

Habilitation à diriger des recherches :  
Université Toulouse III - Paul Sabatier  
LABORATOIRE COLLISIONS AGRÉGATS RÉACTIVITÉ

Spécialité : PHYSIQUE

# Expériences d'interférométrie atomique utilisant de grandes séparations spatiales.

---

Alexandre Gauguet

Soutenue le 15 juillet 2024 devant le jury composé de :

M. Markus ARNDT	University of Vienna	Rapporteur
M. Nicola POLI	University of Florence	Rapporteur
Mme Saïda GUELLATI-KHELIFA	Sorbonne Université	Rapporteuse
M. Arnaud LANDRAGIN	Observatoire de Paris	Examinateur
M. Mark KASEVICH	University of Stanford	Examinateur
M. David GUÉRY-ODELIN	Université Toulouse 3 - Paul Sabatier	Examinateur
M. Carlo RIZZO	Université Toulouse 3 - Paul Sabatier	Examinateur

# Remerciements

Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

# Résumé

Les expériences d'interférométrie à ondes de matière ont marqué une avancée dans l'étude expérimentale de la physique quantique, permettant de dépasser les simples expériences de pensée. À Toulouse, nous développons des interféromètres atomiques dont la particularité réside dans une grande séparation spatiale entre les bras de l'interféromètre. Cette caractéristique offre possibilité de contrôler les potentiels électromagnétiques et gravitationnels le long des bras de l'interféromètre, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives dans le domaine de la physique fondamentale.

Nous avons développé un interféromètre exploitant un jet supersonique de lithium et la diffraction de Bragg sur une onde laser stationnaire. La distance maximale entre les deux chemins atomiques dans cet interféromètre est d'environ 100 micromètres, ce qui permet l'insertion d'un septum (une fine feuille d'aluminium) entre ces deux chemins. Cela nous a permis d'appliquer des champs électriques et magnétiques distincts sur les deux bras de l'interféromètre. Ces fonctionnalités ont été exploitées dans une série d'expériences à visée métrologique, telles que la mesure de la polarisabilité électrique du lithium, ou dans l'exploration de phénomènes quantiques, tels que les phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher, ou encore la modulation de phase des ondes atomiques du lithium.

Nous travaillons actuellement sur le développement d'un nouvel interféromètre atomique utilisant des condensats de Bose-Einstein de rubidium manipulés à l'aide d'un réseau optique vertical. Pour augmenter la séparation entre les bras de l'interféromètre, nous explorons une solution fondée sur l'utilisation de séparatrices dites à grands transferts d'impulsion (LMT). Dans ce contexte, je présente une nouvelle technique reposant sur une séquence d'impulsions laser dans le régime de diffraction de quasi-Bragg. Nous avons démontré des mesures interférométriques avec un transfert total de  $200 \hbar k$ . Ce travail a des applications dans le développement de capteurs inertiels. De plus, de tels interféromètres, avec des séparations spatiales macroscopiques, ouvrent la voie à de nouveaux types d'interféromètres atomiques envisagés pour des tests de physique fondamentale, tels que la recherche de matière noire, les tests de neutralité atomique et les tests de gravitation.

---

**Mots clés :** Interférométrie atomique, Physique quantique expérimentale, Atomes ultra-froids

# Abstract

Matter-wave interferometry experiments have enabled the study of many phenomena in quantum physics, long confined to thought experiments. In Toulouse, we develop atom interferometers characterized by a significant spatial separation between the interferometer arms. This feature makes it possible to control electromagnetic and gravitational potentials along the interferometer arms, opening up new perspectives in fundamental physics.

An interferometer using a supersonic lithium beam and Bragg diffraction on a stationary light wave has been developed. The maximum separation of the two atomic paths in this interferometer is about 100 micrometers, which allows the insertion of a septum (a thin aluminum foil) between the two atomic paths. This configuration enables different electric and magnetic fields to be applied to the two paths. These possibilities have been exploited in a number of metrological experiments. For example, the electrical polarizability of lithium has been measured, and quantum phenomena such as the He-McKellar-Wilkens and Aharonov-Casher geometric phases and the phase modulation of lithium atomic waves have been studied.

We are currently developing a new atom interferometer using Bose-Einstein condensates of rubidium manipulated with a vertical optical lattice. An attractive solution to increase the arm separation is to use large momentum transfer (LMT) beamsplitters. I present a promising technique based on a sequence of laser pulses in the quasi-Bragg diffraction regime. In particular, we have demonstrated interferometers with a total transfer of  $200 \hbar k$ . This work has applications in the field of quantum technologies with the development of inertial sensors. In addition, interferometers with macroscopic spatial separations pave the way for new atomic interferometers proposed in various fundamental physics tests, such as the search for dark matter, atomic neutrality tests, and gravitational tests.

---

**Keywords :** Atom interferometry, Experimental quantum physics, Ultra-cold atoms

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>iii</b>
<b>1 Résumé des travaux</b>	<b>1</b>
<b>2 Notions d'interférométrie atomique</b>	<b>4</b>
1 Principes d'interférométrie atomique . . . . .	5
1.1 Interféromètre à onde de matière . . . . .	5
1.2 Interféromètre atomique à deux ondes . . . . .	5
1.3 Séparatrices atomiques . . . . .	7
2 Interféromètres atomiques : applications . . . . .	15
2.1 Présentation rapide du domaine . . . . .	15
2.2 Interféromètres atomiques à bras séparés . . . . .	18
<b>3 Interféromètre lithium à bras séparés</b>	<b>20</b>
1 Description de l'interféromètre lithium . . . . .	21
1.1 La source atomique . . . . .	21
1.2 Optique atomique . . . . .	22
1.3 Signal atomique . . . . .	22
2 Mesures des déphasages HMW et AC . . . . .	24
2.1 L'effet Aharonov-Bohm . . . . .	24
2.2 Les phases Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens . . . . .	27
2.3 Résultats expérimentaux . . . . .	30
2.4 Conclusions et Perspectives . . . . .	32
3 Modulation de phase d'onde de matière . . . . .	34
4 Polarisabilité électrique : Longueur d'onde d'extinction . . . . .	37
5 Déphaseur de Pancharatnam . . . . .	41
6 Conclusion et Perspectives . . . . .	43
<b>4 Projets de recherche</b>	<b>45</b>
1 Interférométrie atomique à séparation macroscopique . . . . .	46
1.1 Résultats préliminaires . . . . .	46
1.1.1 Interféromètre à sources ultra-froides . . . . .	46
1.1.2 Diffraction dans le régime de quasi-Bragg . . . . .	49

---

1.1.3	Séparatrices à grands transferts d'impulsion . . . . .	53
1.2	Nouveau montage expérimental . . . . .	58
1.3	Applications en physique fondamentale . . . . .	60
1.3.1	Mesure de la neutralité de la matière . . . . .	60
1.4	Conclusion . . . . .	67
2	De nouvelles sources d'atomes pour l'interférométrie . . . . .	67
2.1	Contexte . . . . .	67
2.2	Source atomique sur puce . . . . .	68
2.2.1	Refroidissement laser sur une puce réseau . . . . .	68
2.2.2	Piégeage magnétique sur une puce . . . . .	70
3	Conclusion . . . . .	72
	<b>Bibliographie</b>	<b>73</b>
	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>89</b>
	<b>Publications and conferences</b>	<b>92</b>

# Chapitre 1

## Résumé des travaux

All in all it is just  
Another brick in the wall.

---

Pink Floyd

Ce mémoire résume mes activités de recherches effectuées au Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité (LCAR) depuis mon recrutement comme maître de conférences à l'université Paul Sabatier en 2010. Ces recherches portent sur le développement d'interféromètres atomiques pour réaliser des mesures de précision avec des applications variées en géophysique, en navigation et en physique fondamentale. Une partie de mes travaux de recherche réalisés avant 2010 étant directement reliés à l'interférométrie atomique et à la métrologie, je commence ce chapitre par en donner une brève description.

Mon activité de recherche a débuté en 2004 avec ma thèse de doctorat dans le groupe "Interférométrie atomique et capteurs inertiels" du laboratoire SYRTE (SYstème Référence Temps Espace) sous la direction de Philip Tuckey et d'Arnaud Landragin. Mes travaux de thèse ont porté sur la caractérisation d'un gyromètre fondé sur la mesure de l'effet Sagnac avec des atomes froids. L'expérience repose sur la mesure différentielle des signaux d'interférences de deux interféromètres atomiques partageant les mêmes faisceaux lasers. Les principaux résultats concernent l'amélioration de la sensibilité de l'interféromètre atomique et une évaluation de l'exactitude des mesures de rotation. Ces travaux ont permis de confirmer l'intérêt des atomes froids pour le contrôle des effets systématiques. Lorsque j'ai soutenu ma thèse en 2008, peu d'études concernant les limites métrologiques d'interféromètres doubles avaient été publiées, ces travaux ont donc contribué au dimensionnement de grands instruments fondés sur des interféromètres doubles, destinés aux tests de la gravitation, à la mesure d'ondes gravitationnelles, ou pour réaliser des mesures en géophysique.

Pendant l'année universitaire 2007-2008, j'ai travaillé comme ATER de l'université Paris 13 dans l'équipe "métrologie, molécules et tests fondamentaux" du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL). J'ai participé, sous la direction de Christophe Daussy, à la détermination de la constante de Boltzmann par mesure de l'élargissement Doppler d'une raie d'absorption

moléculaire. La spectroscopie est réalisée dans le moyen infrarouge, autour de  $10\ \mu\text{m}$ , dans un gaz moléculaire d'ammoniac à faible pression, placé à l'intérieur d'un thermostat.

J'ai ensuite passé deux ans (2008-2010) en tant que post-doctorant à l'université de Durham dans le groupe de Charles Adams où nous avons mis en évidence la possibilité de générer des "non-linéarités optiques coopératives" induites par les interactions dipôles-dipôles entre des atomes de Rydberg. Un premier dispositif expérimental fondé sur un phénomène de transparence induite nous a permis de montrer ces non-linéarités optiques coopératives induites par les interactions entre atomes. J'ai également conçu et monté une expérience pour piéger des atomes dans un piège optique micrométrique, pour atteindre le régime de blocage de Rydberg. Cette expérience nous a permis de montrer le piégeage de photons optiques sous la forme de polariton de Rydberg et leurs manipulations à l'aide de champs micro-ondes.

En 2010, j'ai rejoint le groupe d'interférométrie atomique du LCAR dirigé par Jacques Vigué. Nous avons utilisé un interféromètre à bras séparés utilisant un jet supersonique d'atomes de lithium pour étudier les déphasages géométriques de He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher, les battements, la décohérence d'onde de matière, et des mesures de polarisabilités électriques dynamiques. Ces expériences seront présentées dans le chapitre 3.

Depuis 2015, l'équipe que je dirige se concentre sur l'étude d'interféromètres atomiques utilisant des condensats de Bose-Einstein manipulés par des réseaux optiques. Je supervise deux dispositifs expérimentaux. Le premier dispositif s'intéresse aux interféromètres à très grande séparation spatiale. Ces interféromètres sont envisagés en physique fondamentale pour des tests de la physique quantique et ses relation avec la gravitation, la neutralité de la matière ou des modèles d'énergie et de matière noire. Le dispositif que nous développons permet une nouvelle approche pour effectuer ces tests en utilisant des déphasages géométriques. Le second vise à développer des sources de condensat de Bose-Einstein sur puce, dans la perspective de missions spatiales utilisant des atomes froids.

La figure 1.1 résume les différents dispositifs expérimentaux sur lesquels j'ai travaillé depuis mon recrutement à Toulouse, les contrats de recherche associés et les étudiants en thèse que j'ai encadrés. En septembre 2016, Baptiste Allard a été recruté comme maître de conférences dans l'équipe. Nous assumons collectivement l'animation scientifique de l'équipe.

Le manuscrit comporte quatre chapitres en plus de cette présentation générale. Le chapitre 2 donne un aperçu historique du domaine et présente les notions élémentaires d'interférométrie atomique. Le chapitre 3 présente les résultats obtenus avec l'interféromètre lithium. Le chapitre 4 présente le développement du nouvel interféromètre et les perspectives en terme de performances limites ainsi qu'un certain nombre d'applications en particulier concernant le test de neutralité de la matière. Je présente également les développements technologiques de sources d'atomes ultra-froids sur puce que nous réalisons au laboratoire.



FIGURE 1.1 – Encadrements de doctorants, et projets de recherches.

# Chapitre 2

## Notions d'interférométrie atomique

Bazinga!

---

Sheldon Cooper

### Objectifs

Ce chapitre présente le contexte de mes recherches en interférométrie atomique. Celle-ci est apparue en 1991 et, depuis cette date elle s'est développée très rapidement grâce, en particulier, aux développements des techniques de refroidissement d'atomes qui permettent de faire des expériences absolument nouvelles. Ce chapitre introduit brièvement les notions élémentaires d'interférométrie atomique et des avancées récentes qui m'ont marquées.

### Sommaire

---

1	Principes d'interférométrie atomique . . . . .	<b>5</b>
1.1	Interféromètre à onde de matière . . . . .	5
1.2	Interféromètre atomique à deux ondes . . . . .	5
1.3	Séparatrices atomiques . . . . .	7
2	Interféromètres atomiques : applications . . . . .	<b>15</b>
2.1	Présentation rapide du domaine . . . . .	15
2.2	Interféromètres atomiques à bras séparés . . . . .	18

---

# 1 Principes d'interférométrie atomique

## 1.1 Interféromètre à onde de matière

L'interférométrie optique s'est développée durant tout le 19<sup>e</sup> siècle, avec les travaux de Young, Fresnel, Fizeau et de Michelson pour ne citer que quelques noms très célèbres. Après les travaux de N. Bohr [Bohr, 1913], L. de Broglie [De Broglie, 1924], E. Schrödinger [Schrödinger, 1926] et W. Heisenberg [Heisenberg, 1925], l'émergence de la physique quantique et l'idée d'une optique ondulatoire de la matière s'est développée très rapidement. Ces prédictions théoriques ont été confirmées trois ans plus tard pour les électrons grâce à l'observation de la diffraction électronique dans deux expériences indépendantes menées par G. P. Thomson à l'Université d'Aberdeen [Thomson, 1928] et par C. J. Davisson et L. H. Germer aux laboratoires Bell [Davisson, 1927]. En 1930, des expériences de diffraction ont été réalisées avec des atomes d'hélium par I. Estermann et O. Stern [Estermann, 1930]. Ces expériences ont contribué au développement des interféromètres à onde de matière, d'abord avec les interféromètres électroniques [Marton, 1952; Möllenstedt, 1955] et ensuite avec les interféromètres à neutrons [Rauch, 1974]. Un historique détaillé de ces développements est disponible dans le livre [Rauch, 2015].

L'interférométrie atomique doit beaucoup aux études sur la manipulation cohérente des états internes des atomes, en particulier l'excitation en champs séparés de Ramsey [Ramsey, 1950]<sup>1</sup>, ainsi qu'aux progrès réalisés dans le domaine de la spectroscopie optique et la nécessité de prendre en compte la quantification des degrés de liberté externes des atomes. Ces avancées ont donné naissance aux premiers interféromètres atomiques à la fin des années 80. Quatre expériences pionnières, toutes publiées dans la revue *Physical Review Letters* (PRL), ont marqué cette émergence. Il s'agit d'une expérience utilisant des fentes d'Young [Carnal, 1991], d'un interféromètre exploitant la diffraction par des nanoréseaux matériels d'un jet supersonique [Keith, 1991], d'un interféromètre fondé sur la diffraction Raman d'un nuage d'atomes froids [Kasevich, 1991], et enfin, un interféromètre de Ramsey-Bordé utilisant un jet thermique et la diffraction à un photon [Riehle, 1991]. Les détails de ces avancées sont disponibles dans divers ouvrages et articles de revue [Berman, 1997; Miffre, 2006a; Cronin, 2009; Tino, 2014]. Avant d'approfondir certains aspects de l'interférométrie atomique, il est intéressant de mentionner les avancées dans le domaine de l'interférométrie des ondes de matière, où des objets plus complexes, tels que des macromolécules, ont été utilisés avec succès [Fein, 2019; Brand, 2020], et contribuent notamment à la recherche soit des limites de validité de la mécanique quantique, soit des processus ultimes de décohérence des ondes de matière [Arndt, 2014].

## 1.2 Interféromètre atomique à deux ondes

La plupart des interféromètres atomiques récents présente des similitudes avec les interféromètres optiques à deux ondes (figure 2.1). Dans les deux cas, une onde incidente est séparée de manière cohérente en deux chemins par une première lame séparatrice et interfère sur une dernière lame séparatrice. Les populations dans les états de sortie dépendent de la phase dans

---

1. Cette technique a d'ailleurs été réinterprétée plus tard comme une expérience d'interférométrie atomique à part entière [Bordé, 1984].

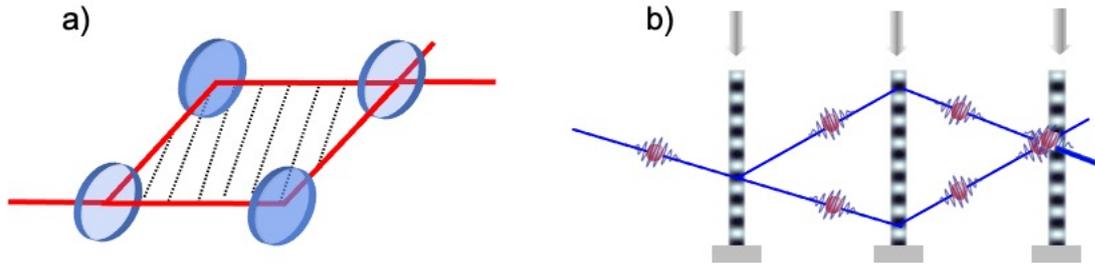


FIGURE 2.1 – Principe d'un interféromètre à deux ondes. a) En optique un faisceau laser est séparé le long de deux trajectoires, et après réflexion sur des miroirs converge sur une 2d séparatrice ce qui permet de recombinaison des faisceaux et de fermer l'interféromètre. b) Dans un interféromètre atomique, les ondes de matière sont manipulées de manière cohérente à l'aide de réseaux de diffraction (matériels ou lumineux).

chacune des trajectoires sortantes (« ports de sortie »). Dans le cas d'un interféromètre à deux ondes, la population mesurée dans une des deux sorties de l'interféromètre oscille en fonction de la phase accumulée entre les deux chemins de l'interféromètre :

$$P = P_0 [1 + V \cos(\Delta\phi)] \quad (2.1)$$

$P_0$  correspond au signal moyen détecté et  $V = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$  à la visibilité.

La mesure des populations de sortie permet de déterminer le déphasage entre les deux bras de sortie, et donc des potentiels d'interaction responsables de ce déphasage. Plusieurs approches sont disponibles pour calculer ces déphasages en fonction des potentiels d'interaction. L'approche couramment utilisée consiste à calculer le propagateur en représentation-position, en utilisant une approximation semi-classique [Bordé, 1990 ; Pippa Storey, 1994 ; Bongs, 2006]. Dans le cas de potentiels d'interaction au plus quadratique en  $r$  et  $p$ , des solutions exactes sont disponibles [Bordé, 1990 ; Antoine, 2003]. Cette approche a été incorporée dans un formalisme à cinq dimensions correspondant à la propagation dans l'espace-temps habituel plus une dimension correspondant au temps propre [Bordé, 2008]. En dépit de sa complexité, ce formalisme sur lequel C.J. Bordé a consacré ses efforts jusqu'à la fin de sa vie apporte un éclairage nouveau sur la signification des mesures d'interférométrie atomique dans le cadre de la relativité générale [Jaekel, 2013 ; Overstreet, 2023]. Par conséquent, il revêt une grande pertinence pour la compréhension des nouvelles propositions visant à explorer la relativité générale à l'aide d'interféromètres atomiques [Lamine, 2002 ; Dimopoulos, 2007 ; Zych, 2011 ; Loriani, 2019]. Ces idées sont également explorées à l'aide de descriptions basées sur l'évolution d'opérateurs, sans nécessiter de représentations particulières [Kleinert, 2015]. Au fur et à mesure des progrès dans l'exactitude des instruments, les modèles théoriques doivent intégrer des effets de plus en plus complexes à décrire exactement, tels que les effets de propagation pendant les séparatrices atomiques [Antoine, 2006], ainsi que des potentiels non-quadratiques [Bertoldi, 2019 ; Ufrecht, 2020 ; Overstreet, 2021], qui deviennent significatifs lorsque les bras de l'interféromètre sont fortement séparés.

Les interféromètres que je décris dans ce manuscrit présentent une configuration similaire à l'interféromètre de Mach-Zehnder en optique (voir Figure 2.1). Dans cette configuration, les deux bras de l'interféromètre se referment, indépendamment de la vitesse initiale, ce qui permet de travailler avec des ensembles atomiques caractérisés par une large distribution de vitesse  $\sigma_v$  (correspondant à une faible longueur de cohérence  $\xi = \frac{\hbar}{m\sigma_v}$ ). De plus, cette géométrie est robuste face à diverses perturbations, telles que les déplacements de fréquence constants, ce qui la rend intéressante pour la mesure d'effets inertiels et les mesures de potentiels d'interaction appliqués volontairement à chaque bras de l'interféromètre. Des variantes de cette configuration sont utilisées pour des mesures spécifiques comme la géométrie de Ramsey-Bordé [Bordé, 1984; Riehle, 1988; Weiss, 1994] pour les mesures de  $h/m$ , ainsi que des configurations plus avancées, comme les configurations à boucles multiples, qui suscitent un intérêt croissant en métrologie [Graham, 2016; Sidorenkov, 2020; Schubert, 2021].

### 1.3 Séparatrices atomiques

Pour réaliser une séparation cohérente des fonctions d'onde atomiques, les interféromètres atomiques ont d'abord exploité la diffraction à partir de réseaux périodiques matériels [Keith, 1991]. Bien que ces approches soient relativement simples à mettre en oeuvre et robustes, elles souffrent d'une efficacité réduite et d'un contrôle limité des états diffractés. Aujourd'hui, la plupart des expériences à vocation métrologiques utilisent des séparatrices optiques car elles présentent l'avantage d'une excellente transmission et d'un très bon contrôle de la phase. Dans ce cas, la séparation spatiale se fait par échange d'impulsion lors de l'interaction entre l'atome et le champ lumineux. La réalisation d'interféromètre à deux ondes requiert des séparatrices atomiques disposant de deux modes de sortie, dont le principe est représenté de façon schématique sur la figure 2.2, tirée de l'article de C.J. Bordé dans [Berman, 1997]. L'atome peut soit rester dans état initial  $|a, \vec{p}\rangle$  d'énergie totale  $E_a$  et d'impulsion  $\vec{p}$  soit émerger dans l'état  $|b, \vec{p} + \hbar\vec{k}\rangle$  et gagner l'énergie  $\pm\hbar\omega$  et l'impulsion  $\pm\hbar\vec{k}$  par absorption (+) ou émission stimulée (-) de photon de l'onde lumineuse. Il est possible de différencier les processus inélastiques qui couplent deux états internes différents, tels que les transitions à un photon (figure 2.3(a)) et les transitions à deux photons Raman (figure 2.3(b)), et les processus élastiques, de type transition de Bragg (figure 2.3(c)), où les états d'impulsion sont couplés sans que l'atome change d'état interne.

Les séparatrices atomiques, utilisant des transitions optiques à un photon,  $|a, p\rangle \longleftrightarrow |b, p + \hbar k\rangle$  (figure 2.3(a)), ont été implémentées dès les premières réalisations des interféromètres de Ramsey-Bordé [Bordé, 1984; Riehle, 1988]. Ces séparatrices tirent parti des oscillations de Rabi entre les deux états couplés, afin de contrôler une superposition cohérente de la forme  $\alpha |a, p\rangle + \beta |b, p + \hbar k\rangle e^{i\phi_L}$ . Une impulsion  $\pi/2$  crée une superposition équiprobable entre les deux états d'impulsion, réalisant ainsi l'équivalent de séparatrices pour les fonctions d'onde atomique, tandis qu'une impulsion  $\pi$  est utilisée pour dévier les chemins atomiques avec une probabilité idéalement de 100%, jouant ainsi le rôle de miroirs. Il est important de souligner que ces séparatrices atomiques requièrent des états de longue durée (e.g. la transition d'horloge dans le strontium 87) pour éviter les pertes liées à l'émission spontanée. De plus, ces séparatrices requièrent un contrôle rigoureux de la phase optique  $\phi_L$ , car cette phase est transférée à l'onde atomique et la

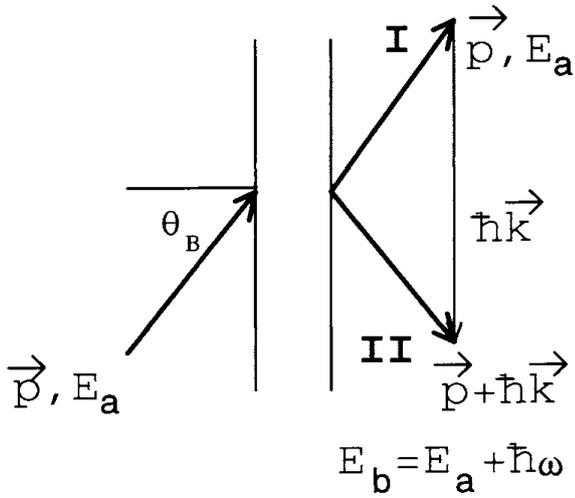


Figure 2.2 – Figure tirée de l'article de C.J. Bordé dans le livre [Berman, 1997] qui représente les échanges d'énergie et d'impulsion entre un atome et une onde lumineuse. Pour une interaction suffisamment longue la conservation de l'énergie et de l'impulsion permet de considérer deux voies de sorties (I et II). Un atome incident dans l'état initial d'énergie  $E_a$  et d'impulsion  $\vec{p}$  interagit avec une onde lumineuse. Il peut rester dans son état initial (voie I), ou gagner l'impulsion  $\hbar\vec{k}$  et l'énergie  $\hbar\omega$  par des processus d'échange avec les photons des ondes lumineuses, et émerger dans l'état II d'énergie  $E_a$  et d'impulsion  $\vec{p} + \hbar\vec{k}$ .

stabilité de cette phase, sur le temps passé dans l'interféromètre, est cruciale [Chiarotti, 2022]. Cette exigence impose l'utilisation de lasers présentant des propriétés spectrales équivalentes à celles des meilleures horloges optiques. C'est pourquoi, ces dispositifs sont souvent désignés sous le terme "clock-atom-interferometers". Les séparatrices à un photon [Hu, 2017b ; Rudolph, 2020] font l'objet d'un regain d'intérêt, notamment dans le contexte de la recherche liée à la matière noire et à la détection des ondes gravitationnelles [Badurina, 2020 ; Schlippert, 2020 ; Abe, 2021].

