rangle$ . Le nuage passe ensuite dans le faisceau Raman up où une impulsion Raman  $\pi$  réalise une transition entre les états  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F=1, m_F=0\rangle$  et  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F=2, m_F=0\rangle$ . Le résidu d'atomes dans l'état  $F=1$  est finalement poussé par un deuxième faisceau pousseur (pousseur 2 sur la Figure 4.14) résonnant avec la transition de repompeur  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F=1\rangle \rightarrow |5^2P_{\frac{3}{2}}, F=2\rangle$ . Le nuage est alors constitué d'atomes dans l'état  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F=2, m_F=0, \hbar\vec{k}\rangle$  avec une impulsion transverse  $\hbar\vec{k}$  sélectionnée par les transitions Raman. Dans un souci de simplicité, nous noterons cet état

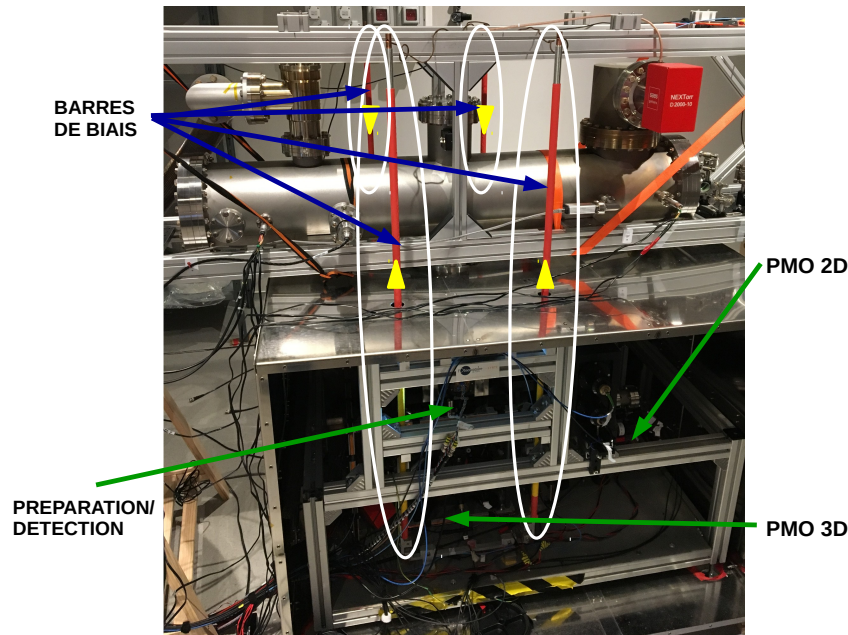


FIGURE 4.15 – Photo de la source atomique. Les barres de biais sont encadrées en blanc, les flèches jaunes indiquent le sens du courant circulant dans les barres de biais.

$|\hbar\vec{k}\rangle$ .

Lors des transitions Raman de sélection, si l'on veut sélectionner une classe de vitesse centrée autour de  $\frac{\hbar\vec{k}}{m}$ , l'écart  $\delta$  par rapport à la résonance Raman doit être tel que  $\frac{\delta}{2\pi} = \frac{\hbar k_{eff} k}{m} = \frac{2\hbar k^2}{m} \simeq 15.07$  kHz. Pour sélectionner une classe de vitesse de  $\frac{n\hbar\vec{k}}{m}$ , cet écart doit être tel que  $\frac{\delta}{2\pi} = n \times 15.07$  kHz. Nous utilisons deux faisceaux Raman afin de pouvoir être efficace à la fois dans la sélection en vitesse et dans la sélection magnétique. Plus l'intensité dans le faisceau Raman down est faible, plus la durée de l'impulsion pour avoir une transition  $\pi$  est longue, et donc plus la classe de vitesse sélectionnée sera fine. En utilisant une intensité plus forte dans le faisceau Raman 2, la durée de pulse pour avoir une transition  $\pi$  est d'autant plus courte, ce qui diminue le re-peuplage par émission spontanée des autres états  $m_F \neq 0$ , et donc augmente l'efficacité de la sélection magnétique.

### 4.3.2 Mise en forme des faisceaux Raman

Les faisceaux Raman sont mis en forme grâce à des collimateurs, sur lesquels sont branchés les fibres optiques fournissant la lumière composée des deux fréquences nécessaires pour faire les transitions Raman. Ces collimateurs sont composés d'un polariseur en entrée afin de filtrer la polarisation. Le faisceau passe ensuite par un jeu de plusieurs lentilles afin de former un faisceau collimaté. Les faisceaux générés par ces collimateurs sont tronqués sur les bords afin de limiter les inhomogénéités d'intensité sur l'ensemble

du faisceau. Le collimateur du Raman du bas fournit un faisceau en sortie de diamètre  $23\text{ mm}$  à  $1/e^2$  en intensité. Le collimateur du Raman du haut fournit en sortie un faisceau de diamètre  $60\text{ mm}$  à  $1/e^2$  en intensité. La Figure 4.16 montre un schéma de l'intérieur du collimateur du Raman du haut. Après être passé par le polarcor, la

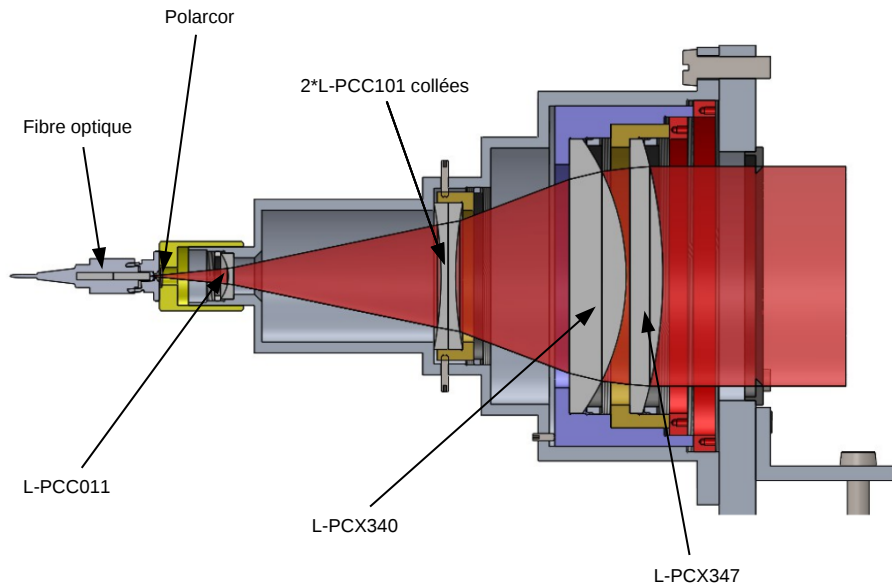


FIGURE 4.16 – Plan de collimateur du Raman du haut. Les optiques utilisées viennent de la société Ross Optical[100].

divergence du faisceau est augmentée grâce à une lentille divergente de focale  $-20\text{ mm}$ , puis le faisceau passe deux lentilles de focales  $-200\text{ mm}$  collées l'une à l'autre. Deux lentilles convergentes de focale  $125\text{ mm}$  et  $250\text{ mm}$  permettent finalement de collimater le faisceau.

### 4.3.3 Détection

#### Principe de l'étiquetage

Au sommet de leur trajectoire, les atomes entrent dans la zone d'interférométrie où ils expérimentent la séquence d'interférométrie de Bragg en cavité. Cette séquence est détaillée dans le chapitre 2. En sortie de l'interféromètre, à leur redescente, les atomes se trouvent alors dans une superposition cohérente entre les deux états externes  $|+\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|-\hbar\vec{k}\rangle$  impliqués dans l'interféromètre. La probabilité de transition  $P_{|+\hbar\vec{k}\rangle \rightarrow |-\hbar\vec{k}\rangle}$  de l'état  $|+\hbar\vec{k}\rangle$  vers l'état  $|-\hbar\vec{k}\rangle$  en sortie de l'interféromètre, est donnée par :

$$P_{|+\hbar\vec{k}\rangle \rightarrow |-\hbar\vec{k}\rangle} = \frac{N_{|-\hbar\vec{k}\rangle}}{N_{|-\hbar\vec{k}\rangle} + N_{|+\hbar\vec{k}\rangle}} \quad (4.13)$$

où  $N_{|\pm\hbar\vec{k}\rangle}$  est le nombre d'atomes projetés dans l'état  $|\pm\hbar\vec{k}\rangle$  lors de la détection.

Sachant que ces deux états ont le même état interne  $|5^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2, m_F = 0\rangle$ , nous utilisons une technique de détection dite d'*étiquetage* par fluorescence, afin de mesurer la population dans chaque état. Lorsque les atomes retombent dans la zone de préparation/détection, une impulsion  $\pi$  est exercée par le faisceau Raman up dont les fréquences sont accordées de telle sorte que le seul état  $|+\hbar\vec{k}\rangle$  soit envoyé dans l'état interne  $F = 1$ . Nous avons donc ainsi étiqueté les états externes par les états internes (Figure 4.14 (b)). La transition de probabilité  $P_{|+\hbar\vec{k}\rangle \rightarrow |-\hbar\vec{k}\rangle}$  devient donc :

$$P_{|+\hbar\vec{k}\rangle \rightarrow |-\hbar\vec{k}\rangle} = \frac{N_{F=2}}{N_{F=2} + N_{F=1}} \quad (4.14)$$

où  $N_{F=i}$  est le nombre d'atomes projetés dans l'état  $F = i$  lors de la détection.

### Mise en forme des nappes de détection

Pour détecter chaque état par fluorescence, deux nappes de lumière rétro-réfléchie et résonante avec la transition de refroidissement, entre lesquelles se trouve une autre nappe de lumière rétro-réfléchie et résonante avec la transition de repompeur, sont générées par un système de mise en forme (Figure 4.17). Ce système est une version similaire à celle présentée dans [101]. Un collimateur permet de mettre en forme, à partir d'une fibre optique, la lumière de détection en une nappe rectangulaire d'aire  $3 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ . La trajectoire du faisceau de détection est représentée en rouge sur la Figure 4.17. Celle-ci est séparée en deux par une lame séparatrice afin de générer les deux nappes nécessaires à la détection des deux états. Un autre collimateur permet de mettre en forme la lumière de repompeur en une autre nappe qui est affinée grâce à un système de deux prismes (trajectoire bleue sur la Figure 4.17). Cette dernière nappe est orientée entre les deux nappes de détection. Un cube séparateur de polarisation permet de réfléchir les nappes vers l'enceinte à vide tout en filtrant leur polarisation. Avant d'entrer dans l'enceinte, les 3 nappes passent par une lame quart d'onde  $\frac{\lambda}{4}$  afin d'avoir une polarisation circulaire.

Après l'étiquetage par le faisceau Raman up, les atomes dans l'état  $F = 2$  (*i.e.* dans l'état  $|-\hbar\vec{k}\rangle$ ) vont fluorescer en passant par la nappe du haut, puis sont poussés grâce à un cache placé devant le miroir de rétro-réflexion permettant de créer un faisceau pousseur avec la partie basse de la nappe. En passant par la nappe repompeur, les atomes dans l'état  $F = 1$  (*i.e.* dans l'état  $|+\hbar\vec{k}\rangle$ ) sont transférés dans l'état  $F = 2$ , pour ensuite fluorescer grâce à la nappe de détection du bas.

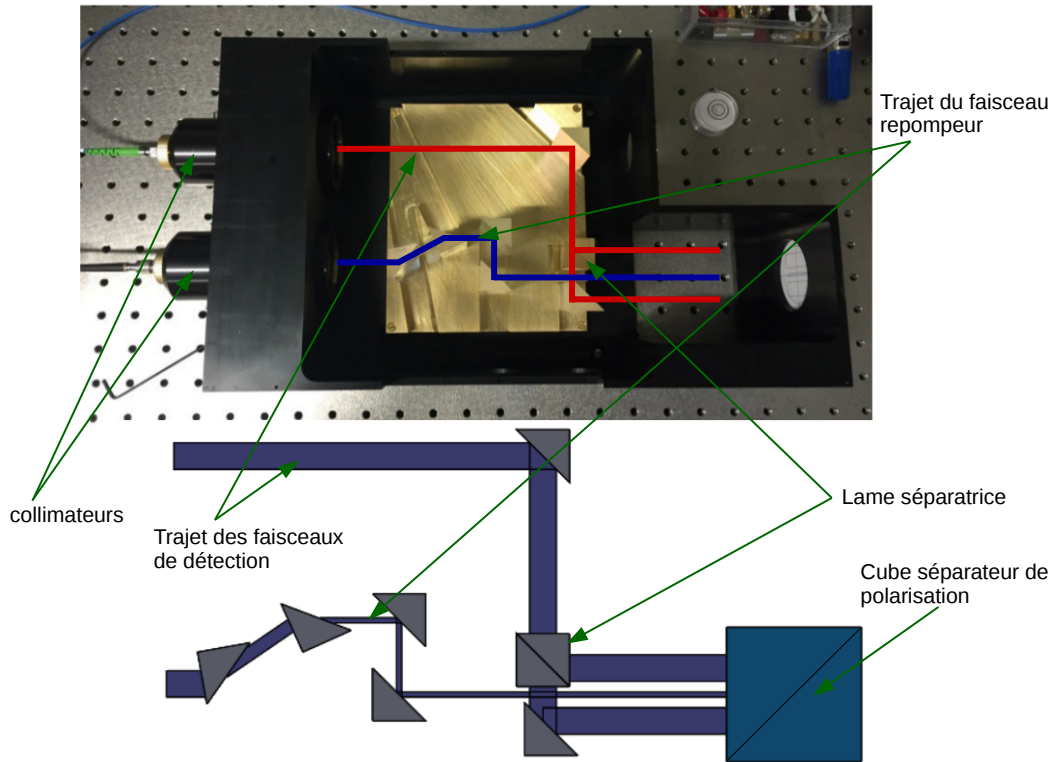


FIGURE 4.17 – Photo et schéma de la boîte de mise en forme des nappes de détection.

Afin de mesurer la lumière émise par fluorescence, celle-ci est collectée par un système de lentilles placé en dehors de l'enceinte à vide, perpendiculairement au trajet des faisceaux de détection et à la trajectoire des atomes. La lumière émise par la nappe du haut est focalisée par le jeu de lentilles sur une photodiode, la lumière émise par la nappe du bas est focalisée sur une seconde photodiode. Les signaux de chaque photodiode passent par un circuit de transimpédance avant d'être enregistré sur une carte redpitaya. On a alors une mesure du nombre d'atomes dans chaque état. Un deuxième système de collection est placé de l'autre côté des faisceaux de détection en face du premier système.

### Sources de diaphonie

Lors de la détection, il est possible de détecter une partie des atomes dans  $F = 2$  avec la photodiode du bas, et des atomes dans  $F = 1$  avec la photodiode du haut. Ces signaux de diaphonie peuvent être dus à plusieurs causes :

- Une proportion des atomes dans  $F = 2$  détectés avec la nappe du haut n'est pas poussée par la partie basse de la nappe. Lorsque les atomes sont poussés, ils absorbent les photons pousseurs et reçoivent une vitesse dans la direction du faisceau pour être écarté de la trajectoire atomique. En lançant les atomes et en

les laissant dans l'état  $F=2$ , on peut mesurer le nombre d'atomes dans chaque nappe et ainsi mesurer le signal de diaphonie des atomes non poussés par la nappe du bas. La diaphonie mesurée est de  $\sim 0.7\%$ .

- Une partie des atomes est repompée avant de sortir de la nappe du haut, ce qui fait que cette partie des atomes dans  $F = 1$  est mesurée avec la nappe du haut. En lançant les atomes et en les préparant dans l'état  $F = 1$ , on mesure le nombre d'atomes détecté dans les deux nappes avec et sans repompeur. On peut alors en déduire le signal de diaphonie d'atomes dans  $F=1$  repompés prématurément dans la nappe du haut. Les premières mesures donnaient un signal de diaphonie très élevé, de l'ordre de  $10\%$ , ce qui était dû au fait que la nappe de repompeur était orientée de travers entre les deux nappes de détections et se superposait légèrement avec les nappes de détections (voir Figure 4.18 (a)). La solution a été

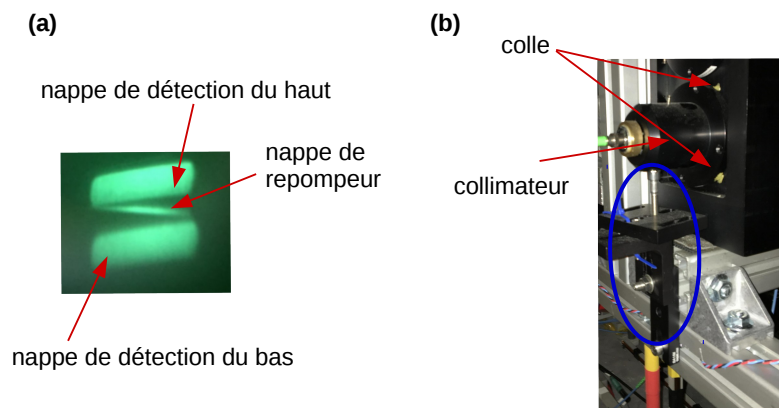


FIGURE 4.18 – (a) Image des nappes observées avec un viseur infrarouge sur du papier, au retour du système de détection avant réalignement. (b) Photo du collimateur de la nappe repompeur après réalignement.

de légèrement réorienter le collimateur générant la nappe repompeur. Cependant n'ayant pas de degré de liberté sur cette orientation, nous l'avons dévissé, tourné et collé, en même temps que nous avons installé un petit système mécanique sur lequel repose le collimateur, pour éviter qu'il se décolle (encadré en bleu sur la Figure 4.18 (b)). Après le réalignement du collimateur, on mesure un signal de diaphonie de  $\sim 4\%$ .

- Les photons émis par fluorescence au niveau de chaque nappe sont collectés sur les deux photodiodes associées à chaque nappe. Cependant une partie du signal émise par la nappe du haut va converger sur la photodiode de la nappe du bas, et inversement. Ce signal de diaphonie peut être mesuré en lançant les atomes dans l'état  $F = 2$  et en mesurant le signal obtenu sur les deux photodiodes en éteignant une des deux nappes. Ainsi, on en déduit le signal de diaphonie des

photons émis au niveau d'une nappe sur la photodiode associée à l'autre nappe, qui est de  $\sim 2\%$ .

## 4.4 Spectroscopie Raman

Afin de caractériser le fonctionnement des transitions Raman dans le système que nous avons présenté plus haut, nous avons décidé d'étudier les spectres en fréquence et de réaliser un interféromètre de type Mach-Zehnder avec le faisceau Raman up, après une sélection avec le faisceau Raman down. La configuration des faisceaux Raman est une configuration contra-propageante. Les faisceaux en sortie des collimateurs possèdent une polarisation linéaire verticale pour chaque fréquence, ils passent ensuite par l'enceinte à vide, puis sont rétro réfléchis par un miroir devant lequel est placé une lame quart d'onde  $\frac{\lambda}{4}$ . Cette lame permet d'obtenir une polarisation horizontale au retour sur les deux fréquences (Figure 4.19). Ainsi les transitions contra-propageantes réalisées se font entre les 2 paires de photons suivantes :

- Un photon de la fréquence Raman 1, de vecteur d'onde  $\vec{k}_1$  avec une polarisation verticale  $\perp$ , et un photon de la fréquence Raman 2, de vecteur d'onde  $-\vec{k}_2$  avec une polarisation horizontale  $\parallel$  (encadré en violet sur la Figure 4.19).
- Un photon de la fréquence Raman 1, de vecteur d'onde  $-\vec{k}_1$  avec une polarisation horizontale  $\parallel$ , et un photon de la fréquence Raman 2, de vecteur d'onde  $\vec{k}_2$  avec une polarisation verticale  $\perp$  (encadré en vert sur la Figure 4.19).

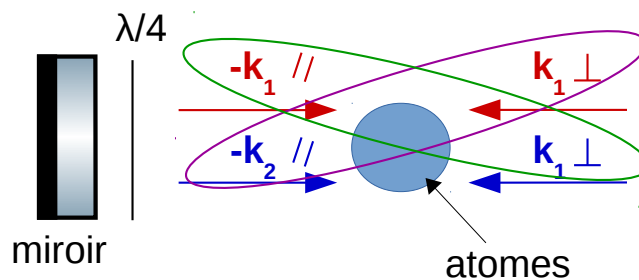


FIGURE 4.19 – Transitions Raman contra-propageantes possibles.

L'axe des faisceaux est orienté d'un angle  $\theta = 5$  degrés par rapport à l'axe horizontal (Figure 4.20), la condition de résonance sera alors différente pour les deux transitions décrites ci-dessus, étant donné que le terme  $\omega_{Doppler} = \vec{v} \cdot (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$  sera opposé. Cela permet alors de discriminer les deux transitions contra-propageantes possibles. Les impulsions sont générées en utilisant, comme interrupteurs optiques, les AOM placés sur le trajet optique à 1560 nm de chaque fréquence Raman (Figure 4.2). Dans toutes les mesures présentées dans cette section, le décalage vers le rouge en fréquence  $\Delta_R$  par

rapport à l'état excité, est fixé à  $\Delta_R = 800$  MHz (Annexe A).

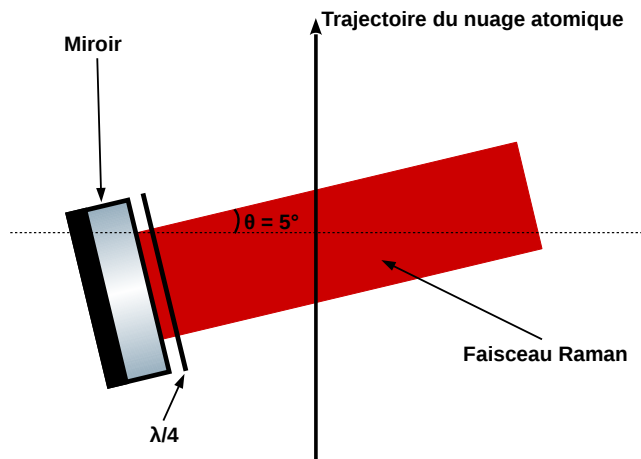


FIGURE 4.20 – Schéma de l'orientation des faisceaux Raman.

Une fois lancés, les atomes se trouvent dans un mélange des sous-niveaux Zeeman  $m_F$ , le champ magnétique généré par les barres de biais permet de lever la dégénérescence de ces niveaux.

#### 4.4.1 Raman down

Lors du passage des atomes au niveau du faisceau Raman down, nous pouvons mesurer le spectre en fréquence en effectuant une spectroscopie Raman. Pour cela, on exerce une impulsion carrée d'une durée  $\tau_d = 39 \mu\text{s}$ , tout en faisant varier la différence en fréquence  $\omega_{f1} - \omega_{f2}$  des deux lasers Raman "coup par coup". En mesurant le rapport des populations entre les deux états hyperfins  $F = 1$  et  $F = 2$  grâce au système de détection, on peut reconstruire le spectre Raman down et observer les différentes transitions possibles (Figure 4.21 (a)). Les règles de sélection avec des polarisations linéaires imposent que  $\Delta m_F = 0$  [102], il y a donc 6 transitions contra-propageantes possibles  $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ ,  $|F = 2, m_F = +1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = +1\rangle$ ,  $|F = 2, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = -1\rangle$  avec la première paire de photons, ainsi que les mêmes avec la deuxième paire de photons.

L'écart en fréquence entre chaque transition dépend de la valeur  $B$  du champ de biais que l'on crée avec les 4 barres autour de l'expérience, levant ainsi la dégénérescence des niveaux Zeeman (ici 165 mG). La position de ces pics change si l'on fait varier la valeur du champ de biais. C'est ce qu'on observe sur la figure 4.21 (b), où on a mesuré le spectre Raman du faisceau down pour différentes valeurs du champ (115 mG et



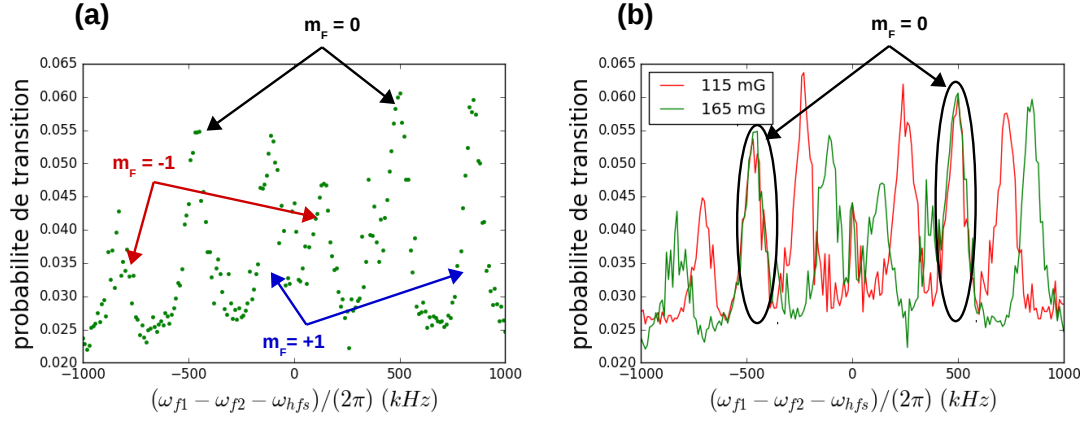


FIGURE 4.21 – (a) Spectre Raman du faisceau down pour un champ de biais de 165 mG. (b) Spectres Raman du faisceau down pour deux valeurs du champ de biais  $B$  : rouge 115 mG, vert 165 mG. Pour les deux figures la probabilité de transition correspond au nombre d’atomes  $N_{F=1}$  mesurés dans l’état  $F = 1$ , divisé par le nombre total d’atomes mesurés  $N_{F=1} + N_{F=2}$ .

165 mG). Pour chaque courbe, on observe différents pics correspondant aux différentes transitions  $m_F$ . L’énergie des niveaux Zeeman dépend directement de la valeur du champ magnétique externe. La différence d’énergie  $\Delta E_{|F,m_F\rangle}$  de ces niveaux par rapport au niveau hyperfin  $F$  est donnée, au premier ordre, par l’équation suivante[103] :

$$\Delta E_{|F,m_F\rangle} = \mu_B g_F m_F B \quad (4.15)$$

où  $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J}\cdot\text{T}^{-1}$  est le magnéton de Bohr, et  $g_F$  le facteur de Landé valant  $1/2$  pour l’état  $F = 2$  et  $-1/2$  pour l’état  $F = 1$ . L’écart en fréquence entre les transitions  $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$  et  $m_F = \pm 1 \rightarrow m_F = \pm 1$  s’écrit alors :

$$\Delta\nu_{0\leftrightarrow\pm 1} = \frac{\mu_B B}{h} \quad (4.16)$$

L’écart dû au champ de biais créé par les barres est donc de 231 kHz. Cependant, pour un champ de biais de 165 mG, on observe un écart d’environ 340 kHz (soit un champ magnétique vu par les atomes d’environ 243 mG). Cela peut s’expliquer par le fait qu’il peut y avoir des réflexions de champ magnétique à l’intérieur du blindage. Seul le niveau  $m_F = 0$  est insensible au champ magnétique externe. C’est bien ce qu’on observe sur la Figure 4.21 (b), où la position du pic correspondant à la transition  $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$  reste la même pour les différentes valeurs du champ  $B$ . Pour les autres pics (correspondants aux autres transitions Zeeman), en diminuant le champ de biais, leurs positions en fréquence se rapprochent de la transition  $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ .

La résonance a lieu lorsque  $\omega_{f_1} - \omega_{f_2} - \omega_{hfs} = \omega_D + \omega_R = \vec{v} \cdot \vec{k}_{eff} + \frac{\hbar k_{eff}^2}{2m}$ . Le nuage atomique est lancé avec une vitesse initiale de  $v_0 = 3.00 \text{ m.s}^{-1}$  et, le centre du faisceau Raman down étant situé à 21,6 cm au dessus du centre du PMO 3D (*i.e.* que l'impulsion a lieu 83.3 ms après lancement), la vitesse du nuage lors de l'impulsion est de  $v_{down} = 2.18 \text{ m.s}^{-1}$ . En calculant la projection de cette vitesse sur l'axe du faisceau Raman, on peut en déduire la fréquence  $\nu_D = \omega_D/(2\pi)$  à laquelle les atomes résonneront pour la transition  $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$  :

$$\nu_D = \frac{v_{down} k_{eff} \sin(\theta)}{2\pi} \simeq 487 \text{ kHz} \quad (4.17)$$

La fréquence de recule à deux photons  $\nu_R = \omega_R/(2\pi)$  vaut quant à elle :

$$\nu_R = \frac{\hbar k_{eff}^2}{4\pi m} \simeq 15 \text{ kHz} \quad (4.18)$$

Il y a donc résonance pour la transition  $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$  à :

$$\nu_R \pm \nu_D \simeq \begin{cases} 502 \text{ kHz} \\ -472 \text{ kHz} \end{cases} \quad (4.19)$$

Les pics de la transition  $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ , observés sur la Figure 4.21, sont situés à  $-470 \text{ kHz}$  et  $495 \text{ kHz}$ , ce qui correspond aux valeurs attendues.

#### 4.4.2 Raman up

Une spectroscopie Raman avec le faisceau up, après une impulsion de sélection avec le faisceau down, peut être étudiée. Nous utilisons maintenant le faisceau Raman down pour sélectionner l'état  $m_F = 0$  avec une impulsion carrée de durée  $\tau_d = 39 \mu\text{s}$ , dont la différence entre les deux fréquences Raman 1 et Raman 2 correspond à la fréquence de résonance  $(\omega_{f_1} - \omega_{f_2} - \omega_{hfs})/(2\pi) = 495 \text{ kHz}$ . Les atomes sélectionnés sont alors envoyés dans l'état  $F = 1$  par transition Raman. Les atomes restant dans l'état  $F = 2$  sont poussés par le premier faisceau pousseur généré par la non rétro réflexion de la partie basse de la nappe de détection du bas. Les atomes arrivent ensuite au niveau du faisceau Raman up, où une deuxième impulsion carrée de durée  $\tau_{up} = 35 \mu\text{s}$  est exercée. De la même manière que pour la spectroscopie du faisceau Raman down, nous faisons varier la différence de fréquence  $\omega_{f_1} - \omega_{f_2}$  "coup par coup" pour deux valeurs du champ de biais (115 mG et 165 mG) (Figure 4.22).

Nous observons maintenant seulement 2 pics (hormis le pic à  $\simeq 0 \text{ Hz}$  qui correspond à une transition co-propageante) dont la position en fréquence ne change pas en fonction de la valeur du champ de biais. Ces transitions étant insensibles au champ

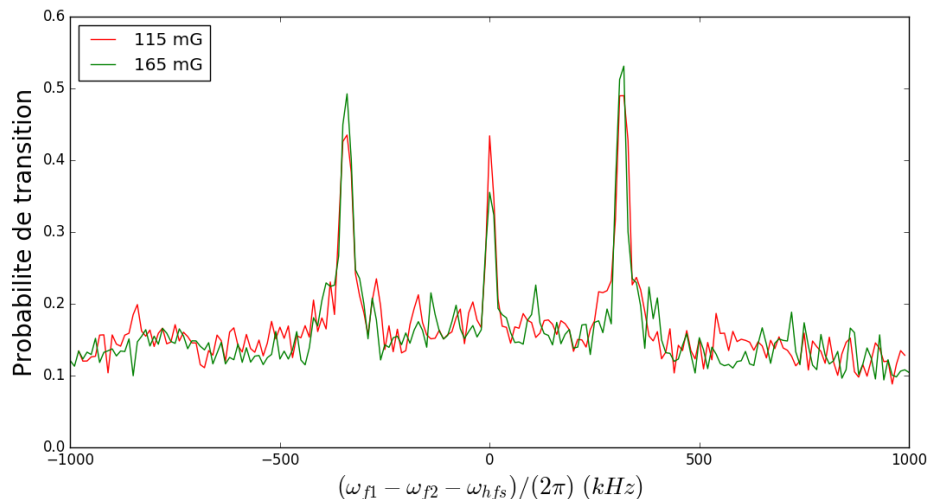


FIGURE 4.22 – Spectres Raman du faisceau up pour 2 valeurs du champ de biais  $B$  : rouge 115 mG, vert 165 mG. Pour les deux courbes, la probabilité de transition correspond au nombre d’atomes  $N_{F=2}$  mesurés dans l’état  $F = 2$ , divisé par le nombre total d’atomes mesurés  $N_{F=1} + N_{F=2}$ .

magnétique, cela veut dire que nous avons bien sélectionné le sous-niveau Zeeman  $m_F = 0$  avec le faisceau Raman down, et que nous faisons bien une transition entre les sous-niveaux Zeeman  $m_F = 0$  des deux états  $F = 1$  et  $F = 2$  avec le faisceau Raman up.

Lors du passage du nuage atomique au centre du faisceau Raman 2, 149.8 ms après lancement, la vitesse du nuage est de  $1.53 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . De la même manière que lors de l’étude du spectre Raman down, on peut estimer la position en fréquence des pics à :

$$\nu_R \pm \nu_D \simeq \begin{cases} 357 \text{ kHz} \\ -327 \text{ kHz} \end{cases} \quad (4.20)$$

Les mesures obtenues nous montrent que les pics sont situés à  $-340 \text{ kHz}$  et  $315 \text{ kHz}$ . Cette différence peut être expliquée par le fait que l’incertitude sur l’angle  $\theta$  entre l’orientation du faisceau et l’axe horizontal (en particulier lors de l’alignement d’un faisceau aussi large que le Raman up), a une forte influence sur la fréquence de résonance des transitions Raman. Une incertitude de  $8.7 \text{ mrad}$  ( $0.5 \text{ degré}$ ) sur  $\theta$  donne une incertitude d’environ  $34 \text{ kHz}$  sur la fréquence de résonance.

## 4.5 Interférométrie Raman

Afin de démontrer que l’on peut manipuler de façon cohérente les atomes avec les faisceaux Raman de cette expérience, nous avons réalisé un interféromètre atomique

avec ces faisceaux.

Une fois la sélection de l'état  $m_F = 0$  faite avec le faisceau Raman down, et la résonance Raman mesurée avec le faisceau Raman up, il est possible de réaliser un interféromètre de type Mach-Zehnder avec ce dernier faisceau. Pour cela il faut déterminer la durée des impulsions  $\pi$  et  $\frac{\pi}{2}$ .

#### 4.5.1 Etude des oscillations de Rabi

Une fois la sélection magnétique opérée avec le faisceau Raman down, en faisant varier la durée de l'impulsion  $\tau_{up}$  à la résonance Raman avec le faisceau Raman up, on peut observer les oscillations de Rabi où la probabilité de transition de l'état  $F = 1$  vers l'état  $F = 2$  oscille en fonction de la durée de l'impulsion. Ces oscillations sont montrées Figure 4.23 (points noirs). Les oscillations observées sont atténuées, nous n'observons

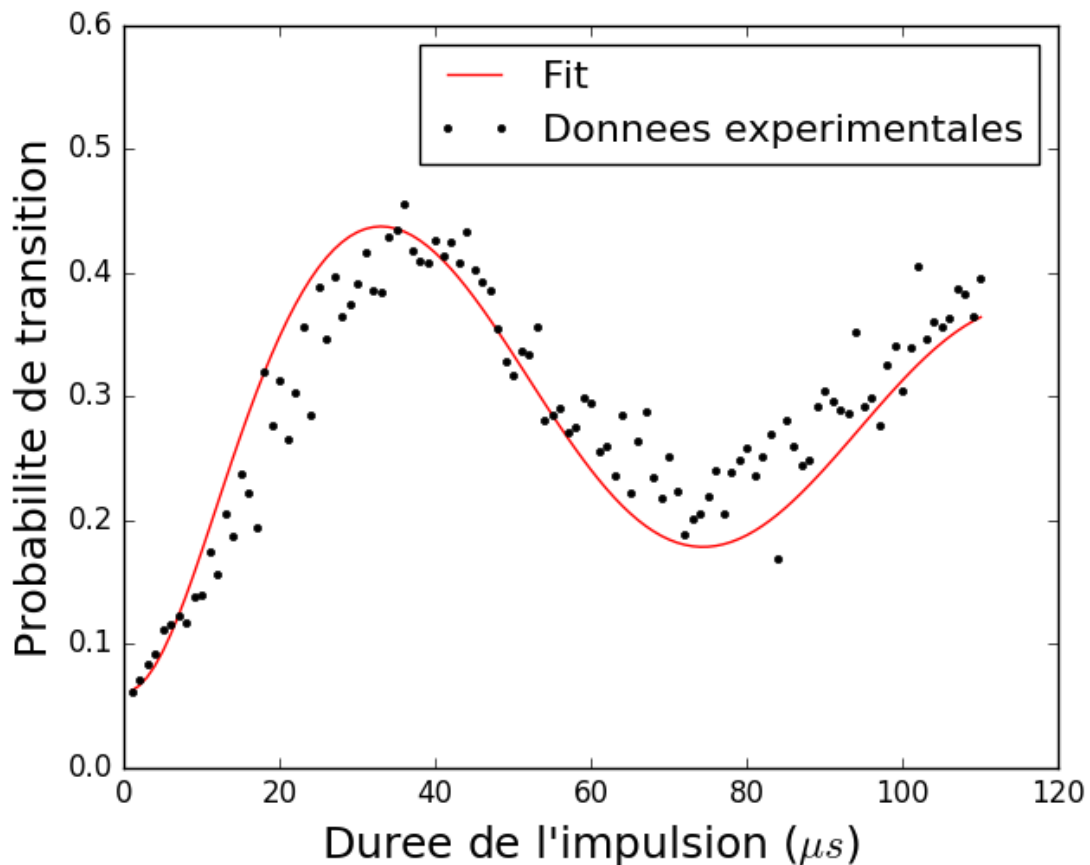


FIGURE 4.23 – Noir : oscillations de Rabi mesurées avec le faisceau Raman up, après une sélection avec le faisceau Raman down; on en déduit que la durée d'une impulsion  $\pi$  est  $\tau_{up,\pi} = 38 \mu s$  et que celle d'une impulsion  $\frac{\pi}{2}$  est  $\tau_{up,\frac{\pi}{2}} = 19 \mu s$ . Rouge : ajustement des oscillations de Rabi avec l'équation (4.24).

pas une efficacité de 100% pour une impulsion  $\pi$ . Lors de la sélection avec le faisceau

Raman down, une certaine classe de vitesse dans l'axe  $z$  du faisceau d'interrogation est sélectionnée. Cette classe de vitesse a une largeur non nulle. Chaque atome ayant une vitesse  $v_z$  différente verra donc une pulsation de Rabi différente qu'on peut écrire :

$$\Omega_R(v_z) = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (k_{eff} \cdot v_z)^2} \quad (4.21)$$

La distribution en vitesse des atomes dans l'axe  $z$  du faisceau d'interrogation est décrite par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_z}} e^{-\frac{1}{2} \frac{mv_z^2}{k_B T_z}} \quad (4.22)$$

où  $T_z$  est la température du nuage atomique, sélectionné par le faisceau Raman down, dans l'axe  $z$ .

Un autre effet pouvant modifier la pulsation de Rabi vue par les différents atomes, est l'inhomogénéité du faisceau d'interrogation Raman up due à la forme gaussienne de l'intensité radiale  $I(r)$  dans le plan du faisceau d'interrogation, dont le rayon à  $1/e^2$  en intensité vaut  $\sigma_L = 30$  mm (voir section 4.3.2). Sachant que les atomes ont une température de  $T = 4.9$   $\mu$ K après lancement, l'écart type de la distribution spatiale du nuage dans l'axe  $x, y \equiv r$  vaut  $\sigma_r = t_{exp} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \simeq 3.2$  mm, où  $t_{exp} = 149.8$  ms est le temps, après lancement, auquel a lieu l'interrogation avec le faisceau Raman up. À une distance  $\sigma_r$  du centre du faisceau Raman up, l'intensité du faisceau d'interrogation  $I(\sigma_r) = I_0 e^{-2\left(\frac{\sigma_r}{\sigma_L}\right)^2} \simeq 0.98 I_0$  vaut 98 % de l'intensité maximale  $I_0$  au centre du faisceau. Nous pourrions donc négliger cet effet.

La probabilité de transition  $p(v_z, t)$  d'un atome ayant une vitesse  $v_z$  lors d'une impulsion de durée  $t$  s'écrit alors :

$$p(v_z, t) = \left( \frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R(v_z)} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{\Omega_R(v_z)}{2} t \right) \quad (4.23)$$

En prenant en compte la sélection en vitesse du nuage avec le faisceau Raman down, nous pouvons écrire la probabilité de transition de l'ensemble atomique en fonction de la durée de l'impulsion  $t$ , en intégrant sur  $v_z$  la probabilité  $p(v_z, t)$  pondérée par la distribution en vitesse  $f(v_z)$  :

$$P(t) = \int f(v_z) p(v_z, t) dv_z \quad (4.24)$$

Sur la Figure 4.23 est tracé en rouge un ajustement par les moindres carrés, à l'aide de l'équation (4.24), des oscillations de Rabi mesurées avec le faisceau Raman up. Les paramètres  $T_z$  et  $\Omega_{eff}$  sont alors déduits de cet ajustement ;  $T_z \simeq 825$  nK et  $\Omega_{eff} \simeq 74.6$

MHz.

Le temps d'impulsion  $\tau_{\pi,up}$ , pour lequel a lieu une transition  $\pi$ , est donné par le temps pour lequel la transition de probabilité est maximale lors de la première oscillation : on mesure  $\tau_{\pi,up} = 38 \mu s$ . Le temps d'impulsion  $\tau_{\frac{\pi}{2},up}$ , pour lequel a lieu une transition  $\frac{\pi}{2}$ , est donné par  $\tau_{\frac{\pi}{2},up} = \frac{\tau_{\pi,up}}{2}$ . Il s'agit du temps pour lequel la transition de probabilité est moitié maximale lors de la première oscillation : on a  $\tau_{\frac{\pi}{2},up} = 19 \mu s$ .

### 4.5.2 Interféromètre de Mach-Zehnder

Nous pouvons donc maintenant réaliser un interféromètre atomique de type Mach-Zehnder en exerçant une série de 3 impulsions  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$  avec le faisceau Raman up, après une sélection avec le faisceau Raman down. Des franges d'interférences sur la probabilité de transition peuvent être observées en faisant varier "coup par coup" la différence de phase  $\Delta\phi_{exp}$  entre les deux fréquences Raman 1 et Raman 2 du faisceau Raman up, lors de la dernière impulsion  $\frac{\pi}{2}$ . Nous faisons varier cette différence de phase en modifiant la phase du signal DDS qui est envoyé sur le battement entre les deux lasers SEED REP/RAMAN 1 et SEED 3D MOT/RAMAN 2 générant les deux fréquences Raman. Le temps d'interrogation est fixé à 1 ms afin de s'affranchir le plus possible des bruits de vibration. Ces franges sont observées Figure 4.24 (points noirs). Les données sont ajustées par une sinusoïde de la forme :

$$f(\Delta\phi_{exp}) = A + B \sin(\Delta\phi_{exp} + \theta) \quad (4.25)$$

avec les paramètres  $A$  (offset vertical),  $\theta$  (offset de phase), et  $B$  (amplitude), la courbe rouge représente l'ajustement via cette fonction. On en déduit alors le contraste de l'interféromètre  $C = B/A \simeq 19 \%$ .