Pour contourner les effets indésirables liés à l'émission spontanée et atténuer la dépendance critique envers le contrôle de phase des lasers, une solution consiste à utiliser des transitions multi-photoniques entre des états internes de grande durée de vie (figure 2.3(b et c)). L'atome interagit avec deux ondes optiques contre-propageantes de vecteurs d'onde  $k_{1,2}$  qui couplent des états internes  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$  via un état intermédiaire  $|i\rangle$ . Ce processus à deux photons s'accompagne d'un échange d'impulsion avec les deux ondes progressives contre-propageantes  $\hbar(\vec{k}_1 - \vec{k}_2 \sim 2\hbar\vec{k})$ , l'état externe des atomes passant de  $|\vec{p}\rangle$  à  $|\vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ . En choisissant le désaccord des lasers par rapport à la transition optique  $\Delta$  suffisamment grand, il est possible de négliger la population dans l'état intermédiaire  $|i\rangle$ , et ainsi ramener la dynamique à un système à deux niveaux effectifs entre les niveaux de l'état fondamental  $|a, \vec{p}\rangle \longleftrightarrow |b, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ . Comme pour les transitions à un photon, nous pouvons effectuer des impulsions lasers  $\pi$  et  $\pi/2$  pour créer l'équivalent de miroirs et de séparatrices pour les ondes atomiques.

Parmi les transitions à deux photons, les transitions Raman stimulées impliquent un couplage entre deux états internes distincts. Dans le cas des alcalins, les deux états internes considérés peuvent être les deux états hyperfins du niveau fondamental. La différence de fréquence entre ces deux états est typiquement de plusieurs GHz, ce qui est nettement supérieur aux décalages associés aux effets de recul, de quelques kHz<sup>2</sup>. Par conséquent, contrairement à la diffraction de Bragg que nous discuterons, il est tout à fait possible de restreindre la dynamique du système à un modèle à deux niveaux effectifs  $|a, \vec{p}\rangle$  et  $|b, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}\rangle$ . Par ailleurs, le couplage entre les deux états d'impulsion implique une dépendance de la condition de résonance avec la vitesse des

2. La pulsation de recul  $\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m}$ , la fréquence de recul associée à la transition D2 pour le rubidium 87 vaut  $\sim 3,77$  kHz et  $\sim 63$  kHz pour le lithium 7

atomes, due à l'effet Doppler. Cette dépendance confère aux transitions Raman une sélectivité vis-à-vis de la vitesse atomique parallèle à  $\vec{k}$ , cette sélectivité est d'autant plus grande que l'impulsion laser utilisée est longue. Les impulsions d'une durée  $\tau$  se caractérisent par un spectre dont la largeur est proportionnelle à  $\tau^{-1}$ . Ces impulsions peuvent induire des transitions Raman efficaces pour des classes de vitesses initiales d'autant plus grandes que  $\tau^{-1}$  augmente. Ainsi, la réalisation d'une transition Raman résonante devient envisageable pour une distribution de vitesses dont la largeur équivaut à plusieurs fois la vitesse de recul, notée  $v_r = \hbar k/m$ . De plus, les transitions Raman offrent l'avantage que l'onde transmise et l'onde diffractée ne sont pas dans le même état interne : une détection sélective en état interne permet de séparer les voies de sortie d'un interféromètre atomique en éliminant la nécessité d'avoir des nuages d'atomes spatialement séparés. Actuellement, les transitions Raman sont largement utilisées dans le domaine de l'interférométrie atomique pour des mesures de haute précision [Gauguet, 2009 ; Hu, 2013 ; Rosi, 2014 ; Fang, 2016 ; Freier, 2016 ; Morel, 2020].

Le principe des transitions de Bragg est similaire aux transitions Raman. La principale distinction réside dans le fait que les états d'impulsion sont couplés sans changement de l'état interne des atomes, comme illustré dans la figure 2.3(c). Par conséquent, pour satisfaire la condition de résonance, il est nécessaire d'ajuster la différence de fréquence entre les deux ondes à des multiples de la fréquence de recul  $\omega_r/(2\pi)$  (quelques kHz). Ce réglage peut être effectué au moyen d'un seul laser associé à des modulateurs acousto-optiques (AOM) (cf. chapitre 4), ou en inclinant l'onde stationnaire par rapport à la trajectoire atomique, afin d'induire un effet Doppler compensant le désaccord lié au recul. Cet angle d'inclinaison est ce que l'on appelle l'angle de Bragg, comme expliqué dans le chapitre 3. En outre, une particularité de la diffraction de Bragg est de permettre le couplage avec des ordres de diffraction supérieurs, associés à des transitions à  $2n$ -photons  $|p\rangle \leftrightarrow |p + 2n\hbar k\rangle$ . Cependant, le couplage à deux photons vers l'état d'impulsion non-résonant le plus proche  $|p + 2(n+1)\hbar k\rangle$  présente un désaccord relativement faible de  $\delta_{n+1} \sim 4(n+1)\omega_r$  (cf. figure 2.4(a)). Par conséquent, pour limiter la population dans les ordres de diffraction non souhaités, il faut que la largeur spectrale de la transition soit nettement inférieure à  $4\omega_r$ . Il est donc impératif de disposer d'une source d'atomes présentant une distribution en vitesse avec une largeur inférieure à  $v_r$  pour sélectionner un unique ordre de diffraction. Cette condition est également essentielle pour faciliter la séparation spatiale des ports de sortie, nécessaire à la détection des franges d'interférence puisque, l'état interne étant inchangé, il n'est plus possible de distinguer les états de sortie autrement que par leur impulsion. Malgré ces contraintes, la diffraction de Bragg présente des caractéristiques intéressantes pour l'interférométrie atomique. Les atomes se propagent dans le même état interne, ce qui est essentiel pour certaines mesures de propriétés atomiques [Décamps, 2020] qui ne peuvent pas être réalisées par spectroscopie, ainsi que pour des mesures de phases géométriques de type Aharonov-Bohm (chapitre 3). De plus, la diffraction de Bragg d'ordre élevé permet d'augmenter la séparation entre les bras de l'interféromètre, améliorant ainsi la sensibilité des capteurs inertiels. En outre, comme nous le verrons dans le chapitre 4, la diffraction de Bragg est particulièrement adaptée à des transferts d'impulsion encore plus importants, basés sur l'utilisation de séquences de plusieurs impulsions de Bragg.

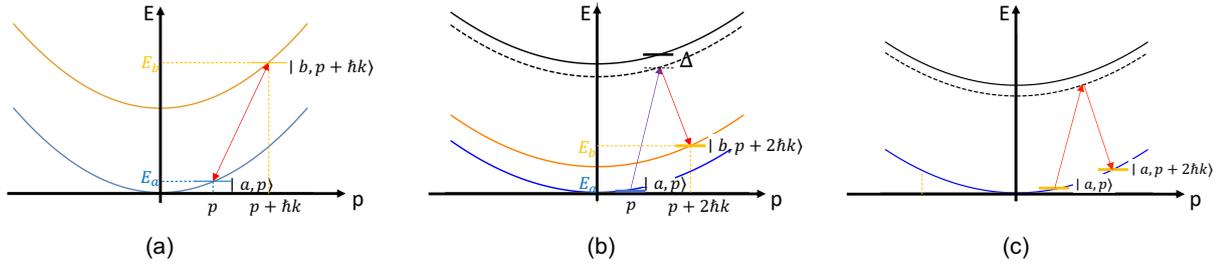


FIGURE 2.3 – (a) Diagrammes Énergie-Impulsion correspondant à une transition à un photon entre deux niveaux (a), une transition Raman (b), et une transition de Bragg (c).

**Diffraction par un réseau optique dans le régime de quasi-Bragg.** La diffraction d'un atome par un réseau optique formé par une onde stationnaire lumineuse a fait l'objet de nombreuses études théoriques. Une introduction à ce sujet est disponible dans [Meystre, 2001]. Une description adaptée à la configuration expérimentale du chapitre 3 se trouve dans la thèse de S. Lepoutre [Lepoutre, 2011]. Les thèses de M. Bordoux [Bordoux, 2019] et A. Béguin [Béguin, 2023] abordent également la diffraction de Bragg, mais dans le contexte d'une expérience impliquant des atomes ultra-froids, décrite au chapitre 4. Dans la suite du manuscrit, je présente brièvement les éléments utilisés dans la suite de ce manuscrit.

Le réseau optique est constitué de deux faisceaux contre-propageants, caractérisés dans le référentiel du laboratoire par leur pulsation ( $\omega_{1,2}$ ), leur vecteur d'onde ( $\vec{k}_{1,2}$ ) sensiblement opposés  $\vec{k}_1 \sim -\vec{k}_2$ , et une phase ( $\phi_{1,2}$ ) (voir figure 2.4). La différence de fréquence entre ces faisceaux est notée  $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ , et le vecteur d'onde moyen est défini comme  $k = (k_1 + k_2)/2$ . Lorsque ces deux ondes se superposent, elles forment une onde quasi-stationnaire se déplaçant à la vitesse  $v = \delta\omega/2k$  par rapport au référentiel du laboratoire.

Dans nos configurations expérimentales, le laser est fortement désaccordé par rapport aux fréquences des transitions atomiques, ce qui permet une élimination adiabatique de l'état excité. L'interaction entre l'atome et la lumière se réduit alors à un déplacement lumineux, proportionnel à l'intensité lumineuse. Cela conduit à un potentiel d'interaction de la forme  $2\hbar\Omega(t) \sin^2(kz - \phi(t)/2)$ , où  $\Omega(t)$  représente la pulsation de Rabi à deux photons. L'hamiltonien décrivant l'évolution de l'atome est la somme d'un terme d'énergie cinétique, du potentiel lumineux associé à l'onde stationnaire, ainsi que d'un terme Doppler correspondant à la vitesse relative entre le réseau optique et l'atome, notée  $\tilde{v}$ .

$$H = \frac{\hat{p}^2}{2M} - \tilde{v}\hat{p} - \frac{\hbar\Omega(t)}{2} \left( e^{2ik\hat{z}} + e^{-2ik\hat{z}} \right) \quad (2.2)$$

Les opérateurs  $e^{\pm 2ik\hat{z}}$  couplent des états d'impulsion qui diffèrent de  $2\hbar k$ . Le potentiel périodique peut ainsi être interprété comme un processus à deux photons, dans lequel un photon est absorbé dans une onde progressive et réémis par émission stimulée dans l'autre onde, résultant en un transfert d'impulsion de  $2\hbar k$ . Ce processus à deux photons peut se reproduire  $n$  fois, transférant ainsi  $2n$  impulsions de photon, correspondant à des ordres de diffraction plus élevés, comme illustré dans la figure 2.4. En raison de la périodicité de l'hamiltonien, il est possible de développer

la fonction d'onde en utilisant les ondes planes  $\{|2l\hbar k\rangle\}$ . Dans cette base, l'hamiltonien  $H(t)$  prend la forme d'une matrice tridiagonale :

$$H(t) = 4\hbar\omega_r \begin{pmatrix} \delta_{-m} & \gamma(t) & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \gamma(t)^* & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \delta_n & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \gamma(t) \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & \gamma(t)^* & \delta_{n+m} \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

où  $\omega_r$  est la fréquence de recul à un photon,  $\gamma(t) = \frac{\Omega(t)}{8\omega_r}$  correspond à la fréquence de Rabi à deux photons adimensionnée. Les termes diagonaux  $\delta_l(t) = l^2 + l\tilde{v}/v_r$  dépendent de l'énergie cinétique en  $l^2$  et de la vitesse  $\tilde{v}(t)$  du réseau par rapport aux atomes en chute libre (en unités de  $v_r = \hbar k/m$ ) :

$$\tilde{v}(t) = \frac{\delta\omega}{4\omega_r} + \frac{v_a(t)}{v_r} \quad (2.4)$$

$v_a$  est la projection de la vitesse de l'atome sur la direction du réseau dans le référentiel du laboratoire. Lorsque  $\delta\omega = 4n\omega_r + 2kv_a$ , le terme diagonal  $\delta_n$  s'annule, définissant ainsi la condition de Bragg à l'ordre  $n$  pour une vitesse  $v_a$  donnée. Dans le chapitre 3, le réseau optique est stationnaire ( $\delta\omega = 0$ ) dans le référentiel du laboratoire, et l'on considère des atomes dont la vitesse  $\vec{v}$  forme un angle  $\theta$  par rapport à la normale du réseau optique (figure 2.4(b)). La condition de Bragg se réécrit alors comme  $4n\omega_r + 2\vec{k} \cdot \vec{v} = 4n\omega_r - 2kv \sin \theta_B$ , ce qui nous permet de retrouver l'angle de Bragg d'ordre  $n$  associé à une longueur d'onde  $\lambda_{dB} = h/mv$  et un réseau de période  $\lambda/2$ .

$$\sin \theta_B^{(n)} = n \frac{\lambda_{dB}}{\lambda} \quad (2.5)$$

Dans le chapitre 4, le réseau optique est vertical, et les atomes sont en chute libre (figure 2.4(c)). Par conséquent, une rampe de fréquence dépendante du temps  $\delta\omega(t) = 4n\omega_r + 2kv_0 - 2kgt$  est ajustée pour compenser l'accélération due à la gravité et maintenir la condition de Bragg.

L'équation de Schrödinger correspondante donne lieu à un système d'équations différentielles, pour lequel il existe des solutions approchées, en particulier pour les formes d'impulsion rectangulaires de l'amplitude du réseau. Deux cas extrêmes sont largement discutés dans la littérature [Champenois, 2001a]. Le premier cas correspond à des temps d'interaction suffisamment courts pour négliger la dynamique des états externes, c'est-à-dire pour des temps d'interaction courts comparés à la période d'oscillation du potentiel optique ( $\tau < (8\omega_r\sqrt{\gamma})^{-1}$ ). Cette approximation correspond à l'approximation de Raman-Nath [Raman, 1936], initialement introduite pour la diffraction de la lumière par des ondes acoustiques. Dans cette approximation, la dégénérescence des états d'impulsion donne lieu à un phénomène de diffraction multi-ordres, ce qui diminue a priori l'intérêt de ce mode de diffraction pour les séparatrices atomiques.

Le second cas concerne la diffraction dans le régime de Bragg, qui se produit lors de l'inter-

action avec un potentiel de faible amplitude  $|\gamma| \ll 1$ . Dans ce régime perturbatif, la population des états d'impulsion non résonants est négligeable, ce qui conduit à un système vraiment à deux niveaux effectifs, et donne lieu à des oscillations de Rabi caractérisées par une pulsation de Rabi effective  $\Omega_{\text{eff}}$ . Pour respecter l'approximation de Bragg, il faut que la largeur spectrale de la transition à deux photons  $\sim \Omega$  soit suffisamment faible pour ne pas adresser d'états non-résonants (*i.e.* autres que les deux états de Bragg)  $\Omega \ll \delta_{n+1} = 4(n+1)\omega_r$ , or la durée d'une impulsion  $\pi$  à l'ordre  $n$  croît très rapidement à puissance laser constante. Par conséquent, le régime de Bragg à ordre élevé requiert des durées d'impulsions très longues avec un intérêt pratique limité. Le régime de Bragg est néanmoins très intéressant à l'ordre  $n = 1$ , comme nous le verrons avec les expériences décrites dans le chapitre 3.

Nous nous intéressons donc à un régime intermédiaire appelé le régime de quasi-Bragg. Ce régime a montré une grande efficacité de diffraction pour des ordres élevés avec des paramètres accessibles expérimentalement [Keller, 1999; Jansen, 2007; Müller, 2008]. Le régime de quasi-Bragg se produit lorsque le potentiel est allumé et éteint de manière adiabatique. Comme dans le régime de Bragg, deux états d'impulsion sont principalement peuplés à la fin de l'interaction. Cependant, à la différence de la diffraction de Bragg, pendant l'interaction, il se produit une dynamique complexe entre les états d'impulsions proches des deux états de Bragg.

Nous étudions cette dynamique en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger à partir du hamiltonien (2.3). Nous utilisons une impulsion gaussienne de l'amplitude du réseau :

$$\gamma(t) = \gamma_{\text{max}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.6)$$

où  $\sigma$  décrit la durée de l'impulsion gaussienne (demi-durée à  $1/\sqrt{e}$ ) et  $\gamma_{\text{max}} = \Omega_{\text{max}}/(8\omega_r)$  où  $\Omega_{\text{max}}$  est la valeur maximale de la pulsation de Rabi à 2 photons. La propagation numérique est effectuée sur une fenêtre temporelle de  $10\sigma$  centrée sur l'impulsion laser.

La figure 2.5 montre l'évolution des populations dans les deux états résonants (*états de Bragg*), ainsi que dans les états voisins d'impulsions, à l'issue de l'impulsion gaussien. Sur cette figure on trace également l'évolution des populations en faisant l'hypothèse d'un système à deux niveaux effectifs. Nous avons mis en évidence deux sous-régimes d'interaction : i) celui des interactions courtes (IC) pour lequel la population dans les états non-voulus (pertes non-adiabatiques) est non-négligeable, et ii) le régime des interactions longues (IL), pour lequel les populations dans les états non-voulus deviennent négligeables, permettant de retrouver un régime dans lequel, à la fin de l'impulsion, les populations des deux états de Bragg oscillent en opposition de phase.

La diffraction de quasi-Bragg a fait l'objet d'une étude approfondie numérique et expérimentale que je présenterai au chapitre 4. Nous verrons qu'il est difficile, en pratique, de diffracter les fonctions d'onde atomique avec une bonne efficacité au delà de l'ordre  $n \sim 10$ . Pour aller au delà de ces limites il est possible d'associer la diffraction de quasi-Bragg et des méthodes d'accélération cohérente de l'atome avec un réseau optique accéléré soit continûment à la manière des oscillations de Bloch soit de façon séquentielle. L'étude d'interféromètres fondés sur ces séparatrices-LMT (LMT pour Large Momentum Transfer) est un axe de recherche sur lequel

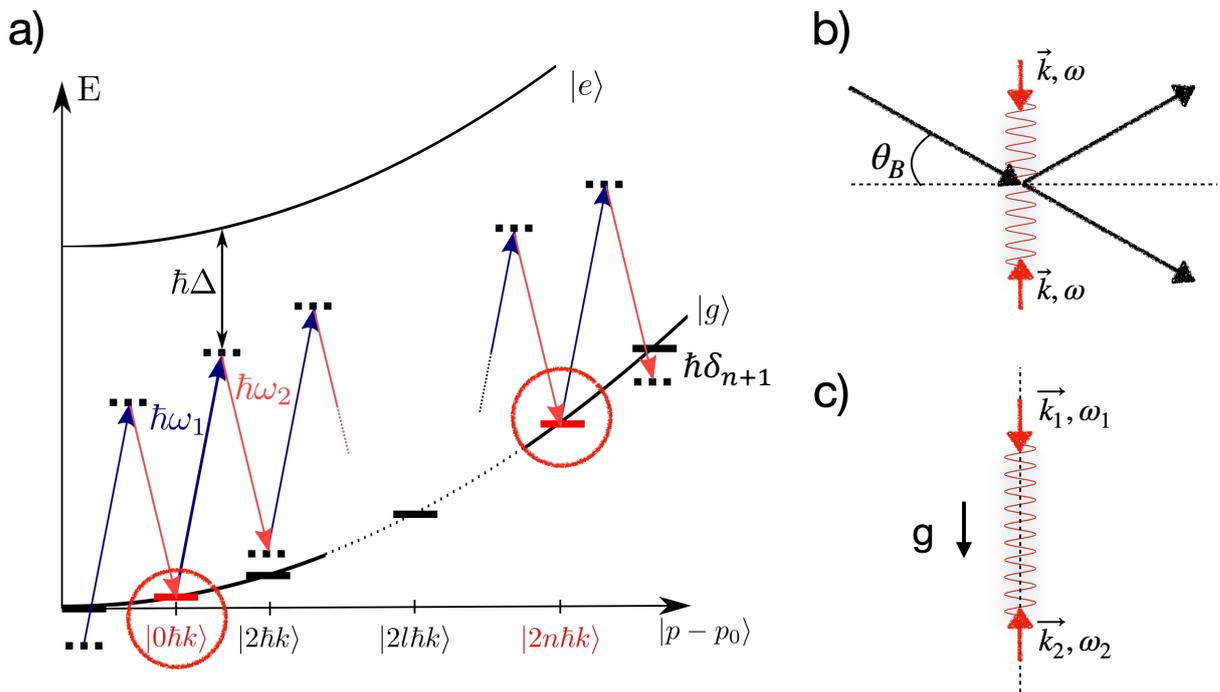


FIGURE 2.4 – a) Conservation de l'énergie et de l'impulsion dans le régime de Bragg. La diffraction de Bragg d'ordre  $n$  est un processus à  $2n$  photons permettant de coupler deux états de Bragg. b) Diffraction des atomes par une stationnaire dans le référentiel du laboratoire. La condition de résonance est adaptée en ajustant l'angle entre le réseau optique et la vitesse incidente des atomes. c) Le réseau optique vertical est formé par deux faisceaux contra-propageants. La condition de résonance est ajustée au cours de la chute libre des atomes en adaptant la différence de fréquence des atomes  $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ .

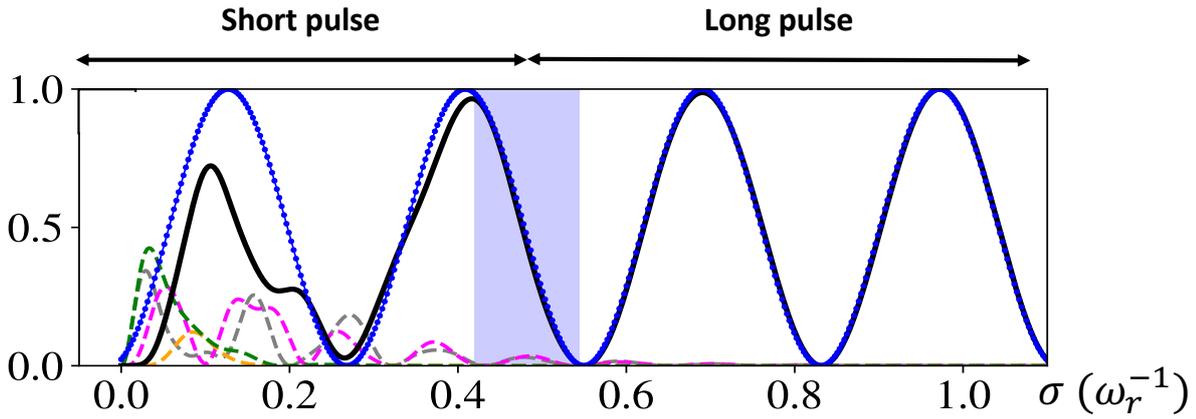


FIGURE 2.5 – Simulation numérique à l'ordre  $n = 3$  dans le régime de quasi-Bragg pour  $\gamma_{\max}$ . Évolution des populations dans les différents états d'impulsion à la fin d'une impulsion Gaussienne de durée  $\sigma$ . La courbe noire représente la population dans l'état  $|6\hbar k\rangle$  et les courbes en pointillés la population dans les états *non-voulus*. Cette population est non-négligeable dans le régime IC. En revanche, pour des temps d'interaction plus long, *i.e.* régime IL, on retrouve une dynamique d'un système à deux niveaux, les résultats de la simulation se superposent avec un calcul d'un système à deux niveaux effectifs (points bleus).

nous travaillons en ce moment, et les résultats les plus significatifs seront présentés au chapitre 4.

## 2 Interféromètres atomiques : applications

### 2.1 Présentation rapide du domaine

Les interféromètres atomiques ont joué un rôle déterminant dans de nombreuses mesures de précision au cours des deux dernières décennies, avec notamment le développement de capteurs inertiels, des mesures de la constante gravitationnelle  $G$ , de la constante de structure fine  $\alpha$ , et le test du principe d'équivalence pour n'en citer que quelques-uns.

**Capteurs inertiels.** L'idée de concevoir des capteurs inertiels au moyen d'interféromètres à ondes de matière a été introduite par J.F. Clauser dès 1988 [Clauser, 1988]. Les atomes, isolés des perturbations électromagnétiques environnantes, servent de référence inertielle. Les accélérations et les rotations de l'interféromètre entraînent un déplacement des fronts d'onde laser par rapport aux atomes. Ces déplacements induisent des déphasages  $\vec{k} \cdot \vec{r}(t)$  de la fonction d'onde de l'atome au cours du processus de diffraction, qui se manifestent par un déphasage mesurable en sortie de l'interféromètre. Ces déphasages inertiels valent  $\vec{k} \cdot \vec{a} T^2$  pour les accélérations et  $\vec{k}(\vec{v} \times \vec{\Omega} T^2)$  pour les rotations.