Pour estimer le bruit de phase "coup par coup" (le temps de cycle étant de 1.162 s), on se place à flanc de frange où on peut considérer que la probabilité de transition est linéaire avec le déphasage. En répétant la mesure 1000 fois, on en déduit une valeur du rapport signal sur bruit en calculant la valeur moyenne  $S$  du signal, ainsi que l'écart-type  $N$  des mesures, on en déduit  $S/N = 13$ . Le bruit de phase sur ces franges est dû au fait que le schéma optique pour générer les fréquences Raman 1 et Raman 2 n'a pas été optimisé pour faire un interféromètre. En effet, l'asservissement en boucle de phase entre les deux lasers générant chacune des fréquences Raman est fait à 1560 nm avant doublage et recombinaison des fréquences (voir Figure 4.2). Cela entraîne un bruit élevé sur la différence de phase entre les deux fréquences Raman, qui est accumulé dans le combineur Innoptics 2x2 où les deux fréquences sont mélangées en espace libre. Dans

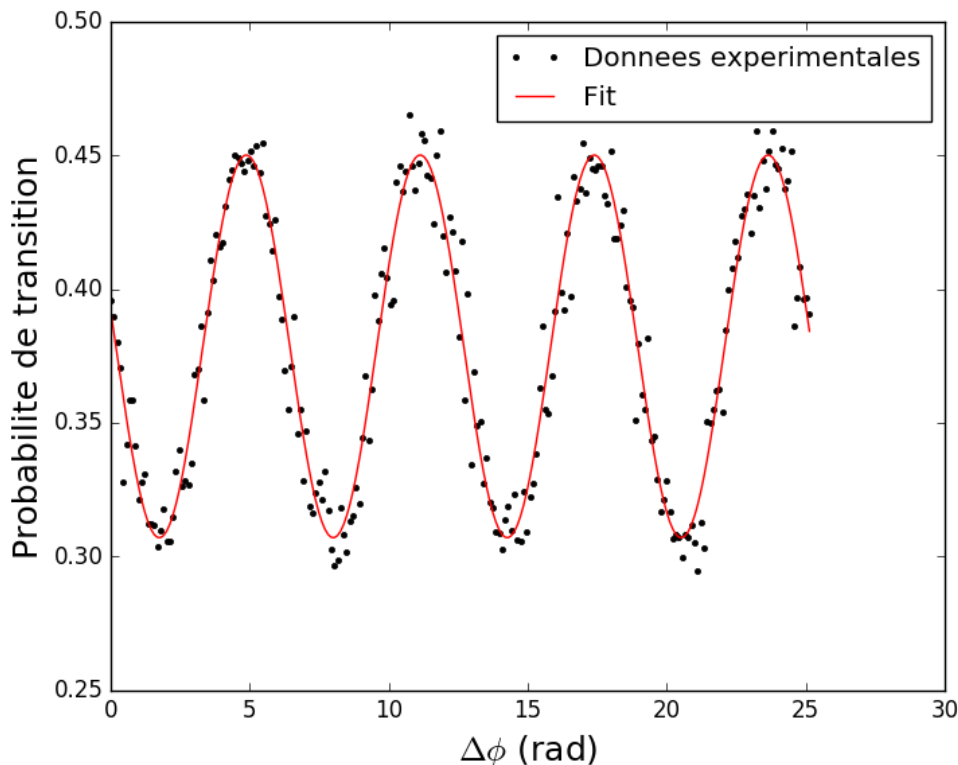


FIGURE 4.24 – Franges d’interférences observées sur la probabilité de transition de l’état  $F = 1$  vers l’état  $F = 2$ , en sortie de l’interféromètre. On fait varier la différence de phase  $\Delta\phi_{exp}$  de 0 à  $8\pi$  rad lors de la dernière impulsion de l’interféromètre. Les points noirs représentent les données mesurées, chaque point a été moyenné 5 fois. La courbe rouge représente un ajustement des données par une sinusoïde.

le cadre de l’expérience, cela n’aura aucune conséquence car les faisceaux Raman ont pour objectif d’être utilisés pour exercer une seule impulsion  $\pi$ , afin de sélectionner les atomes ainsi que pour la procédure d’étiquetage.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents éléments de la source atomique servant à préparer les atomes avant d’entrer dans la zone d’interférométrie de Bragg, ainsi que le banc laser. L’utilisation d’un PMO 2D permet de charger le PMO 3D tout en gardant l’AMD suffisamment éloigné, afin d’avoir un niveau de vide inférieur à  $10^{-9}$  mbar. Le piégeage dans le PMO 3D permet de refroidir les atomes proche de la température Doppler, avant d’être lancés et refroidis à une température de  $4.9 \mu\text{K}$  au sein d’une phase de mélasse mouvante. L’utilisation de nappes partiellement rétro réfléchies permet de servir à la fois de système de détection et de faisceau pousseur lors de la préparation des atomes. Une première caractérisation des faisceaux Raman a été faite en

observant les résonances Raman et en opérant une sélection magnétique avec le faisceau Raman down. En observant les oscillations de Rabi avec le faisceau Raman up après la sélection, nous avons pu réaliser un premier interféromètre de type Mach-Zehnder avec un temps d'interrogation court de 1 ms. La réalisation de cet interféromètre permet de démontrer qu'on est en mesure de manipuler de façon cohérente les atomes avec le système actuel, ce qui est une étape importante pour la suite de l'expérience. Ces faisceaux Raman seront alors utilisés pour sélectionner la classe de vitesse résonante avec les transitions de Bragg au sein de la cavité. Cependant, dans le contrat établi avec la société muQuans, il était prévu que le système laser utilisé lors de ces mesures soit récupéré pour être amélioré (en particulier par le changement et l'intégration de tous les splitters à l'intérieur du rack laser). Une deuxième version améliorée du système laser a été livrée le temps de modifier la première version. Des travaux sont actuellement en cours afin d'obtenir des atomes préparés pour l'interférométrie de Bragg avec ce nouveau banc laser.



# Chapitre 5

## Implémentation du résonateur optique

### Contents

---

<b>5.1</b>	<b>Principe d'un résonateur optique . . . . .</b>	<b>112</b>
5.1.1	Résonance d'une cavité linéaire . . . . .	112
5.1.2	Modes de propagation gaussiens . . . . .	115
5.1.3	Stabilité . . . . .	116
5.1.4	Choix de la géométrie de la cavité . . . . .	118
<b>5.2</b>	<b>Résonateur marginalement stable . . . . .</b>	<b>120</b>
5.2.1	Description du résonateur . . . . .	120
5.2.2	Résonateur semi-dégénéré . . . . .	121
5.2.3	Effet des désalignements longitudinaux . . . . .	122
<b>5.3</b>	<b>Mise en place expérimentale . . . . .</b>	<b>125</b>
5.3.1	Système mécanique . . . . .	126
5.3.2	Génération des fréquences . . . . .	126
5.3.3	Finesse et gain optique . . . . .	131
5.3.4	Asservissement . . . . .	132
<b>5.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>137</b>

---

Depuis plusieurs décennies, les cavités optiques sont utilisées pour étudier les interactions entre la matière et la lumière, notamment dans le domaine de la physique atomique. Elles ont pu permettre l'étude de l'électrodynamique quantique en cavité afin de comprendre l'interaction entre des atomes et la lumière résonante au sein d'une cavité[104, 105, 106, 107, 108, 109]. Les cavités ont aussi rendu possible la production d'un condensat de Bose-Einstein dans un régime de couplage fort[110]. Plus récemment, en piégeant les atomes dans un mode résonant au sein d'une cavité, un interféromètre atomique intra-cavité a été réalisé[111].

Le projet MIGA ayant pour but de manipuler les atomes avec des transitions de Bragg d'ordre élevé, l'utilisation de cavités optiques, dans lesquelles résonnent les faisceaux d'interrogation, permet de fournir la puissance nécessaire pour de telles transitions en exploitant le gain optique généré par celles-ci. Lors de l'implémentation de cavités optiques pour interroger un nuage atomique, il est important de faire attention à ce que le mode lumineux résonant soit suffisamment large pour interroger efficacement les atomes. De plus, l'interrogation des atomes se fait à l'aide d'impulsions lumineuses d'une durée finie (de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{s}$ ). La lumière d'interrogation à 780 nm est éteinte la majeure partie du temps de l'expérience, rendant alors impossible la stabilisation directe de cette fréquence sur la résonance de la cavité. Il est donc nécessaire d'utiliser une deuxième fréquence à 1560 nm, qui est injectée de manière continue dans la cavité, servant à stabiliser le laser sur la cavité. La fréquence à 780 nm étant alors obtenue par doublage de fréquence à partir du faisceau à 1560 nm.

Dans ce chapitre nous présenterons dans un premier temps le principe d'une cavité linéaire ainsi que ses conditions de résonance. Dans un deuxième temps, nous discuterons de la géométrie de la cavité choisie pour l'expérience préliminaire, puis nous détaillerons sa mise en place expérimentale.

## 5.1 Principe d'un résonateur optique

Un résonateur (ou cavité) optique est un système optique dans lequel la lumière est "piégée" et suit une trajectoire cyclique. La lumière accumulée au sein de la cavité va interférer avec elle-même à chaque cycle, et un phénomène de résonance va permettre l'amplification d'une fréquence précise. La valeur de la fréquence résonante est déterminée par la géométrie de la cavité, et notamment sa longueur. Une cavité est composée de plusieurs miroirs, et dans certains cas d'éléments focalisants tels qu'une lentille. On peut trouver différentes formes de cavités : en papillon, en anneau, linéaires... Dans le projet MIGA nous utilisons des cavités linéaires au sein desquelles résonnent une onde stationnaire formant le réseau de Bragg. Ces cavités nécessitent moins de miroirs, ce qui les rend plus robustes aux vibrations.

### 5.1.1 Résonance d'une cavité linéaire

Dans une cavité linéaire, la lumière se déplace sur une trajectoire unidirectionnelle. Un exemple simple de cavité linéaire, est un système composé de deux miroirs plans  $M_1$  et  $M_2$  face à face et séparés d'une distance  $D$  (Figure 5.1).

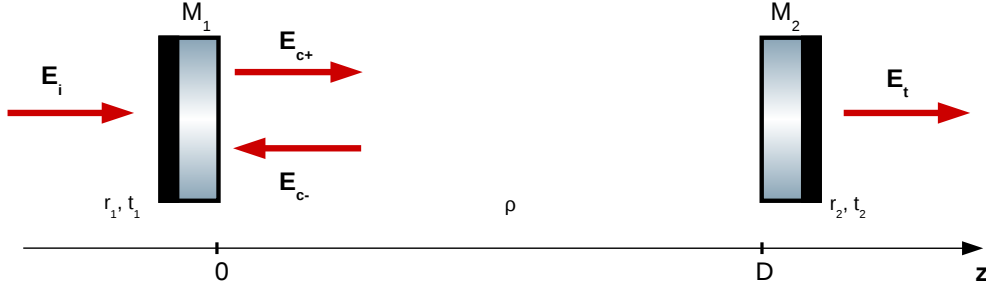


FIGURE 5.1 – Schéma d'une cavité linéaire plan-plan. Les miroirs sont espacés d'une distance  $D$ .

Considérons une onde électromagnétique plane  $\vec{E}_i$ , de vecteur d'onde  $\vec{k}$ , de pulsation  $\omega$ , et de phase à l'origine  $\phi_i$ , se propageant dans la direction de l'alignement de la cavité  $z$  vers le miroir  $M_1$ . Son amplitude s'exprime par :

$$E_i = E_{0i} e^{i(kz - \omega t + \phi_i)} \quad (5.1)$$

On peut de même définir les amplitudes des champs intra-cavités en régime stationnaire à l'aller  $E_{c+}$  et au retour  $E_{c-}$  au niveau du miroir  $M_1$  en considérant un déphasage  $\pi$  du champ à chaque réflexion sur les miroirs, et l'amplitude du champ transmis par la cavité  $E_t$  au niveau du miroir  $M_2$  :

$$E_{c+} = t_1 E_i - r_1 E_{c-} \quad (5.2)$$

$$E_{c-} = -r_2 (1 - \rho)^2 E_{c+} e^{2ikD} \quad (5.3)$$

$$E_t = (1 - \rho) t_2 E_{c+} e^{ikD} \quad (5.4)$$

où  $r_j$  et  $t_j$  avec  $j = 1; 2$  sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude des miroirs  $M_j$ ,  $\rho$  est un terme prenant en compte d'éventuelles pertes intra-cavité.

En définissant le coefficient de transmission de la cavité  $T = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2$ , on obtient :

$$T = \frac{t_1^2 t_2^2 (1 - \rho)^2}{1 + r_1^2 r_2^2 (1 - \rho)^4 - 2r_1 r_2 (1 - \rho)^2 \cos(2kD)} \quad (5.5)$$

Le maximum de transmission  $T_M$  a lieu quand  $kD = l\pi$  avec  $l$  un entier, soit pour une fréquence de l'onde électromagnétique  $\nu_l = \frac{c}{2D}$  :

$$T_M = T(\nu_l) = \frac{t_1^2 t_2^2 (1 - \rho)^2}{[1 - r_1 r_2 (1 - \rho)^2]^2} \quad (5.6)$$

### Finesse

On définit la *finesse*  $F$  de la cavité comme le rapport entre l'écart en fréquence entre 2 pics de résonance, aussi appelé *Intervalle Spectral Libre*  $ISL = \nu_{l+1} - \nu_l$ , et la largeur à mi-hauteur en fréquence d'un pic  $\Delta\nu$ .

Pour calculer la largeur à mi-hauteur d'un pic, sachant que  $\sin^2(kD) = \frac{1}{2}[1 - \cos(2kD)]$ , on peut exprimer  $T$  (equation (5.5)) de la manière suivante :

$$T = \frac{t_1^2 t_2^2 (1 - \rho)^2}{[1 - r_1 r_2 (1 - \rho)^2]^2 [1 + m \sin^2(kD)]} \quad (5.7)$$

où on définit  $m$  comme :

$$m = \frac{4r_1 r_2 (1 - \rho)^2}{[1 - r_1 r_2 (1 - \rho)^2]^2} \quad (5.8)$$

La largeur à mi-hauteur est définie pour des valeurs de  $kD$  telles que  $T = \frac{T_M}{2}$ , soit :

$$\begin{aligned} m \sin^2(kD) &= 1 \\ \sin(kD) &= \pm \frac{1}{\sqrt{m}} \end{aligned}$$

En considérant que les coefficients de réflexion des miroirs  $r_1$  et  $r_2$  sont proches de 1, on peut considérer que  $m \gg 1$ , et donc :

$$kD = l\pi \pm \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (5.9)$$

La largeur à mi-hauteur en fréquence d'un pic de résonance  $\Delta\nu$  vaut alors :

$$\Delta\nu = \frac{c}{\pi D \sqrt{m}} \quad (5.10)$$

La finesse s'exprime donc par :

$$F = \frac{\nu_{l+1} - \nu_l}{\Delta\nu} = \frac{\pi \sqrt{m}}{2} \quad (5.11)$$

Soit :

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2 (1 - \rho)^2}}{1 - r_1 r_2 (1 - \rho)^2} \quad (5.12)$$

### Gain optique

On définit le *gain optique*  $G$  comme le ratio entre la puissance au sein de la cavité et la puissance en entrée de la cavité  $G = \left| \frac{E_{c+}}{E_i} \right|^2$ . On peut l'écrire sous la forme :

$$G = \left| \frac{1}{(1 - \rho)t_2 e^{ikD}} \right|^2 \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = \left| \frac{1}{(1 - \rho)t_2 e^{ikD}} \right|^2 T \quad (5.13)$$

Il s'agit du facteur d'amplification optique de la cavité. À résonance, celui-ci vaut :

$$G = \frac{t_1^2}{[1 - r_1 r_2 (1 - \rho)^2]^2} \quad (5.14)$$

### 5.1.2 Modes de propagation gaussiens

La description du champ lumineux par une onde plane est une description idéale, en pratique les faisceaux utilisés ont une amplitude qui varie spatialement sur les directions transverses  $r$ . Le mode gaussien est un mode décrivant bien la propagation d'un faisceau laser, celui-ci est une solution de l'équation d'onde paraxiale[112].

#### Faisceau Gaussien

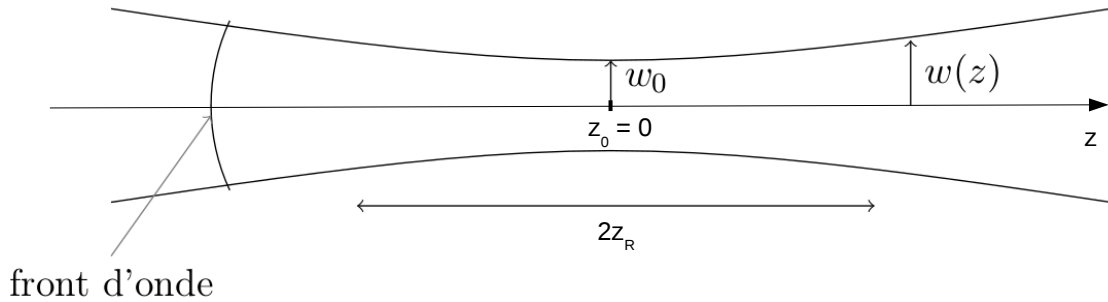


FIGURE 5.2 – Propagation d'un faisceau gaussien.

À la position  $z$  et à une distance  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  de l'axe optique, l'amplitude d'un faisceau gaussien se propageant sur la direction  $z$  s'écrit :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{i \frac{kr^2}{2R(z)}} e^{i(kz - \Phi_G(z))} \quad (5.15)$$

Le schéma d'un profil de faisceau gaussien est représenté Figure 5.2. Le rayon à  $1/e$  en amplitude du faisceau est défini, en tout point, par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (5.16)$$

avec  $w_0$  le rayon à  $1/e$  en amplitude au niveau du col (appelé "waist" en anglais). La longueur  $z_R$ , appelée longueur de Rayleigh, est la longueur pour laquelle  $w(z) = \sqrt{2}w_0$ . Celle-ci vaut :

$$z_R = \pi \frac{w_0^2}{\lambda} \quad (5.17)$$

Au niveau du col, le front d'onde est plan. En se propageant, il va se courber. Le rayon de courbure est donné par :

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (5.18)$$

Le terme  $\Phi_G$  est la phase de Gouy. Il s'agit d'une phase accumulée lors de la propagation longitudinale, elle s'exprime de la manière suivante :

$$\Phi_G(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (5.19)$$

### Modes d'ordre supérieur

Jusque là nous avons considéré une solution particulière de l'équation d'onde paraxiale. Il est possible de trouver une infinité de solutions d'ordre supérieur à l'équation d'onde. La base des modes de *Hermite-Gauss*[113] peut être trouvée dans les coordonnées cartésiennes. Il s'agit de modes transverses d'ordre  $m, n$  ( $m$  et  $n$  sont des entiers positifs). L'amplitude de ces modes s'écrit sous la forme :

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{i\frac{kr^2}{2R(z)}} e^{i(kz - \Phi_{G,m,n}(z))} \quad (5.20)$$

où  $H_p(a) = (-1)^p e^{a^2} \frac{d^p}{da^p} (e^{-a^2})$  est le polynôme de Hermite. La phase de Gouy d'un tel mode s'écrit :

$$\Phi_{G,m,n}(z) = (m + n + 1) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) = (m + n + 1)\Phi_G(z) \quad (5.21)$$

Le mode gaussien fondamental n'est autre que le le mode de Hermite-Gauss d'ordre  $m = n = 0$ . En sachant que  $H_0 = 1$ , on retrouve bien les valeurs de l'amplitude du champ et de la phase de Gouy que l'on a écrit précédemment.

### 5.1.3 Stabilité

#### Condition de stabilité

Une cavité est dite stable s'il existe un mode gaussien qui résonne dans cette cavité, se superposant à l'identique sur un aller-retour. Dans une cavité plan-plan les modes gaussiens ne se superposent pas sur un aller-retour, les interférences ne seront plus constructives et il n'y aura pas de résonance. On dit qu'ils ne sont pas mode propre de la cavité. Cependant, en utilisant des miroirs sphériques possédant un rayon de courbure déterminé, il est possible de réaliser des cavités où les modes de propagation gaussiens seront modes propres.

La propagation d'un faisceau gaussien peut être décrite par le rayon de courbure complexe  $q$  :

$$q = z + iz_R \quad (5.22)$$

Lorsque qu'un faisceau passe par un élément optique, tel qu'une lentille ou un miroir, l'action de cet élément sur le faisceau peut être modélisé par le formalisme des matrices  $ABCD$ [114, 115, 116]. Le rayon de courbure complexe  $q_2$  d'un faisceau gaussien après le passage du faisceau, de rayon de courbure initial  $q_1$ , au travers d'un composant optique,

représenté par la matrice unitaire  $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ , est :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (5.23)$$

Considérons la matrice  $\begin{pmatrix} A_c & B_c \\ C_c & D_c \end{pmatrix}$  représentant un aller-retour dans une cavité. Si cette cavité est stable, le rayon de courbure complexe  $q_2$  au retour doit être égal au rayon de courbure complexe  $q_1$  à l'aller :

$$q_2 = \frac{A_c q_1 + B_c}{C_c q_1 + D_c} = q_1 \quad (5.24)$$

En résolvant l'équation du second ordre :

$$-\frac{B_c}{q_1^2} + \frac{D_c - A_c}{q_1} + C_c = 0 \quad (5.25)$$

Et sachant que la matrice est unitaire, on en déduit que le discriminant de cette équation vaut :

$$\Delta = (D_c + A_c)^2 - 4 \quad (5.26)$$

$q_1$  étant complexe, on doit avoir  $\Delta < 0$ . Ce qui implique :

$$-1 < \frac{A_c + D_c}{2} < 1 \quad (5.27)$$

Il s'agit de la condition de stabilité de la cavité. Si  $-1 < \frac{A_c + D_c}{2} < 1$ , la cavité est stable, cela veut dire qu'il existe un faisceau gaussien de rayon de courbure complexe tel que  $q_1 = q_2$ . Si  $|\frac{A_c + D_c}{2}| > 1$ , la cavité est dite instable, il n'y a pas de rayon de courbure complexe  $q_1$  vérifiant  $q_1 = q_2$ , il n'y a donc pas de mode propre. Autrement dit, les rayons lumineux ne restent pas confinés proches de l'axe optique, et donc au sein de la cavité, après plusieurs allers-retours.

### Résonances dans une cavité stable

Le paramètre de rayon de courbure complexe  $q$  permet aussi de décrire les modes d'ordre supérieur. Si un faisceau gaussien est un mode propre d'une cavité stable, les modes d'ordres supérieurs seront aussi des modes de la cavité. La condition de résonance peut être généralisée en prenant en compte la phase de Gouy. Lors d'un aller-retour, la phase accumulée doit être un multiple de  $2\pi$  :

$$2kD - [\Phi_{G,m,n}(2D) - \Phi_{G,m,n}(0)] = 2l\pi \quad (5.28)$$

avec  $l$  un entier et  $D$  la longueur de la cavité. La fréquence de résonance d'un mode d'ordre  $m,n$  est alors :

$$\nu_{l,m,n} = \frac{c}{2D} \left[ l + (m + n + 1) \frac{\Phi_G(2D)}{2\pi} \right] \quad (5.29)$$

Ces modes vont résonner à des fréquences différentes.

### Cavité marginalement stable

Il existe un autre cas où  $\left| \frac{A_c + D_c}{2} \right| = 1$  : la cavité est dite *marginalement stable*. Il s'agit d'un cas limite entre la configuration stable et la configuration instable. Les cavités plan-plan sont des cavités marginalement stables. Dans une cavité plan-plan, il est impossible de faire résonner un faisceau gaussien, celui-ci finissant par diverger après un certain nombre d'allers-retours. La cavité confocale, composée de deux miroirs concaves de même rayon de courbure  $R_c$ , séparés d'une distance  $R_c$ , est un autre exemple de cavité marginalement stable. Il est possible d'y faire résonner un mode gaussien : le faisceau lors du retour va se refermer sur lui-même, rendant le rayon au niveau du col au retour différent du rayon au niveau du col à l'aller (voir Figure 5.3). Des variations de longueur d'une cavité confocale peuvent la faire basculer dans une

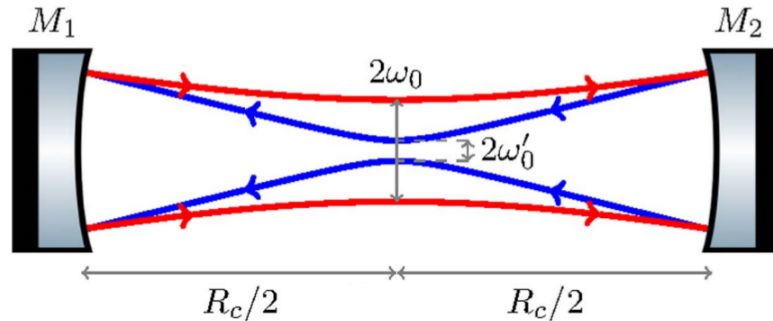


FIGURE 5.3 – Schéma (tiré de [60]) d'une cavité confocale, les miroirs  $M_1$  et  $M_2$  ont le même rayon de courbure  $R_c$  et sont séparés d'une distance  $R_c$ . Le faisceau est représenté en rouge à l'aller et en bleu au retour. Le rayon au niveau du col vaut  $w_0$  à l'aller et  $w'_0$  au retour.

configuration stable ou instable.

#### 5.1.4 Choix de la géométrie de la cavité

Dans le cadre de l'expérience préliminaire présentée dans cette thèse, de par la dimension de l'expérience, la longueur de la cavité est limitée à une taille maximum de  $\sim 1$  m. Afin de pouvoir interroger efficacement les atomes, il est nécessaire d'avoir une cavité où le mode gaussien reste défini. Il doit donc rester confiné au sein de la



cavité. Cela veut dire qu'il ne faut pas que la cavité soit instable. Le choix d'une cavité plan-concave (Figure 5.4), composée d'un miroir plan à l'entrée ( $R_1 \rightarrow \infty$ ) et d'un miroir concave ( $R_2 > D$ ), est un cas classique de cavité stable. C'est notamment cette géométrie qui devrait être retenue pour l'expérience finale de 150 m de long à Rustrel.

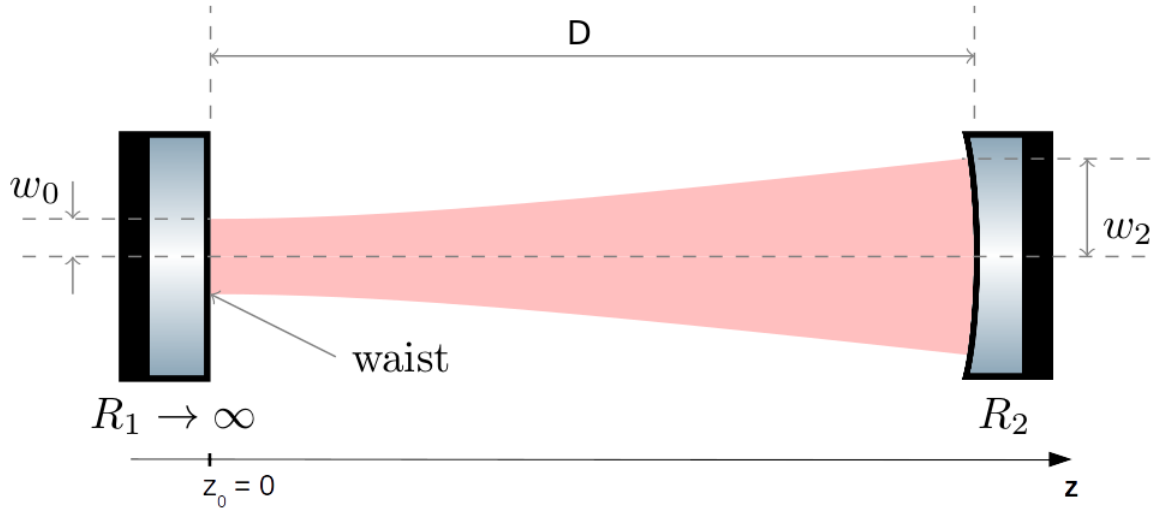


FIGURE 5.4 – Schéma d'une cavité linéaire plan-concave.

Pour que le mode gaussien résonne au sein de la cavité, il faut que le rayon de courbure  $R(z)$  de ce faisceau épouse le rayon de courbure de chaque miroir. Le rayon au niveau du col  $w_0$  (où  $R(0) \rightarrow \infty$ ) doit être situé au niveau du miroir plan, et  $R(z = D)$  doit être égal au rayon de courbure  $R_2$  du miroir concave :

$$R(z = D) = D \left( 1 + \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda^2 D^2} \right) = R_2 \quad (5.30)$$

Cela impose un rayon au niveau du col  $w_0$  bien défini au niveau du miroir  $M_1$  :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda D}{\pi} \sqrt{\frac{R_2}{D} - 1}} \quad (5.31)$$

Et donc une largeur de faisceau  $w(z = D) = w_2$  au niveau du miroir  $M_2$  :

$$w(z = D) = w_0 \sqrt{1 + \frac{D^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}} \quad (5.32)$$

Si on souhaite avoir un rayon au niveau du col de 5 mm en entrée de la cavité, pour une cavité de 150 m de long (cas de l'expérience finale à Rustrel) il faut un miroir concave ayant un rayon de courbure de  $\sim 218$  m, ce qui est techniquement envisageable. Cependant, pour une cavité de 80 cm de long, pour avoir le même rayon au niveau du col, le rayon de courbure doit être de  $\sim 12.7$  km. Un tel rayon de courbure

est difficilement envisageable. Si on abaisse le rayon au niveau du col à 3 mm, le rayon de courbure pour une cavité de 80 cm doit être de  $\sim 1.64$  km. Des miroirs avec un tel rayon de courbure seraient problématiques car cela amènerait la géométrie de la cavité très proche d'une configuration plan-plan où un faisceau gaussien ne peut pas résonner. Nous avons donc pensé à une autre géométrie de cavité pour cette expérience : il s'agit d'une cavité marginalement stable composée de 2 miroirs plans dans laquelle nous avons inséré une lentille.

## 5.2 Résonateur marginalement stable

Afin de faire résonner un mode gaussien avec un rayon au niveau du col de plusieurs millimètres au sein d'une cavité de taille raisonnable, le choix a été d'opter pour l'ajout d'un élément focalisant, et plus particulièrement d'une lentille, entre deux miroirs plans. Cette lentille va permettre de focaliser la lumière avec un rayon au niveau du col plus élevé que celui en entrée de la cavité[117]. Il s'agit d'une forme de cavité confocale.

### 5.2.1 Description du résonateur

La cavité (Figure 5.5) est composée d'une lentille biconvexe de focale  $f = 40$  cm, où deux miroirs plans sont placés à une distance  $f$  de part et d'autre de la lentille. La longueur de la cavité est  $D = 2f = 80$  cm. La matrice représentant un aller-retour

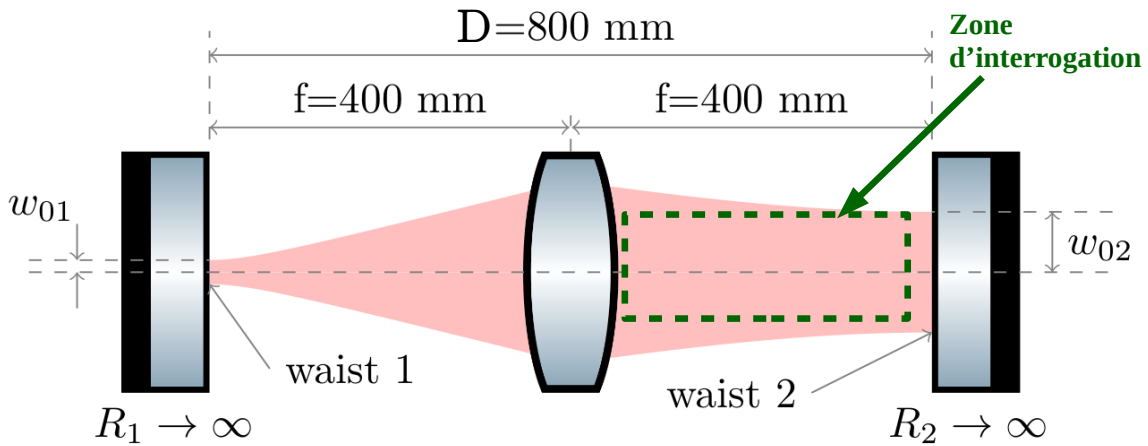


FIGURE 5.5 – Schéma de la cavité marginalement stable utilisée dans l'expérience préliminaire. La zone après la lentille, où le faisceau est collimaté, sera utilisée pour interroger les atomes.

dans cette cavité s'écrit :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = -\mathbb{I} \quad (5.33)$$

On a alors  $\left| \frac{A+D}{2} \right| = 1$ , la cavité est marginalement stable. En entrant dans la cavité avec un faisceau gaussien de rayon de courbure complexe  $q_1$  quelconque, on a :

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} = \frac{-q_1}{-1} = q_1 \quad (5.34)$$

Cela implique que n'importe quel faisceau gaussien peut résonner dans cette cavité. En injectant un mode gaussien, la lentille va collimater le faisceau avec un grandissement. Si le col d'entrée  $w_{01}$  est bien situé au niveau du miroir d'entrée  $M_1$ , le col après la lentille  $w_{02}$  est alors situé sur le miroir de fond  $M_2$ . Le facteur d'agrandissement entre les rayons de ces deux cols est donné par la relation suivante :

$$w_{02} = \frac{\lambda f}{\pi w_{01}} \quad (5.35)$$

On remarque alors que plus on entre dans la cavité avec un faisceau de petite taille, plus la taille du faisceau après la lentille sera grande. L'idée est d'utiliser la zone entre la lentille et le miroir de fond  $M_2$  pour interroger les atomes. Un rayon au niveau du col en entrée de  $w_{01} = 20 \mu\text{m}$ , donne un rayon au niveau du col de l'autre de coté de la lentille de  $w_{02} = 5 \text{ mm}$ .

### 5.2.2 Résonateur semi-dégénéré

La présence d'une lentille dans cette cavité marginalement stable implique qu'il y a deux cols avec des rayons différents  $w_{01}$  et  $w_{02}$ . Pour calculer la fréquence de résonance des modes d'une telle cavité, il faut calculer la variation de phase  $\Delta\phi_{2D}$  lors de la propagation du faisceau au cours d'un aller-retour. On peut alors identifier la variation de phase lors de la propagation dans la première moitié de la cavité  $\Delta\phi_1$ , avant la lentille, et celle due à la propagation dans la deuxième moitié de la cavité  $\Delta\phi_2$ , après la lentille :

$$\Delta\phi_{2D} = 2 [\Delta\phi_1(f) + \Delta\phi_2(f)] \quad (5.36)$$

avec :

$$\Delta\phi_i(z) = kz - (m + n + 1)\Phi_{G,m,n}\left(\frac{z}{z_{R,i}}\right) \quad (5.37)$$

$z_{R,i} = \frac{\pi w_{0i}^2}{\lambda}$  étant la distance de Rayleigh associée au rayon  $w_{0i}$  ( $i = 1; 2$ ). On peut montrer grâce à l'équation (5.35) que  $z_{R,2} = \frac{f^2}{z_{R,1}}$ . On a alors :

$$\Delta\phi_{2D} = 4kf - 2(m + n + 1) \left[ \arctan\left(\frac{z_{R,2}}{f}\right) + \arctan\left(\frac{f}{z_{R,2}}\right) \right] \quad (5.38)$$

$$= 4kf - 2(m + n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (5.39)$$

où on a utilisé la relation  $\arctan(x) + \arctan(\frac{1}{x}) = \frac{\pi}{2}$ . Pour qu'il y ait résonance, la phase accumulée lors d'un aller-retour doit être un multiple de  $2\pi$ ,  $\Delta\phi_{2D} = 2l\pi$  :

$$\nu_{l,m,n} = \frac{c}{4f} \left( l + \frac{m+n+1}{2} \right) \quad (5.40)$$

On remarque alors que les modes dont  $m+n+1$  est impaire, résonnent aux mêmes fréquences. Les modes dont  $m+n+1$  est paire, résonnent aussi aux mêmes fréquences, mais décalées d'un demi intervalle spectral libre des modes  $m+n+1$  impaire. On dit alors que la cavité est *semi-dégénérée*.

### 5.2.3 Effet des désalignements longitudinaux

La cavité étant marginalement stable, cela la rend très sensible aux désalignements. Ces désalignements modifient le mode résonant intra-cavité impactant alors l'efficacité de l'interféromètre. Dans cette section nous présentons les résultats d'une étude théorique des effets des désalignements longitudinaux des miroirs sur le mode résonant intra-cavité, ainsi que les résultats d'une simulation des efficacités de transferts des impulsions de Bragg avec le mode résonant simulé. Cette étude théorique a été publiée dans [60].

#### Effet sur le mode résonant

Étant donné que les miroirs de la cavité sont plans, nous pouvons négliger l'effet des désalignements dans le plan des miroirs  $(x, y)$ . Cependant les désalignements longitudinaux dans l'axe de la cavité  $(z)$  vont jouer un rôle important.

Notons  $\delta_1$  l'écart du miroir  $M_1$  par rapport à la distance focale de la lentille, et  $\delta_2$  l'écart du miroir  $M_2$  par rapport à la focale (Figure 5.6). En simulant numériquement de manière itérative la propagation du faisceau dans la cavité sur plusieurs allers-retours, à l'aide du formalisme des matrices ABCD, et en sommant les champs à chaque aller-retour à la position où les atomes seront interrogés, nous pouvons reconstruire le champ électrique et donc les profils en intensité et en phase en fonction des désalignements longitudinaux  $\delta_1$  et  $\delta_2$ . Nous nous contenterons ici de présenter les résultats des simulations, les détails des calculs sont donnés dans les références [48, 60].

Au niveau du miroir  $M_2$ , le faisceau est collimaté et a un rayon au niveau du col  $w_{02}$  "grand" (de l'ordre de plusieurs mm). La longueur de Rayleigh associée à ce rayon est de l'ordre de plusieurs dizaines de m. L'effet des désalignements  $\delta_2$  de ce miroir est minime comparé au désalignement  $\delta_1$  du miroir d'entrée  $M_1$ , où le rayon  $w_{01}$  est

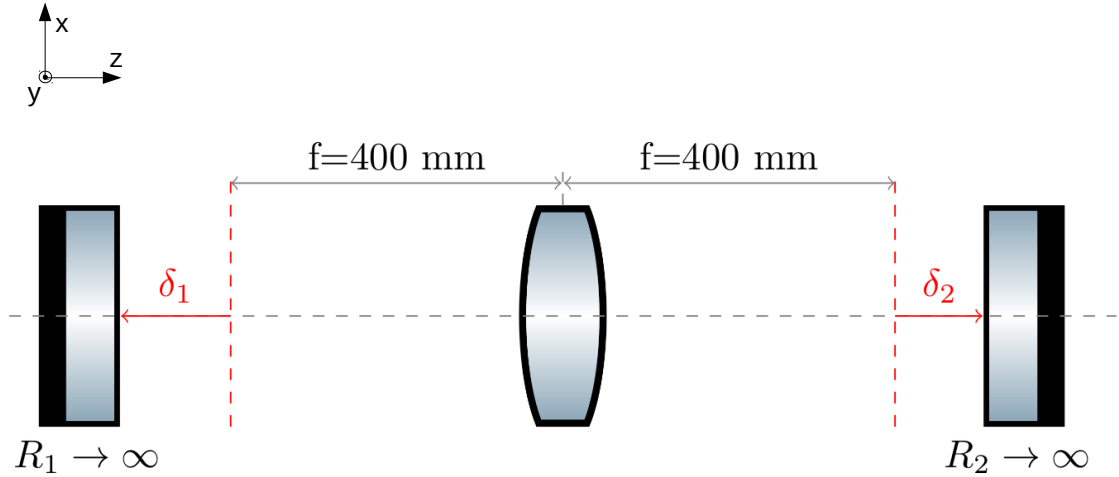


FIGURE 5.6 – Schéma de la cavité semi-dégénérée en prenant en compte les désalignements longitudinaux  $\delta_1$  et  $\delta_2$ .

beaucoup plus faible (de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu m$ ) et donc la zone de Rayleigh associée est de l'ordre du mm. Nous nous restreindrons ici à l'étude des effets des désalignements du miroir d'entrée. Il a été montré[60] que la position du miroir  $M_2$  commence à avoir des effets non négligeables sur le mode résonant pour des désalignements  $\delta_2$  de l'ordre de plusieurs mm.

Supposons que le miroir  $M_2$  soit parfaitement aligné ( $\delta_2 = 0$ ). En simulant numériquement le champ intra cavité 200 mm après la lentille, pour différentes valeurs de désalignements longitudinaux  $\delta_1$ , on peut reconstruire le profil radial en intensité du mode résonant. La différence de phase  $\Delta\phi$  entre le faisceau aller et le faisceau retour à cette même position longitudinale peut aussi être calculée. Sur la Figure 5.7 est tracé le profil radial en intensité (a) et la différence de phase entre les faisceaux aller et retour (b). Pour  $\delta_1 = 0$ , le mode intra cavité est un mode parfaitement gaussien, comme attendu. Pour des désalignements  $\delta_1 = 10; 20 \mu m$ , on observe un profil de type "flat top" où l'intensité au centre du faisceau est plus homogène. Pour des désalignements plus grands,  $\delta_1 = 50 \mu m$ , on observe un profil en anneau. La déformation du mode en fonction du désalignement est due au fait que le faisceau se recouvre moins bien après chaque aller-retour. Ce désalignement entraîne aussi une chute du gain optique. Il est évident que les profils en anneau sont à éviter pour manipuler les atomes, cependant l'utilisation de profil en "flat top" peut se révéler intéressante car cela permet d'interroger les atomes de manière plus uniforme qu'avec un profil gaussien.

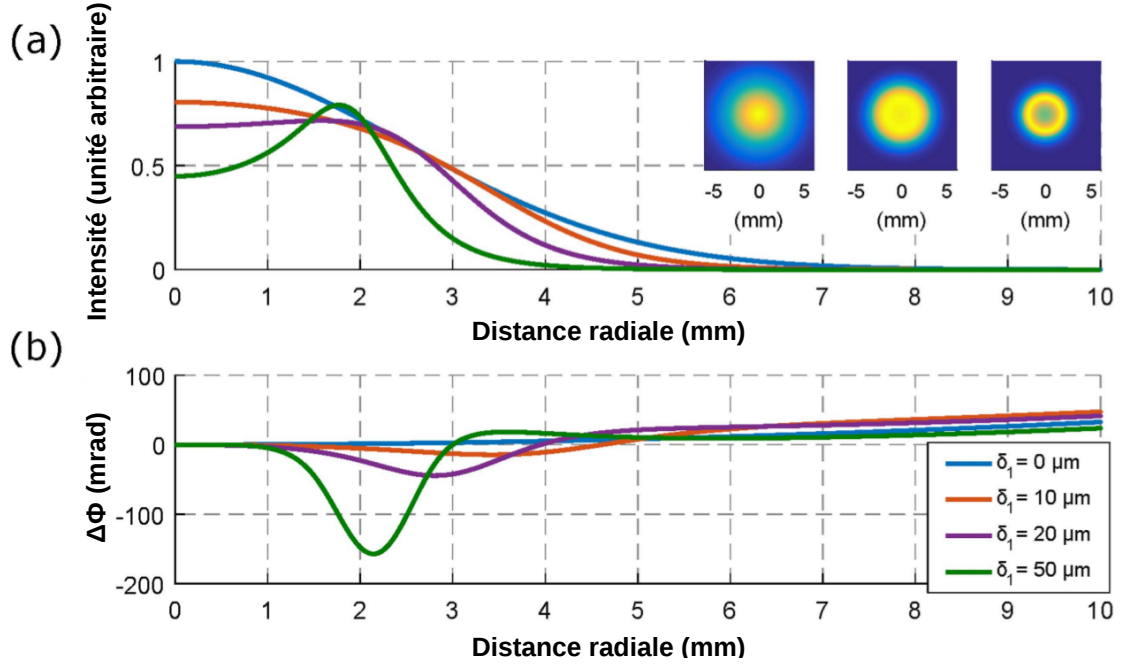


FIGURE 5.7 – Figure tirée de [60]. (a) Simulation numérique du profil radial en intensité du mode intra cavité au niveau des atomes, pour différentes valeurs de  $\delta_1$ . Bleu :  $\delta_1 = 0 \mu\text{m}$ . Rouge :  $\delta_1 = 10 \mu\text{m}$ . Violet :  $\delta_1 = 20 \mu\text{m}$ . Vert :  $\delta_1 = 50 \mu\text{m}$ . Pour chaque courbe on a  $\delta_2 = 0$ . Le rayon au niveau du col en entrée de la cavité est fixé à  $w_{01} = 20 \mu\text{m}$ . (b) Différence de phase  $\Delta\phi$  entre les faisceaux aller et retour en fonction de la position radiale pour les mêmes paramètres que (a).

### Effet sur l'efficacité de transition

En calculant l'intensité des faisceaux aller et retour dans la cavité, on peut étudier l'effet des modes de désalignements sur l'efficacité des transitions de Bragg. Nous devons alors prendre en compte la dispersion en vitesse du nuage limitant le couplage entre les atomes et le faisceau d'interrogation intra-cavité. Cette dispersion est définie par la température du nuage. Pour un couplage entre les états  $|5\hbar\vec{k}\rangle$  et  $|-5\hbar\vec{k}\rangle$ , l'efficacité de transition a été étudiée[60] en prenant une température  $T = 1 \mu\text{K}$  et en considérant des impulsions de Bragg donnant une forme temporelle gaussienne à la pulsation de Rabi (voir section 2.3.7). Les oscillations de Rabi ont été calculées en définissant le temps de l'impulsion  $\sigma$  comme l'écart-type de son enveloppe temporelle. Ces oscillations sont montrées Figure 5.8 pour différentes valeurs du désalignement  $\delta_1$  du miroir d'entrée de la cavité. Le rayon du faisceau en entrée de la cavité est fixé à  $20 \mu\text{m}$ .

Lorsque le désalignement est faible,  $\delta_1 = 10 \mu\text{m}$ , l'efficacité de transition augmente par rapport au désalignement nul  $\delta_1 = 0 \mu\text{m}$ . Cela est dû au fait que le faisceau commence à avoir un profil en "flat top" réduisant les inhomogénéités de couplage

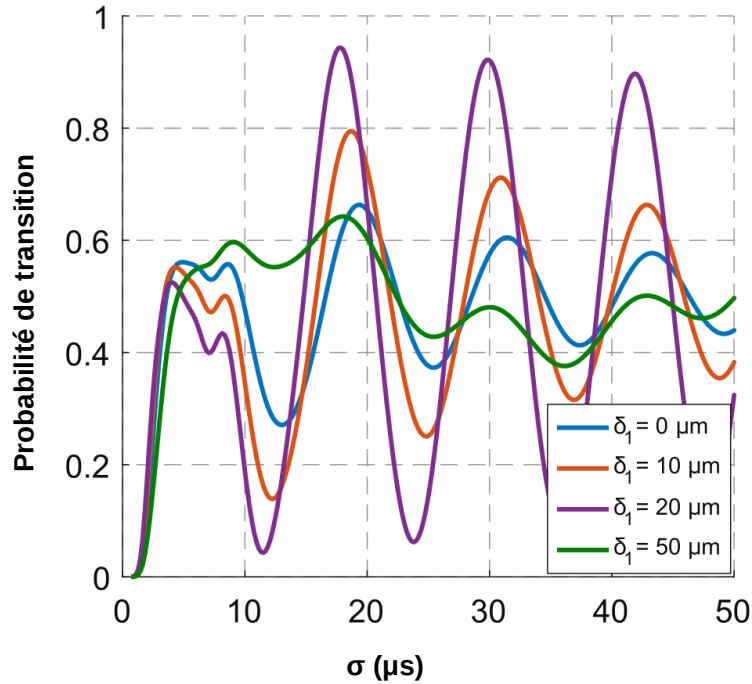


FIGURE 5.8 – Figure tirée de [60]. Oscillations de Rabi entre les états  $|\pm 5\hbar\vec{k}\rangle$  après un temps de vol de 100 ms, pour une température de 1  $\mu\text{K}$ , et un maximum de la pulsation de Rabi, associée à la transition à deux photons, de  $2\pi \times 200 \text{ kHz}$ . Les oscillations ont été tracées pour des valeurs de  $\delta_1$  de 0  $\mu\text{m}$  (bleu), 10  $\mu\text{m}$  (orange), 20  $\mu\text{m}$  (violet) et 50  $\mu\text{m}$  (vert).

entre la lumière intra-cavité et les atomes. On atteint une efficacité de transfert au dessus de 90 % pour un désalignement de  $\delta_1 = 20 \mu\text{m}$ . Lorsque le désalignement augmente,  $\delta_1 = 50 \mu\text{m}$ , l'efficacité chute drastiquement car le mode en anneau produit des inhomogénéités de couplage très fortes.