Depuis plus de vingt ans, d'importants efforts ont été déployés afin d'utiliser cette sensibilité remarquable pour développer des capteurs, avec des applications en géophysique et en navigation inertielle. En gravimétrie absolue, la sensibilité<sup>3</sup> des meilleurs interféromètres atomiques de laboratoire [Gillot, 2014b; Freier, 2016] est d'environ  $50 \text{ nm.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$  et  $0.7 \text{ nm.s}^{-2}$  à  $10^4 \text{ s}$ , elle est désormais compétitive par rapport aux dispositifs classiques, tels que les interféromètres optiques à coin de cube [Niebauer, 1995]. La sensibilité des interféromètres atomiques est moins bonne que celle des meilleurs gravimètres relatifs, tels que les gravimètres supraconducteurs (environ  $0.1 \text{ nm.s}^{-2}$  à  $200 \text{ s}$ ) [Merlet, 2021]. Cependant, ces derniers présentent un biais variable dans le temps et nécessitent des étalonnages réguliers par des gravimètres absolus [Merlet, 2021]. Les gravimètres atomiques les plus performants atteignent des niveaux d'exactitude de l'ordre de  $20 \text{ nm.s}^{-2}$  [Karcher, 2018]. La maturité de cette technologie a désormais atteint un stade permettant la disponibilité de produits commerciaux affichant une sensibilité d'environ  $750 \text{ nm.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$  et une exactitude de  $100 \text{ nm.s}^{-2}$  [Ménoret, 2018]. La limitation de la sensibilité de ces mesures est principalement due aux vibrations.

Les mesures différentielles de déphasage d'interféromètres atomiques, séparés spatialement mais partageant des faisceaux laser communs, offrent la possibilité d'effectuer des mesures du gradient de gravité avec une sensibilité dépassant les limitations induites par le bruit de vibration pour chaque interféromètre, grâce à la réjection du bruit en mode commun dans les mesures différentielles. Des dispositifs ont été étudiés en laboratoire, avec des configurations aussi bien horizontales que verticales, présentant des dimensions de l'ordre du mètre, pour mesurer les variations locales du potentiel gravitationnel [Fixler, 2007; Sorrentino, 2014; Duan, 2014; Biedermann, 2015]. La sensibilité de ces instruments ( $\propto \sigma_\phi/(kT^2)$ ) est limitée par le bruit de projection quantique  $\sigma_\phi = (V\sqrt{N})^{-1}$  ( $N$  est le nombre d'atome détecté et  $V$  la visibilité

3. Il est nécessaire de différencier la sensibilité, représentant la plus petite valeur mesurable dans un intervalle de temps déterminé, de l'exactitude, qui traduit l'incertitude associée à la grandeur mesurée.

des franges), ce qui justifie le développement de techniques pour augmenter le facteur d'échelle  $kT^2$  des interféromètres par exemple en utilisant des séparatrices LMT (augmentation de  $k$ ), ou de grands temps d'interrogations (augmentation de  $T$ ), ainsi que la mise en place de détection sous le bruit de projection quantique<sup>4</sup>. Des longueurs de base considérablement plus étendues sont envisagées, que ce soit dans le cadre de missions spatiales [Aguilera, 2014; Lévêque, 2022; Chiow, 2015] ou au sein d'infrastructures de recherche de type "grands instruments" [Canuel, 2018; Badurina, 2020; Zhan, 2020; Schlippert, 2020; Abe, 2021]. Les mesures précises des gradients de gravité à ces échelles présentent de nombreuses applications en géodésie, en hydrologie et en physique fondamentale.

Les interféromètres atomiques sont aussi envisagés comme gyromètres. La sensibilité aux rotations découle du déphasage Sagnac donné par  $\Delta\phi = \frac{2AE}{\hbar c^2}\Omega$  [Anandan, 1981; Bordé, 2002; Gauguet, 2014]. Dans cette équation,  $A$  représente l'aire de l'interféromètre,  $\Omega$  la vitesse de rotation par rapport à un référentiel inertiel, et  $E$  l'énergie totale associée à une particule de l'onde. Pour une onde de matière se propageant à des vitesses  $v \ll c$ , l'énergie est principalement donnée par  $E \sim mc^2$ , tandis que pour des ondes électromagnétiques,  $E = \hbar\omega$ . Par conséquent, le gain potentiel en sensibilité d'un gyromètre à ondes de matière par rapport à un gyromètre optique, avec une aire équivalente et un rapport signal sur bruit comparable, est d'environ  $10^{11}$ . Cependant, il faut nuancer cette affirmation, car le rapport signal sur bruit et l'aire des interféromètres atomiques demeurent nettement plus faibles que ceux des interféromètres optiques. Les gyromètres atomiques ont démontré des sensibilités à court terme de l'ordre de quelques nrad/s.Hz<sup>-1/2</sup> en utilisant des jets atomiques [Gustavson, 2000]. Par ailleurs, les gyromètres exploitant des atomes froids ont atteint des sensibilités de l'ordre de  $10^{-10}$  rad/s (évaluées avec la variance d'Allan à  $10^4$  s), grâce à un très bon contrôle des dérives instrumentales [Savoie, 2018]. Cependant, leur mise en oeuvre s'avère plus complexe que celle des accéléromètres, et des développements importants en laboratoire sont encore nécessaires pour leur utilisation en navigation. Néanmoins, l'exactitude des gyromètres atomiques obtenue en laboratoire ouvre de nouvelles perspectives en géophysique [Gautier, 2022], notamment pour la mesure de paramètres jusqu'ici inaccessibles à l'expérience, tels que les fluctuations de la direction de l'axe de rotation de la Terre sur des échelles de temps relativement courtes (quelques heures).

**Détermination de constantes fondamentales.** Les interféromètres atomiques sont également utilisés pour des mesures de la constante gravitationnelle,  $G$ , et la constante de structure fine,  $\alpha$ .

La détermination de la constante gravitationnelle  $G$  s'effectue en mesurant les changements du gradient gravité induits par les déplacements de grosses masses le long de deux interféromètres atomiques formant un gradiomètre [Fixler, 2007]. Les meilleures mesures réalisées avec cette méthode ont permis de déterminer la constante gravitationnelle  $G$  avec une incertitude relative de  $10^{-4}$  [Rosi, 2014], ce qui est comparable aux méthodes classiques utilisant des balances de torsion [Quinn, 2000]. La constante gravitationnelle  $G$  est la constante fondamentale la moins bien déterminée, et différentes séries de mesures ont abouti à des résultats contradictoires

---

4. Le lecteur intéressé trouvera de nombreuses références dans la revue récente [Szigeti, 2021]

[Quinn, 2013]. En métrologie, il est toujours extrêmement intéressant de bénéficier de méthodes de mesure variées pour une même grandeur. C’est pourquoi les mesures réalisées par interférométrie atomique, avec des effets systématiques distincts par rapport aux autres expériences sont essentielles.

La mesure de la constante de structure fine  $\alpha$  par interférométrie atomique repose sur la mesure de la vitesse de recul ( $v_r = \hbar k/m$ ) d’un atome [Wicht, 2002]. Cette mesure permet d’obtenir le rapport  $h/m$ , et par conséquent  $\alpha$ , grâce à la relation :

$$\alpha^2 = 2 \frac{R_\infty}{c} \frac{m}{m_e} \frac{h}{m} \quad (2.7)$$

La constante de Rydberg  $R_\infty$  est déterminée avec une incertitude relative de  $1.9 \times 10^{-12}$  à partir de la spectroscopie de l’hydrogène [Mohr, 2016]. Le rapport entre la masse  $m$  d’un atome de rubidium et celle de l’électron  $m_e$  est connu à  $\sim 7 \times 10^{-11}$  [Mount, 2010]. La mesure de  $h/m$  est réalisée avec un interféromètre atomique de Ramsey-Bordé dont le déphasage dépend d’une contribution à l’énergie cinétique supplémentaire liée aux reculs de photons échangés avec les atomes. Les mesures récentes de  $h/m$  permettent de déterminer la constante de structure-fine  $\alpha$  avec une incertitude relative au niveau de  $10^{-10}$  [Parker, 2016; Morel, 2020], ce qui est comparable aux meilleurs résultats existants, obtenus à partir de la mesure du moment magnétique anormal de l’électron [Aoyama, 2012; Fan, 2023]. Les mesures par interférométrie atomique contribuent désormais à la détermination de la valeur de  $\alpha$  du CODATA [Tiesinga, 2021]. Par ailleurs, la comparaison de ces deux résultats peut être considérée comme un contrôle des calculs de QED et plus généralement comme un test du modèle standard de la physique des particules [Parker, 2016; Morel, 2020].

**Tests de la gravitation.** Parmi les tests fondamentaux envisagés avec des interféromètres atomiques, les tests de la gravitation jouent un rôle essentiel, et contribuent à une meilleure compréhension des liens entre la gravitation et la théorie quantique. Les recherches sur la validité du principe d’équivalence faible d’Einstein par interférométrie atomique ont suscité de nombreux développements expérimentaux [Fray, 2004; Bonnin, 2013; Schlippert, 2014; Tarallo, 2014; Asenbaum, 2020; Zhou, 2021; Barrett, 2022] et théoriques [Göklü, 2008; Kostelecký, 2011; Dammour, 2012; Altschul, 2015; Battelier, 2021]. Ces expériences consistent à comparer les mesures de la gravité locale à l’aide d’un gravimètre atomique, en utilisant soit deux isotopes d’une même espèce atomique, soit deux espèces atomiques distinctes. La limite la plus contraignante obtenue par interférométrie atomique correspond à un paramètre d’Eötvös<sup>5</sup>  $\eta < 10^{-12}$ . Elle a été établie en comparant la chute libre des isotopes stables du rubidium [Asenbaum, 2020]. Des expériences en cours de développement [Dimopoulos, 2008] proposent de surpasser, les meilleurs tests classiques basés sur des dispositifs tels que les expériences de balance de torsion [Schlamminger, 2008] ( $\eta < 10^{-13}$ ) ou la mission spatiale Microscope utilisant des accéléromètres classiques en chute libre [Touboul, 2017] ( $\eta < 10^{-14}$ ).

5. Les tests du principe d’équivalence faible sont souvent caractérisés par le paramètre Eötvös  $\eta$ , qui correspond à l’accélération relative des masses d’essai divisée par l’accélération moyenne entre les masses dans le champ gravitationnel.

En parallèle des expériences dédiées à la validation de l'universalité de la chute libre, des études théoriques ont montré la faisabilité de mesurer des effets de la relativité générale en laboratoire, tels que l'effet Lense-Thirring [Jentsch, 2004], ou la mesure de paramètres PPN [Dimopoulos, 2008]. Malgré leur faible amplitude, certains effets semblent accessibles aux interféromètres "géants" actuellement en cours de développement [Dimopoulos, 2007], lesquels atteignent plusieurs mètres de hauteur. Ces dispositifs sont également envisagés pour étudier les implications de la dilatation du temps, avec des superpositions quantiques explorant des potentiels gravitationnels différents sur chacun des bras de l'interféromètre [Zych, 2011 ; Greenberger, 2012]. Par ailleurs, d'importants travaux sont actuellement entrepris afin d'évaluer la capacité des interféromètres atomiques à détecter les ondes gravitationnelles [Dimopoulos, 2008 ; Canuel, 2018 ; Badurina, 2020 ; Zhan, 2020 ; Schlippert, 2020 ; Abe, 2021] ou des manifestations de matière noire [Geraci, 2016 ; Arvanitaki, 2018 ; Du, 2022].

## 2.2 Interféromètres atomiques à bras séparés

L'une des particularités des interféromètres discutés dans ce manuscrit réside dans la distance significative qui sépare les bras de l'interféromètre. Cette caractéristique permet la mise en place contrôlée de perturbations sur un bras de l'interféromètre. Par la suite, nous désignerons sous le terme "interféromètres à bras séparés" les expériences qui exploitent directement cette possibilité.

La distance entre les bras d'un interféromètre à onde de matière  $\Delta z$ , est donnée par :

$$\Delta z \propto \frac{n\hbar k_G T}{m} \quad (2.8)$$

Dans cette équation,  $k_G$  représente le vecteur du réseau réciproque,  $m$  la masse de la particule, et  $T$  le temps de propagation libre entre la séparatrice et le miroir. Pour augmenter la séparation entre les bras de l'interféromètre, il est donc avantageux d'utiliser des particules légères (e.g. neutrons, l'hélium, le lithium), d'accroître le transfert d'impulsion entre le réseau de diffraction et les particules ( $n\hbar k_G$ ), et/ou de prolonger la durée de propagation en vol libre.

Les interféromètres à neutrons exploitent la faible masse des neutrons et la possibilité de processus de diffraction très efficaces sur des réseaux matériels [Rauch, 2015]. Les séparations typiques de ces interféromètres sont de plusieurs centimètres, permettant ainsi la vérification expérimentale de nombreux effets fondamentaux en physique quantique [Danner, 2023]. Cependant, ces dispositifs sont confrontés à des limitations liées au temps de vol des neutrons (la vitesse typique des neutrons est de  $\sim 10^3 \text{m.s}^{-1}$ ) et au rapport signal/bruit (le signal détecté est de quelques neutrons par seconde).

La première expérience d'interférométrie atomique à bras séparé a été réalisée en 1991 dans l'équipe de D. Pritchard [Keith, 1991]. Cet interféromètre utilisait un jet thermique d'atomes de sodium diffractés par trois réseaux matériels. Cette configuration a permis de mesurer la polarisabilité électrique de l'atome de sodium [Ekstrom, 1995], ainsi que l'indice de réfraction des gaz pour les ondes de sodium [Schmiedmayer, 1995]. De plus, cette équipe a mené diverses études sur la décohérence induite par l'excitation laser [Chapman, 1995 ; Kokorowski, 2001]. Par la suite, l'interféromètre a été transféré à l'Université d'Arizona, où A. Cronin a réalisé

des mesures d'interaction atome-surface dans le régime de van der Waals [Perreault, 2005], de polarisabilité dynamique de différents atomes [Trubko, 2017], et des études sur la décohérence induite par les collisions [Uys, 2005].

L'utilisation de sources d'atomes ultra-froids ouvre la voie à une séparation plus grande entre les bras de l'interféromètre, favorisée par des temps de vol plus longs, et la mise en place de techniques de séparatrices à très grands transferts d'impulsion appelées séparatrices-LMT. En 2008, l'équipe dirigée par C. Sackett à l'Université de Virginie a développé un interféromètre utilisant un condensat de Bose-Einstein de rubidium, permettant une séparation de plusieurs millimètres [Burke, 2008]. Cette configuration a été utilisée pour mesurer la polarisabilité dynamique du rubidium en éclairant un seul bras avec un faisceau laser [Deissler, 2008 ; Leonard, 2017]. Plus récemment, l'équipe dirigée par M. Kasevich à l'Université de Stanford a démontré des interféromètres avec des séparations atteignant plusieurs dizaines de centimètres [Kovachy, 2015a], en utilisant une fontaine atomique de 10 mètres et des techniques de séparatrices-LMT. Cette approche a été employée pour mettre en évidence l'équivalent gravitationnel de l'effet Aharonov-Bohm scalaire [Overstreet, 2022].

Ce manuscrit présente deux expériences d'interférométrie atomique caractérisées par une large séparation spatiale entre les bras de l'interféromètre. Le chapitre 3 expose les résultats obtenus avec un interféromètre basé sur un jet de lithium. Ce dispositif a permis la mesure d'effets non-inertiels, avec des applications à l'étude de la structure des atomes, l'ingénierie des ondes de matière, et la démonstration de nouvelles phases de la famille Aharonov-Bohm. Le deuxième montage (chapitre 4), actuellement en cours de construction, repose sur l'utilisation d'un condensat de rubidium et de séparatrices LMT. Il permettra la réalisation d'interféromètres avec des séparations de plusieurs dizaines de centimètres. Les interféromètres avec de telles séparations spatiales ouvrent la voie à de nouvelles expériences avec des applications en physique fondamentale qui seront discutées au chapitre 4.

# Chapitre 3

## Interféromètre lithium à bras séparés

J'aime passionnément le mystère, parce  
que j'ai toujours l'espoir de le débrouiller.

---

C. Baudelaire

### Objectifs

Ce chapitre décrit les travaux de recherche réalisés sur l'interféromètre lithium entre 2010 et 2015. Cette expérience a été développée à partir de la fin des années 1990 par J. Vigué (DR-CNRS), M. Büchner (CR-CNRS), G. Tréneç (IR-CNRS) et sept doctorants : C. Champenois (1999), R. Delhuille (2002), A. Miffre (2005), M. Jacquey (2006), S. Lepoutre (2011), J. Gillot (2013), B. Décamps (2016). Lorsque j'ai rejoint l'équipe en 2010, le dispositif expérimental était opérationnel. Après une présentation des caractéristiques essentielles de cet interféromètre atomique, je décris les études que nous avons menées entre 2010 et 2015 avec cette expérience.

### Sommaire

1	Description de l'interféromètre lithium . . . . .	21
1.1	La source atomique . . . . .	21
1.2	Optique atomique . . . . .	22
1.3	Signal atomique . . . . .	22
2	Mesures des déphasages HMW et AC . . . . .	24
2.1	L'effet Aharonov-Bohm . . . . .	24
2.2	Les phases Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens . . . . .	27
2.3	Résultats expérimentaux . . . . .	30
2.4	Conclusions et Perspectives . . . . .	32
3	Modulation de phase d'onde de matière . . . . .	34
4	Polarisabilité électrique : Longueur d'onde d'extinction . . . . .	37
5	Déphaseur de Pancharatnam . . . . .	41
6	Conclusion et Perspectives . . . . .	43

# 1 Description de l'interféromètre lithium

La conception de l'expérience et des études détaillées du dispositif sont publiées dans les thèses de l'équipe [Champenois, 1999 ; Delhuille, 2002 ; Miffre, 2005 ; Jacquy, 2006 ; Lepoutre, 2011 ; Gillot, 2013b ; Decamps, 2016]. L'interféromètre atomique est représenté sur la figure 3.1, il est fondé sur l'utilisation d'un jet supersonique d'un mélange lithium-gaz rare. Les atomes de lithium sont diffractés dans le régime de Bragg par trois ondes lasers stationnaires horizontales séparées d'une distance  $L$ . L'interféromètre a une géométrie analogue à l'interféromètre de Mach-Zehnder en optique avec une longueur de  $2L = 1,2$  m. La vitesse moyenne du jet atomique peut être ajustée entre  $700$  et  $3400 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  en fonction du choix du gaz rare utilisé. La particularité de cette expérience réside dans la séparation suffisamment grande entre les deux bras de l'interféromètre ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) pour introduire une perturbation contrôlée sur un seul bras de l'interféromètre.

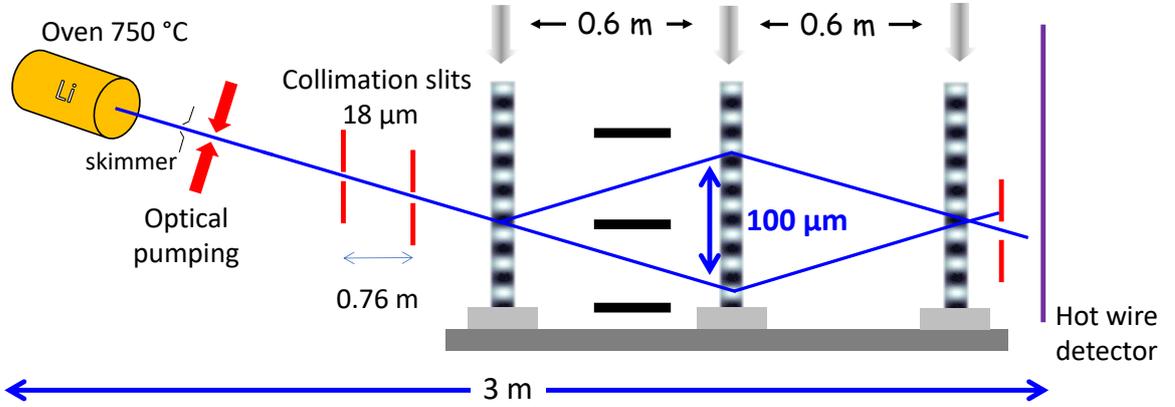


FIGURE 3.1 – Nous distinguons quatre zones : la source de lithium, la collimation du jet, l'interféromètre et la détection. L'interféromètre a une géométrie de type Mach-Zehnder avec une séparation spatiale de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ .

## 1.1 La source atomique

Le choix de l'atome de lithium est lié à sa faible masse qui lui confère une grande vitesse de recul  $v_r = \frac{\hbar k}{m} = 8,5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , facilitant ainsi la séparation spatiale des faisceaux de sortie de l'interféromètre. Par ailleurs, le lithium possède des transitions optiques intenses proche de  $\lambda_L = 671 \text{ nm}$  qui sont accessibles avec des lasers mono-fréquence. Enfin, il est possible de détecter le lithium avec une grande efficacité par ionisation sur un fil chaud.

Le jet d'atomes est créé par une expansion supersonique d'un gaz porteur mélangé avec une faible quantité de lithium. La plupart du temps le gaz porteur est de l'argon et le mélange est réalisé dans un four porté à  $1073 \text{ K}$  avec une pression d'argon de  $330 \text{ mbar}$ . Dans ces conditions, la vitesse moyenne du jet de lithium est de  $v_l = 1060 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  ce qui correspond à une longueur d'onde  $\lambda_{dB} = 56 \text{ pm}$  et un angle de Bragg  $\theta \approx 2v_r/v_l = 160 \mu\text{rad}$ . Le jet traverse ensuite un écorceur ("skimmer" en anglais) dont le rôle est de sélectionner la partie la plus intense du jet,

et de réduire la charge de gaz. Après l'écorceur, le jet est polarisé dans un sous niveau-Zeeman par pompage optique puis collimaté par deux fentes verticales de  $18\ \mu\text{m}$  de large, séparées de  $780\ \text{mm}$ . La divergence du jet est alors de  $\sim 25\ \mu\text{rad}$ <sup>1</sup>. Cette valeur est inférieure à l'angle de diffraction au premier ordre, ce qui permet la séparation spatiale des deux ports de sortie. Le flux d'atomes détecté est d'environ  $3 \times 10^4\ \text{at.s}^{-1}$ , il en résulte une brillance d'environ  $\mathcal{B} = 2 \times 10^{20}\ \text{at.s}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ .

## 1.2 Optique atomique

Les atomes de lithium interagissent successivement avec trois réseaux lumineux qui diffractent les atomes dans le régime de Bragg. Le régime de Bragg se distingue par sa capacité à coupler uniquement deux ordres de diffraction, permettant ainsi des interféromètres à deux ondes sans interféromètres parasites. Bien qu'il soit possible de réaliser de la diffraction de Bragg à des ordres de diffraction élevés, en pratique seul l'ordre 1 permet d'atteindre strictement les conditions du régime de Bragg. C'est pourquoi, les expériences présentées dans ce chapitre ont toutes été réalisées à l'ordre 1 de diffraction.

Les ondes lasers stationnaires sont réalisées avec un laser à colorant continu asservi en fréquence à  $2\ \text{GHz}$  du côté bleu de la transition  $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$  de  $^7\text{Li}$ . Le faisceau laser est acheminé au niveau de la chambre à vide. Le waist des ondes stationnaires est de  $W = 5\ \text{mm}$  et la puissance est partagée entre les trois ondes stationnaires pour obtenir des séparatrices à atomes pour les première et troisième ondes stationnaires et un miroir à atomes pour la deuxième. Les trois miroirs de rétro-réflexions utilisés pour créer les ondes stationnaires sont disposés sous vide sur un banc rigide afin de limiter les déplacements relatifs entre les miroirs. L'orientation des miroirs est contrôlée finement avec des actionneurs piézoélectriques afin d'ajuster le parallélisme des trois réseaux optiques.

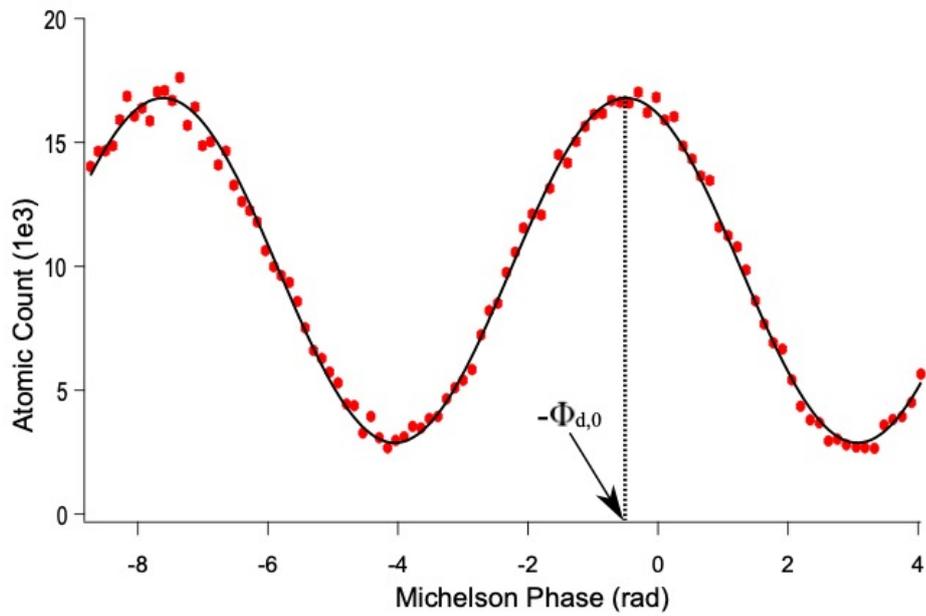
## 1.3 Signal atomique

Une fente d'environ  $50\ \mu\text{m}$  est placée à une distance  $d = 400\ \text{mm}$  après la troisième onde stationnaire afin de sélectionner une seule des voies de sortie de l'interféromètre. En effet, les deux voies de sortie de l'interféromètre ne se distinguent que par la direction de l'impulsion atomique. Une excellente séparation est essentielle, car les signaux d'interférence sur ces deux sorties sont complémentaires. Les atomes sélectionnés sont comptés par un détecteur à ionisation de surface (détecteur de Langmuir-Taylor ou détecteur à fil chaud) avec une efficacité d'environ 30%.

Les franges d'interférence atomique sont balayées en déplaçant le troisième miroir, parallèlement à lui même, avec un actionneur piézoélectrique. Pour s'affranchir de la réponse non-linéaire de l'actionneur et des déformations thermiques du support de miroir, les déplacements du miroir sont mesurés avec un interféromètre de Michelson optique. La figure 3.2 représente un signal d'interférence typique obtenu avec notre interféromètre atomique. La visibilité des franges est d'environ 80%, elle est limitée principalement par les vibrations des miroirs qui induisent un

---

1. la collimation transverse est associée à une dispersion en vitesse  $\sigma_v \sim 0.3v_{rec}$



**(a) Interferometric signal**

FIGURE 3.2 – Franges d'interférence en fonction de la phase de l'interféromètre de Michelson (à 633 nm) mesurant le déplacement du miroir formant la troisième onde stationnaire. Chaque point correspond au signal détecté, intégré pendant 1s. Les franges ont une visibilité de 71% et le flux moyen d'atomes détectés est de quelques  $10^4$  atomes/s.

bruit de phase interférométrique. La sensibilité en phase est de l'ordre de  $20 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ , limitée par le bruit de grenaille ("shot noise") lors du comptage des atomes et le bruit de vibrations.

La plupart des expériences que je présenterai permettent de s'affranchir des dérives de phase à l'aide de mesures différentielles. Nous atteignons ainsi une incertitude statistique de l'ordre du mrad après plusieurs minutes de mesure.

Interféromètre lithium		
Fonctions	Propriétés	Valeurs ( $\sim$ )
Source atomique	vitesse longitudinale	$1000 \text{ m.s}^{-1}$
	dispersion en vitesse long.	$150 \text{ m.s}^{-1}$
	flux atomes utiles	$5 - 10 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$
Séparatrice	angle de diffraction	$\theta = n \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_L} = 160 \text{ } \mu\text{rad}$
	ordre de diffraction	$n = 1$
	transfert de vitesse de recul	$2v_r = 17 \text{ cm/s}$
Interféromètre	dimension	$2L = 1,2 \text{ m}$
	durée	$2T \sim 1 \text{ ms}$
	aire	$A = 0,6 \text{ cm}^2$
	facteur d'échelle $2nkT^2$	$2nkT^2 \sim 2 \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$
	séparation max	$d \sim 100 \text{ } \mu\text{m}$
Détection	efficacité	30 %
	rapport signal/bruit détection à 1 s	100
	sensibilité en phase	$20 \text{ mradHz}^{-1/2}$

TABLE 3.1 – Résumé des caractéristiques de l'interféromètre lithium. L'interféromètre a une géométrie type Mach-Zehnder, spatiale dans le plan horizontal.

Ce dispositif a permis de mener des études d'intérêt métrologique comme la polarisabilité électrique du lithium [Miffre, 2006b], ou la longueur d'onde d'extinction [Décamps, 2020]. Des études des propriétés collisionnelles ont été réalisées via la mesure d'indice de réfraction des ondes de matière [Jacquey, 2007] ou atomes-surface [Lepoutre, 2009], ou plus fondamentales en physique quantique comme la première mesure de la phase géométrique de He-McKellar-Wilkens (HMW) [Lepoutre, 2012 ; Gillot, 2013a]. Dans les sections suivantes, je décris les mesures réalisées auxquelles j'ai participé entre 2010 et 2015.

## 2 Mesures des déphasages HMW et AC

L'étude des déphasages He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher a constitué l'axe principal de recherche sur cette expérience entre 2010 et 2013. Ces phases géométriques sont de la même famille que la phase vectorielle de Aharonov-Bohm.

### 2.1 L'effet Aharonov-Bohm

**Qu'est-ce que l'effet Aharonov-Bohm ?** En physique classique, la dynamique d'une particule chargée est affectée par un champ magnétique uniquement si elle se déplace dans une région où le champ est non nul. En physique quantique, l'effet Aharonov-Bohm apparaît lorsqu'un interféromètre est réalisé avec une particule chargée en présence d'un flux magnétique  $\Phi_0$  confiné

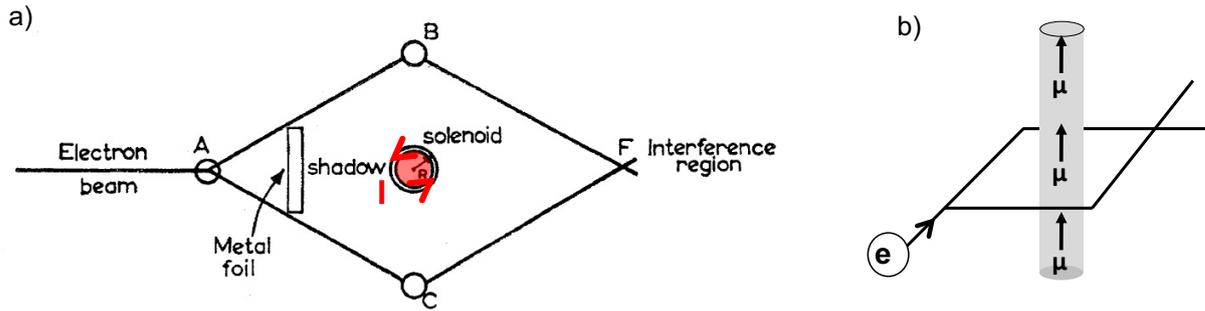


FIGURE 3.3 – Principe de l'effet Aharonov Bohm vectorielle.

dans la région entre les bras de l'interféromètre<sup>2</sup>. Cet effet se manifeste par un déphasage  $\phi_{AB}$ , observable dans le signal interférométrique, proportionnel au flux de champ magnétique et à la charge électrique  $q$ , sans qu'il y ait nécessairement un champ magnétique sur la trajectoire de la particule.

$$\phi_{AB} = \frac{q}{\hbar} \oint \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r} = \frac{q}{\hbar} \Phi_0 \quad (3.1)$$

Cet effet avait été prédit en 1949, par Ehrenberg et Siday [Ehrenberg, 1949], dans le cadre de travaux théoriques sur le développement de lentilles magnétiques pour les électrons libres. Cependant, la signification profonde de cet effet n'est apparue qu'après la discussion détaillée des effets quantiques par Aharonov et Bohm en 1959 [Aharonov, 1959]. Ils ont montré que les prédictions théoriques étaient observables avec des techniques expérimentales existantes et, surtout, ils en ont souligné les implications conceptuelles remarquables [Aharonov, 1961]. L'effet, maintenant connu sous le nom d'effet Aharonov-Bohm, a fait l'objet d'un nombre considérable de controverses et d'une vaste étude dans la littérature dont les principaux développements historiques et expérimentaux sont retracés, jusqu'en 1988 par Peshkin et Tonomura [Peshkin, 2014]. Depuis les mesures remarquables de l'effet A-B par holographie électronique [Tonomura, 1986] son existence n'est plus contestée, même s'il subsiste des discussions d'interprétation.

**Questions soulevées par l'effet A-B.** Une partie des discussions ont trait à la "signification des potentiels électromagnétiques dans la théorie quantique" initiée par Yakir Aharonov et David Bohm dans leur article fondateur [Aharonov, 1959]. En effet, bien qu'ils soient optionnels en électromagnétisme classique, les potentiels apparaissent naturellement dans l'équation de Schrödinger et il semble compliqué de les remplacer uniquement par les champs  $\vec{B}$  et  $\vec{E}$  [Aharonov, 2016]. Y. Aharonov et D. Bohm attribuent aux potentiels vecteur et scalaire une signification plus fondamentale qu'aux champs électromagnétiques. Une telle position n'est évidemment pas très satisfaisante puisque le potentiel vecteur  $\vec{A}$  peut être modifié par une transformation de jauge, et donc n'a pas de signification physique directe donnant ainsi lieu à de multiples controverses [Peshkin, 2014; Olariu, 1985].

Quelle est l'information minimale nécessaire pour décrire le couplage entre une particule

<sup>2</sup> Y. Aharonov and D. Bohm proposent également un effet lié au potentiel électrique, que nous discuterons au chapitre 4.

chargée et un champ électromagnétique ? La réponse la plus consensuelle a été proposée par Wu et Yang [Wu, 1975] en introduisant le concept de facteur de phase *non-intégrable* (i.e. ce facteur de phase dépend du chemin lorsque l'intégrale n'est pas effectuée sur un contour fermé) :

$$\exp\left(\frac{iq}{\hbar c} \oint \vec{A}(\vec{r}) d\vec{r}\right) \quad (3.2)$$

Le facteur de phase *non-intégrable* est un invariant de jauge (l'ajout d'un gradient d'un champ scalaire n'ajoute que des multiples de  $2\pi$  à la phase lorsque l'on intègre sur un chemin fermé) et représente donc une grandeur physique. Ce formalisme permet ainsi une description complète et non redondante de l'électromagnétisme. WU et al. [Wu, 1975] ont étendu le concept aux champs de jauge non abéliens et en ont proposé une interprétation géométrique en généralisant le concept de transport parallèle (voir également [Tourrenc, 1977]). En 1984, M. Berry introduit le concept de phase géométrique [Berry, 1984], en généralisant l'idée de transport parallèle d'état quantique, et montre que l'effet-AB est un cas particulier de phase géométrique.

Récemment, des études théoriques ont examiné de plus près la nature de l'effet A-B, suite aux travaux théoriques publiés par VAIDMAN [Vaidman, 2012] et KANG [Kang, 2015]. Ces recherches proposent une interprétation de l'effet A-B en recourant à des *forces locales* agissant entre la particule chargée constitutive de l'interféromètre et les charges responsables du champ magnétique, c'est-à-dire les électrons en mouvement dans le solénoïde. Bien que cette proposition présente certaines inexactitudes [Aharonov, 2015 ; Aharonov, 2016], elle a conduit à des explications de l'effet A-B mettant en avant le concept d'intrication [Marletto, 2020]. Cependant, malgré l'abondance de travaux théoriques, un consensus n'a pas encore été atteint en ce qui concerne une description microscopique détaillée de l'effet A-B [Boyer, 2002 ; Earman, 2019 ; Pearle, 2017 ; Marletto, 2020 ; Li, 2022]. L'absence de consensus laisse des éléments fondamentaux de l'effet A-B sans explications définitives, comme la possibilité d'une description invariante de jauge basée sur les champs électromagnétiques, le rôle de l'intrication, et de la non-localité [Aharonov, 2015 ; Aharonov, 2016].

D'un point de vue phénoménologique, une caractéristique essentielle de l'effet A-B est lié à son caractère non dispersif (le déphasage est indépendant de la vitesse de l'électron) pouvant être compris comme une absence de forces [Zeilinger, 1986 ; Peshkin, 1999 ; Batelaan, 2015 ; McKellar, 2016]. Les expériences de temps de vols et de diffraction électronique ont permis d'exclure la présence de forces dans ce contexte [Caprez, 2007 ; Becker, 2019]. Cependant, la preuve de la nature non dispersive de l'effet A-B n'a pas encore été établie expérimentalement, laissant des failles ("loopholes" en anglais) dans l'interprétation géométrique conventionnelle. Une autre approche pour étudier ces effets, consiste à généraliser l'effet A-B à d'autres phases partageant des propriétés géométriques similaires [Zeilinger, 1986 ; McKellar, 2014 ; McKellar, 2016 ; Marletto, 2020]. Ces phases sont liées à la propagation de particules neutres qui portent un dipôle magnétique ou électrique et qui évoluent dans un champ électromagnétique. Dans les paragraphes qui suivent, je présente notre contribution à l'étude des phases géométriques d'Aharonov-Casher et de He-McKellar-Wilkens avec notre interféromètre atomique à bras séparés.

## 2.2 Les phases Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkins

**La phase Aharonov-Casher.** En 1984, AHARONOV et al. [Aharonov, 1984] décrivent l'effet Aharonov-Bohm comme résultant du mouvement relatif entre une particule chargée,  $q$ , et d'une ligne de particules neutres avec un moment magnétiques  $\vec{\mu}$  modélisé par une boucle de courant permanent (cf. figure 3.4(a)). Ils montrent que le lagrangien de la particule chargée interagissant avec le potentiel vecteur  $\vec{A}$ , induit par le moment magnétique  $\vec{\mu}$ , s'écrit :

$$L = \frac{mv^2}{2} + \frac{MV^2}{2} + q\vec{A}(\vec{r} - \vec{R}) \cdot (\vec{v} - \vec{V}) \quad (3.3)$$

$(\vec{r}, m, \vec{v})$  et  $(\vec{R}, M, \vec{V})$  correspondent respectivement à la position, la masse, la vitesse de la particule de charge  $q$  et de la particule neutre de moment magnétique  $\vec{\mu}$ .

Nous constatons que le terme d'interaction dépend uniquement des positions et des vitesses relatives. Aharonov et Casher prédisent ainsi l'existence d'une phase géométrique en échangeant le rôle de la charge  $q$  et du moment magnétique  $\vec{\mu}$  dans l'effet A-B. Le lagrangien pour le moment magnétique  $\vec{\mu}$  à la position  $\vec{R}$  et une particule chargée en  $\vec{r}$  (immobile dans le référentiel du laboratoire) se réécrit  $L = \frac{MV^2}{2} - q\vec{A}(\vec{r} - \vec{R}) \cdot \vec{V}$ . Le formalisme classique de l'électromagnétisme permet de calculer le potentiel vecteur  $\vec{A}(\vec{r} - \vec{R})$  créé par un moment magnétique  $\vec{\mu}$  classique à la position  $\vec{R}$  [Jackson, 1999] :

$$\vec{A}(\vec{r} - \vec{R}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\vec{\mu} \times (\vec{r} - \vec{R})}{|\vec{r} - \vec{R}|^3} = -\frac{\vec{\mu} \times \vec{E}(\vec{r} - \vec{R})}{qc^2} \quad (3.4)$$

où  $\vec{E}$  est le champ électrostatique à la position  $\vec{R}$  créé par une particule chargée en  $\vec{r}$ ,  $\epsilon_0$  est la perméabilité du vide, et  $c$  la vitesse de la lumière. Le lagrangien se réécrit :

$$L = \frac{MV^2}{2} + \frac{\vec{\mu} \times \vec{E}(\vec{r} - \vec{R}) \cdot \vec{V}}{c^2} \quad (3.5)$$

Le hamiltonien de la particule neutre  $H = \frac{1}{2M}(\vec{P} - \frac{1}{c^2}\vec{\mu} \times \vec{E})^2$  se dérive à partir des transformations canoniques de la mécanique analytique  $\vec{P} = \frac{\partial L}{\partial \vec{V}} = m\vec{V} + \frac{1}{c^2}\vec{\mu} \times \vec{E}$ . Par analogie avec l'effet A-B, il est possible de définir un potentiel vecteur pour la particule neutre :

$$\vec{A} = \frac{1}{c^2}\vec{\mu} \times \vec{E} \quad (3.6)$$

Par conséquent, un déphasage géométrique analogue à l'effet A-B apparaît lorsqu'une particule neutre portant un dipôle magnétique  $\vec{\mu}$  se propage dans un interféromètre dont les bras encerclent une ligne de particules chargées (figure 3.4(b)). Le déphasage d'Aharonov-Casher (A-C) est donné par :

$$\phi_{AC} = \frac{1}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{R} = \frac{\mu\lambda_E}{\hbar\epsilon_0 c^2} \quad (3.7)$$

Dans cette expression  $\lambda_E$  est la densité linéique de charge. HAGEN [Hagen, 1990] a montré que, tout comme de l'effet A-B, l'effet A-C ne dépend pas non plus de la vitesse de la particule et

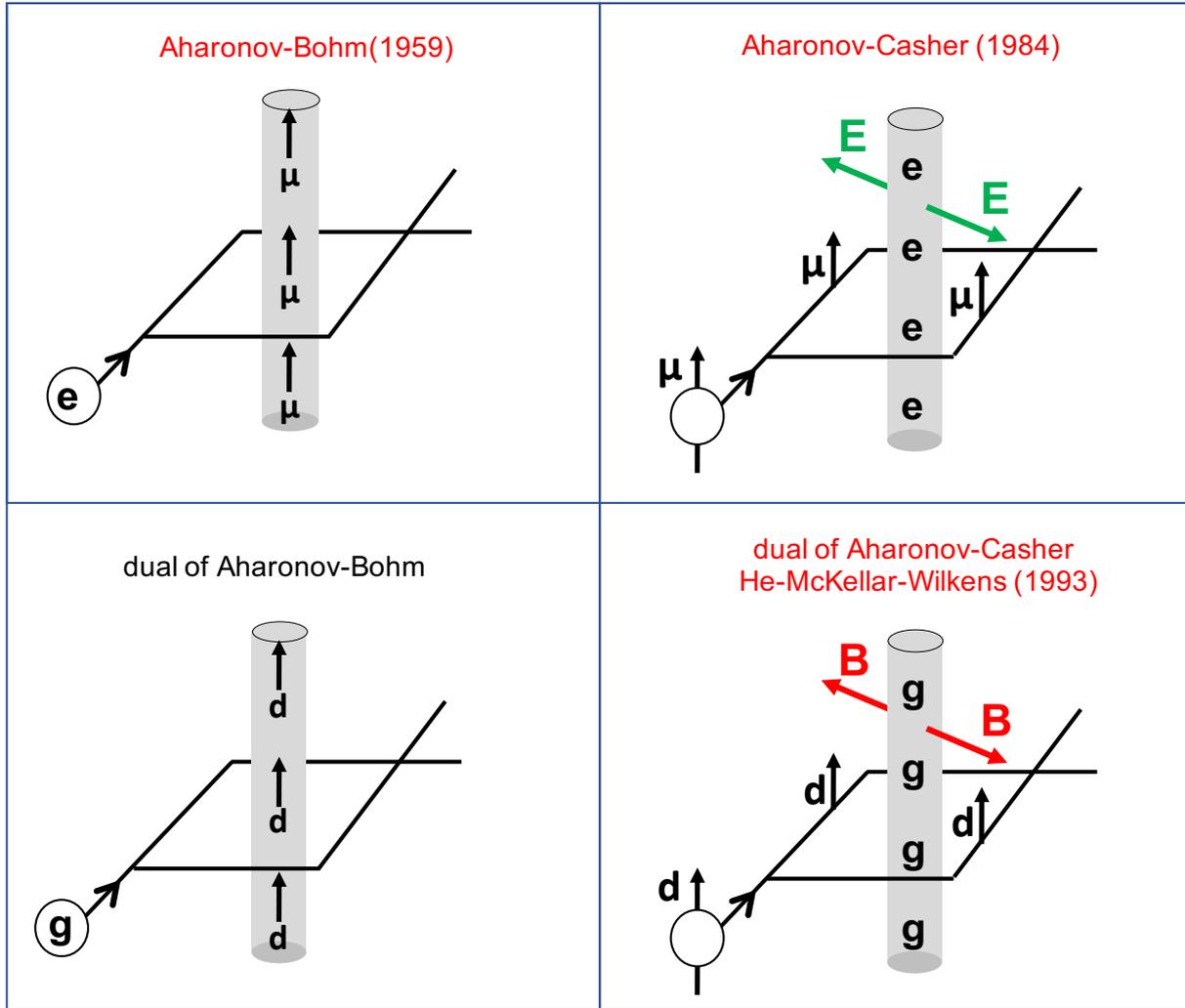


FIGURE 3.4 – Inspiré de [Dowling, 1999]. Résumé des phases géométriques en quatre types d'effets topologiques.  $e$  et  $g$  sont les charges électriques et magnétiques,  $d$  et  $\mu$  sont les dipôles électriques et magnétiques. La phase A-C est obtenue à partir de la phase A-B en transformant  $e \leftrightarrow \mu$ . La phase HMW correspond à l'effet dual de l'effet A-C.

n'est donc associé à aucune une force classique. Par ailleurs, KLEIN [Klein, 1986] donne une interprétation physique simple de la phase A-C : dans le référentiel de la particule en translation à la vitesse  $\vec{v} = d\vec{r}/dt$ , un champ magnétique  $\vec{B}_m = -\frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c^2}$  est issu de la transformation de Lorentz du champ électrique  $\vec{E}$ . Dans le référentiel de la particule, la phase A-C est vue comme résultant de l'interaction magnétique entre  $\vec{\mu}$  et le champ magnétique "motionnel" :

$$\phi_{AC} = \frac{1}{\hbar c^2} \oint \vec{E}(\vec{r}) \times \vec{\mu} \cdot d\vec{r} = \frac{1}{\hbar} \oint \vec{\mu} \cdot \vec{B}_m dt \quad (3.8)$$

La phase A-C a été détectée en 1989 par A. CIMMINO et al. [Cimmino, 1989] à l'aide d'un interféromètre à neutrons. Plusieurs mois d'intégration et une conception astucieuse de l'expérience ont permis de mesurer un déphasage de  $\phi_{exp} = 2.19 \pm 0.52$  mrad, à comparer à la valeur prévue théoriquement de  $\phi_{theo} = 1.5$  mrad.

En 1993, SANGSTER et al. [Sangster, 1993] ont mesuré l'effet A-C avec un dispositif analogue à celui d'un interféromètre de Ramsey, en utilisant des moments magnétiques moléculaires. Au lieu de séparer spatialement les moments magnétiques, la première impulsion  $\pi/2$  de l'interféromètre de Ramsey prépare la particule dans une superposition cohérente de deux états du moment magnétique, après propagation dans un champ électrique, ces deux états sont déphasés par l'effet A-C. Ce déphasage est mesuré après la seconde impulsion  $\pi/2$ . Cette expérience a permis de mesurer un déphasage A-C avec une incertitude relative de 4% et de confirmer son caractère non dispersif. D'autres mesures, réalisées dans une configuration similaire, ont atteint une précision comparable à celle de SANGSTER et al. [Sangster, 1993] en utilisant les moments magnétiques atomiques [Görlitz, 1995 ; Zeiske, 1995 ; Yanagimachi, 2002].

**L'effet dual de la phase A-C : la phase de He-McKellar-Wilkens.** Il est possible de déterminer des phases analogues aux effets A-B et A-C, en introduisant des densités de charge et de courant magnétiques  $\rho_m$  et  $\vec{J}_m$  en plus des densités de charge et de courant électriques  $\rho_e$  et  $\vec{J}_e$ . Les équations de Maxwell s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{D}} &= \rho_e, & \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{H}} &= \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + \vec{J}_e \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{B}} &= \rho_m, & -\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} &= \frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} + \vec{J}_m, \end{aligned} \quad (3.9)$$

Ces équations sont invariantes sous l'action des transformations suivantes (3.10) appelées dualité de l'électromagnétisme [Jackson, 1999] :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}' \cos \xi + Z_0 \vec{H}' \sin \xi & Z_0 \vec{D} &= Z_0 \vec{D}' \cos \xi + \vec{B}' \sin \xi \\ \vec{B} &= -Z_0 \vec{D}' \sin \xi + \vec{B}' \cos \xi & Z_0 \vec{H} &= -Z_0 \vec{E}' \sin \xi + \vec{B}' \cos \xi \\ q_m &= -Z_0 q'_e \sin \xi + q'_m \cos \xi & Z_0 q_e &= Z_0 q'_e \cos \xi + q'_m \sin \xi \end{aligned} \quad (3.10)$$

En particulier, pour  $\xi = \pi/2$ , la dualité de l'électromagnétisme permet d'échanger le rôle des champs magnétiques et électriques, des charges électriques et magnétiques (monopôle magnétique), et des dipôles électriques et magnétiques.

L'application de la dualité de Maxwell à la phase Aharonov-Casher transforme celle-ci en une phase géométrique duale pour un interféromètre dans lequel une particule portant un dipôle électrique entoure une ligne de monopôles magnétiques 3.4(d) créant un champ magnétique radial. L'existence de cet effet a été prédit en 1993 par HE et al. [He, 1993]. Les monopôles magnétiques ayant une existence hypothétique, cette prédiction est restée une pure spéculation jusqu'à ce que WILKENS [Wilkens, 1994] propose un test possible avec un atome polarisé par un champ électrique, interagissant avec une configuration réaliste de champ magnétique. Toutefois, la proposition de Wilkens semble être particulièrement complexe à mettre en oeuvre avec des atomes paramagnétiques, en raison de l'utilisation d'un champ magnétique inhomogène.