### 5.3 Mise en place expérimentale

Dans cette section nous présentons la mise en place expérimentale du système de cavité doublement résonante. La cavité doit être résonante pour deux longueur d'ondes, l'une à 780 nm servant à interroger les atomes, et l'autre à 1560 nm servant à l'asservissement. Dans un premier temps, le choix a été fait d'installer une seule cavité sous vide ainsi qu'un miroir de rétro réflexion. Ce miroir de rétro réflexion permettra de faire les premières mesures de transitions de Bragg plus aisément, sans cavité, afin de calibrer l'expérience. Puis les transitions de Bragg seront faites dans la cavité, ainsi que la réalisation d'interféromètre intra-cavité avec des temps d'interactions courts de l'ordre de quelques ms. Après avoir présenté le système mécanique, nous présenterons le banc laser ainsi que des mesures du mode intra-cavité. Nous détaillerons ensuite le système d'asservissement.

### 5.3.1 Système mécanique

Le système cavité et miroir de rétro réflexion est installé à l'intérieur d'une enceinte à vide cylindrique reliée à la source atomique (voir Figure 5.9). Chaque optique est

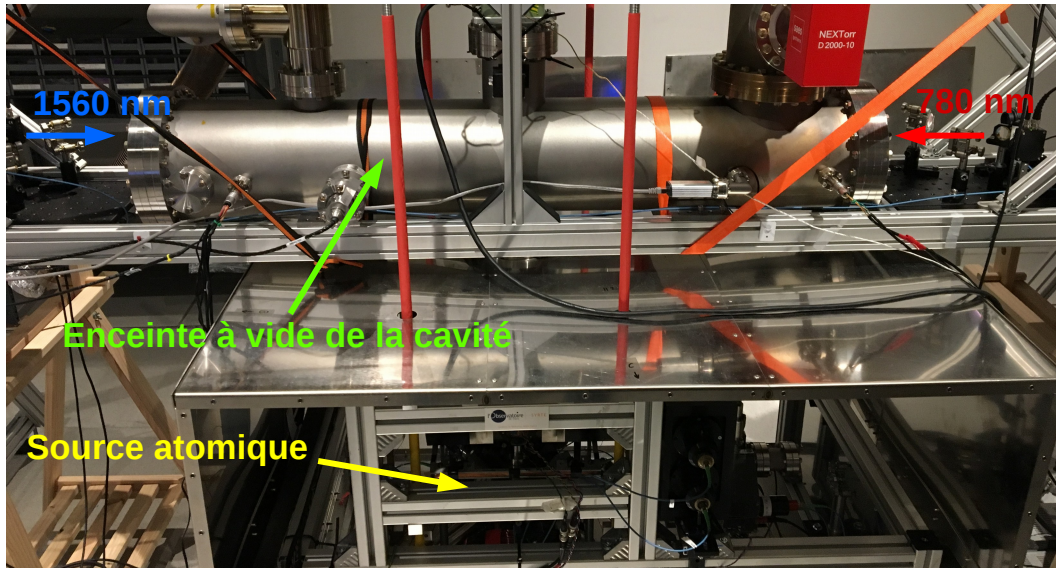


FIGURE 5.9 – Photo de l'enceinte à vide de la cavité.

fixée sur une plaque verticale qui est vissée à l'intérieur de l'enceinte à vide (Figure 5.10). Chaque miroir de fond ( $M_2$  et  $M_3$  sur la Figure 5.10) est fixé sur un actionneur piezo-électrique afin de pouvoir balayer la différence de phase entre le faisceau aller et le faisceau retour pour scanner les franges d'interférences, et pour asservir la longueur de la cavité. Afin de régler l'alignement de la cavité et du miroir de rétro réflexion, les 3 miroirs sont installés sur des montures, munies de picomoteurs, dont les vis sont contrôlables depuis un ordinateur.

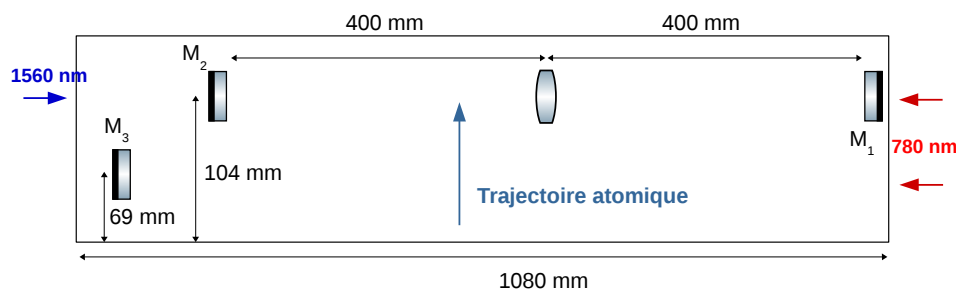


FIGURE 5.10 – Schéma de la plaque à l'intérieur de l'enceinte à vide

### 5.3.2 Génération des fréquences

Le schéma laser permettant de produire les deux fréquences résonantes à l'intérieur de la cavité est présenté sur la Figure 5.11. Les deux fréquences sont produites à partir



de la même source laser. La lumière est générée par une diode laser RIO fournissant

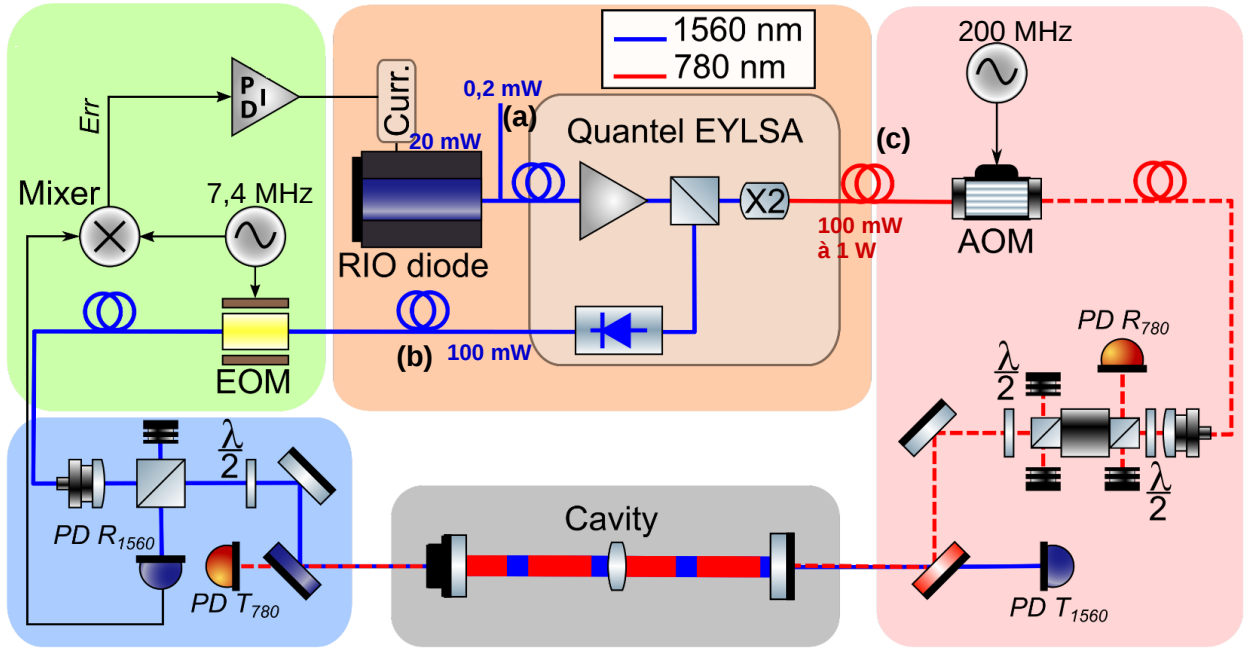


FIGURE 5.11 – Schéma du banc laser de la cavité. EOM : Modulateur Electro-Optique. AOM : Modulateur Acousto-Optique. PD : Photodiode.

un faisceau à 1560 nm, de 20 mW. 1 % de cette lumière (sortie (a)) est extrait par un splitter fibré afin d'être utilisé pour le battement lors de l'asservissement de la longueur de la cavité (voir section 5.3.4). L'autre partie est envoyée dans un amplificateur EYLSA développé par la société Quantel (maintenant LUMIBIRD)[118]. L'amplificateur a une triple fonction : il va d'abord amplifier le faisceau à 1560 nm, puis il va le séparer en deux chemins. Le premier chemin est utilisé en sortie pour fournir (sortie (b)) un faisceau à 1560 nm, de 100 mW, servant à l'asservissement du laser sur la cavité. Le deuxième chemin est doublé en fréquence et envoyé dans une deuxième sortie pour fournir le faisceau d'interrogation à 780 nm (sortie (c)). La puissance de ce faisceau peut être réglée entre 100 mW et 1 W.

### Trajet du 1560 nm

Le faisceau à 1560 nm passe par un EOM fibré servant à générer des bandes latérales qui seront utilisées pour l'asservissement, puis il est envoyé en espace libre via un collimateur (encadré bleu de la Figure 5.11). Un PBS est placé juste après le collimateur afin de pouvoir récupérer, via la photodiode  $R_{1560}$ , le signal de rétro réflexion de la cavité à 1560 nm. Une lame demi onde  $\frac{\lambda}{2}$  permet de maximiser le signal sur la photodiode  $R_{1560}$ . Deux miroirs plans, placés juste avant la cavité, permettent d'injecter le faisceau dans la cavité. En transmission de celle-ci, le faisceau passe à travers un

miroir dichroïque (transparent pour la longueur d'onde à 1560 nm) et est récupéré par la photodiode  $T_{1560}$ .

### Trajet du 780 nm

Le faisceau à 780 nm passe quant à lui dans un AOM fibré, qui est utilisé comme interrupteur optique afin de générer les impulsions de Bragg. La lumière est ensuite envoyée en espace libre par un collimateur, un isolateur optique permet d'éviter tout retour de lumière dans le laser. La lumière rétro-réfléchiée par la cavité est envoyée sur la photodiode  $R_{780}$ . Les lames demi ondes  $\frac{\lambda}{2}$  permettent de contrôler l'efficacité de l'isolateur optique et donc de maximiser la puissance en retour sur la photodiode  $R_{780}$ . Le faisceau est injecté dans la cavité à l'aide de deux miroirs plans d'injection, dont le dernier est le miroir dichroïque transparent à 1560 nm. De la même façon que pour le faisceau à 1560 nm, le faisceau à 780 nm transmis par la cavité est mesuré par la photodiode  $T_{780}$ , le dernier miroir d'injection à 1560 nm étant un miroir dichroïque transparent à 780 nm.

### Mise en forme du faisceau à 780 nm

Nous avons présenté jusqu'à maintenant le trajet optique des faisceaux à 1560 nm et à 780 nm. Bien que la taille du faisceau résonant à 1560 nm ne soit pas importante, celui-ci servant simplement à asservir le laser avec la cavité, celle du faisceau à 780 nm a une importance majeure. Il est nécessaire d'avoir un mode intra-cavité de taille maximale à 780 nm, après la lentille, pour interroger efficacement le nuage thermique atomique. D'après l'équation (5.35), plus on arrive avec un rayon  $w_{01}$  "petit" en entrée de la cavité, plus le rayon  $w_{02}$  après la lentille sera "grand". Il faut alors focaliser le plus possible le faisceau à 780 nm sur le miroir d'entrée de la cavité. Nous avons opté pour un système de 3 lentilles placées juste avant les deux miroirs d'injection. Un schéma du banc d'injection à 780 nm est donné Figure 5.12. Le collimateur sort un faisceau collimaté avec un rayon au niveau du col de  $\sim 1$  mm. Une première lentille divergente de focale  $-50$  mm permet d'élargir le faisceau qui est ensuite collimaté par une lentille convergente de focale 400 mm. Une dernière lentille convergente de focale 500 mm permet de focaliser le faisceau au niveau du miroir d'entrée de la cavité.

Le mode du faisceau intra-cavité après la lentille a pu être observé avant de mettre la cavité sous vide. On observe ce mode en transmission de la cavité une fois le laser asservi sur celle-ci. Le faisceau transmis par la cavité est imagé sur une feuille de papier blanc 30 cm après la cavité. l'image est observée avec une caméra CCD (voir Figure 5.13). En réglant la position du miroir  $M_1$  avec une platine de translation micromé-

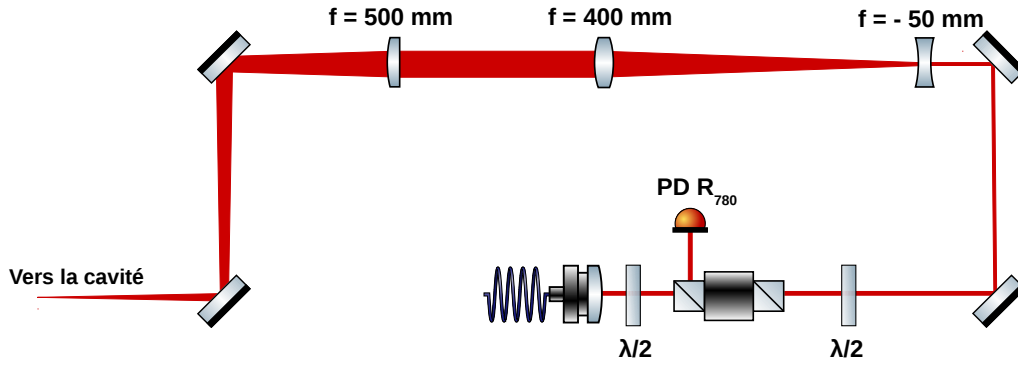


FIGURE 5.12 – Banc d'injection du faisceau à 780 nm.

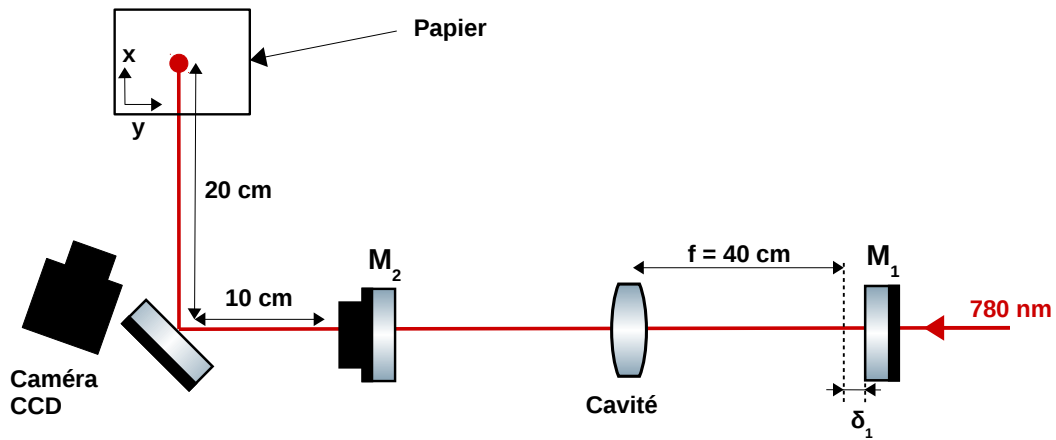


FIGURE 5.13 – Schéma de la mesure du mode en transmission de la cavité. Un miroir placé en sortie de la cavité envoie le faisceau transmis sur du papier blanc. L'image est observée à l'aide d'une caméra CCD. Le miroir d'entrée de la cavité  $M_1$  est placé sur une platine de translation micrométrique de façon régler le désalignement longitudinal  $\delta_1$ .

trique, de telle sorte que la cavité soit alignée ( $\delta_1 = 0$ ), on s'attend à avoir un faisceau résonant gaussien. La Figure 5.14 (a) montre le mode en transmission pour  $\delta_1 = 0$ . En ajustant le mode observé avec une fonction gaussienne à 2 dimensions, on en déduit les rayons à  $1/e$  en amplitude dans la direction  $x$   $w_{02,x} = 5.2$  mm, et dans la direction  $y$   $w_{02,y} = 4.8$  mm. De la même manière, en déplaçant le miroir d'entrée de  $\delta_1 = 50$   $\mu\text{m}$ , on peut observer le mode de désalignement en anneau. Ce mode est montré sur la Figure 5.14 (b).

La mesure du rayon  $w_{02}$  du faisceau transmis lorsque la cavité est alignée ( $\delta_1 = 0$ ) est plus grande qu'attendue. Des mesures du rayon au col  $w_{01}$  du faisceau en entrée de la cavité, à l'aide d'une caméra de profilométrie, avaient permis d'estimer le rayon en entrée de la cavité à  $w_{01,x} \simeq 34$   $\mu\text{m}$  dans la direction  $x$ , et  $w_{01,y} \simeq 30$   $\mu\text{m}$  dans la

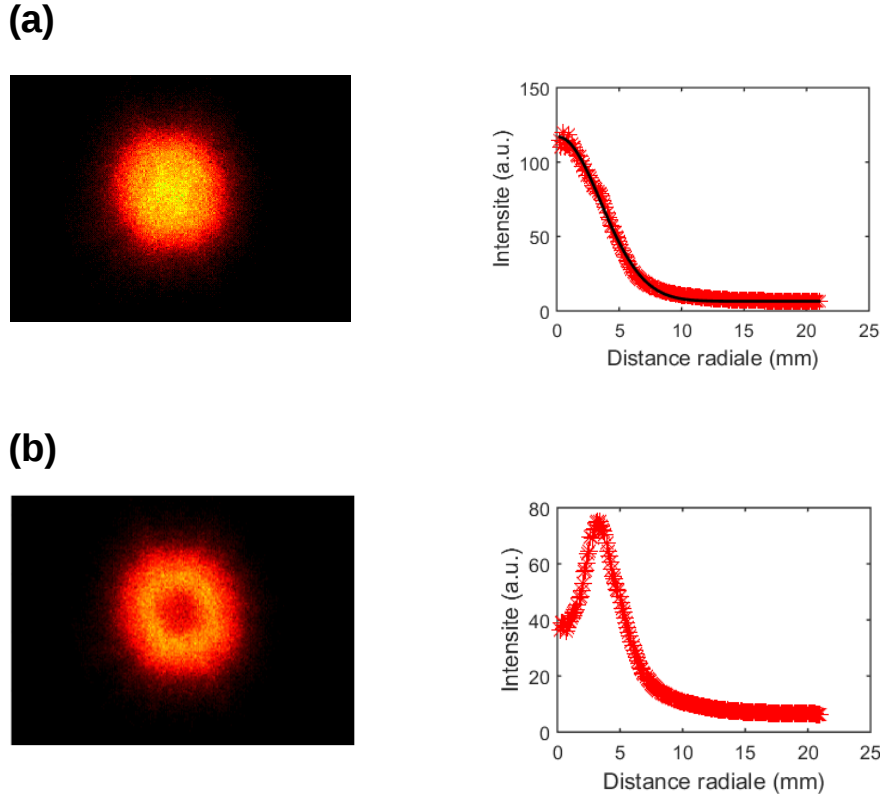


FIGURE 5.14 – (a) Gauche : photo du mode résonant à 780 nm, observé en transmission de la cavité lorsque celle-ci est alignée ( $\delta_1 = 0$ ). Droite : moyenne azimutale de l'image (en rouge) et moyenne azimutale obtenue avec les paramètres de l'ajustement avec une fonction gaussienne à 2 dimensions (en noir). (b) Gauche : photo du mode résonant à 780 nm, observé en transmission de la cavité lorsque le miroir d'entrée est déplacé de  $\delta_1 = 50 \mu\text{m}$ . Droite : moyenne azimutale de l'image.

direction  $y$ [48]. En tenant compte de l'équation 5.35, on s'attendrait donc à mesurer des rayons  $w_{02,x} \simeq 3.3 \text{ mm}$  et  $w_{02,y} \simeq 2.9 \text{ mm}$ , valeurs qui diffèrent de 40 % dans la direction  $y$  et de 37 % dans la direction  $x$  par rapport aux valeurs observées. Le fait que le faisceau soit imagé 30 cm après la cavité peut être source d'agrandissement du faisceau si celui-ci diverge en sortie de la cavité. Cette divergence est d'autant plus importante que l'erreur de la position du col  $w_{01}$  par rapport au miroir  $M_1$  est grande. En calculant la propagation du faisceau, partant d'une distance  $a$  du miroir d'entrée  $M_1$  de la cavité, et allant jusqu'à la feuille de papier, on peut montrer que pour des valeurs très pessimistes de  $a$ , allant jusqu'à 5 mm, l'agrandissement du faisceau sur la feuille de papier par rapport au miroir  $M_2$  est de environ  $\sim 1 \%$ , ce qui n'explique pas l'écart observé.

Cependant, du fait que la cavité est semi-dégénérée, le mode résonant est une combinaison linéaire de tous les modes paires résonnant à la même fréquence. De plus, la taille des optiques de la cavité (les miroirs ont un diamètre de 1") va exercer une sélection spatiale des modes intra-cavité ; ainsi les modes d'ordres les plus élevés, avec une extension radiale plus grande, seront filtrés. La relation 5.35, traduisant simplement l'effet grossissant d'une lentille, ne prend pas en compte le fait que plusieurs modes contribuent à former le mode que l'on observe. Bien qu'avec les données que nous avons nous ne puissions pas conclure sur la cause de la taille du mode observé, l'effet que nous venons de décrire est suspecté. Des calculs sont à prévoir afin de le quantifier.