Par ailleurs, Wilkens [Wilkens, 1994] donne une interprétation supplémentaire de la phase HMW, en considérant le mouvement d'une particule polarisable dans un champ magnétique. Dans le référentiel de la particule, il apparaît un champ électrique motionnel  $\vec{E}_m = \vec{v} \times \vec{B}$  qui interagit avec le dipôle électrique. La phase HMW est calculée en intégrant l'énergie d'interaction  $\vec{E}_m \cdot \vec{d}$  sur la durée de l'interféromètre :

$$\phi_{HMW} = -\frac{1}{\hbar} \oint (\vec{B} \times \vec{d}) \cdot d\vec{r} = \frac{1}{\hbar} \oint \vec{d} \cdot \vec{E}_m dt \quad (3.11)$$

Cette phase est appelée phase de He-McKellar-Wilkens (HMW), elle est probablement le dernier membre de la famille des phases géométriques de type Aharonov-Bohm détectables par propagation de particules libres<sup>3</sup>.

### 2.3 Résultats expérimentaux

Notre dispositif pour mesurer la phase HMW est inspiré de la proposition de WEI et al. [Wei, 1995], dans laquelle les dipôles électriques sont induits dans des directions opposées sur chacun des bras de l'interféromètre, et se propagent dans un champ magnétique uniforme commun. Notre montage est représenté sur la figure 3.5, les dipôles électriques sont induits à l'aide de deux condensateurs séparés par un septum entre les deux bras de l'interféromètre générant des champs électriques opposés<sup>4</sup>. Le dispositif permet d'appliquer un champ maximum d'environ 800 kV/m, correspondant à des tensions de l'ordre de  $V = \pm 800$  V. Dans cette configuration, les champs électriques sont dans le plan horizontal, un champ magnétique vertical permet de générer un effet HMW. Le champ magnétique est produit en faisant circuler un courant  $I$  dans deux bobines entourant l'ensemble des condensateurs. Le champ  $B$  est donné par  $B \approx 0,56 \times I$  mT, il est limité par l'échauffement des fils à un courant  $I = 40$  A. La valeur attendue du déphasage HMW vaut  $\phi_{HMW}/VI = -(1,28 \pm 0,03) \times 10^{-6}$  rad/VA avec la valeur de la polarisabilité du lithium-7. Ce qui correspond à un déphasage HMW d'environ 40 mrad, pour les valeurs maximales de  $V$  et  $I$ .

La mesure exacte de déphasages aussi faibles en présence de champs électromagnétiques aussi intenses est inhabituelle en interférométrie atomique. Les phases magnétiques et électriques accumulées sur chacun des bras sont respectivement de l'ordre de  $10^5$  rad et 300 rad. Le contrôle de l'homogénéité des champs électriques et magnétiques est donc déterminant pour cette mesure. Dans notre montage l'inhomogénéité relative du champ magnétique est de l'ordre de  $10^{-4}$  et l'écart au parallélisme des électrodes est inférieur au mrad. In fine, les déphasages résiduels Zeeman et de polarisabilité électrique sont respectivement de l'ordre de 10 rad et 0.1 rad. Pour mesurer, la phase HMW il est donc nécessaire de réaliser des mesures différentielles en combinant des mesures sans champs, avec uniquement le champ électrique (resp. magnétique), et en présence des champs magnétique et électrique. Les configurations de champs sont alternées durant un seul balayage de franges afin de s'affranchir des dérives de phase de l'interféromètre.

---

3. La phase duale de l'effet Aharonov-Bohm 3.4(c) nécessiterait une source de monopôles magnétiques.

4. La géométrie que nous utilisons est équivalente à celle de WEI et al. [Wei, 1995] en contractant le septum en un fil.

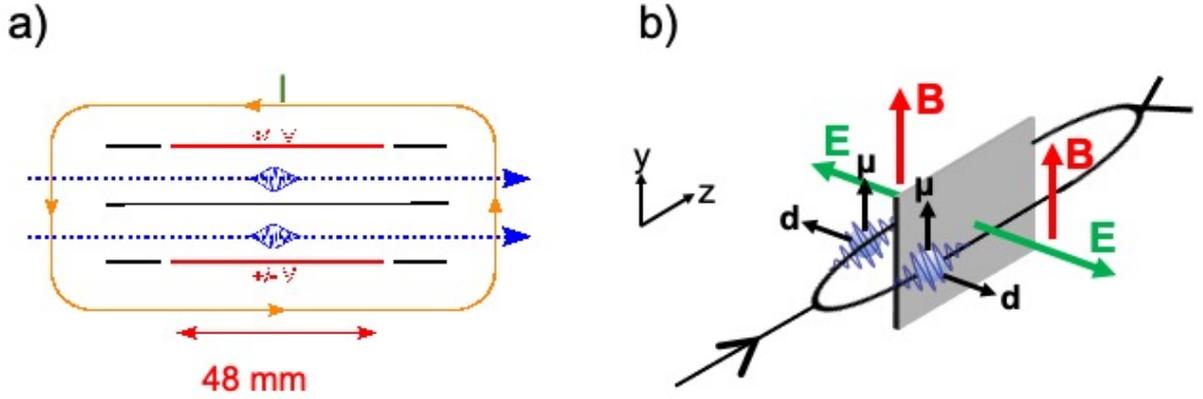


FIGURE 3.5 – a) Schéma du double condensateur. Les deux électrodes de haute tension sont désignées par  $\pm V$ , elles sont suivies par des électrodes de garde afin de limiter les gradients de champs sur les bords. Le septum est placé entre les deux bras de l'interféromètre (pointillés bleus). b) Dans cette configuration un dipôle électrique (resp. magnétique) se propage dans un champ magnétique (resp. électrique) donnant lieu à la phase-HMW (resp. -AC).

**Mesures des phases He-McKellar-Wilkins et Aharonov-Casher.** Une campagne de mesure a permis la première détection de la phase HMW [Lepoutre, 2012], avec une incertitude relative de 30% dominée par une soustraction imparfaite des effets systématiques lors des mesures différentielles en champs électrique et magnétique. Ces limitations sont dues à des corrélations induites par des moyennes d'ensemble sur les différentes classes de vitesse, position et sous-niveau Zeeman  $|F, m_F\rangle$  des atomes du jet atomique. L'étude détaillée de ces effets constitue une part importante des travaux de thèse de Steven Lepoutre [Lepoutre, 2011; Lepoutre, 2013a; Lepoutre, 2013b].

Afin d'améliorer l'exactitude et la sensibilité des mesures, nous avons mis en place une étape de pompage optique pour préparer les atomes dans les états  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$  [Gillot, 2013c]. Les atomes dans  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$  possèdent un moment magnétique  $\vec{\mu} = \pm\mu_B\vec{e}_B$  aligné selon la direction du champ magnétique  $\vec{e}_B$  avec une norme égale au magnéton de Bohr  $\mu_B$ . Dans cette configuration, les atomes sont sensibles aux deux phases géométriques duales A-C et HMW<sup>5</sup>. Cependant, la phase A-C change de signe avec la direction du moment magnétique  $\vec{\mu}$ , il est donc possible de distinguer ces deux contributions en réalisant des mesures pour les valeurs opposées de  $m_F = \pm 2$ . La figure 3.6(a) montre les mesures de la phase HMW, le désaccord avec la valeur théorique est inférieur à 5% [Gillot, 2013a]. L'amélioration de l'exactitude est liée à l'absence de moyenne d'ensemble sur les  $\{|F, m_F\rangle\}$  et au fait que dans  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$  l'effet Zeeman est linéaire avec  $|B|$  permettant une diminution des phénomènes de corrélation. De plus, nous avons réalisé ces mesures pour différents gaz porteurs et vérifié le caractère non dispersif de la phase HMW (figure 3.6(b)), démontrant ainsi le caractère géométrique de ce déphasage.

La figure 3.7(a) montre les mesures de la phase A-C, déduites des mêmes expériences. Nous

5. Remarquons que les phases A-C et HMW sont induites par le produit vectoriel des champs électriques et magnétiques  $\vec{B} \times \vec{E}$ , ce qui illustre la nature duale de ces deux phases géométriques.

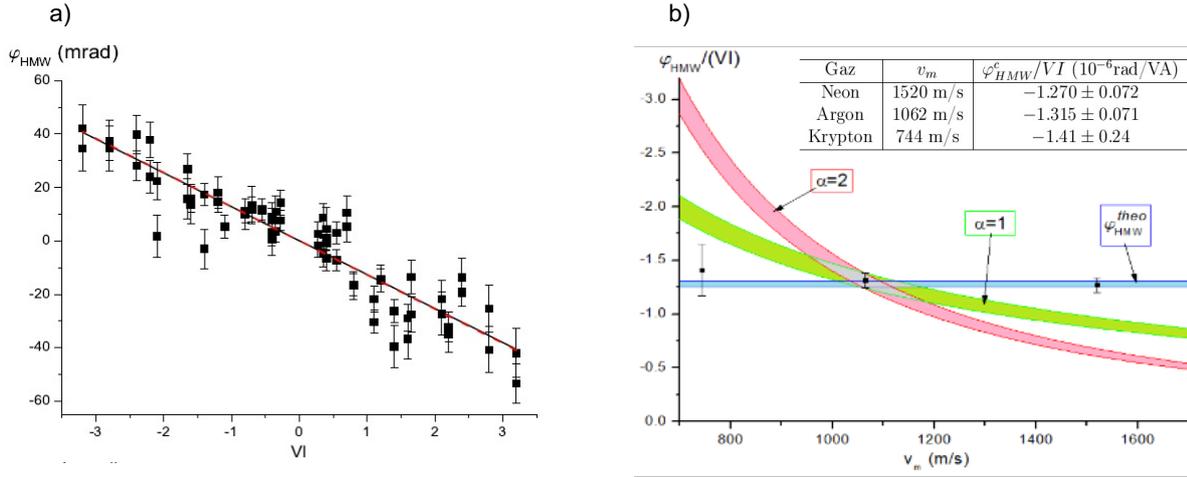


FIGURE 3.6 – a) Mesure du déphasage He-McKellar-Wilkins en fonction de l’amplitude des champs  $E$  et  $B$  mesuré par le produit  $V I$ . b) Vérification du caractère non dispersif de la phase HMW. Les zones colorées représentent les variations attendues pour une phase  $\phi(v) \propto v^{-\alpha}$ , où  $\alpha = 1$  correspond à une perturbation par un potentiel, et  $\alpha = 2$  correspond à une phase induite par une force constante.

obtenons une mesure en bon accord avec la valeur attendue (différence théorie-expérience  $\sim 3\%$ ). L’exactitude est similaire à celle obtenue avec les configurations de type Ramsey. Nous avons également vérifié l’indépendance de l’effet AC avec la vitesse des atomes [Gillot, 2014a].

Suite à ces résultats expérimentaux, He et McKellar ont procédé à une analyse plus détaillée des propriétés topologiques des effets A-C et HMW [McKellar, 2014 ; McKellar, 2016 ; He, 2017]. Ils ont démontré qu’il existe une correspondance ("mapping") entre l’effet A-B et les effets A-C et HMW, lorsque la propagation des dipôles s’effectue dans un plan et présente une invariance le long de la ligne de charge. Le problème se réduit alors à (2+1) dimensions. Expérimentalement, il est essentiel que le moment magnétique (ou électrique) soit orthogonal au plan défini par le champ électrique (ou magnétique) et à la direction du mouvement, et que le moment magnétique reste constant. Notre mesure de la phase A-C constitue la première démonstration (et, à ma connaissance, la seule) à remplir toutes les conditions nécessaires pour démontrer la nature topologique de la phase A-C<sup>6</sup>.

## 2.4 Conclusions et Perspectives

**Conclusions.** Il existe trois phases géométriques de la famille Aharonov-Bohm qui peuvent être observées en électromagnétisme : la phase A-B, la phase A-C et la phase HMW. Avec notre interféromètre atomique, nous avons développé un dispositif unique permettant un contrôle précis des champs magnétiques et électriques appliqués sur chaque bras de l’interféromètre. Grâce à cette possibilité, nous avons pu apporter une preuve expérimentale de l’existence de la phase HMW, la dernière phase géométrique de la famille A-B à n’avoir pas encore été observée.

6. La configuration expérimentale utilisée dans l’interféromètre à neutron [Cimmino, 1989] présente toutes les caractéristiques mais ces travaux ne montrent pas l’indépendance de la phase A-C avec la vitesse.

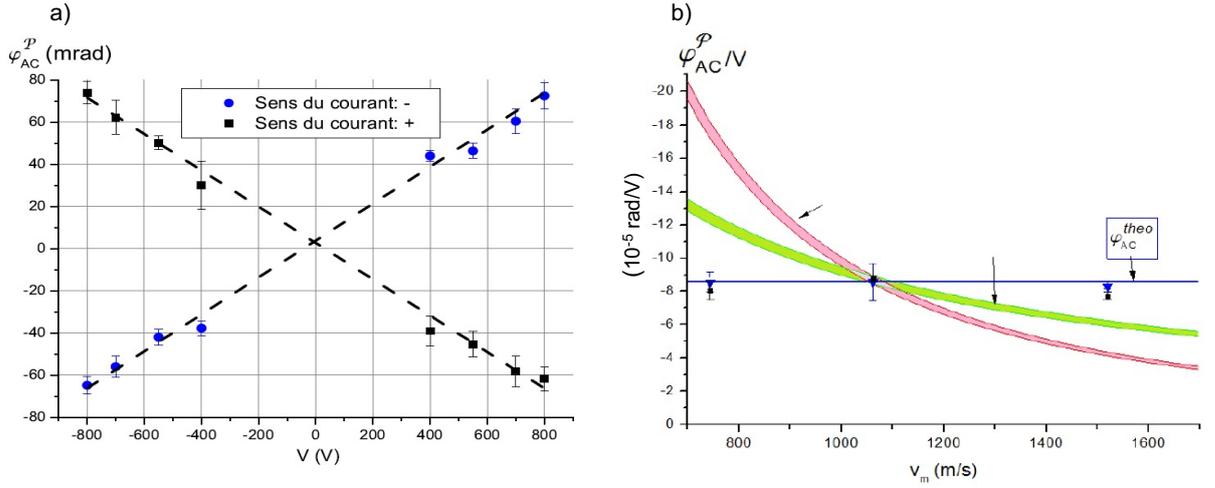


FIGURE 3.7 – a) Mesure du déphasage Aharonov-Casher en fonction de l'amplitude des champs  $E$  et  $B$  b) Vérification du caractère non dispersif de la phase Aharonov-Casher. Les zones colorées représentent les variations attendues pour une phase  $\phi(v) \propto v^{-\alpha}$ , où  $\alpha = 1$  correspond à une perturbation par un potentiel, et  $\alpha = 2$  correspond à une phase induite par une force constante.

De plus, nous avons mesuré la phase A-C à un niveau d'exactitude comparable à l'état de l'art. Toutefois, à la différence des mesures précédentes, notre configuration expérimentale a permis de démontrer le caractère topologique de la phase A-C.

**Perspectives.** Je suis convaincu que les résultats de cette étude contribueront à une meilleure compréhension des phases géométriques en physique quantique. En effet, l'étude des effets A-C et HMW par interférométrie atomique offre la possibilité d'examiner avec précision les propriétés géométriques des phases de type A-B, grâce à la très bonne exactitude des interféromètres atomiques. Des mesures plus exactes des phases géométriques ouvriraient la voie à des études expérimentales concernant les rôles joués par l'intrication quantique et la non-localité dans le contexte des effets de type A-B [Marletto, 2020], et permettrait de mieux comprendre les phénomènes de "forces quantiques" [Becker, 2019; Berry, 1999].

Une autre perspective intéressante concerne l'étude expérimentale de l'effet A-B étendue à des champs de jauge non-Abélien. Ces effets ont été introduits par WU et al. [Wu, 1975] dans le cadre de leur étude théorique très approfondie des phases topologiques. Dans cet article, ils proposent une expérience de pensée mettant en évidence l'effet d'un champ non-Abélien induit par des neutrons en mouvement. Cette proposition repose sur une modification de la configuration de l'effet AB, dans laquelle l'interféromètre électronique est remplacé par un interféromètre à neutrons, et la circulation d'électrons dans le solénoïde par un cylindre massif en rotation fabriqué à partir d'un matériau abondant en neutrons ( $^{238}\text{U}$ ). Une telle expérience a été tentée par ZEILINGER et al. [Zeilinger, 1983], sans que des résultats positifs aient pu être obtenus.

Par ailleurs, l'amélioration de l'exactitude des mesures des phases de type Aharonov-Bohm permettrait de nouveaux tests de physique fondamentale en interférométrie atomique. Par exemple, les mesures de phase A-B impose une limite sur une éventuelle masse du photon  $m_\gamma < 2 \times 10^{-11}$

eV [Boulware, 1989]. Bien que cette limite ne soit pas compétitive par rapport à celle fondée sur des observations astrophysiques ( $m_\gamma < 2 \times 10^{-18}$  eV)<sup>7</sup> [Ryutov, 2007], elle ouvre la voie à des tests en laboratoire. En effet, SPAVIERI et al. [Spavieri, 2007] suggèrent que des mesures des phases A-B, A-C et HMW pourraient fournir des limites comparables aux observations astrophysiques. Un autre exemple, donné par KOBAKHIDZE et al. [Kobakhidze, 2007] montre que les interféromètres de type A-B constituent une nouvelle méthode compétitive pour tester l'invariance de Lorentz [Wolf, 2004]. Élargir cette étude théorique aux configurations expérimentales A-C et HMW permettrait d'évaluer s'il est pertinent de tester l'invariance de Lorentz à l'aide d'interféromètres atomiques à bras séparés. En outre, la possibilité de mesurer un analogue gravitationnel de l'effet A-B a engendré un nombre considérable d'articles [Dowker, 1967; Ford, 1981; Bezerra, 1991; Audretsch, 1983; Zeilinger, 1986; B Ho, 1994; Hohensee, 2012]. Récemment, OVERSTREET et al. [Overstreet, 2022] ont détecté un effet A-B scalaire gravitationnel, ouvrant de nouvelles perspectives pour des mesures précises de la constante gravitationnelle  $G$ . Ce type d'expériences apporte également un nouvel éclairage sur les liens entre la gravité et la physique quantique [Overstreet, 2023]. Enfin, l'effet Aharonov-Bohm scalaire peut être exploité pour faire de nouveaux tests de la neutralité de la matière [Greenberger, 1981]. Cette approche nouvelle a été initialement formulée en interférométrie atomique par l'équipe de Toulouse en 2001 [Champenois, 2001b], puis développée ultérieurement dans le cadre d'interféromètres utilisant des atomes ultra-froids par l'équipe dirigée par M. Kasevich à Stanford [Arvanitaki, 2008]. Cette proposition sera approfondie dans le chapitre suivant.

Ces perspectives ouvrent de nouveaux horizons pour approfondir notre compréhension de la physique quantique, et offrent de nouvelles explorations dans les domaines des technologies quantiques et des tests de physique fondamentale. La mise en oeuvre de ces expériences avec des interféromètres utilisant des atomes ultra-froids est au centre de mon projet de recherche, qui sera exposé en détail dans le chapitre suivant.

### 3 Modulation de phase d'onde de matière

En utilisant le même dispositif, que pour les mesures des phases HMW et AC, nous avons mis en oeuvre un modulateur de phase pour les ondes de matière en appliquant une perturbation dépendante du temps sur chacun des bras de l'interféromètre [Décamps, 2016; Décamps, 2017]. Lorsque l'atome se propage dans un potentiel modulé temporellement à la pulsation  $\omega$ , il échange des quanta d'énergie  $\hbar\omega$  modifiant ainsi son énergie cinétique. Pour une onde plane incidente d'amplitude  $A_i$ , de quantité de mouvement  $p_i$  et d'énergie  $\hbar\Omega_i$ , la fonction d'onde transmise  $|\Psi_t\rangle$  s'écrit comme une superposition d'états d'énergie cinétique séparée de  $\hbar\omega$  :  $|\Psi_t\rangle = \sum_l A_l |p_l, \Omega_i + l\omega\rangle$ <sup>8</sup>. Nous avons élaboré une théorie exacte de la propagation d'une onde de matière dans un potentiel oscillant fondée sur le formalisme de Floquet [Décamps, 2017]. Cette théorie nous permet de justifier l'utilisation d'un modèle semi-classique, dans lequel

---

7. Valeur retenue par le Particle Data Group.

8. Ces bandes latérales s'interprètent comme l'analogie temporelle de la diffraction d'onde de matière [Moshinsky, 1952]

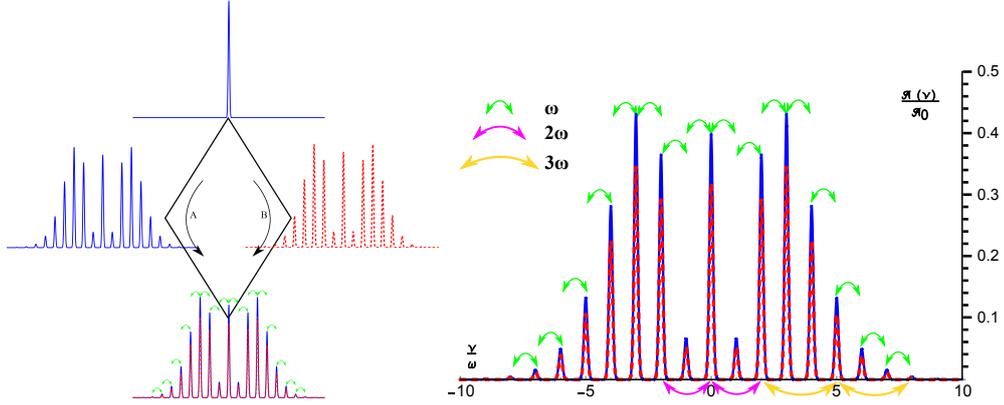


FIGURE 3.8 – (a) La modulation de phase de la fonction d'onde crée un peigne de fréquence sur chacun des bras. Le signal d'interférence est représenté sur la figure (b).

la perturbation  $U(z, t)$  se manifeste par un déphasage de l'onde incidente :

$$\phi(t) = -\frac{1}{\hbar} \int_{\Gamma} U(s(t')) dt' = -\frac{U_0 L}{\hbar v} + \phi_{\max} \cos(\omega t) \quad (3.12)$$

Dans cette équation  $s(\cdot)$  est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire classique  $\Gamma$  (non perturbée) des atomes et  $v$  est la vitesse de groupe de l'onde. Dans le cas, d'une modulation harmonique du potentiel  $U(z, t) = U_0 + U_M \cos(\omega t)$ , on fait apparaître un terme de phase  $U_0 L/(mv)$  correspondant à la perturbation moyennée dans le temps, et une modulation de phase harmonique d'amplitude  $\phi_{\max}$  :

$$\phi_{\max} = -\frac{2U_M}{\hbar\omega} \sin\left(\frac{\omega L}{2v}\right) \quad (3.13)$$

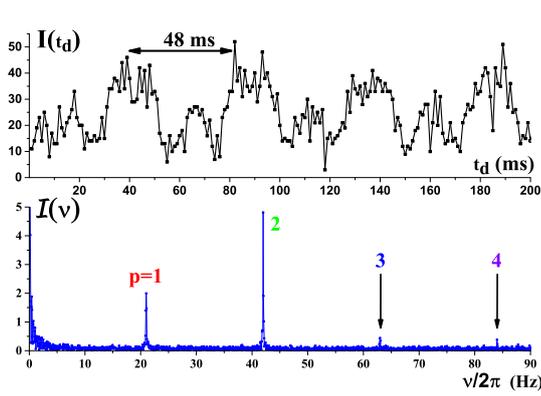
Le facteur de phase complexe  $e^{i\phi(t)}$  se décompose sur une base d'ondes planes pondérées par des fonctions de Bessel de première espèce  $J_l(\cdot)$ ,  $e^{i\phi(t)} = \sum_l i^l J_l(\phi_{\max}) e^{il\omega t}$ . La fonction d'onde transmise forme alors un *peigne de fréquence* d'onde de matière :

$$|\Psi_t\rangle = A_i \sum_l i^l J_l(\phi_{\max}) e^{il\omega t} |k_l, \Omega_i\rangle \quad (3.14)$$

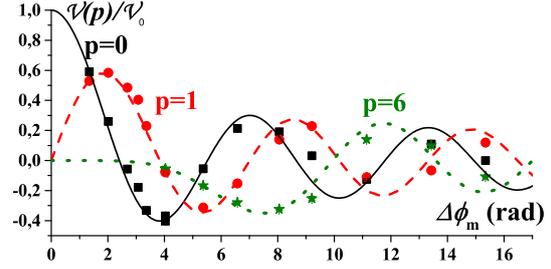
**Mesure des battements d'ondes de matière :** Dans nos expériences, la bande passante du détecteur à fil chaud ( $\approx 1$  ms) limite la fréquence maximale de modulation observable. En pratique, nous modulons les perturbations entre 10 – 100 Hz. Ces fréquences étant nettement plus faibles que la largeur spectrale de la source atomique ( $\approx 2$  THz), il n'est pas possible de résoudre les composantes du peigne par spectroscopie. Cependant, nous pouvons effectuer une détection homodyne des différentes composantes en modulant des perturbations  $U_A(t)$  et  $U_B(t)$  sur chacun des bras de l'interféromètre atomique (cf. figure 3.8). Les perturbations sont générées, par effet Stark, à l'aide de champs électriques variables, en appliquant des tensions sur chacun des bras de la forme  $V_A = V_0 + \cos(\omega t)$  et  $V_B = -V_0 + \cos(\omega t)$ .

Le signal d'interférence mesuré oscille en fonction des déphasages  $\phi_{A,B}$  induits sur chacun des bras :

$$\mathcal{S}(z_d, t_d) = I_0 [1 + \mathcal{V}_0 \cos(\phi_r + \phi_A(t) - \phi_B(t))] \quad (3.15)$$



(a) Modulation de phase à 21 Hz, signal de battement et spectre.