### 5.3.3 Finesse et gain optique

Nous avons vu précédemment que les valeurs de la finesse et du gain optique d'une cavité linéaire sont définies par les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission des miroirs, ainsi que des pertes intra-cavité  $\rho$ . En considérant que ces pertes dépendent du coefficient de transmission de la lentille  $t_L$ ,  $(1 - \rho)^2 = t_L^2$ , l'expression de la finesse devient :

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2 t_L^2}}{1 - r_1 r_2 t_L^2} \quad (5.41)$$

Celle du gain optique devient quant à elle :

$$G = \frac{1 - r_1^2}{(1 - r_1 r_2 t_L^2)^2} \quad (5.42)$$

Les mesures de réflexion des miroirs et de transmission de la lentille ont été faites en mesurant les puissances réfléchies (pour les miroirs) et transmises (pour la lentille). Ces mesures donnent pour la la cavité :  $r_1^2 = 0.99504$ ,  $r_2^2 = 0.99518$  et  $t_L^2 = 0,99964$ . On en déduit alors les valeurs attendues de la finesse et du gain optique :

$$\begin{aligned} F &= 597 \\ G &= 180 \end{aligned} \quad (5.43)$$

Ces valeurs peuvent être mesurées expérimentalement en injectant la fréquence laser à 780 nm dans la cavité avant l'asservissement. En modulant le courant contrôlant la diode (et donc la fréquence du laser), nous pouvons mesurer le signal de transmission de la cavité et ainsi observer les pics de résonance (Figure 5.15). Le gain optique,  $G_{exp} = 70$ , est obtenu en évaluant la puissance intra-cavité à partir de la puissance transmise et de la réflectivité du miroir de fond, et en la comparant à la puissance à

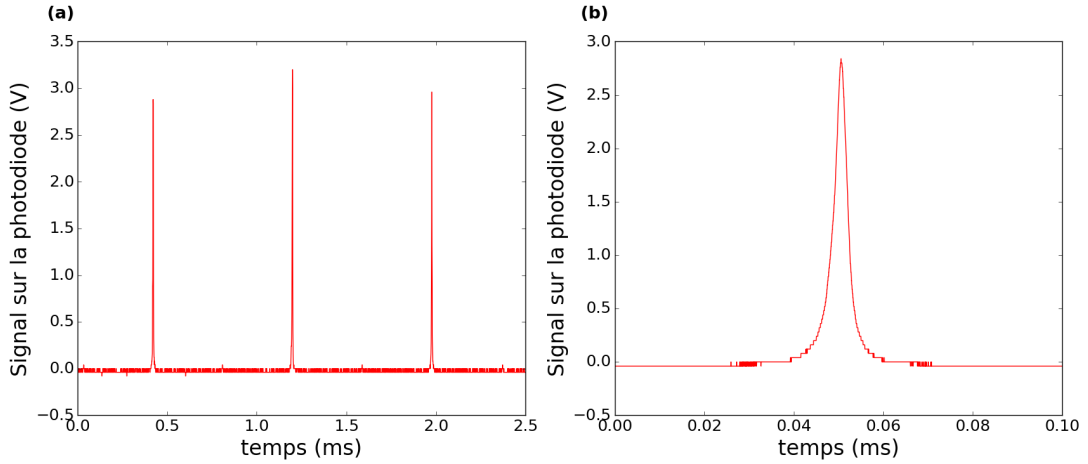


FIGURE 5.15 – (a) Signal de transmission à 780 nm de la cavité, obtenu en balayant le courant de la diode laser. (b) Zoom sur un des pics.

l'entrée de la cavité. La mesure de la largeur du pic à 780 nm,  $\Delta_{FWHM} = 3,28 \mu\text{s}$ , et de la distance entre 2 pics,  $d = 775 \mu\text{s}$ , donne la finesse  $F_{exp} = \frac{d}{\Delta_{FWHM}} = 236$ . On remarque une forte différence entre les valeurs mesurées expérimentalement et les valeurs calculées à partir des coefficients de réflexion des miroirs et de transmission de la lentille. Dans la valeur  $\rho$  des pertes intra-cavité, nous n'avons pas pris en compte les effets de diffusion sur les optiques. La valeur  $\rho$  étant sous-estimée, les valeurs théoriques du gain optique  $G$  et de la finesse  $F$  sont sur-estimées. Une autre cause pouvant aussi expliquer ce désaccord est l'incertitude sur la valeur de  $t_L$ . Initialement, nous avons prévu d'utiliser des optiques (miroirs et lentilles) de la compagnie Altechna[119] pour la cavité. Une fois les optiques mises sous vide, nous avons remarqué, malgré la spécification ultra vide demandée, que les revêtements des miroirs s'étaient fortement dégradés[48], rendant impossible une résonance au sein des cavités. Depuis, nous avons remplacé les miroirs par des miroirs venant de la compagnie Coastline Optics[120]. Cependant, les lentilles utilisées sont toujours les mêmes. Il est très probable que les pertes dues aux lentilles soient plus importantes qu'au moment où nous les avons caractérisées.

### 5.3.4 Asservissement

Comme nous l'avons vu, la cavité est résonante pour des fréquences bien précises de la lumière injecté, les fréquences dépendent directement de sa longueur. Afin que la cavité soit constamment résonante avec le laser d'interrogation, il faut un asservissement maintenant l'accord entre la longueur de la cavité et la fréquence du laser. Cependant, dans notre expérience, étant donné que nous voulons utiliser la lumière intra-cavité à 780 nm pour exercer des transitions de Bragg sur les atomes, cette lumière doit être pulsée. Autrement dit, celle-ci est éteinte la majeure partie du temps et allumée seule-

ment pour exercer les impulsions de Bragg (d'une durée de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu\text{s}$ ). Il n'est donc pas envisageable d'asservir directement la fréquence à 780 nm. Afin de pouvoir asservir le laser sur la cavité, nous utilisons une source laser à 1560 nm dont le trajet optique est séparé en 2. Un des trajets est amplifié et doublé en fréquence pour obtenir la fréquence d'interrogation à 780 nm, l'autre trajet (à 1560 nm) passe par un EOM et est constamment injecté dans la cavité. Le laser est ensuite asservi sur la cavité grâce à une méthode de Pound-Drever-Hall (PDH)[87, 88] en utilisant la fréquence à 1560 nm. Ainsi la fréquence à 780 nm est en permanence résonante avec la cavité, car elle provient de la même source laser et vaut exactement le double de la fréquence à 1560 nm. Dans cette section nous allons détailler le fonctionnement de l'asservissement.

### Asservissement Pound-Drever-Hall

Le signal d'erreur à partir duquel nous générons la correction est obtenu à l'aide du signal de réflexion de la cavité à 1560 nm. Nous pouvons observer, via les photodiodes PD  $R_{1560}$  et PD  $T_{780}$  (voir Figure 5.11), les pics d'injection à 780 nm et de réflexion à 1560 nm (Figure 5.16), en modulant le courant du laser à une fréquence  $f_L = 300$  Hz. Nous pouvons remarquer que les pics à 780 nm et à 1560 nm ne résonnent pas au

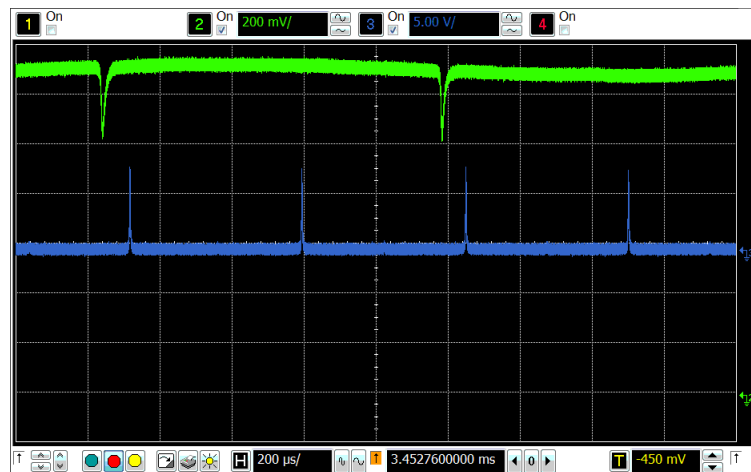


FIGURE 5.16 – Signal de réflexion de la cavité à 1560 nm (en vert) et de transmission de la cavité à 780 nm (en bleu).

même moment. Si nous asservissons la cavité sur le 1560 nm, le 780 nm ne sera pas résonant. Cela est dû au fait que chaque miroir possède deux revêtements différents pour chacune des deux longueurs d'ondes. Chaque revêtement possédant une épaisseur, la longueur de la cavité n'est pas exactement la même pour les deux longueurs d'onde.

Pour asservir la cavité avec le 1560 nm, tout en restant résonante avec le 780 nm,

nous utilisons un EOM (voir Figure 5.11) placé sur le trajet du 1560 nm, afin de moduler cette fréquence et générer des bandes latérales situées à une fréquence  $f_{mod}$  de la porteuse (Figure 5.17). Ainsi, en choisissant la fréquence  $f_{mod} = 13.5$  MHz, nous pou-

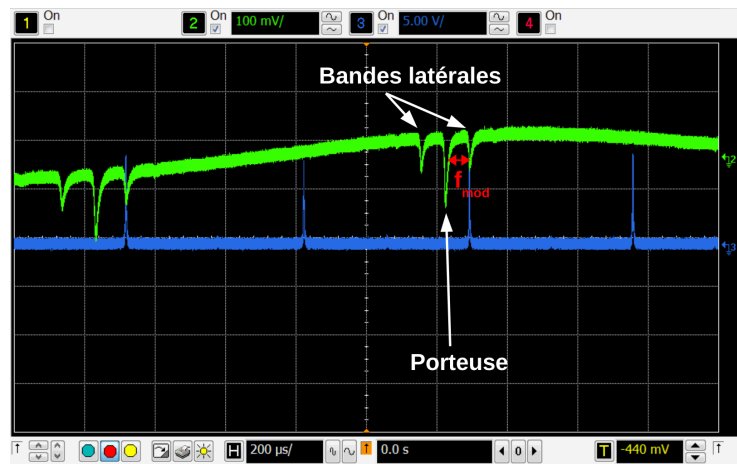


FIGURE 5.17 – Signal de réflexion de la cavité à 1560 nm (en vert) et de transmission de la cavité à 780 nm (en bleu). Les bande latérales sont générées par l'EOM avec une fréquence  $f_{mod} = 13.5$  MHz.

vons faire en sorte qu'une bande latérale résonne au même instant que le 780 nm, nous permettant alors de l'utiliser pour asservir la cavité tout en gardant les deux longueurs d'ondes résonantes.

Le signal de réflexion à 1560 nm est ensuite démodulé afin d'obtenir le signal d'erreur. La Figure 5.18 montre le signal d'erreur obtenu après démodulation. Le fait que

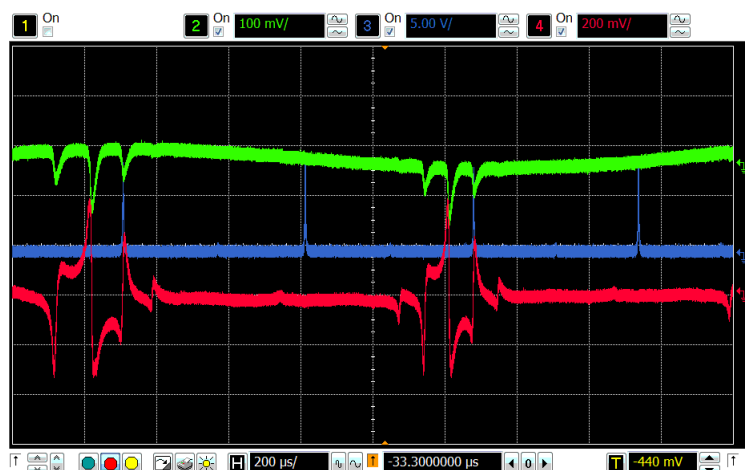


FIGURE 5.18 – Vert : signal de réflexion à 1560 nm. Bleu : signal de transmission à 780 nm. Rouge : signal d'erreur obtenu après démodulation du signal de réflexion à 1560 nm.

les pentes du signal d'erreur soient de signes opposés entre la porteuse et les bandes



latérales, permet de s'assurer que l'on s'asservit bien sur une bande latérale. Le signal d'erreur est alors envoyé dans un circuit Proportionnel Intégrateur (PI), permettant de générer un signal de correction en temps réel que l'on applique sur le courant du laser.

### Absorption saturée pour référencer la longueur de la cavité

Une fois le laser asservi sur la cavité, sa fréquence suivra les variations de longueur de la cavité afin de rester résonante avec celle-ci. Pour asservir la longueur de la cavité sur la fréquence de la transition de Bragg, on peut alors utiliser l'actionneur piezo-électrique sur lequel est fixé le miroir de fond  $M_2$ , afin de contrôler la longueur de la cavité et donc la stabiliser. Pour cela, on asservit une deuxième diode laser par absorption saturée[89] sur la raie d'absorption du croisement entre les deux transitions  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$  et  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$  du rubidium 87. Sur la Figure 5.19 est montré un schéma du banc laser de l'asservissement par absorption saturée. Un laser de référence émet une lumière à 1560 nm, celle-ci est séparée en

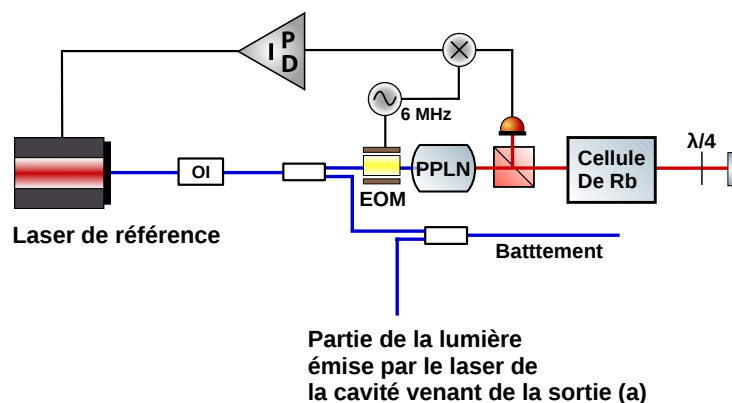


FIGURE 5.19 – Schéma de l'absorption saturée. OI : Isolateur Optique. PPLN : Periodically Poled Lithium Niobate. EOM : Modulateur Electro-Optique.

deux chemins : un pour l'absorption saturée et un autre pour le battement avec le laser de la cavité. Le premier chemin est, après passage dans un EOM, doublé en fréquence par un PPLN pour obtenir une lumière à 780 nm, et passe par un PBS. La lumière en transmission du PBS est envoyée à travers une cellule de Rubidium, puis est rétro-réfléchi par un miroir pour repasser dans la cellule. Une lame quart d'onde  $\frac{\lambda}{4}$ , placée juste devant le miroir, permet de contrôler la polarisation. Le faisceau rétro-réfléchi est mesuré par une photodiode en réflexion du PBS. En modulant le courant de la diode laser de référence, on peut scanner les raies d'absorption du Rubidium et les observer avec la photodiode. L'EOM permet de moduler à haute fréquence la lumière passant par la cellule afin de pouvoir générer le signal d'erreur. Le signal d'erreur est obtenu en démodulant le signal mesuré par la photodiode. La Figure 5.20 montre le signal

d'absorption saturée ainsi que le signal d'erreur.

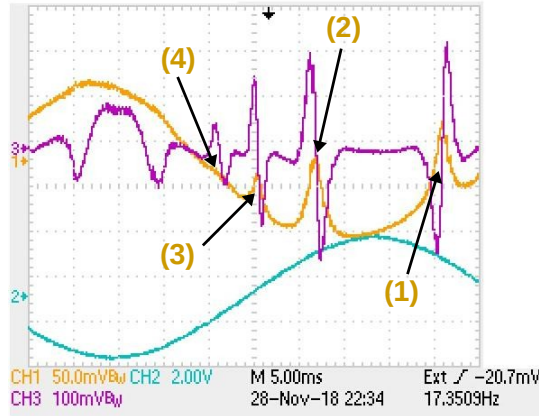


FIGURE 5.20 – Jaune : Signal d'absorption saturée. Violet : Signal d'erreur après démodulation. La raie d'absorption (2) correspond au croisement entre les deux transitions  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$  et  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$  du rubidium 87. Les autres raies correspondent à : (1) transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ , (3) croisement entre les transitions  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$  et  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ , (4) transition  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ .

Ce signal d'erreur est envoyé dans un circuit PI qui génère une correction que l'on applique sur le courant du laser de référence. On peut observer le spectre du bruit de l'asservissement à l'entrée du mixer en boucle fermée (Figure 5.21), et mesurer la bande passante de l'asservissement qui est  $\sim 40$  kHz.

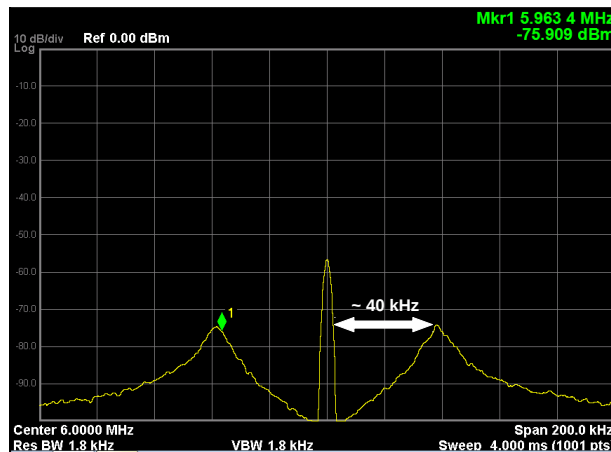


FIGURE 5.21 – Spectre de bruit observé à l'entrée du mixer avec un analyseur de spectre RF. Ce signal est obtenu en boucle fermée avec le laser asservi sur la raie d'absorption du croisement entre les deux transitions  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$  et  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$  du rubidium 87. L'EOM est modulé à 6 MHz.

Une fois le laser de référence asservi avec la technique d'absorption saturée, le deuxième chemin du banc du laser de référence est mélangé avec la sortie (a) (Figure 5.11) de la lumière émise par le laser de la cavité. Le battement ainsi généré va alors servir de signal pour procéder à un asservissement sur la tension de la monture piezo-électrique, afin de stabiliser la longueur de la cavité sur le laser de référence. Un signal DDS, envoyé sur ce battement, permettra de contrôler la valeur à laquelle la longueur de la cavité (*i.e.* la fréquence résonante) sera stabilisée. Le montage de l'asservissement sur le piezo-électrique est en cours.

## 5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la cavité utilisée dans l'expérience préliminaire. Le choix d'utiliser la cavité marginalement stable que nous avons présentée est motivé par le fait que le mode résonant doit être de l'ordre de quelques millimètres pour interroger les atomes, ce qui n'est pas possible dans des cavités stables ayant une longueur de l'ordre du mètre. Dans un premier temps, nous avons décidé d'installer une seule cavité et un miroir de rétro réflexion. Les caractérisations de la cavité ont montré que l'on peut obtenir un gain optique de 70 avec un mode résonant de l'ordre de plusieurs millimètres. L'asservissement par une technique de Pound-Drever-Hall permet de maintenir le laser à 780 nm résonant avec la cavité, quand celui-ci est éteint, via une deuxième fréquence à 1560 nm. Un laser de référence asservi par absorption saturée permettra d'asservir la longueur de la cavité, afin que celle-ci soit résonante avec la fréquence nécessaire pour opérer les transitions de Bragg. L'asservissement de la longueur de la cavité sur le laser de référence est en cours de montage. Une fois la longueur de la cavité asservie, il sera possible d'obtenir des signaux de transitions de Bragg avec le faisceau rétro réfléché, puis au sein de la cavité.

# Chapitre 6

## Conclusion

Le projet MIGA a pour objectif de développer une antenne gravitationnelle qui servira de démonstrateur pour une future génération de détecteurs d'ondes gravitationnelles à basse fréquence, basés sur l'interférométrie atomique. L'utilisation d'un réseau de 3 interféromètres atomiques, spatialement séparés de 50 m, et interrogés par des transitions de Bragg au sein d'un même champ électromagnétique permettra, via des mesures différentielles, de s'affranchir en grande partie des bruits sismiques et newtonien. Ces bruits étant limitant pour les détecteurs d'ondes gravitationnelles terrestres basés sur l'interférométrie optique, tels que LIGO et Virgo. L'antenne sera alors sensible à des fréquences de perturbations du champ gravitationnel inférieures à 10 Hz. L'implémentation de résonateurs optiques de 150 m de long, dans lesquels résonneront le champ d'interrogation, permettra d'opérer des transitions de Bragg d'ordre élevé, via des impulsions lasers courtes et de haute intensité, en exploitant le gain optique généré par ces résonateurs. Cela permettra d'augmenter considérablement la sensibilité de la mesure. Le choix d'installer l'instrument dans l'environnement souterrain du LSBB à Rustrel, offre un emplacement exceptionnel en terme de niveau de bruit magnétique et sismique, ce qui est nécessaire pour ce type d'instrument. Des applications en géophysiques via la caractérisation de masses autour de l'instrument seront aussi étudiées avec le projet MIGA.

Dans le but de valider la géométrie des sources atomiques assemblées au SYRTE et d'effectuer des mesures préliminaires d'interférométrie atomique de Bragg en cavité, la première étape du projet consiste à réaliser un unique interféromètre atomique, interrogé par des champs résonants au sein de cavités de 80 cm. La thèse présentée dans ce manuscrit a eu pour sujet le développement de cette expérience. Une partie des travaux a porté sur la mise en fonctionnement de la source, sa caractérisation, et ses premières mesures d'interférométrie à l'aide de transitions Raman. Les principaux résultats ont

été l'obtention d'atomes refroidis au sein d'un piège magnéto-optique, puis le refroidissement sub-Doppler de ces atomes à une température de  $4.9 \mu\text{K}$ , l'optimisation et la caractérisation du système de détection, la mise en fonctionnement des faisceaux de préparation Raman, ainsi qu'une première étude des transitions Raman. Ces études ont notamment permis des échanges constructifs avec le SYRTE pour l'amélioration des futures sources atomiques qui seront implémentées dans l'antenne MIGA. L'autre partie des travaux a porté sur le développement de la cavité optique de l'expérience préliminaire. En raison de la taille de l'expérience, les cavités optiques ne permettent pas l'utilisation d'une géométrie plan-concave, comme cela sera le cas à Rustrel, puisque la taille du mode résonant serait trop petite. Le choix de la géométrie s'est donc porté sur une cavité marginalement stable, où une lentille, située à mi-chemin entre deux miroirs plans, permet d'entrer avec un mode de petite taille divergeant, afin d'avoir un mode agrandi et collimaté après la lentille. Cette cavité étant à la limite de la stabilité, cela rend le dispositif très sensible aux désalignements longitudinaux du miroir d'entrée. Les études théoriques sur la forme du mode en fonction des désalignements longitudinaux, ont montré qu'il est possible d'obtenir des modes gaussien, en forme de "flat top", ou en anneaux. L'utilisation d'un mode en forme de "flat top" permet alors d'augmenter l'efficacité des transitions de Bragg[60]. Une partie de ces modes a pu être observée expérimentalement. Lors de la mise en place des cavités, les revêtements des miroirs s'étaient considérablement dégradés avec la mise sous vide. L'utilisation de nouveaux miroirs de meilleure qualité a permis d'obtenir des gains optiques de l'ordre de 70. Le banc d'injection permet d'avoir un mode résonant après la lentille de plusieurs mm de rayon. Dans un premier temps nous avons fait le choix d'installer une seule cavité sous vide ainsi qu'un miroir de rétro réflexion. L'installation de l'asservissement de Pound-Drever-Hall permet d'avoir le laser asservi sur la longueur de la cavité, l'installation de l'asservissement de la longueur de la cavité permettra de la maintenir résonante sur la fréquence permettant la réalisation de transitions de Bragg.

L'utilisation du miroir de rétro réflexion permettra d'obtenir plus facilement les premiers signaux de transitions de Bragg pour les premières caractérisations, afin de calibrer l'expérience. Dans un premier temps, un interféromètre atomique intra-cavité avec des transitions de Bragg d'ordre 1 sera réalisé. L'étude d'un interféromètre avec des transitions d'ordres supérieurs est prévue par la suite, nous envisageons d'atteindre des transitions d'ordre 5. En effet, la distribution en vitesse du nuage étant gaussienne, lors de la procédure de sélection, plus la vitesse transverse des atomes sera élevée, plus le nombre d'atomes sélectionné sera faible. Une autre géométrie de cavité, composée d'un miroir plan et d'un miroir concave entre lesquels est placée une lentille, peut être

implémentée dans l'expérience préliminaire. Si le miroir plan est situé à la focale de la lentille, et le miroir concave à une distance de la lentille plus grande que sa focale, la cavité devient stable tout en bénéficiant de l'effet agrandissant de la lentille. Cependant, cette cavité est plus compliquée à mettre en place car elle n'est résonante que pour un seul mode fondamental gaussien, ce qui implique que si on souhaite injecter un faisceau à 780 nm de façon à avoir un rayon de  $x$  mm du côté où les atomes sont interrogés, il faut que le faisceau à 1560 nm servant à l'asservissement ait un rayon de  $x\sqrt{2}$  mm. Cela impose alors des contraintes plus fortes sur la taille des optiques.