(b) Amplitude des différentes composantes du peigne de fréquence atomique,  $p = 0$  (carrés noirs),  $p = 1$  (ronds rouges) et  $p = 6$  (étoiles vertes) pour plusieurs valeurs de  $\phi_{max}$ . Les traits pleins correspondent à notre modèle théorique sans paramètres ajustables.

FIGURE 3.9 – Mesures du phénomène de modulation de phase par battement homodyne d’onde de matière.

où  $I_0$  et  $\mathcal{V}_0$  correspondent respectivement au flux d’atomes détectés et à la visibilité de l’interféromètre. La figure 3.9a montre le signal interférométrique obtenu pour une modulation du potentiel à basse fréquence,  $\omega/(2\pi) = 21$  Hz, le phénomène de battement entre les deux premières harmoniques est clairement visible sur le signal. Une analyse spectrale permet de déterminer les amplitudes  $A_l$  des composantes à la fréquence de modulation et ses harmoniques. La figure 3.9a montre un exemple de spectre pour lequel les quatre premières harmoniques sont résolues.

Nous avons mesuré l’amplitude de chacune des harmoniques pour plusieurs amplitudes de modulation  $\phi_{max}$  à 11 Hz et 21 Hz (c.f. figure 3.9b), en très bon accord avec un modèle théorique qui tient compte du temps de réponse du détecteur, de la propagation, et de la distribution en vitesse du jet atomique.

Nous avons également réalisé des mesures hétérodynes des perturbations Stark [Decamps, 2016 ; Decamps, 2017], en modulant les perturbations à deux fréquences différentes,  $\omega_A$  et  $\omega_B$ , sur les bras de l’interféromètre. Nous détectons alors un signal à la différence des fréquences, les fréquences  $\omega_A$  et  $\omega_B$  peuvent alors être significativement plus grandes (30 kHz) que la bande passante du détecteur.

**Perspectives.** Les techniques de détection homodynes et hétérodynes sont largement répandues dans le traitement des signaux électromagnétiques, avec des applications en Radar, télécommunications, spectroscopie à très haute résolution, en métrologie des fréquences, etc. L’étude que nous avons entreprise sur la modulation de phase d’ondes de matière à l’aide de champs électriques ouvre la voie à des mesures hétérodynes (ou homodynes) en interférométrie atomique. À titre d’exemple, la sensibilité des mesures des phases géométriques He-McKellar-Wilkins et Aharonov-Casher (c.f. section 2) pourrait être améliorée grâce à la modulation des champs électriques et magnétiques à des fréquences différentes. Les composantes spectrales du signal, résultant de la somme et de la différence des fréquences de modulation, constituent alors une signature des phases He-McKellar-Wilkins et Aharonov-Casher.

Néanmoins, une différence fondamentale entre l’optique classique et l’optique atomique ré-

side dans la dispersion des ondes de matière dans le vide, entraînant une dispersion des temps de propagation entre le modulateur et le détecteur. Cette dispersion temporelle limite la manifestation du phénomène de battement. L'utilisation de sources continues d'atomes ultra-froids permettraient d'atténuer cet effet. Par ailleurs, les détecteurs atomiques conventionnels (basés sur l'ionisation, la fluorescence, etc.) présentent des temps de réponse typiques de l'ordre de la microseconde, ce qui limite la bande passante de la détection hétérodyne atomique. Une perspective prometteuse issue de ces recherches serait d'appliquer ces méthodes de modulation aux interféromètres électroniques, ouvrant ainsi la voie à la création d'interféromètres électroniques à résolution temporelle [Décamps, 2017].

## 4 Polarisabilité électrique : Longueur d'onde d'extinction

L'interaction d'un atome avec un champ optique non-résonant se traduit par un phénomène de déplacement lumineux des niveaux d'énergie ("light shift") proportionnel à l'intensité lumineuse et à la polarisabilité dynamique de l'atome  $\alpha(\omega)$ . Les calculs de polarisabilité dynamique les plus sophistiqués incluent des effets d'électrodynamique quantique [Flambaum, 2005], l'interaction de Breit [Dzuba, 2006], et des effets de corrélations électroniques [Arora, 2011]. Les incertitudes de ces calculs sont délicates à estimer, c'est pourquoi des mesures de polarisabilité de référence sont nécessaires pour tester ces calculs ou pour déterminer expérimentalement les paramètres utilisés dans ces calculs.

Les mesures précises de polarisabilité dans le domaine des fréquences optiques sont difficiles à mettre en oeuvre, car elles nécessitent une connaissance exacte de l'intensité lumineuse vue par les atomes. Il est en revanche possible de mesurer précisément une longueur d'onde à laquelle la polarisabilité s'annule. Ces longueurs d'onde  $\lambda_0$  sont connues sous le nom de longueur d'onde "tune-out" ou longueur d'onde d'extinction<sup>9</sup>. Lorsque la longueur d'onde est choisie entre deux transitions atomiques, leurs contributions se compensent et la polarisabilité dynamique s'annule. Ce phénomène a été introduit dans le contexte de mélanges d'atomes ultra-froids pour manipuler des espèces spécifiques dans des pièges optiques [LeBlanc, 2007]. Les mesures exactes des longueurs d'onde d'extinction permettent de tester des propriétés atomiques fondamentales comme les éléments de matrice de transition dipolaire, ou les durées de vie des états excités. Ces paramètres sont essentiels pour déterminer le décalage lié au rayonnement du corps noir des atomes [Safronova, 2012b; Nicholson, 2015], dont la connaissance est une limite à l'exactitude des horloges atomiques, ou pour interpréter les expériences de violation de la parité atomique et de moments dipolaires de l'électron [Dzuba, 2012].

Les longueurs d'onde d'extinction ont été mesurées par chauffage paramétrique dans des pièges optiques (CP), à l'aide d'expériences de diffraction d'atomes sur des réseaux optiques (AD), et d'expériences d'interférométrie atomique (IA). Ces expériences ont permis de mesurer les longueurs d'onde d'extinction, pour différents alcalins Li [Copenhaver, 2019; Décamps, 2020], K [Trubko, 2017], Rb [Herold, 2012; Schmidt, 2016; Leonard, 2017] et Cs [Ratkata, 2021], ainsi

9. A distinguer des "longueurs d'onde magique" utilisées dans les horloges optiques, correspondant à un déplacement lumineux identique pour deux états d'horloge.

Atomes	$\lambda_{TO}$	Méthodes	incertitudes rel.	Références
He	413 nm	OMMT	$3,6 \times 10^{-7}$	[Henson, 2022]
Li	671 nm	IA	$1,64 \times 10^{-8}$	[Décamps, 2020]
Li	671 nm	IA	$1,0 \times 10^{-8}$	[Copenhaver, 2019]
K	769 nm	IA	$5,2 \times 10^{-7}$	[Trubko, 2017]
Rb	790 nm	IA	$4,05 \times 10^{-8}$	[Leonard, 2017]
Rb	790 nm	AD	$5,2 \times 10^{-7}$	[Schmidt, 2016]
Rb	421 nm	AD	x	[Herold, 2012]
Cs	880 nm	AD	$4,6 \times 10^{-7}$	[Ratkata, 2021]
Dy	741 nm	AD	x	[Kao, 2017]
Sr	689 nm	CP	$2,3 \times 10^{-8}$	[Heinz, 2020]
NaK	866 nm	CP	$2,3 \times 10^{-7}$	[Bause, 2020]

TABLE 3.2 – Mesures de longueur d’onde d’extinction pour différentes espèces et pour différentes méthodes : modulation optique dans des pièges magnétique (OMMT), Interférométrie Atomique (IA), Diffraction Atomique (AD), Chauffage Paramétrique dans des pièges optiques (CP).

que pour d’autres espèces atomiques, notamment He [Henson, 2022], Sr [Heinz, 2020] et Dy [Kao, 2017], et pour des molécules de NaK [Bause, 2020]. Les incertitudes relatives publiées pour ces différentes espèces sont rapportées dans le tableau 3.2.

Nous avons réalisé des mesures de la longueur d’onde d’extinction du lithium [Décamps, 2020] avec notre interféromètre à bras séparés. Le principe de cette mesure consiste à focaliser un faisceau laser d’intensité  $I$  sur un bras de l’interféromètre et à mesurer le déphasage induit par le déplacement lumineux  $\frac{U}{\hbar}$  en fonction de la fréquence du laser  $\omega/(2\pi)$  :

$$\phi = \frac{1}{\hbar} \int U(\omega) dt = -\frac{\alpha(\omega)}{2\epsilon_0 c \hbar} \int I(t) dt \quad (3.16)$$

Pour un alcalin dans l’état  $|i\rangle$ , la polarisabilité dynamique est la somme d’une contribution des électrons de coeurs  $\alpha_{\text{core}} = 2.04$  a.u. pratiquement indépendante de la fréquence, et des contributions correspondant aux états excités  $|e\rangle$  de l’électron de valence :

$$\alpha_i(\omega) = \alpha_c + \frac{1}{\hbar} \sum_e \frac{2\omega_{ie}}{\omega_{ie}^2 \pm \omega^2} |d_{ie}|^2 \quad (3.17)$$

Dans cette équation, la pulsation de transition entre les états  $|i\rangle$  et  $|e\rangle$  est notée  $\omega_{ie}$ ,  $d_{ie} = \langle f | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon} | i \rangle$  est l’élément de matrice dipolaire, avec  $\vec{\epsilon}$  la polarisation du faisceau Stark. Pour un atome de moment cinétique total  $F$ , et de projection  $m_F$ , la forme générale de la polarisabilité peut être décomposée en une partie scalaire  $\alpha_i^{(0)}$ , vectorielle  $\alpha_i^{(1)}$ , et tensorielle  $\alpha_i^{(2)}$  :

$$\alpha_i(\omega) = \alpha_c + \alpha_i^{(0)} - V \vec{\epsilon}_B \cdot \vec{k} \frac{m_F}{2F} \alpha_i^{(1)} + \left( \frac{3(\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}_B)^2 - 1}{2} \right) \frac{3m_F^2 - F(F+1)}{F(2F-1)} \alpha_i^{(2)} \quad (3.18)$$

où  $V$  est le paramètre de Stokes qui quantifie le degré de polarisation circulaire de l’onde laser,  $\vec{\epsilon}_B$  est un vecteur unitaire dans la direction de l’axe de quantification, et  $\vec{k}$  le vecteur unitaire dans la direction du vecteur d’onde.

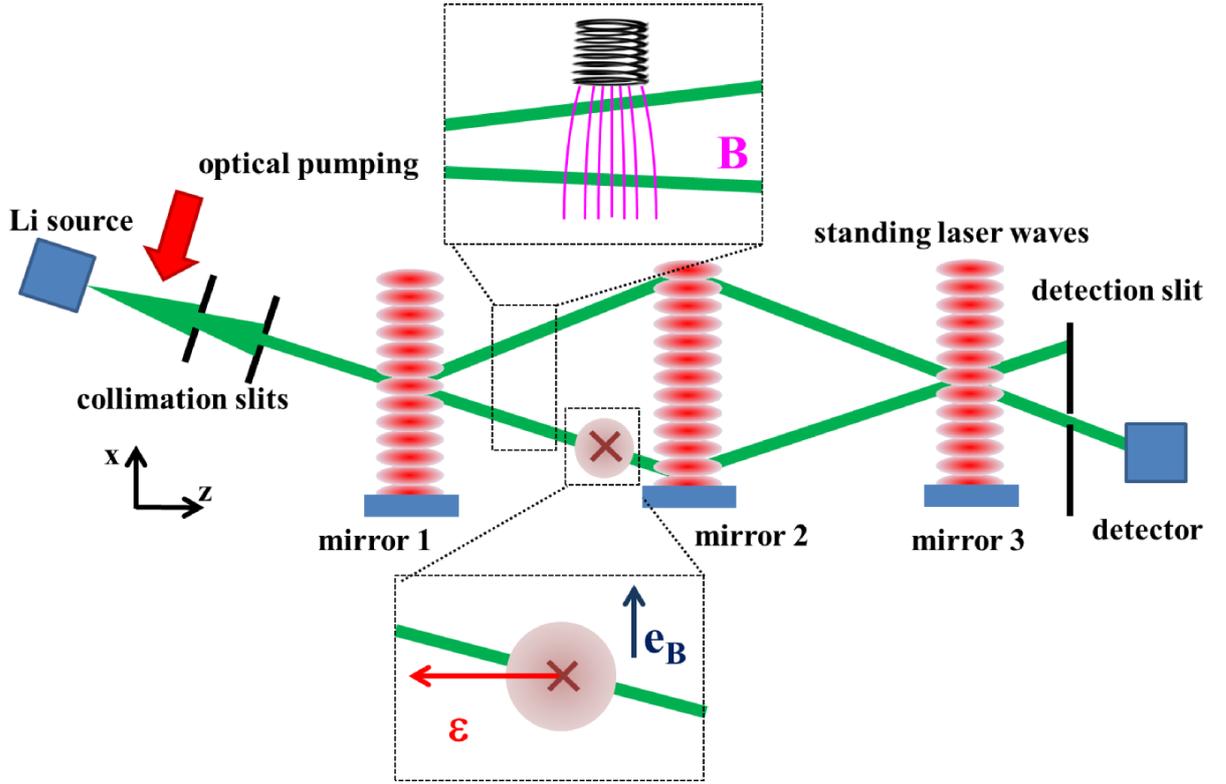


FIGURE 3.10 – Configuration expérimentale pour longueur d'onde Tune-Out. Un faisceau laser est focalisé sur un des bras de l'interféromètre ce qui induit un déphasage lié au déplacement lumineux. On représente sur le schéma la polarisation du faisceau et l'axe de quantification.

Nous cherchons à déterminer la longueur d'onde pour laquelle la partie scalaire de la polarisabilité s'annule. Afin de s'affranchir de la composante vectorielle, le faisceau Stark est polarisé linéairement ( $V = 0$ ), et un champ magnétique est dirigé orthogonalement au vecteur d'onde laser. La configuration du dispositif expérimental pour cette mesure est représentée sur la figure 3.10. Dans cette configuration, la polarisabilité dynamique s'exprime comme :

$$\alpha_{F=2, m_F} = \alpha_c + \alpha_{g, F=2}^{(0)} + \frac{3(\vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_B)^2 - 1}{2} \frac{m_F^2 - 2}{2} \alpha_{g, F=2}^{(2)} \quad (3.19)$$

En pratique, pour déterminer la longueur d'onde d'extinction, les déphasages  $\phi_S$  sont mesurés en fonction de la fréquence du laser Stark. Cette fréquence est mesurée par battement avec un laser de référence asservi sur la transition  $S_{1/2}, F = 1 \leftrightarrow P_{1/2}, F = 2$ . Un exemple de signal est présenté dans la figure 3.11(a), où le déphasage Stark mesuré vaut  $\phi_S = 213$  mrad. Les déphasages  $\phi_S$  sont mesurés en fonction de la différence de fréquence au voisinage de la fréquence d'extinction, et un ajustement linéaire permet d'estimer la fréquence pour laquelle  $\phi_S$  s'annule (figure 3.11(b)). Par ailleurs, la partie tensorielle dans l'équation 3.19 est déterminée théoriquement à partir des éléments de matrices calculés par SAFRONOVA et al. [Safronova, 2012a]. *In-fine*, nous avons déterminé la contribution de la partie scalaire de longueur d'onde

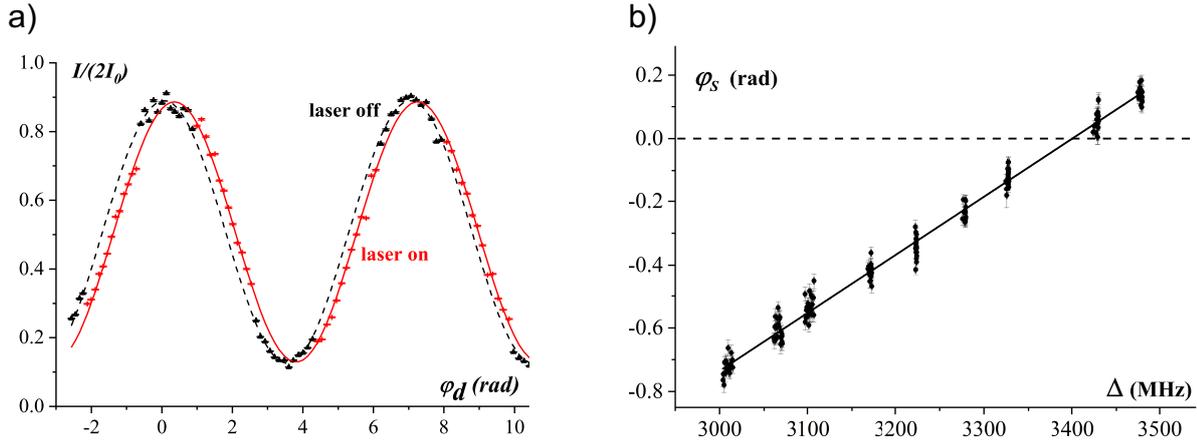


FIGURE 3.11 – (a) Le déphasage induit en éclairant un bras de l’interféromètre avec un faisceau laser est mesuré. (b) En changeant la longueur d’onde du laser, il est possible de déterminer la longueur d’onde d’extinction lorsque le déphasage s’annule.

d’extinction [Décamps, 2020] avec une incertitude de 11fm dominée par la stabilité du pompage optique dans  $|2S_{1/2}, F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ , ce qui correspond à :

$$\omega_0/(2\pi) = 446803175(8)\text{MHz} \quad (3.20)$$

$$\lambda_0 = 670972085(11)\text{fm} \quad (3.21)$$

Cette mesure est en accord avec celle réalisée par COPENHAVER et al. [Copenhaver, 2019]. Par ailleurs, la longueur d’onde d’extinction dépend de manière critique du rapport  $R = d_{3/2}^2/d_{1/2}^2$  entre les forces d’oscillateur des transitions  $D_1$  et  $D_2$  des alcalins. Notre mesure de  $\lambda_0$  permet de donner une valeur expérimentale du rapport  $R = 1.999(7)$ , une valeur qui est en accord avec les calculs de TANG et al. [Tang, 2013]  $R - 2 = 0.000024107$ <sup>10</sup>.

Nos résultats s’ajoutent à une série de mesures récemment effectuées sur les longueurs d’onde d’extinction pour différentes espèces atomiques (cf. table 3.2). Les mesures les plus précises, réalisées à l’aide d’un interféromètre atomique avec un condensat de rubidium 87 [Leonard, 2017], ont atteint des incertitudes relatives de l’ordre de  $10^{-5}$ , tandis qu’avec un condensat d’hélium l’incertitude obtenue est de l’ordre de  $6 \times 10^{-6}$  [Henson, 2022]. Les mesures des longueurs d’onde d’extinction pour diverses espèces atomiques ont contribué à une meilleure compréhension des prédictions théoriques, confirmant ainsi la validité des méthodes employées pour évaluer les incertitudes de calcul.

Dans ce contexte, le lithium présente un intérêt particulier pour les mesures de polarisabilité en raison de sa structure électronique suffisamment simple pour permettre une prise en compte explicite des corrélations électroniques dans des calculs ab-initio. En outre, les mesures effectuées sur des espèces atomiques plus massives (comme le rubidium et le césium) sont plus sensibles aux effets relativistes. En conséquence, il semble pertinent de disposer de plusieurs références

10. Dans le cas d’un atome à 1 électron  $R = 2$  dans l’approximation non relativiste.

à des longueurs d'onde d'extinction pour diverses espèces atomiques afin de tester les modèles théoriques.

## 5 Déphaseur de Pancharatnam

Dans le cadre de ses travaux sur la propagation de la lumière dans les milieux anisotropes, S. Pancharatnam étudie le problème lié à la détermination de la phase d'une onde lumineuse lorsque sa polarisation est modifiée. Lorsque la polarisation de l'onde change et revient à son état de polarisation initial, il met en évidence un déphasage entre l'onde initiale et l'onde finale qui dépend uniquement du chemin parcouru dans l'espace des états de polarisation. Ces résultats seront publiés en 1956 [Pancharatnam, 1956] anticipant ainsi le concept de phase géométrique. Quelques décennies plus tard, M. Berry a démontré la nature géométrique sous-jacente de ces phases et généralisé le concept bien au-delà des ondes électromagnétiques [Berry, 1984; Berry, 1987]. L'état de polarisation du champ lumineux est représenté par un point sur la sphère de Poincaré, plus généralement l'état du champ lumineux est représenté par un vecteur tangent à la sphère de Poincaré dont l'orientation mesure la phase. Lorsqu'un vecteur est transporté parallèlement sur une sphère le long d'un chemin fermé, il revient avec une orientation différente, et l'angle entre les deux vecteurs est proportionnel à l'angle solide sous-tendu par le chemin parcouru<sup>11</sup>. Nous avons utilisé ce déphasage, induit par un changement de polarisation, pour modifier la phase de l'onde stationnaire diffractant les atomes, et ainsi contrôler la phase de sortie de l'interféromètre atomique.

En pratique, le faisceau laser, polarisé rectilignement, est rétro-réfléchi à travers deux lames quart d'onde (figure 3.12(b)). L'axe de la première lame est fixée à 45° de la polarisation incidente et la deuxième lame peut être tournée continûment, l'angle entre la direction initiale de polarisation et l'axe de la lame est noté  $\theta$ . L'état de polarisation passe d'une polarisation horizontale (point H sur la sphère de Poincaré, ) à une polarisation circulaire droite (RH) après la première lame quart d'onde. Ensuite, l'état de polarisation revient à une polarisation rectiligne (P) avec une orientation qui dépend de  $\theta$ . Après la rétro-réflexion sur le miroir, la polarisation linéaire (P) est transformée en la polarisation circulaire gauche (LH) et revient finalement à son état d'origine (H) mais déphasé de  $\phi_{Pancha} = 2\theta$ . Pour changer la phase de Pancharatnam, il suffit donc de tourner la deuxième lame quart d'onde.

Le résultat principal de cette étude est la démonstration d'une nouvelle technique, fondée sur la phase de Pancharatnam, pour contrôler la phase d'un interféromètre atomique utilisant des réseaux optique rétro-réfléchis. La figure 3.13(b) montre des franges d'interférence atomique balayées à l'aide de la phase de Pancharatnam. Ce premier résultat valide le principe du déphaseur de Pacharatnam. En effet, la visibilité n'est pas dégradée par ce dispositif et nous n'avons pas constaté un bruit de phase supplémentaire. De plus, nous en avons identifié les limites à l'aide de dispositifs optiques interférentiels. La limite principale est liée à la linéarité entre le déphasage induit et l'angle de rotation de la lame quart d'onde. Ce défaut est dû à un alignement imparfait

11. Notons que les règles de transport parallèle ne sont pas propres aux phénomènes ondulatoires, elles expliquent aussi des effets mécaniques tels que la précession du pendule de Foucault.

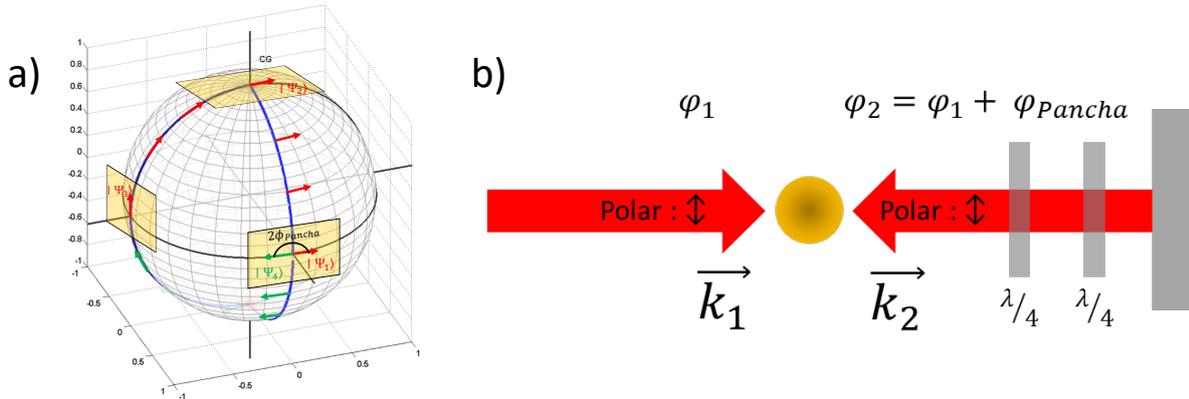


FIGURE 3.12 – L'état de polarisation de la lumière est représenté sur la sphère de Poincaré, les pôles représentent les polarisations circulaires, les polarisations linéaires sont représentées sur l'équateur. L'orientation du vecteur sur le plan tangent représente la phase de l'onde lumineuse. Si un vecteur effectue un chemin fermé sur la sphère, il revient avec une orientation différente égale à l'angle solide délimité par la surface. La polarisation initiale de l'onde stationnaire est linéaire  $|\Psi_1\rangle$ . Le faisceau traverse deux lames quart d'onde. La première est fixe avec un axe rapide à  $45^\circ$  par rapport à la polarisation incidente. La seconde fait un angle  $\theta$  par rapport à la direction de polarisation initiale. La trajectoire correspondante est représentée sur la sphère de Poincaré (a). L'état de polarisation passe d'une polarisation rectiligne à circulaire droite. Puis, en fonction de l'angle  $\theta$ , revient à une polarisation linéaire. Après rétro-réflexion sur le miroir, elle passe d'une polarisation linéaire à une polarisation circulaire gauche et enfin, revient à son état d'origine.