En parallèle du développement de l'accéléromètre, la conception du prototype de gradiomètre de 5,7 m de long a été initiée. Le design mécanique est établi, les bancs lasers muQuans des sources atomiques ont été livrés, et les sources atomiques sont en fin d'assemblage au SYRTE. Dans un premier temps, l'étude de corrélations entre les deux interféromètres se fera au sein d'un champ électromagnétique rétro-réfléchi. L'implémentation de cavités sur le gradiomètre se fera à moyen terme. Ce prototype servira de banc de test pour l'antenne MIGA, afin de tester les composants. Il sera alors possible d'étudier les propriétés d'immunité aux bruits avec la configuration gradiométrique.

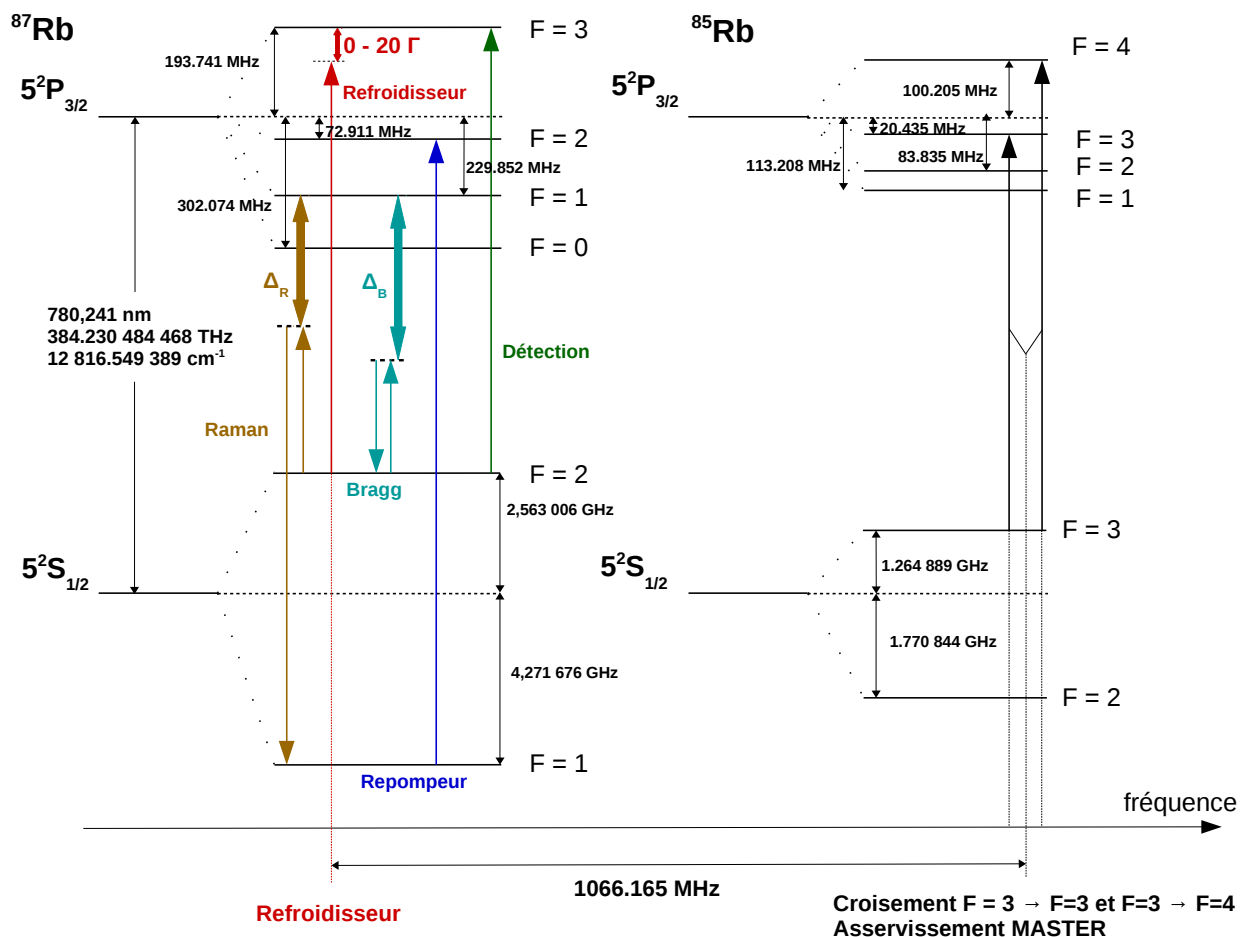
En ce qui concerne l'antenne MIGA à Rustrel, le chantier a démarré au début de l'année 2019 avec le forage des galeries. Il est prévu que le premier bras de l'antenne soit opérationnel au milieu de l'année 2020. La deuxième galerie laisse la possibilité d'installer un deuxième bras, afin d'une part de rejeter le bruit de fréquence du laser, et d'autre part d'être capable de cartographier le champ gravitationnel en deux dimensions. Dans un premier temps, il est prévu de faire fonctionner l'antenne dans une configuration avec des faisceaux d'interrogation rétro-réfléchis avant d'implémenter les cavités.

Afin d'atteindre des sensibilités suffisantes pour détecter des ondes gravitationnelles à des fréquences entre 0.1 et 10 Hz, une antenne avec des bras de l'ordre de la dizaine de km, où l'on peut opérer des transferts d'impulsions de l'ordre de  $1000\hbar k$  avec plusieurs dizaines d'interféromètres, est requise[72]. D'autres solutions, comme l'utilisation d'atomes ultra froids, avoir des temps d'interrogations plus longs, ou bien utiliser des méthodes de "squeezing" pour obtenir des sensibilités du déphasage atomique en dessous du bruit de projection quantique[121], sont envisagées. De nombreux défis technologiques sont à surmonter avant de pouvoir réaliser un détecteur d'ondes gravitationnelles basé sur l'interférométrie atomique. Il s'agit d'objectifs à très long

terme. En tant que banc de test pour ces futures améliorations, le projet MIGA se présente alors comme une étape importante pour la détection d'ondes gravitationnelles à basse fréquence.

# Annexe A

## Schéma de la transition D<sub>2</sub> du <sup>87</sup>Rb et du <sup>85</sup>Rb





# Annexe B

## Publications

- **Characterizing Earth gravity field fluctuations with the MIGA antenna for future Gravitational Wave detectors**

J. Junca, A. Bertoldi, D. O. Sabulsky, **G. Lefèvre**, X. Zou, J. -B. Decitre, R. Geiger, A. Landragin, S. Gaffet, P. Bouyer and B. Canuel

*arXiv :1902.05337, 2019*

Fluctuations of the earth's gravity field are a major noise source for ground-based experiments investigating general relativity phenomena such as Gravitational Waves (GWs). Mass density variations caused by local seismic or atmospheric perturbations determine spurious differential displacements of the free falling test masses, what is called Gravity Gradient Noise (GGN) ; it mimics GW effects. This GGN is expected to become dominant in the infrasound domain and must be tackled for the future realization of observatories exploring GWs at low frequency. GGN will be studied with the MIGA experiment, a demonstrator for low frequency GW detection based on atom interferometry - now in construction at the low noise underground laboratory LSBB in France. MIGA will provide precise measurements of local gravity, probed by a network of three free-falling atom test masses separated up to 150 m. We model the effect of GGN for MIGA and use seismic and atmospheric data recorded at LSBB to characterize their impact on the future measurements. We show that the antenna will be able to characterize GGN using dedicated data analysis methods.

- **Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer**

B. Canuel, A. Bertoldi, L. Amand, E. Pozzo di Borgo, T. Chantrait, C. Dan-

quigny, M. Dovale Álvarez, B. Fang, A. Freise, R. Geiger, J. Gillot, S. Henry, J. Hinderer, D. Holleville, J. Junca, **G. Lefèvre**, M. Merzougui, N. Mielec, T. Monfret, S. Pelisson, M. Prevedelli, S. Reynaud, I. Riou, Y. Rogister, S. Rosat, E. Cormier, A. Landragin, W. Chaibi, S. Gaffet and P. Bouyer

*Scientific Reports*, 8, 14064 (2018)

We present the MIGA experiment, an underground long baseline atom interferometer to study gravity at large scale. The hybrid atom-laser antenna will use several atom interferometers simultaneously interrogated by the resonant mode of an optical cavity. The instrument will be a demonstrator for gravitational wave detection in a frequency band (100mHz–1Hz) not explored by classical ground and space-based observatories, and interesting for potential astrophysical sources. In the initial instrument configuration, standard atom interferometry techniques will be adopted, which will bring to a peak strain sensitivity of  $2.10^{-13}/\sqrt{Hz}$  at 2 Hz. This demonstrator will enable to study the techniques to push further the sensitivity for the future development of gravitational wave detectors based on large scale atom interferometers. The experiment will be realized at the underground facility of the Laboratoire Souterrain à Bas Bruit (LSBB) in Rustrel–France, an exceptional site located away from major anthropogenic disturbances and showing very low background noise. In the following, we present the measurement principle of an in-cavity atom interferometer, derive the method for Gravitational Wave signal extraction from the antenna and determine the expected strain sensitivity. We then detail the functioning of the different systems of the antenna and describe the properties of the installation site.

● **Studies of general relativity with quantum sensors**

**G. Lefevre**, G. Condon, I. Riou, L. Chichet, M. Essayeh, M. Rabault, L. Antonimicollier, N. Mielec, D. Holleville, L. Amand, R. Geiger, A. Landragin, M. Prevedelli, B. Barrett, B. Battelier, A. Bertoldi, B. Canuel and P. Bouyer

*52nd Rencontres de Moriond on Gravitation, Mar 2017, La Thuile, Italy. pp.105-115, 2017*

We present two projects aiming to probe key aspects of the theory of General Relativity with high-precision quantum sensors. These projects use cold-

atom interferometry with the aim of measuring gravitational waves and testing the equivalence principle. To detect gravitational waves, a large multi-sensor demonstrator is currently under construction that will exploit correlations between three atom interferometers spread along a 200 m optical cavity. Similarly, a test of the weak equivalence principle is currently underway using a compact and mobile dual-species interferometer, which will serve as a prototype for future high-precision tests onboard an orbiting satellite. We present recent results and improvements related to both projects.

● **A marginally stable optical resonator for enhanced atom interferometry**

I. Riou, N. Mielec, **G. Lefèvre**, M. Prevedelli, A. Landragin, P. Bouyer, A. Bertoldi, R. Geiger and B. Canuel

*J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **50** 155002, 2017

We propose a marginally stable optical resonator suitable for atom interferometry. The resonator geometry is based on two flat mirrors at the focal planes of a lens that produces the large beam waist required to coherently manipulate cold atomic ensembles. Optical gains of about 100 are achievable using optics with part-per-thousand losses. The resulting power build-up will allow for enhanced coherent manipulation of the atomic wavepackets such as large separation beamsplitters. We study the effect of longitudinal misalignments and assess the robustness of the resonator in terms of intensity and phase profiles of the intracavity field. We also study how to implement atom interferometry based on Large Momentum Transfer Bragg diffraction in such a cavity.

● **MIGA : Combining laser and matter wave interferometry for mass distribution monitoring and advanced geodesy**

B. Canuel, S. Pelisson, L. Amand, A. Bertoldi, E. Cormier, B. Fang, S. Gaffet, R. Geiger, J. Harms, D. Holleville, A. Landragin, **G. Lefèvre**, J. Lhermite, N. Mielec, M. Prevedelli, I. Riou and P. Bouyer

*Proceedings of SPIE Photonics Europe conference, Brussels (Belgium), 3-7 April 2016*

The Matter-Wave laser Interferometer Gravitation Antenna, MIGA, will be a hybrid instrument composed of a network of atom interferometers horizontally aligned and interrogated by the resonant field of an optical cavity. This detector will provide measurements of sub Hertz variations of the gravitational strain tensor. MIGA will bring new methods for geophysics for the characterization of spatial and temporal variations of the local gravity field and will also be a demonstrator for future low frequency Gravitational Wave (GW) detections. MIGA will enable a better understanding of the coupling at low frequency between these different signals. The detector will be installed underground in Rustrel (FR), at the “Laboratoire Souterrain Bas Bruit” (LSBB), a facility with exceptionally low environmental noise and located far away from major sources of anthropogenic disturbances. We give in this paper an overview of the operating mode and status of the instrument before detailing simulations of the gravitational background noise at the MIGA installation site.

# Bibliographie

- [1] P. A. M. DIRAC. “The Fundamental Equations of Quantum Mechanics”. In : *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 109.752 (déc. 1925), p. 642–653. DOI : 10.1098/rspa.1925.0150. URL : <https://doi.org/10.1098/rspa.1925.0150>.
- [2] L. DE BROGLIE. “Waves and Quanta”. In : *Nature* 112.2815 (oct. 1923), p. 540–540. DOI : 10.1038/112540a0. URL : <https://doi.org/10.1038/112540a0>.
- [3] L. DE BROGLIE. “Recherches sur la théorie des Quanta”. Theses. Nov. 1924. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00006807>.
- [4] E. SCHRÖDINGER. “An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules”. In : *Physical Review* 28.6 (déc. 1926), p. 1049–1070. DOI : 10.1103/physrev.28.1049. URL : <https://doi.org/10.1103/physrev.28.1049>.
- [5] C. DAVISSON et L. H. GERMER. “Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel”. In : *Physical Review* 30.6 (déc. 1927), p. 705–740. DOI : 10.1103/physrev.30.705. URL : <https://doi.org/10.1103/physrev.30.705>.
- [6] L. MARTON, J. AROL SIMPSON et J. A. SUDDETH. “Electron Beam Interferometer”. In : *Physical Review* 90.3 (mai 1953), p. 490–491. DOI : 10.1103/physrev.90.490. URL : <https://doi.org/10.1103/physrev.90.490>.
- [7] L. MARTON, J. AROL SIMPSON et J. A. SUDDETH. “An Electron Interferometer”. In : *Review of Scientific Instruments* 25.11 (nov. 1954), p. 1099–1104. DOI : 10.1063/1.1770945. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1770945>.
- [8] H. RAUCH, W. TREIMER et U. BONSE. “Test of a single crystal neutron interferometer”. In : *Physics Letters A* 47.5 (avr. 1974), p. 369–371. DOI : 10.1016/0375-9601(74)90132-7. URL : [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(74\)90132-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(74)90132-7).
- [9] S. CHU, C. COHEN-TANNOUJDI et W. PHILLIPS. *Nobel Lectures in Physics : 1996–2000*. 2003.

- [10] A. ASHKIN. “Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure”. In : *Physical Review Letters* 40.12 (mar. 1978), p. 729–732. DOI : 10.1103/physrevlett.40.729. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.40.729>.
- [11] W. D. PHILLIPS, J. V. PRODAN et H. J. METCALF. “Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms”. In : *Journal of the Optical Society of America B* 2.11 (nov. 1985), p. 1751. DOI : 10.1364/josab.2.001751. URL : <https://doi.org/10.1364/josab.2.001751>.
- [12] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU et D. E. PRITCHARD. “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”. In : *Physical Review Letters* 59.23 (déc. 1987), p. 2631–2634. DOI : 10.1103/physrevlett.59.2631. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.59.2631>.
- [13] B. GUINOT et E. F. ARIAS. “Atomic time-keeping from 1955 to the present”. In : *Metrologia* 42.3 (juin 2005), S20–S30. DOI : 10.1088/0026-1394/42/3/s04. URL : <https://doi.org/10.1088/0026-1394/42/3/s04>.
- [14] *Résolution 1 de la 13ème Conférence Générale des Poids et Mesures*. 1967. URL : <https://www.bipm.org/fr/CGPM/db/13/1/>.
- [15] R. BOUCHENDIRA, P. CLADÉ, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. NEZ et F. BIRABEN. “New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics”. In : *Physical Review Letters* 106.8 (fév. 2011). DOI : 10.1103/physrevlett.106.080801. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.106.080801>.
- [16] J. B. FIXLER, G. T. FOSTER, J. M. MCGUIRK et M. A. KASEVICH. “Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity”. In : *Science* 315.5808 (jan. 2007), p. 74–77. DOI : 10.1126/science.1135459. URL : <https://doi.org/10.1126/science.1135459>.
- [17] G. LAMPORESI, A. BERTOLDI, L. CACCIAPUOTI, M. PREVEDELLI et G. M. TINO. “Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry”. In : *Physical Review Letters* 100.5 (fév. 2008). DOI : 10.1103/physrevlett.100.050801. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.100.050801>.
- [18] B BARRETT, L ANTONI-MICOLLIER, L CHICHET, B BATTELIER, P-A GOMINET, A BERTOLDI, P BOUYER et A LANDRAGIN. “Correlative methods for dual-species quantum tests of the weak equivalence principle”. In : *New Journal of Physics* 17.8 (août 2015), p. 085010. DOI : 10.1088/1367-2630/17/8/085010. URL : <https://doi.org/10.1088/1367-2630/17/8/085010>.

- 
- [19] C. BURRAGE, E. J. COPELAND et E. A. HINDS. “Probing dark energy with atom interferometry”. In : *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2015.03 (mar. 2015), p. 042–042. DOI : 10.1088/1475-7516/2015/03/042. URL : <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/03/042>.
- [20] A. PETERS, K. Y. CHUNG et S. CHU. “High-precision gravity measurements using atom interferometry”. In : *Metrologia* 38.1 (fév. 2001), p. 25–61. DOI : 10.1088/0026-1394/38/1/4. URL : <https://doi.org/10.1088/0026-1394/38/1/4>.
- [21] M. SNADDEN, J. MCGUIRK, P. BOUYER, K. HARITOS et M. KASEVICH. “Measurement of the Earth’s Gravity Gradient with an Atom Interferometer-Based Gravity Gradiometer”. In : *Physical Review Letters* 81.5 (août 1998), p. 971–974. DOI : 10.1103/physrevlett.81.971. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.81.971>.
- [22] T. L. GUSTAVSON, P. BOUYER et M. A. KASEVICH. “Precision Rotation Measurements with an Atom Interferometer Gyroscope”. In : *Physical Review Letters* 78.11 (mar. 1997), p. 2046–2049. DOI : 10.1103/physrevlett.78.2046. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.78.2046>.
- [23] B. CANUEL et al. “Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry”. In : *Physical Review Letters* 97.1 (juil. 2006). DOI : 10.1103/physrevlett.97.010402. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.97.010402>.
- [24] A. EINSTEIN. “The Field Equations of Gravitation”. In : *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* 1915 (1915), p. 844–847.
- [25] A. EINSTEIN. “Approximative Integration of the Field Equations of Gravitation”. In : *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* 1916 (1916), p. 688–696.
- [26] *Blog de Jean-Pierre Luminet*. <https://blogs.futura-sciences.com/luminet/tag/ondes-gravitationnelles/>.
- [27] R. NARAYAN, I. YI et R. MAHADEVAN. “Explaining the spectrum of Sagittarius A\* with a model of an accreting black hole”. In : *Nature* 374.6523 (avr. 1995), p. 623–625. DOI : 10.1038/374623a0. URL : <https://doi.org/10.1038/374623a0>.
- [28] B. P. ABBOTT et al. “Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”. In : *Physical Review Letters* 116.6 (fév. 2016). DOI : 10.1103/physrevlett.116.061102. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.116.061102>.

- 
- [29] B. P. ABBOTT et al. “LIGO : the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory”. In : *Reports on Progress in Physics* 72.7 (2009), p. 076901. URL : <http://stacks.iop.org/0034-4885/72/i=7/a=076901>.
- [30] B. P. ABBOTT et al. “GW170608 : Observation of a 19 Solar-mass Binary Black Hole Coalescence”. In : *The Astrophysical Journal Letters* 851.2 (2017), p. L35. URL : <http://stacks.iop.org/2041-8205/851/i=2/a=L35>.
- [31] B. P. ABBOTT et al. “GW170817 : Measurements of Neutron Star Radii and Equation of State”. In : *Physical Review Letters* 121.16 (oct. 2018). DOI : 10.1103/physrevlett.121.161101. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.121.161101>.
- [32] F. ACERNESE et al. “The Virgo 3 km interferometer for gravitational wave detection”. In : *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* 10.6 (2008), p. 064009. URL : <http://stacks.iop.org/1464-4258/10/i=6/a=064009>.
- [33] C. MEEGAN et al. “THE FERMI GAMMA-RAY BURST MONITOR”. In : *The Astrophysical Journal* 702.1 (août 2009), p. 791–804. DOI : 10.1088/0004-637x/702/1/791. URL : <https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F702%2F1%2F791>.
- [34] B. P. ABBOTT et al. “Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”. In : *The Astrophysical Journal* 848.2 (oct. 2017), p. L12. DOI : 10.3847/2041-8213/aa91c9. URL : <https://doi.org/10.3847%2F2041-8213%2Faa91c9>.
- [35] K. SOMIYA. “Detector configuration of KAGRA—the Japanese cryogenic gravitational-wave detector”. In : *Classical and Quantum Gravity* 29.12 (juin 2012), p. 124007. DOI : 10.1088/0264-9381/29/12/124007. URL : <https://doi.org/10.1088%2F0264-9381%2F29%2F12%2F124007>.
- [36] M. PUNTURO et al. “The Einstein Telescope : a third-generation gravitational wave observatory”. In : *Classical and Quantum Gravity* 27.19 (sept. 2010), p. 194002. DOI : 10.1088/0264-9381/27/19/194002. URL : <https://doi.org/10.1088%2F0264-9381%2F27%2F19%2F194002>.
- [37] P. AMARO-SEOANE et al. “Low-frequency gravitational-wave science with eLISA/NGO”. In : *Classical and Quantum Gravity* 29.12 (juin 2012), p. 124016. DOI : 10.1088/0264-9381/29/12/124016. URL : <https://doi.org/10.1088%2F0264-9381%2F29%2F12%2F124016>.



- 
- [38] S. KAWAMURA et al. “The Japanese space gravitational wave antenna : DECIGO”. In : *Classical and Quantum Gravity* 28.9 (avr. 2011), p. 094011. DOI : 10.1088/0264-9381/28/9/094011. URL : <https://doi.org/10.1088/0264-9381/28/9/094011>.
- [39] R. van HAASTEREN et al. “Placing limits on the stochastic gravitational-wave background using European Pulsar Timing Array data”. In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 414.4 (avr. 2011), p. 3117–3128. DOI : 10.1111/j.1365-2966.2011.18613.x. URL : <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18613.x>.
- [40] G. HOBBS et al. “The International Pulsar Timing Array project : using pulsars as a gravitational wave detector”. In : *Classical and Quantum Gravity* 27.8 (avr. 2010), p. 084013. DOI : 10.1088/0264-9381/27/8/084013. URL : <https://doi.org/10.1088/0264-9381/27/8/084013>.
- [41] T. J. W. LAZIO. “The Square Kilometre Array pulsar timing array”. In : *Classical and Quantum Gravity* 30.22 (nov. 2013), p. 224011. DOI : 10.1088/0264-9381/30/22/224011. URL : <https://doi.org/10.1088/0264-9381/30/22/224011>.
- [42] C. J. MOORE, R. H. COLE et C. P. L. BERRY. “Gravitational-wave sensitivity curves”. In : *Classical and Quantum Gravity* 32.1 (déc. 2014), p. 015014. DOI : 10.1088/0264-9381/32/1/015014. URL : <https://doi.org/10.1088/0264-9381/32/1/015014>.
- [43] S. DIMOPOULOS, P. W. GRAHAM, J. M. HOGAN, M. A. KASEVICH et S. RAJENDRAN. “Atomic gravitational wave interferometric sensor”. In : *Physical Review D* 78.12 (déc. 2008). DOI : 10.1103/physrevd.78.122002. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevd.78.122002>.
- [44] S. DIMOPOULOS, P. W. GRAHAM, J. M. HOGAN, M. A. KASEVICH et S. RAJENDRAN. “Gravitational wave detection with atom interferometry”. In : *Physics Letters B* 678.1 (juil. 2009), p. 37–40. DOI : 10.1016/j.physletb.2009.06.011. URL : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.06.011>.
- [45] J. HARMS, B. J. J. SLAGMOLEN, R. X. ADHIKARI, M. C. MILLER, M. EVANS, Y. CHEN, H. MÜLLER et M. ANDO. “Low-frequency terrestrial gravitational-wave detectors”. In : *Physical Review D* 88.12 (déc. 2013). DOI : 10.1103/physrevd.88.122003. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevd.88.122003>.

- [46] B. CANUEL et al. “MIGA : combining laser and matter wave interferometry for mass distribution monitoring and advanced geodesy”. In : *Quantum Optics*. Sous la dir. de Jürgen STUHLER et Andrew J. SHIELDS. SPIE, avr. 2016. DOI : 10.1117/12.2228825. URL : <https://doi.org/10.1117/12.2228825>.
- [47] J. JUNCA et al. “Characterizing Earth gravity field fluctuations with the MIGA antenna for future Gravitational Wave detectors”. In : *ArXiv* (fév. 2019). URL : <https://arxiv.org/abs/1902.05337>.
- [48] I. RIOU. “Vers la détection d’ondes gravitationnelles par interférométrie atomique en cavité : nouvelles géométries optiques et premier dispositif”. 2017BORD0579. Thèse de doct. 2017. URL : <http://www.theses.fr/2017BORD0579/document>.
- [49] H. MÜLLER, S. CHIOU et S. CHU. “Atom-wave diffraction between the Raman-Nath and the Bragg regime : Effective Rabi frequency, losses, and phase shifts”. In : *Physical Review A* 77.2 (fév. 2008). DOI : 10.1103/physreva.77.023609. URL : <https://doi.org/10.1103/physreva.77.023609>.
- [50] A. A. MICHELSON et E. W. MORLEY. “Influence of motion of the medium on the velocity of light”. In : *American Journal of Science* s3-31.185 (mai 1886), p. 377–385. DOI : 10.2475/ajs.s3-31.185.377. URL : <https://doi.org/10.2475/ajs.s3-31.185.377>.
- [51] A. A. MICHELSON et E. W. MORLEY. “On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether”. In : *American Journal of Science* s3-34.203 (nov. 1887), p. 333–345. DOI : 10.2475/ajs.s3-34.203.333. URL : <https://doi.org/10.2475/ajs.s3-34.203.333>.
- [52] W. M. MACEK et D. T. M. DAVIS. “ROTATION RATE SENSING WITH TRAVELING-WAVE RING LASERS”. In : *Applied Physics Letters* 2.3 (fév. 1963), p. 67–68. DOI : 10.1063/1.1753778. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1753778>.
- [53] V. VALI et R. W. SHORTHILL. “Fiber ring interferometer”. In : *Applied Optics* 15.5 (mai 1976), p. 1099. DOI : 10.1364/ao.15.001099. URL : <https://doi.org/10.1364/ao.15.001099>.
- [54] K. MOLER, D. S. WEISS, M. KASEVICH et S. CHU. “Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions”. In : *Physical Review A* 45.1 (jan. 1992), p. 342–348. DOI : 10.1103/physreva.45.342. URL : <https://doi.org/10.1103/physreva.45.342>.

- [55] D. S. WEISS, B. C. YOUNG et S. CHU. “Precision measurement of  $\hbar/m$  Cs based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry”. In : *Applied Physics B Lasers and Optics* 59.3 (sept. 1994), p. 217–256. DOI : 10.1007/bf01081393. URL : <https://doi.org/10.1007/bf01081393>.
- [56] B. CANUEL. “Etude d’un gyromètre à atomes froids”. Theses. Université Paris Sud - Paris XI, mar. 2007. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00193288>.
- [57] P. CHEINET. “Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids”. 2006PA066561. Thèse de doct. 2006, 1 vol. (184 p.) URL : <http://www.theses.fr/2006PA066561/document>.
- [58] C. COHEN-TANNOUJDI. *Cours au Collège de France*. <http://www.phys.ens.fr/~cct/college-de-france/>. 1992-1993.
- [59] E. GIESE, A. ROURA, G. TACKMANN, E. M. RASEL et W. P. SCHLEICH. “Double Bragg diffraction : A tool for atom optics”. In : *Physical Review A* 88.5 (nov. 2013). DOI : 10.1103/physreva.88.053608. URL : <https://doi.org/10.1103/physreva.88.053608>.
- [60] I. RIOU, N. MIELEC, G. LEFÈVRE, M. PREVEDELLI, A. LANDRAGIN, P. BOUYER, A. BERTOLDI, R. GEIGER et B. CANUEL. “A marginally stable optical resonator for enhanced atom interferometry”. In : *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 50.15 (2017), p. 155002. URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/50/i=15/a=155002>.
- [61] D. A. STECK. *available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.0.1, 2 May 2008)*. Rapp. tech.
- [62] G. BREIT et I. I. RABI. “Measurement of Nuclear Spin”. In : *Physical Review* 38.11 (déc. 1931), p. 2082–2083. DOI : 10.1103/physrev.38.2082.2. URL : <https://doi.org/10.1103/physrev.38.2082.2>.
- [63] P. KUSCH, S. MILLMAN et I. I. RABI. “The Radiofrequency Spectra of Atoms Hyperfine Structure and Zeeman Effect in the Ground State of Li6, Li7, K39 and K41”. In : *Physical Review* 57.9 (mai 1940), p. 765–780. DOI : 10.1103/physrev.57.765. URL : <https://doi.org/10.1103/physrev.57.765>.
- [64] J. G. DICK. “Local Oscillator Induced Instabilities in Trapped Ion Frequency Standards”. In : *Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*. Redondo Beach, California, déc. 1987, p. 133–147.

- [65] P. CHEINET, B. CANUEL, F. Pereira Dos SANTOS, A. GAUGUET, F. YVERLEDUC et A. LANDRAGIN. “Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer”. In : *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 57.6 (juin 2008), p. 1141–1148. DOI : 10.1109/tim.2007.915148. URL : <https://doi.org/10.1109/tim.2007.915148>.
- [66] D.W. ALLAN. “Statistics of atomic frequency standards”. In : *Proceedings of the IEEE* 54.2 (1966), p. 221–230. DOI : 10.1109/proc.1966.4634. URL : <https://doi.org/10.1109/proc.1966.4634>.
- [67] *Site internet de l’Optical Society of America*. [https://www.osa-opn.org/home/articles/volume\\_26/march\\_2015/features/ligo\\_finally\\_poised\\_to\\_catch\\_elusive\\_gravitational/](https://www.osa-opn.org/home/articles/volume_26/march_2015/features/ligo_finally_poised_to_catch_elusive_gravitational/).
- [68] The LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION et the VIRGO COLLABORATION. “GWTC-1 : A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs”. In : *ArXiv* (nov. 2018). URL : <https://arxiv.org/abs/1811.12907>.
- [69] *Société Muquans*. <http://www.muquans.com/>.
- [70] P. R. SAULSON. “Terrestrial gravitational noise on a gravitational wave antenna”. In : *Physical Review D* 30.4 (août 1984), p. 732–736. DOI : 10.1103/physrevd.30.732. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevd.30.732>.
- [71] J. HARMS. “Terrestrial Gravity Fluctuations”. In : *Living Reviews in Relativity* 18.1 (déc. 2015). DOI : 10.1007/lrr-2015-3. URL : <https://doi.org/10.1007/lrr-2015-3>.
- [72] W. CHAIBI, R. GEIGER, B. CANUEL, A. BERTOLDI, A. LANDRAGIN et P. BOUYER. “Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays”. In : *Physical Review D* 93.2 (jan. 2016). DOI : 10.1103/physrevd.93.021101. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevd.93.021101>.
- [73] B. CANUEL et al. “Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer”. In : *Scientific Reports* 8.1 (sept. 2018). DOI : 10.1038/s41598-018-32165-z. URL : <https://doi.org/10.1038/s41598-018-32165-z>.
- [74] A. BETTINI. “The world deep underground laboratories”. In : *The European Physical Journal Plus* 127.9 (sept. 2012), p. 114. URL : <https://doi.org/10.1140/epjp/i2012-12114-y>.

- [75] T. FARAH, C. GUERLIN, A. LANDRAGIN, Ph. BOUYER, S. GAFFET, F. PEREIRA DOS SANTOS et S. MERLET. “Underground operation at best sensitivity of the mobile LNE-SYRTE cold atom gravimeter”. In : *Gyroscopy and Navigation* 5.4 (oct. 2014), p. 266–274. URL : <https://doi.org/10.1134/S2075108714040051>.
- [76] D. FORD et P. WILLIAMS. *Karst Hydrogeology and Geomorphology*. John Wiley & Sons Ltd, ., mar. 2007. DOI : 10.1002/9781118684986. URL : <https://doi.org/10.1002/9781118684986>.
- [77] N. LESPARRE, F. BOUDIN, C. CHAMPOLLION, J. CHÉRY, C. DANQUIGNY, H. C. SEAT, M. CATTOEN, F. LIZION et L. LONGUEVERGNE. “New insights on fractures deformation from tiltmeter data measured inside the Fontaine de Vaucluse karst system”. In : *Geophysical Journal International* 208.3 (déc. 2016), p. 1389–1402. DOI : 10.1093/gji/ggw446. URL : <https://doi.org/10.1093/gji/ggw446>.
- [78] S. D. CARRIÈRE, K. CHALIKAKIS, C. DANQUIGNY, H. DAVI, N. MAZZILLI, C. OLLIVIER et C. EMBLANCH. “The role of porous matrix in water flow regulation within a karst unsaturated zone : an integrated hydrogeophysical approach”. In : *Hydrogeology Journal* 24.7 (nov. 2016), p. 1905–1918. ISSN : 1435-0157. DOI : 10.1007/s10040-016-1425-8. URL : <https://doi.org/10.1007/s10040-016-1425-8>.
- [79] J. WANG, Y. GUGLIELMI et S. GAFFET. “Collaborative projects between two USA-France national subsurface laboratories to improve imaging of fractured-porous rocks properties and coupled THMCB processes”. In : *Rock Mechanics in Civil and Environmental Engineering*. Dudd & Mathier (eds), 2010, p. 857–860.
- [80] S. GAFFET, J. S. WANG, M. YEDLIN, G. NOLET, C. MARON, D. BRUNEL, A. CAVAILLOU, D. BOYER, C. SUDRE et M. AUGUSTE. “A 3D Broadband Seismic Array at LSBB”. In : *IRIS Data Services Newsletter* 11.3 (2009). URL : <https://ds.iris.edu/ds/newsletter/vol11/no3/94/a-3d-broadband-seismic-array-at-lsbb/>.
- [81] S. ROSAT, J. HINDERER, J.P. BOY, F. LITTEL, D. BOYER, J. D. BERNARD, Y. ROGISTER, A. MÉMIN et S. GAFFET. “First analyses of the iOSG-type superconducting gravimeter at the low noise underground laboratory (LSBB URL) of Rustrel, France”. In : *E3S Web of Conferences* 12 (déc. 2016), p. 06003. DOI : 10.1051/e3sconf/20161206003. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01616817>.

- [82] S. ROSAT, J. HINDERER, J.-P. BOY, F. LITTEL, J. D. BERNARD, D. BOYER, A. MÉMIN, Y. ROGISTER et S. GAFFET. “A two-year analysis of the iOSG-24 superconducting gravimeter at the low noise underground laboratory (LSBB URL) of Rustrel, France : Environmental noise estimate”. In : *Journal of Geodynamics* 119 (sept. 2018), p. 1–8. DOI : 10.1016/j.jog.2018.05.009. URL : <https://doi.org/10.1016/j.jog.2018.05.009>.
- [83] S. GAFFET, Y. GUGLIELMI, J. VIRIEUX, G. WAYSAND, A. CHWALA, R. STOLZ, C. EMBLANCH, M. AUGUSTE, D. BOYER et A. CAVAILLOU. “Simultaneous seismic and magnetic measurements in the Low-Noise Underground Laboratory (LSBB) of Rustrel, France, during the 2001 January 26 Indian earthquake”. In : *Geophysical Journal International* 155.3 (déc. 2003), p. 981–990. DOI : 10.1111/j.1365-246x.2003.02095.x. URL : <https://doi.org/10.1111/j.1365-246x.2003.02095.x>.
- [84] Jon R. PETERSON. *Observations and modeling of seismic background noise*. 1993. DOI : 10.3133/ofr93322. URL : <https://doi.org/10.3133/ofr93322>.
- [85] S. HENRY, E. Pozzo di BORGO, C. DANQUIGNY et B. ABI. “Simultaneous geomagnetic monitoring with multiple SQUIDS and fluxgate sensors across underground laboratories”. In : *E3S Web of Conferences* 12 (2016). Sous la dir. de K. COULIÉ, G. MICOLAU et P. FEBVRE, p. 02003. DOI : 10.1051/e3sconf/20161202003. URL : <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20161202003>.
- [86] M. BALSER et C. A. WAGNER. “Observations of Earth–Ionosphere Cavity Resonances”. In : *Nature* 188.4751 (nov. 1960), p. 638–641. DOI : 10.1038/188638a0. URL : <https://doi.org/10.1038/188638a0>.
- [87] R. W. P. DREVER, J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, A. J. MUNLEY et H. WARD. “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator”. In : *Applied Physics B* 31.2 (juin 1983), p. 97–105. ISSN : 1432-0649. DOI : 10.1007/BF00702605. URL : <https://doi.org/10.1007/BF00702605>.
- [88] Richard W. FOX, Chris W. OATES et Leo W. HOLLBERG. “1. Stabilizing diode lasers to high-finesse cavities”. In : *Cavity-Enhanced Spectroscopies*. Elsevier, 2003, p. 1–46. DOI : 10.1016/s1079-4042(03)80017-6. URL : [https://doi.org/10.1016/s1079-4042\(03\)80017-6](https://doi.org/10.1016/s1079-4042(03)80017-6).
- [89] V. S. LETOKHOV. “Saturation spectroscopy”. In : *Topics in Applied Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 1976, p. 95–171. DOI : 10.1007/3540077197\_20. URL : [https://doi.org/10.1007/3540077197\\_20](https://doi.org/10.1007/3540077197_20).

- [90] G. SANTARELLI, A. CLAIRON, S.N. LEA et G.M. TINO. “Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz”. In : *Optics Communications* 104.4-6 (jan. 1994), p. 339–344. DOI : 10.1016/0030-4018(94)90567-3. URL : [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(94\)90567-3](https://doi.org/10.1016/0030-4018(94)90567-3).
- [91] M. SCHMIDT, M. PREVEDELLI, A. GIORGINI, G. M. TINO et A. PETERS. “A portable laser system for high-precision atom interferometry experiments”. In : *Applied Physics B* 102.1 (oct. 2010), p. 11–18. DOI : 10.1007/s00340-010-4263-8. URL : <https://doi.org/10.1007/s00340-010-4263-8>.
- [92] *Société Innoptics*. <http://innoptics.com/fr/>.
- [93] D. E. PRITCHARD, E. L. RAAB, V. BAGNATO, C. E. WIEMAN et R. N. WATTS. “Light Traps Using Spontaneous Forces”. In : *Physical Review Letters* 57.3 (juil. 1986), p. 310–313. DOI : 10.1103/physrevlett.57.310. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.57.310>.
- [94] J. DALIBARD. “*Atomes ultra-froids*”, *Lecture notes of the Master*. 2006.
- [95] J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI. “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models”. In : *Journal of the Optical Society of America B* 6.11 (nov. 1989), p. 2023. DOI : 10.1364/josab.6.002023. URL : <https://doi.org/10.1364/josab.6.002023>.
- [96] *Société Kyliä*. <http://kylia.com/kylia/>.
- [97] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD et H. J. METCALF. “Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit”. In : *Physical Review Letters* 61.2 (juil. 1988), p. 169–172. DOI : 10.1103/physrevlett.61.169. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.61.169>.
- [98] L. RUSSELL, R. KUMAR, V.B. TIWARI et S. Nic CHORMAIC. “Measurements on release–recapture of cold 85Rb atoms using an optical nanofibre in a magneto-optical trap”. In : *Optics Communications* 309 (nov. 2013), p. 313–317. DOI : 10.1016/j.optcom.2013.07.080. URL : <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2013.07.080>.
- [99] A. BERTOLDI, G. LAMPORESI, L. CACCIAPUOTI, M. de ANGELIS, M. FATTORI, T. PETELSKI, A. PETERS, M. PREVEDELLI, J. STUHLER et G. M. TINO. “Atom interferometry gravity-gradiometer for the determination of the Newtonian gravitational constant  $G$ ”. In : *The European Physical Journal D* 40.2

- (sept. 2006), p. 271–279. DOI : 10.1140/epjd/e2006-00212-2. URL : <https://doi.org/10.1140/epjd/e2006-00212-2>.
- [100] *Société Ross Optical*. <http://www.rossoptical.com/>.
- [101] T. LÉVÈQUE. “Development of a high sensitivity cold atom gyroscope based on a folded geometry”. Theses. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, sept. 2010. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00532789>.
- [102] G. LAMPORESI. “Determination of the gravitational constant by atom interferometry”. Theses. UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FIRENZE, déc. 2006. URL : <http://coldatoms.lens.unifi.it/magia-and-gravity/documents.html>.
- [103] A. CORNEY. *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford, 1977.
- [104] H. WALTHER, B. T. H. VARCOE, B-G. ENGLERT et T. BECKER. “Cavity quantum electrodynamics”. In : *Reports on Progress in Physics* 69.5 (2006), p. 1325. URL : <http://stacks.iop.org/0034-4885/69/i=5/a=R02>.
- [105] S. HAROCHE. “Nobel Lecture : Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary”. In : *Reviews of Modern Physics* 85.3 (juil. 2013), p. 1083–1102. DOI : 10.1103/revmodphys.85.1083. URL : <https://doi.org/10.1103/revmodphys.85.1083>.
- [106] E. M. PURCELL, H. C. TORREY et R. V. POUND. “Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid”. In : *Physical Review* 69.1-2 (jan. 1946), p. 37–38. DOI : 10.1103/physrev.69.37. URL : <https://doi.org/10.1103/physrev.69.37>.
- [107] D. KLEPPNER. “Inhibited Spontaneous Emission”. In : *Physical Review Letters* 47.4 (juil. 1981), p. 233–236. DOI : 10.1103/physrevlett.47.233. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.47.233>.
- [108] H. RITSCH, P. DOMOKOS, F. BRENNECKE et T. ESSLINGER. “Cold atoms in cavity-generated dynamical optical potentials”. In : *Reviews of Modern Physics* 85.2 (avr. 2013), p. 553–601. DOI : 10.1103/revmodphys.85.553. URL : <https://doi.org/10.1103/revmodphys.85.553>.
- [109] K. BAUMANN, C. GUERLIN, F. BRENNECKE et T. ESSLINGER. “Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity”. In : *Nature* 464.7293 (avr. 2010), p. 1301–1306. DOI : 10.1038/nature09009. URL : <https://doi.org/10.1038/nature09009>.



- 
- [110] Y. COLOMBE, T. STEINMETZ, G. D., F. LINKE, D. HUNGER et J. REICHEL. “Strong atom–field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip”. In : *Nature* 450.7167 (nov. 2007), p. 272–276. DOI : 10.1038/nature06331. URL : <https://doi.org/10.1038/nature06331>.
- [111] P. HAMILTON, M. JAFFE, J. M. BROWN, L. MAISENBACHER, B. ESTEY et H. MÜLLER. “Atom Interferometry in an Optical Cavity”. In : *Physical Review Letters* 114.10 (mar. 2015). DOI : 10.1103/physrevlett.114.100405. URL : <https://doi.org/10.1103/physrevlett.114.100405>.
- [112] A.E. SIEGMAN. *Lasers*. University Science Books, 1986. ISBN : 9780935702118. URL : <https://books.google.fr/books?id=1BZVwUZLTkAC>.
- [113] F. PAMPALONI et J. ENDERLEIN. “Gaussian, Hermite-Gaussian, and Laguerre-Gaussian beams : A primer”. In : *ArXiv Physics e-prints* (oct. 2004). eprint : [physics/0410021](https://arxiv.org/abs/physics/0410021).
- [114] A. GERRARD et J.M. BURCH. *Introduction to Matrix Methods in Optics*. Dover Books on Physics. Dover, 1994. ISBN : 9780486680446. URL : <https://books.google.fr/books?id=naUSNojPwOgC>.
- [115] H. KOGELNIK. “Imaging of Optical Modes - Resonators with Internal Lenses”. In : *Bell System Technical Journal* 44.3 (mar. 1965), p. 455–494. DOI : 10.1002/j.1538-7305.1965.tb01672.x. URL : <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1965.tb01672.x>.
- [116] H. KOGELNIK et T. LI. “Laser Beams and Resonators”. In : *Appl. Opt.* 5.10 (oct. 1966), p. 1550–1567. DOI : 10.1364/AO.5.001550. URL : <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-5-10-1550>.
- [117] B. CANUEL, A. BERTOLDI, I. RIOU, P. BOUYER, R. GEIGER et N. MIELEC. “Système et procédé d’interféromètre atomique à cavité optique résonnante”. Brevet France 16 57183, déposé le 26 Juillet 2016, validation en cours.
- [118] *Société Lumibird*. <https://www.lumibird.com/>.
- [119] *Société Altechna*. <https://www.altechna.com/>.
- [120] *Société Coastline Optics*. <http://www.coastlineoptics.com/>.
- [121] O. HOSTEN, N. J. ENGELSEN, R. KRISHNAKUMAR et M. A. KASEVICH. “Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms”. In : *Nature* 529.7587 (jan. 2016), p. 505–508. DOI : 10.1038/nature16176. URL : <https://doi.org/10.1038/nature16176>.