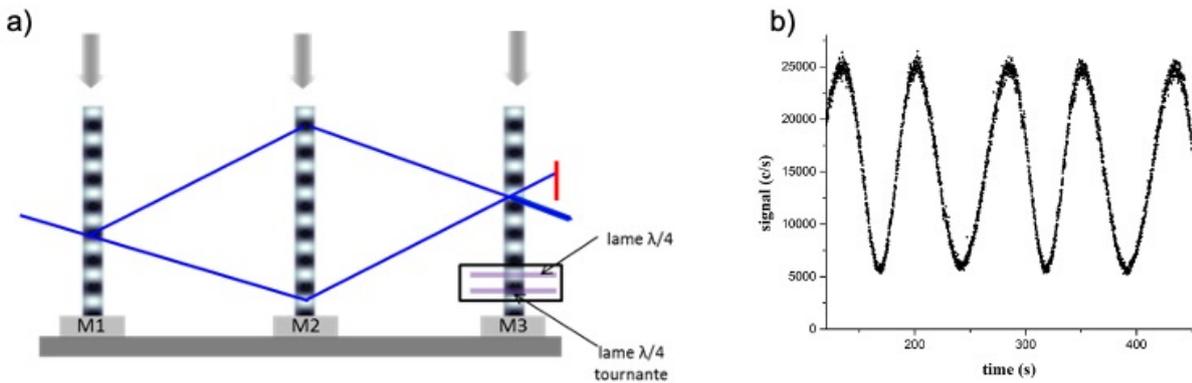


FIGURE 3.13 – a) Le système déphaseur de Pancharatnam est situé en face du miroir M3 de retroreflexion. b) Franges d'interférences atomiques balayées avec le déphaseur de Pancharatnam.

des lames quart d'onde, qui pourrait être largement amélioré grâce à une conception mécanique adéquate.

En conclusion, le déphaseur de Pancharatnam présente un intérêt pour l'ingénierie des interféromètres atomiques, notamment dans le cadre des missions spatiales. Cette méthode permet un contrôle précis de la phase de l'interféromètre sans avoir besoin de déplacer le miroir de rétro-réflexion, simplifiant ainsi la mise en place d'autres contrôles tels que les rotations du miroir, essentielles pour compenser les rotations d'un capteur embarqué. De plus, en exploitant la nature géométrique de la phase de Pancharatnam, il est possible de contrôler efficacement le déphasage d'espèces atomiques diffractées par des faisceaux laser de longueurs d'onde différentes. Cette propriété est particulièrement intéressante dans le cadre d'expériences spatiales visant à tester le principe d'équivalence à l'aide d'interféromètres bi-espèces.

## 6 Conclusion et Perspectives

Dans ce chapitre, j'ai exposé mon activité de recherche menée entre 2010 et 2015 au sein de l'équipe d'interférométrie atomique du LCAR. Les travaux que j'ai présentés reposent sur l'exploitation d'un interféromètre atomique, mettant en œuvre une source continue d'atomes de lithium diffractés à l'aide d'ondes laser stationnaires. Notre dispositif se distingue de la plupart des autres interféromètres atomiques par la séparation spatiale entre les bras de l'interféromètre, qui permet de contrôler les perturbations différentes sur chacun de deux bras. Cette particularité a ouvert la voie à l'exploration de mesures non-inertielles peu communes avec des interféromètres atomiques.

Les sources continues d'atomes sont moins fréquemment utilisées que les sources "impulsionnelles" d'atomes refroidis par laser (par exemple, les mélasses optiques) en interférométrie atomique. Dans le cadre de notre expérience, le choix d'un jet atomique supersonique a été fait dans le but d'observer des effets d'indice lors de la propagation d'ondes de matière dans un milieu dilué. Toutefois, au-delà de l'étude de ces propriétés collisionnelles, les sources continues présentent des avantages qui pourraient être exploités dans le domaine des capteurs inertiels. En effet, les interféromètres exploitant des jets thermiques disposent d'un flux d'atomes considérable, ce qui se traduit par d'excellentes performances en terme de rapport signal/bruit. De plus, les mesures continues permettent d'atteindre une bande passante de mesure plus large, diminuant aussi les effets de repliement spectral, qui peuvent constituer une limitation de la sensibilité de ces instruments. Ces caractéristiques se révèlent extrêmement bénéfiques pour les gyroscopes atomiques, dont le facteur d'échelle est proportionnel à la vitesse des atomes (contrairement aux accéléromètres) [Durfee, 2006 ; Gustavson, 2000]. Toutefois, les interféromètres à jet thermique possèdent une vitesse atomique longitudinale élevée, ce qui pose un problème de compacité des dispositifs. Des recherches sont actuellement en cours pour développer des sources continues d'atomes froids de fortes brillances [Phillips, 1982] destinées à être utilisées notamment dans des capteurs inertiels et les horloges atomiques [Xue, 2015 ; Manicchia, 2023] ou les mesures de forces à courte distance avec des nano-réseaux [Garcion, 2021]. Par ailleurs, des développements récents ont mis en évidence la possibilité de sources d'atomes froids sans avoir recours au refroidissement.

dissement laser [Huntington, 2023]. Cette approche, démontrée avec succès sur le lithium, peut être généralisée à d'autres atomes ou molécules paramagnétiques, ouvrant ainsi la voie à des jets d'atomes froids d'hydrogène ou d'hélium métastable. De plus, le ralentissement et le refroidissement rovibrationnel de molécules paramagnétiques plus massives, comme YbF, aurait un impact significatif sur les mesures de violation de la parité, ainsi que pour l'étude des collisions et de la chimie à ultra-basse température.

Les travaux menés dans notre équipe avec l'interféromètre au lithium ont démontré la possibilité de réaliser de nouvelles mesures grâce à la séparation spatiale des bras. Cette approche nous a permis d'explorer des particularités de la physique quantique, notamment les phases géométriques de type Aharonov-Bohm. Par ailleurs, les développements récents d'interféromètres utilisant des atomes ultra-froids ont mis en évidence la capacité à manipuler des cohérences quantiques à des échelles macroscopiques, avec des dimensions allant jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres [Kovachy, 2015a]. La perspective d'interféromètres avec des séparations spatiales macroscopiques et une meilleure gestion des effets systématiques offre de nouvelles possibilités pour la mise en place de tests fondamentaux. Le prochain chapitre exposera plus en détail certains aspects prometteurs de ces perspectives, en soulignant leur caractère novateur dans le contexte de l'interférométrie atomique.

# Chapitre 4

## Recherches en cours et perspectives

La phrase la plus excitante à entendre en science, celle qui annonce de nouvelles découvertes, n'est pas "Eureka" (j'ai trouvé!), mais plutôt "Tiens, c'est marrant..."

---

I. Asimov

### Objectifs

Depuis 2016, en tant que responsable de l'équipe, j'ai orienté nos efforts vers l'étude d'interféromètres atomiques utilisant des condensats de Bose-Einstein (CBE) à grande séparation spatiale. Ces interféromètres ont suscité de nombreuses propositions, tant dans le domaine des capteurs quantiques que pour la mise en place de tests de physique fondamentale. Nos recherches portent à la fois sur le développement de nouvelles méthodes en optique atomique, telles que les séparatrices atomiques à très grand transfert d'impulsions, l'étude des sources d'atomes ultra-froids à cadences élevées, et sur de nouveaux tests en physique exploitant, notamment, les déphasages géométriques.

### Sommaire

1	Interférométrie atomique à séparation macroscopique . . . . .	46
1.1	Résultats préliminaires . . . . .	46
1.2	Nouveau montage expérimental . . . . .	58
1.3	Applications en physique fondamentale . . . . .	60
1.4	Conclusion . . . . .	67
2	De nouvelles sources d'atomes pour l'interférométrie . . . . .	67
2.1	Contexte . . . . .	67
2.2	Source atomique sur puce . . . . .	68
3	Conclusion . . . . .	72

## 1 Interférométrie atomique à séparation macroscopique

Le dispositif expérimental que nous construisons a pour objectif la réalisation d'interféromètres atomiques avec des séparations allant du centimètre jusqu'au mètre entre les bras de l'interféromètre. Il repose sur l'utilisation de condensats de Bose-Einstein manipulés au moyen d'un réseau optique. Récemment, les atomes ultra-froids ont démontré leur capacité à réaliser de grands transferts d'impulsions grâce à des réseaux optiques, tout en permettant des durées d'interféromètres ( $T$ ) nettement plus grandes que celles obtenues avec des jets atomiques. Ces dispositifs permettent donc une amplification significative des facteurs d'échelle des capteurs inertiels, ainsi que des mesures de  $h/M$  utilisées pour déterminer la constante de la structure fine. De plus, les superpositions quantiques très étendues, générées dans ces interféromètres, créent des situations singulières en physique quantique, ouvrant ainsi la voie à des tests de macroscopicité de la physique quantique. Cette distance macroscopique entre les bras de l'interféromètre peut également être utilisée pour façonner des potentiels d'interaction à proximité des bras. Cette possibilité permet une exploration approfondie de phénomènes des déphasages géométriques et leur utilisation en métrologie, ainsi qu'à des mesures gravitationnelles telles que la constante de la gravitation universelle  $G$ .

Dans cette section, je présente brièvement les résultats préliminaires que nous avons obtenus dans le domaine des grands transferts d'impulsions (LMT) avec un interféromètre qui utilise des condensats de Bose-Einstein de rubidium. Ensuite, je donnerai les principales caractéristiques d'un nouveau dispositif en cours de développement. Enfin, je discuterai certaines des mesures que nous envisageons de réaliser avec ce dispositif, en mettant l'accent sur une nouvelle méthode de mesure de la neutralité de la matière fondée sur l'effet Aharonov-Bohm scalaire.

### 1.1 Résultats préliminaires

#### 1.1.1 Interféromètre à sources ultra-froides

Entre 2016 et 2022, nous avons mis au point un nouvel interféromètre atomique fondé sur des condensats de Bose-Einstein (BEC) de rubidium 87 (figure 4.1 (a)). Les atomes sont lancés vers le haut au moyen d'un réseau optique à 1064 nm, puis diffractés par un réseau vertical à 780 nm, afin de créer l'interféromètre (figure 4.1 (b)). Les atomes sont détectés par fluorescence imagée sur une caméra CMOS après un temps de vol de 15 ms, une durée permettant de distinguer clairement les états d'impulsion différents en sortie de l'interféromètre (figure 4.1 (c)). Les spécificités de la conception et de l'assemblage du système à vide ainsi que du système laser de refroidissement sont documentées dans la thèse de Boris Décamps [Decamps, 2016].

**Source de condensat de Bose Einstein.** La source atomique consiste en un ensemble d'atomes de rubidium 87, refroidis par évaporation dans un piège tout-optique. La configuration de ce piège dipolaire repose sur deux faisceaux à 1070 nm qui se croisent horizontalement (*piège croisé*), ainsi que sur un troisième faisceau à 1560 nm formant un angle de  $45^\circ$  par rapport à la verticale, avec un waist plus petit (*piège dimple*) (cf. figure 4.2). Cette configuration, inspirée des travaux de CLÉMENT et al. [Clément, 2009], permet d'ajuster indépendamment les fréquences

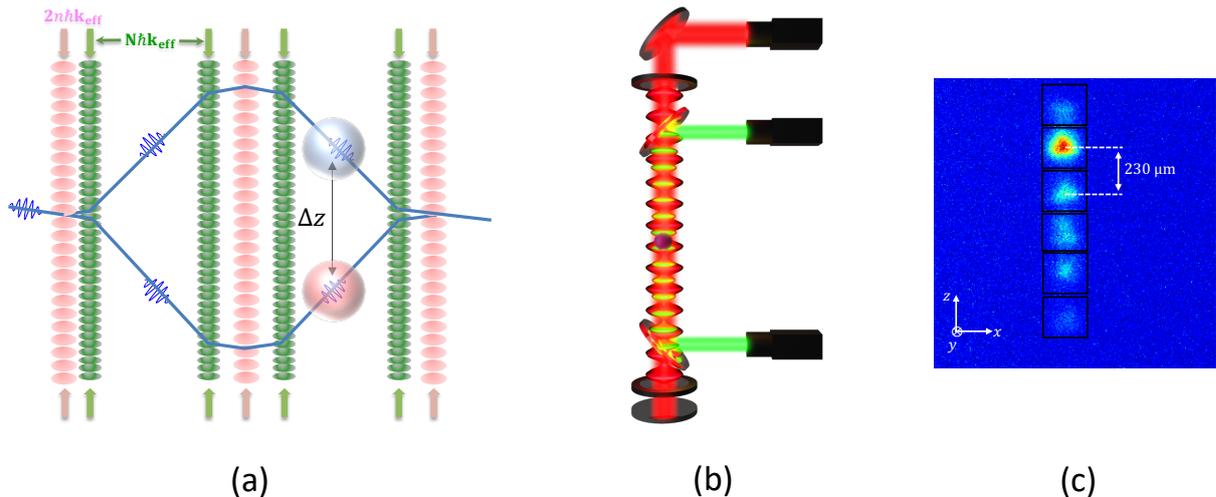


FIGURE 4.1 – (a) Dans l'expérience que nous construisons des atomes ultra-froids sont manipulés à l'aide de réseaux optiques afin de créer un interféromètre dont les bras sont séparés de plusieurs centimètres. Une telle séparation  $\Delta z$  permet de façonner des potentiels différents sur chacun des bras de l'interféromètre. (b) Le condensat est manipulé avec un réseau optique rétro-réfléchi à 780 nm (en rouge). Un réseau optique à 1064 nm superposé au précédent permet de lancer les atomes vers le haut. (c) Les atomes sont détectés par fluorescence. Les ports de sortie correspondent à des états d'impulsion séparés de  $2\hbar k$  dont on peut mesurer les populations après un temps de vol. L'image montre que les spots correspondant à ces différents états sont bien séparés.

de confinement et la profondeur de piégeage avec la puissance du *piège croisé*, et d'atteindre le régime d'emballlement lors du refroidissement évaporatif. En outre, un gradient de champ magnétique horizontal est appliqué pendant le processus de refroidissement par évaporation pour préparer le condensat dans l'état pur  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  [Cennini, 2003]. Nous parvenons à créer en 6 secondes un condensat de Bose-Einstein (BEC) formé de  $N = 6 \times 10^4$  atomes. Les fréquences de confinement à la fin de l'évaporation atteignent environ  $(60 \times 900 \times 1100)\text{Hz}^3$ . En transférant le BEC vers un piège moins confinant, caractérisé par des fréquences d'environ  $(10 \times 80 \times 80)\text{Hz}^3$ , nous parvenons à une réduction significative de la dispersion en vitesse. Cela nous permet d'obtenir des ensembles atomiques de  $3 \times 10^4$  atomes, avec une dispersion en vitesse d'environ  $0.3v_r$  (équivalent à une température effective de 30 nK). Les détails du dispositif expérimental et des méthodes de caractérisation du piège optique sont disponibles dans les thèses de Julien Alibert [Alibert, 2017] et Maxime Bordoux [Bordoux, 2019].

**Lancement et collimation.** Afin d'augmenter le temps de chute libre de l'interféromètre, le condensat est lancé verticalement, en utilisant des oscillations de Bloch, dans un réseau optique à 1064 nm dont le "waist" vaut  $80 \mu\text{m}$ . Ce réseau est constitué d'une paire de faisceaux laser contre-propageants, orientés verticalement, et contrôlés indépendamment, en fréquence et en amplitude, par des modulateurs acousto-optiques (AOM)<sup>1</sup>. Nous ajustons la différence de

1. Contrairement au réseau de Bragg, ce réseau optique n'est pas rétro-réfléchi, ce qui permet d'éviter les problèmes associés aux interférences induites par les doubles réseaux à vitesse nulle.

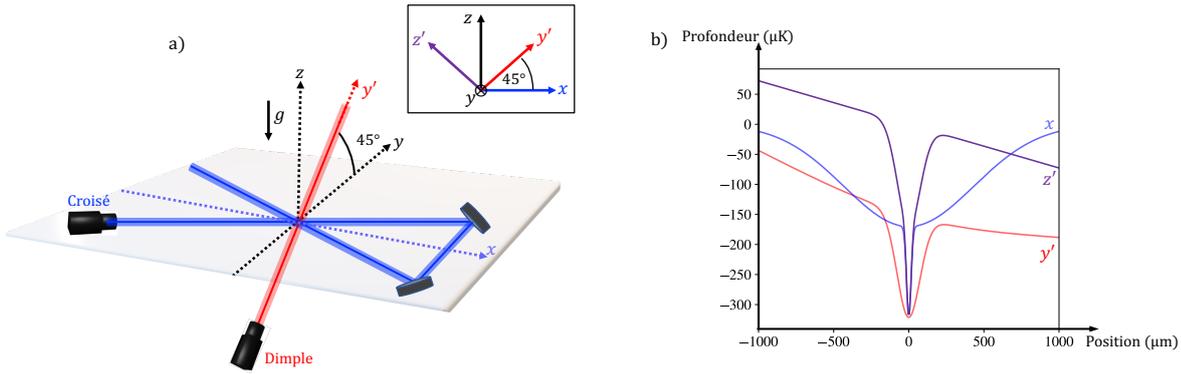


FIGURE 4.2 – a) Schéma des pièges *croisé* (bleu) et *dimple* (rouge) utilisés pour réaliser le piège dipolaire conservatif lors du refroidissement par évaporation. b) Profil des potentiels du piège dipolaire utilisé en début d'évaporation. Cette géométrie permet de découpler les fréquences (dominées par  $\omega_x$  et  $\omega'_z$ ) et la profondeur du piège (dominée par la profondeur du piège *croisé* suivant l'axe  $y'$ ) au cours de l'évaporation.

fréquence relative des faisceaux du réseau pour accélérer les atomes. Nous avons obtenu, récemment, les premiers résultats concernant l'accélération verticale des atomes. Nos expériences ont permis d'atteindre des lancements allant jusqu'à  $40v_r \approx 160$  mm/s, sans observer de pertes d'atomes ni d'augmentation de la dispersion en vitesse. La vitesse de lancement est actuellement limitée par le confinement dans la direction transverse, qui engendre des oscillations du centre de masse et conduit à un échauffement du nuage atomique. Cette limitation résulte d'un compromis sur la taille du faisceau qui est utilisé à la fois pour le lancement et pour le piège optique. Une modification du montage optique des faisceaux à 1064 nm permettra d'augmenter le waist du réseau optique et de surmonter cette limitation.

Les expériences d'interférométrie atomique à bras séparés que nous envisageons nécessitent une source d'atomes avec une température inférieure au nanokelvin. Pour atteindre cet objectif, nous avons mis en oeuvre une technique de manipulation dans l'espace des phases, également connue sous le nom de "delta-kick collimation" (DKC) [Chu, 1986 ; Ammann, 1997 ; Morinaga, 1999 ; McDonald, 2013 ; Kovachy, 2015b ; Corgier, 2020 ; Deppner, 2021]. Cette technique consiste à appliquer un champ de force fonction de la vitesse des atomes qui s'oppose au mouvement des atomes et laisse le nuage avec une dispersion en vitesse presque nulle. En pratique, on laisse s'étendre les atomes pendant un temps de chute libre suffisant, la distribution en position des atomes reflète la dispersion en vitesse initiale. Nous appliquons alors un potentiel optique harmonique pour collimater l'expansion spatiale de la source et réduire ainsi sa dispersion en vitesse. La séquence de DKC est présentée dans la figure 4.3(a). Après avoir été relâchés du piège dipolaire, les atomes évoluent en chute libre. Ils sont ensuite accélérés vers le haut avec une vitesse de  $40v_r$ , de façon à ce que l'apogée de leur trajectoire coïncide avec le centre du piège optique (une implémentation similaire avec des atomes d'ytterbium est décrite dans [Gochner, 2021]). Après une période d'expansion d'une durée  $t_{exp}$ , l'impulsion de DKC est réalisée en rallumant le piège optique. Pour une vitesse de  $40v_r$  nous pouvons atteindre des durées d'expansion de

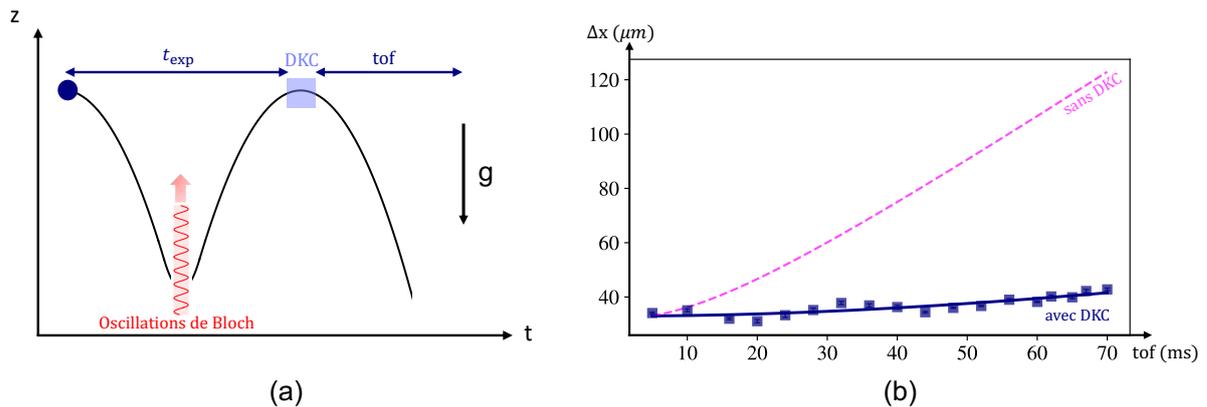


FIGURE 4.3 – a) Schéma de la trajectoire des atomes pour l'expérience de DKC. L'impulsion de collimation est appliquée à l'apogée de la trajectoire des atomes afin de minimiser les déplacements pendant l'impulsion laser. b) Étude expérimentale de l'évolution de la taille du nuage après un temps de vol : sans DKC (rose), correspondant à une température effective de 30 nK, et après DKC (bleu). Les paramètres du DKC sont les suivants : une durée  $\tau = 150\mu\text{s}$ , une puissance  $P = 6\text{ W}$ , un waist de  $w_0 = 145\mu\text{m}$  et un temps d'expansion avant DKC de 16.5 ms. Nous obtenons une température effective de  $1.78 \pm 0.25\text{ nK}$

16.5 ms. Dans ces conditions, la technique de DKC nous permet d'obtenir une source d'atomes dont la température effective est d'environ 2 nK (figure 4.3(b)), en accord avec nos simulations numériques. Ces simulations indiquent également que des températures de l'ordre de 500 pK peuvent être atteintes pour des temps d'expansion plus longs, malgré les non-linéarités du piège. Cependant, augmenter la durée d'expansion nécessite des vitesses de lancement plus grandes, ce qui entraîne un échauffement de l'ensemble atomique avec le réseau actuel, compensant ainsi les avantages du DKC.

Les spécificités du dispositif expérimental ainsi que la caractérisation du lancement des atomes et de la collimation DKC sont exposées en détail dans la thèse d'Ashley Béguin [Béguin, 2023].

### 1.1.2 Diffraction dans le régime de quasi-Bragg

Pour réaliser une séparation spatiale de plusieurs centimètres avec des temps de vols limités à quelques centaines de millisecondes, l'usage de séparatrices atomiques capables d'induire de grands transferts d'impulsion ( $> 80\hbar k$ ) est indispensable. De plus, nous verrons que pour certaines applications, il est essentiel que les atomes se propagent à travers l'interféromètre dans le même état interne. Pour répondre à ces contraintes, les interféromètres qui sont mis en oeuvre utilisent un réseau optique fonctionnant dans le régime de diffraction de quasi-Bragg.

Nous avons réalisé une étude complète, à la fois numérique et expérimentale, de la diffraction d'atomes ultra-froids dans le régime de quasi-Bragg. Bien que la diffraction par un réseau optique ait déjà fait l'objet de nombreuses investigations théoriques et expérimentales, notre étude a apporté des éclaircissements quant à la convergence des modèles numériques, aux déphasages

inhérents au régime de quasi-Bragg, ainsi qu'aux conditions optimales pour la diffraction. Les détails de cette étude ont été publiés dans [Béguin, 2022; Béguin, 2023], j'en donne ici les principaux résultats.

Le modèle théorique que nous utilisons pour décrire la diffraction dans le régime de quasi-Bragg est présenté dans le chapitre 2. Le processus de diffraction d'ordre  $n$  résulte d'un couplage résonnant entre les états d'impulsion  $|p_0\rangle$  et  $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ . Nous étudions la dynamique en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger à partir de l'hamiltonien 2.2 (page 10). Dans cette étude, l'enveloppe temporelle de l'interaction avec le réseau optique est une gaussienne définie numériquement sur un intervalle  $\pm 5\sigma$  :

$$\gamma(t) = \gamma_{\max} \exp\left[-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (4.1)$$

Nous distinguons deux sous-régimes d'interaction : celui des Interactions Courtes (IC) dominé par des transitions non adiabatiques qui peuplent des états d'impulsions non voulus et celui des Interaction Longue (IL) pour lequel on retrouve l'oscillation entre les deux états de Bragg.

Nous avons étudié numériquement la durée d'interaction et la profondeur du réseau qui optimisent l'efficacité de diffraction à l'ordre  $n$  pour une température du nuage atomique. La température  $T$  est définie à partir de l'écart-type  $\sigma_v$  d'une distribution gaussienne des vitesses  $\sigma_v^2 = k_B/mT$ . La partie droite de la figure 4.4 montre l'évolution de la population dans l'état de Bragg  $|6\hbar k\rangle$  en fonction de la durée et de l'amplitude du réseau  $\{\sigma - \gamma_{\max}\}$ . On observe une série de maxima locaux correspondant à des multiples impairs de  $\pi$  de la phase de Rabi  $\theta_R$ . La partie gauche de la figure montre l'évolution de la population local (tracées en pointillés dans la partie droite de la figure). Chaque courbe correspond à une phase de Rabi donnée ( $\pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ ). Toutes les phases de Rabi impaires dans le régime IL atteignent une efficacité de transfert maximale similaire pour un couple  $\{\sigma - \gamma_{\max}\}_{\text{opt}}$ . Nous avons mis en évidence un compromis intéressant, permettant de minimiser l'amplitude maximale du réseau optique, à la frontière qui sépare le régime IC, caractérisé par les pertes non-adiabatiques, et le régime IL, dominé par la sélectivité en vitesse. Envisager une phase de Rabi plus élevée aurait pour effet de ré-

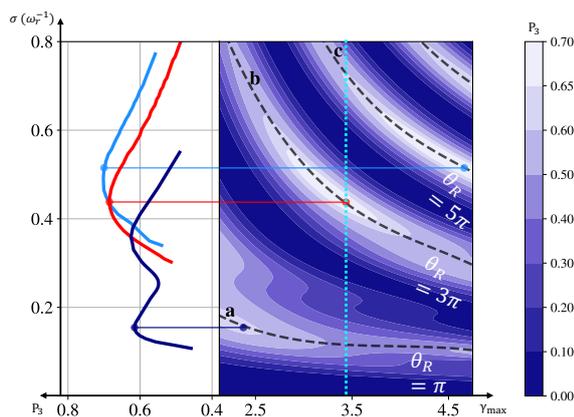


FIGURE 4.4 – Population  $P_3$  de l'état diffracté  $|6\hbar k\rangle$  dans le régime de quasi-Bragg. La simulation tient compte d'une dispersion en vitesse de 1.8 mm/s (i.e.  $T = 30$  nK). Figure de droite : population  $P_3$  en fonction de  $(\sigma, \gamma_{\max})$ . Les lignes en pointillés indiquent les maxima locaux associés aux phases de Rabi  $\pi[2\pi]$ . La ligne bleue correspond à l'oscillation de Rabi de la figure 4.5 pour  $\gamma_{\max} = 3.3$ . Figure de gauche : population  $P_3$  en fonction de  $\sigma$  le long des lignes de maximum local. Pour cette température, l'efficacité de diffraction est optimale est atteinte pour un couple  $(\sigma, \gamma_{\max})$  tel que  $\theta_R \geq 3\pi$ .

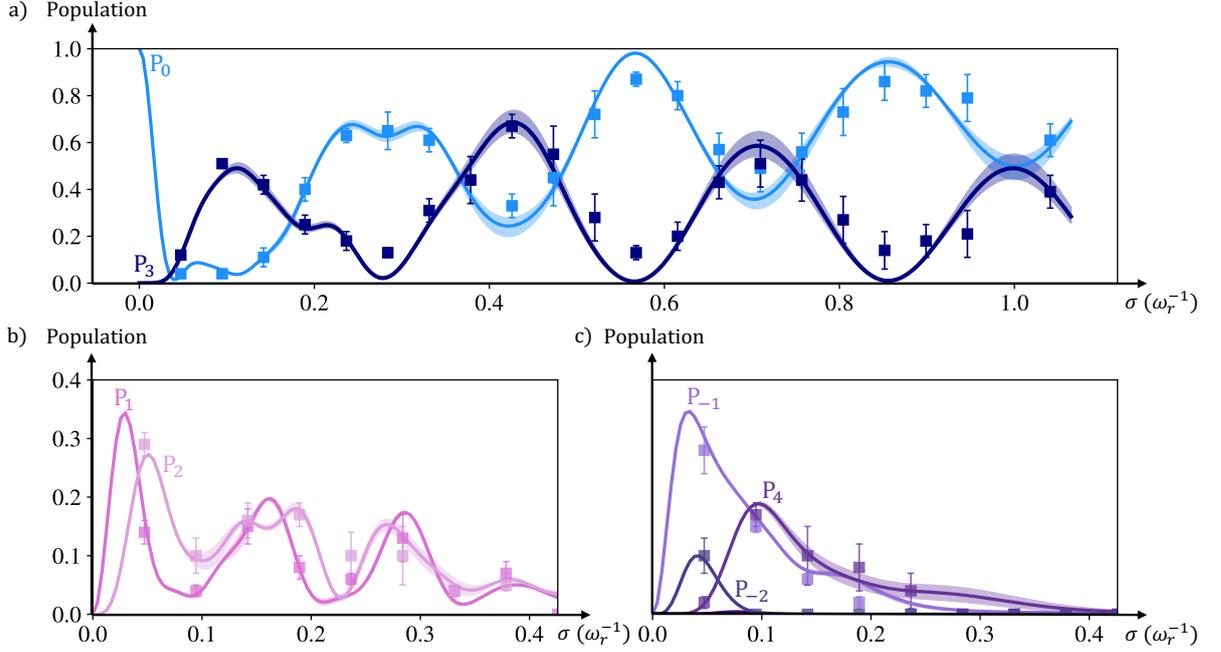


FIGURE 4.5 – La figure montre l'évolution des populations  $P_n$  dans chacun des états d'impulsion  $2n\hbar k$  en fonction de  $\sigma$  pour une enveloppe gaussienne du réseau. Le couplage est choisi pour être résonnant pour la diffraction d'ordre 3 avec une pulsation de Rabi à deux photons  $\gamma_{\max} = 3,3$ . L'état initial est l'état d'impulsion  $n = 0$ . (a) Évolution des deux états de Bragg  $n = 3$  et  $n = 0$ , (b) et (c) population dans les états d'impulsion non résonnants. Les courbes en traits plein sont les résultats de la simulation numériques pour une dispersion en vitesse  $\sigma_v \approx 1.8\text{mm/s}$  ( $\approx 30$  nK) sans paramètres ajustables.

duire les pertes non-adiabatiques ainsi que les phases de diffractions associées. Cependant, cette approche a pour inconvénient d'accentuer d'autres effets, qui augmentent proportionnellement au produit  $\sigma \times \gamma_{\max}$ , comme l'émission spontanée ou les déplacements lumineux. Le compromis entre les régimes IC et IL est illustré figure 4.4, où l'efficacité maximale est observée pour des valeurs de  $\theta_R \geq 3\pi$ . Une caractéristique importante de cette étude est le très bon accord entre nos données expérimentales et nos simulations numériques. La diffraction de Bragg d'ordre élevé dans le régime quasi-Bragg est illustrée par la figure 4.5. Dans cet exemple, nous mesurons les populations dans les différents états d'impulsion à la fin de l'impulsion laser ajustée pour une transition d'ordre  $n = 3$ . La durée de l'impulsion  $\sigma$  est balayée entre  $0.05\omega_r^{-1}$  et  $1.1\omega_r^{-1}$ . On distingue le régime IC ( $\sigma \lesssim 0.5\omega_r^{-1}$ ) et IL ( $\sigma \gtrsim 0.5\omega_r^{-1}$ ). Nous obtenons un très bon accord entre notre expérience et notre modèle numérique, les populations des différents états d'impulsion étant très bien reproduites par la simulation numérique sans paramètres ajustables.

Nous avons aussi étudié des interféromètres de type Mach-Zehnder avec trois impulsions. Dans le cadre d'un modèle à deux niveaux, adapté aux impulsions Raman ou au régime de Bragg, les séparatrices sont réalisées avec une impulsion  $\theta_R = \pi/2$ , tandis que le miroir est obtenu par une impulsion  $\theta_R = \pi$ . Cependant, dans le régime de quasi-Bragg, ces phases de Rabi correspondent au régime IC, conduisant à des pertes non-adiabatiques importantes. Pour

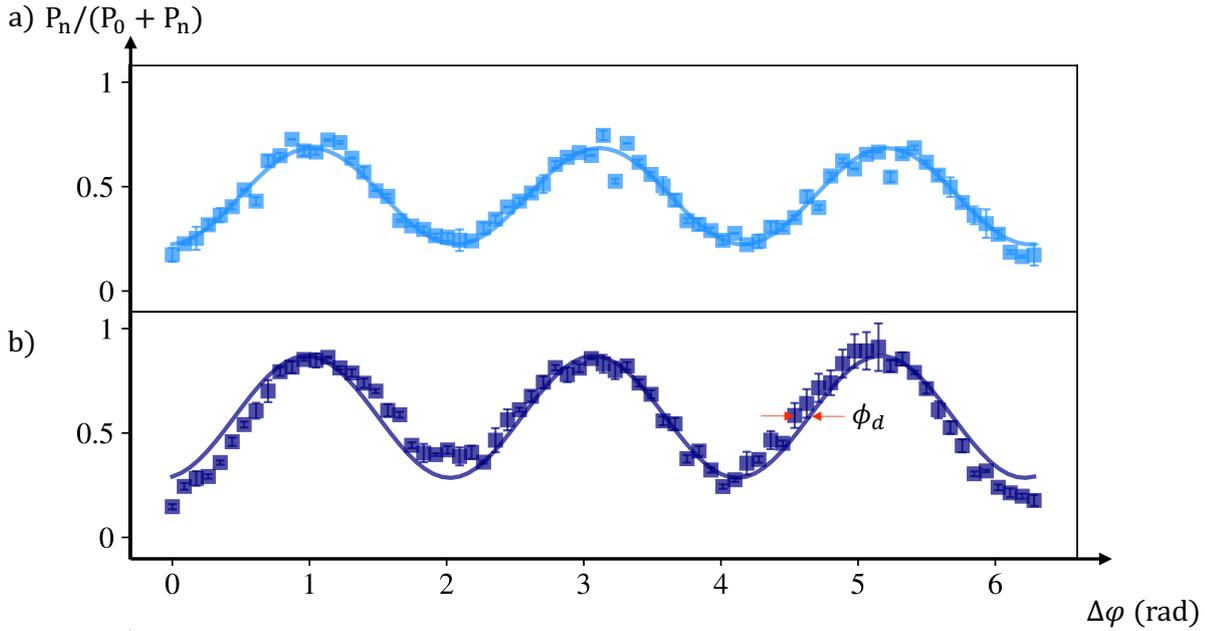


FIGURE 4.6 – Franges d’interférences obtenues pour une impulsion miroir dans le régime IL (a) et IC (b) pour  $n = 3$ . Les lignes en traits plein sont le résultat d’un ajustement sinusoïdal. Chaque donnée expérimentale est le résultat d’une moyenne de 5 mesures. Le régime IL permet de réaliser un interféromètre à deux ondes produisant des franges sinusoïdales tandis que le régime IC induit des interféromètres multiples qui distordent les franges d’interférences. La distorsion des franges s’interprète comme une phase supplémentaire  $\phi_d$ .

ces expériences, les séparatrices atomiques sont donc réalisées avec des impulsions plus longues  $\theta_R = 3\pi/2$ . Cela correspond à une impulsion à la frontière entre les régimes IC et IL. L’impulsion miroir est choisie parmi deux configurations différentes :  $\theta_R = \pi$  (régime IC) et  $\theta_R = 3\pi$  (régime IL). Nous avons notamment étudié l’impact des pertes non-adiabatiques jusqu’à  $n = 5$  sur la visibilité et la déformation des franges d’interférence. Par exemple, la figure 4.6 montre des franges d’interférence pour  $n = 3$ . A la différence des études précédentes [Altin, 2013 ; Parker, 2016], nous mesurons directement les franges d’interférence dans l’ensemble des voies de sorties de l’interféromètre. Cette particularité ouvre la voie à des études quantitatives concernant les effets systématiques liés aux phases de diffraction [Kirsten-Siemß, 2023].

**Conclusion.** Nous avons étudié la diffraction atomique et des interféromètres avec un BEC diffracté par un réseau optique dans le régime de quasi-Bragg jusqu’au sixième ordre de diffraction. Nous avons présenté des simulations réalisées sans paramètres ajustables, qui sont en excellent accord avec les données expérimentales. Ces travaux fournissent une compréhension quantitative des phases de diffraction liées à la nature multi-ports des interféromètres reposant sur la diffraction quasi-Bragg. Nous avons confirmé numériquement la relation entre les phases de diffraction et les pertes non adiabatiques, expliquant des déphasages de diffraction allant jusqu’à plusieurs dizaines de milliradians.

Ces éléments de caractérisation contribuent à approfondir notre compréhension des interfé-

romètres atomiques exploitant la diffraction à des ordres élevés. Malgré les contraintes liées à la puissance laser qui limitent l'intérêt de la diffraction de Bragg pour les ordres de diffraction au-delà de  $n = 10$ , les interféromètres exploitant des séparatrices de Bragg  $\lesssim 20\hbar k$  conservent leur pertinence dans le contexte des capteurs inertiels où des limitations telles que les vibrations peuvent restreindre leurs sensibilités. Ces séparatrices trouvent également des applications dans le domaine des missions spatiales nécessitant des durées d'interférométrie importantes dans des volumes restreints et donc une séparation en impulsion modérée<sup>2</sup>. Toutefois, leur utilisation à des fins métrologiques nécessite une meilleure compréhension des phases multi-chemins. Une étude approfondie de ces déphasages ainsi que des méthodes visant à les atténuer est en cours de réalisation en collaboration avec le groupe de N. Gaaloul à Hanovre [Kirsten-Siemß, 2023]. Enfin et surtout, ces études nous ont permis d'acquérir une compréhension approfondie du régime de quasi-Bragg, tant du point de vue expérimental que de sa modélisation numérique. Ces avancées ont été cruciales pour la conception et le développement des interféromètres à grand transfert d'impulsion que nous envisageons.

### 1.1.3 Séparatrices à grands transferts d'impulsion

Récemment, de nombreux efforts ont été entrepris dans la communauté pour augmenter le nombre d'impulsion de photon ( $\hbar k$ ) transféré aux atomes, dans le but de créer des séparatrices atomiques à grand transfert d'impulsion (LMT - Large Momentum Transfer). Différents processus ont été démontrés, la plupart d'entre eux commence par la création d'une superposition de deux états d'impulsion en utilisant un processus de diffraction de type quasi-Bragg. Un des deux états est ensuite accéléré, soit de manière continue au moyen d'oscillations de Bloch [Cladé, 2009], soit de manière discrète avec des séquences d'impulsion  $\pi$  [McGuirk, 2000 ; Gupta, 2002].

La première méthode, qui repose sur les oscillations de Bloch et la diffraction de Bragg, a été mise en oeuvre par le groupe d'E. Rasel [Gebbe, 2021] pour la démonstration d'un interféromètre permettant un transfert de  $408 \hbar k$  dans la direction horizontale. Une approche similaire, proposée par MALINOVSKY et al. [Malinovsky, 2003], se basant sur l'utilisation de deux réseaux accélérés en sens opposés a été employée par PAGEL et al. [Pagel, 2020] afin de construire des interféromètres de  $240\hbar k$ . Le groupe de M. Kasevich a démontré des interféromètres présentant une séparation de  $102\hbar k$  en utilisant des transitions de Bragg successives ( $n = 3$ ) [Chiov, 2011]. Plus récemment, un autre interféromètre de  $112\hbar k$  a été réalisé en employant également des séquences d'impulsions de Bragg, cette fois-ci avec des atomes d'ytterbium [Plotkin-Swing, 2018]. Les méthodes d'accélération séquentielle ont également été mises en oeuvre avec des transitions à un photon sur des atomes de strontium, en utilisant une succession d'impulsions  $\pi$  [Rudolph, 2020 ; Wilkason, 2022]. Ces réalisations ont abouti à la démonstration d'interféromètres présentant une séparation de  $400\hbar k$ . Dans notre équipe, nous avons récemment démontré un interféromètre avec une séparation de  $200\hbar k$ . Une liste non exhaustive des interféromètres LMT est présentée dans le tableau 4.1.

2. Á titre d'exemple le projet STE-QUEST envisage une durée d'interféromètre de  $2T = 25$  secondes, ce qui conduirait à une séparation de presque 1 m pour des séparatrices  $6 \hbar k$  avec des atomes de rubidium.

Type	Atomes	Publication	Transfert
Bragg CEBS	Rb	[Béguin, 2023]	200 $\hbar k$
Bragg	Yb	[Plotkin-Swing, 2018]	112 $\hbar k$
Bragg	Rb	[Chiov, 2011]	102 $\hbar k$
Bloch	Cs	[Pagel, 2020]	240 $\hbar k$
Bragg + Bloch	Rb	[Gebbe, 2021]	408 $\hbar k$
1 photon	Sr	[Rudolph, 2020]	141 $\hbar k$
1 photon (Floquet)	Sr	[Wilkason, 2022]	400 $\hbar k$

TABLE 4.1 – Liste non exhaustive d’interféromètres à grande séparation spatiale réalisés au cours des dernières années.

**Amplification cohérente des séquences d’impulsion de Bragg.** Les interféromètres à grand transfert d’impulsion requièrent une très bonne efficacité de transfert en raison des pertes cumulées liées à chaque transition<sup>3</sup>. En prenant comme référence  $1000\hbar k$  pour la prochaine génération d’interféromètres LMT, une efficacité supérieure à 99,88% par  $\hbar k$  (resp. 99,97%) est nécessaire afin de détecter plus de 10% (resp. 50%) des atomes utiles en sortie d’un interféromètre de type Mach-Zehnder.

L’approche adoptée jusqu’à présent [Chiov, 2011; Plotkin-Swing, 2018], pour réaliser des transferts efficaces, repose sur l’optimisation individuelle de chaque transition de Bragg. Cependant, parvenir à des efficacités supérieures à 99,5% dans le régime quasi-Bragg s’avère être un véritable défi. Pour relever ce défi, il est nécessaire de combiner l’utilisation d’impulsions longues, afin de minimiser les pertes non-adiabatiques, avec l’emploi de sources atomiques très collimatées (température inférieure à 500 pK), afin de limiter les pertes dues à la sélectivité en vitesse. Typiquement, l’intervalle de temps entre chaque impulsion se situe autour de la milliseconde, ce qui entraîne des durées d’interféromètre de plusieurs centaines de millisecondes, voire de quelques secondes, restreignant ainsi l’intérêt pratique de ces techniques pour des interféromètres  $\gtrsim 100\hbar k$ . Nous avons démontré la possibilité de contourner cette limite en exploitant des interférences destructives entre les pertes non adiabatiques. Cette approche a été baptisée Coherent Enhancement of Bragg pulse Sequence (CEBS) [Béguin, 2023].

Avant d’étudier l’impact de ce transfert séquentiel sur un interféromètre complet, nous analysons une séquence d’accélération isolée. L’évolution du nombre d’atomes dans l’état accéléré ( $|2N\hbar k\rangle$ ) est illustrée figure 4.7(a). La séquence est composée de  $N$  impulsions  $\pi$  à l’ordre  $n = 1$ , de durée  $\tau$  et séparées par un temps  $t_c$ . Nous avons ajusté les paramètres du réseau pour privilégier les pertes non adiabatiques qui contrairement à celles liées à la sélectivité en vitesse sont cohérentes, permettant ainsi le phénomène d’interférence entre les pertes. Ce réglage conduit à une efficacité de 0.6 pour une seule impulsion ( $N = 1$  sur la figure 4.7(a)). Si l’on envisageait des processus indépendants pour chaque impulsion d’accélération, cela engendrerait des pertes

3. L’efficacité,  $\eta$ , est définie à partir des pertes cumulées en supposant que les processus de transfert sont indépendants les uns des autres  $\eta^N$ . Cette définition n’est pas rigoureusement adaptée aux processus examinés dans cette section car ils impliquent des phénomènes cohérents sur plusieurs impulsions lasers. Cependant, ces processus d’interférence se produisent sur un nombre fini d’impulsions laser successives (typiquement 2 à 4). Par conséquent, la tendance moyenne des pertes en fonction de  $N$  suit une décroissance conforme à une loi de puissance.

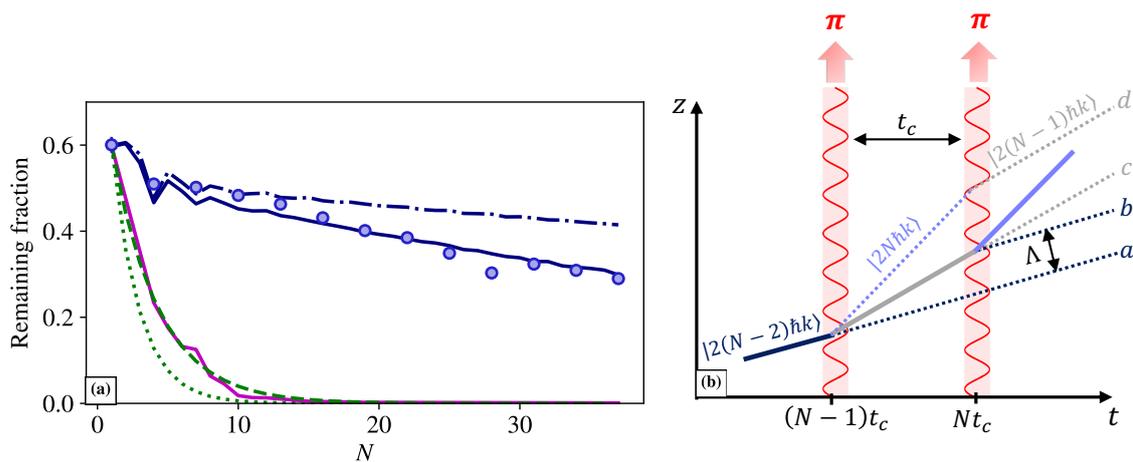


FIGURE 4.7 – (a) Cercles bleus : Population mesurée dans l'état accéléré après une séquence de  $N$  impulsions  $\pi$ . La ligne continue bleu foncé (resp. magenta) est un modèle incluant les phénomènes d'interférences entre les canaux de perte et les fluctuations d'amplitude du réseau (resp. sans interférences). La ligne en trait mixte représente l'efficacité simulée en l'absence de fluctuations. Les lignes en pointillés (resp. en tirets) représentent la loi de puissance correspondant à un processus indépendant pour chaque impulsion d'accélération pour  $\sigma_v = 2.2 \text{ mm.s}^{-1}$  (resp.  $\sigma_v = 0 \text{ mm.s}^{-1}$ ). (b) Schéma des trajectoires spatio-temporelles autour des  $(N - 1)$ -ème et  $N$ -ème impulsions d'accélération  $\pi$ . La trajectoire accélérée correspond aux traits pleins et les lignes pointillées sont les canaux de perte. Après la deuxième impulsion, plusieurs trajectoires (par exemple  $a$  et  $b$ ,  $c$  et  $d$  etc.) ont le même état d'impulsion. Ces trajectoires interfèrent de manière destructive si la séparation  $\Lambda$  entre elles est plus petite que la longueur de cohérence et si  $t_c \ll \omega_r^{-1}$ .

cumulées dramatiques puisque la fraction résiduelle conservée de l'ordre de  $0,6^N$ , serait indétectable après seulement  $N = 10$  impulsions. Cependant, nous observons que plus de 30% des atomes initiaux sont détectés dans la trajectoire entièrement accélérée après  $N = 37$  impulsions. Cette situation correspond à une efficacité supérieure à 99% par  $\hbar k$ <sup>4</sup>.

Cette efficacité s'explique par les interférences destructives entre les canaux de perte. Afin d'illustrer ce processus, nous examinons les pertes dans l'état  $|2(N - 2)\hbar k\rangle$  à la  $N$ -ième impulsion laser (Figure 4.7(b)). Nous considérons deux chemins, le premier correspond aux atomes non diffractés lors de la  $(N - 1)$ -ième impulsion dont le calcul montre que son amplitude est égale à  $\epsilon$  (chemin  $a$  sur la figure 4.7(b)), le second chemin correspond au couplage non résonant à la  $N$ -ième impulsion avec une amplitude de  $\epsilon \exp[i(\pi - 4\omega_r t_c)]$  (chemin  $b$  sur la figure 4.7(b)). Lorsque la longueur de cohérence  $\xi = \hbar/(m\sigma_v)$  est supérieure à la séparation entre les deux chemins  $\Lambda = 2v_r t_c$ , ils interfèrent, et la population dans ce canal de perte oscille selon :

$$P_{|N-2\rangle} \approx 2\epsilon^2 \left[ 1 + \cos(\pi + 4\omega_r t_c) \right]. \quad (4.2)$$

Lorsque les intervalles entre les impulsions sont suffisamment courts,  $t_c \ll (4\omega_r)^{-1}$ , les canaux

4. Cela correspond à une efficacité supérieure à 98.3% par  $2\hbar k$  ( $0.6 \times 0.983^{37}$ ), c'est-à-dire 99% par  $\hbar k$

de pertes peuvent interférer de manière destructive. Ce phénomène se manifeste également pour tous les autres canaux de perte, entraînant ainsi une réduction significative des pertes non adiabatiques. Pour explorer plus en détail cette dynamique, nous avons mené des simulations incluant les chemins d'ordre supérieur, une température finie et des fluctuations d'amplitude du réseau entre chaque impulsion. Les résultats issus de ces simulations concordent remarquablement avec les données expérimentales (voir figure 4.7(a)), confirmant ainsi l'impact favorable des interférences entre les différents canaux de perte. L'efficacité est limitée par les fluctuations de puissance du réseau optique, qui sont de l'ordre de 7%. En réduisant ces fluctuations à moins de 1%, et en utilisant une source à 50 nK comme celle que nous avons employée, nos simulations prédisent une efficacité par  $\hbar k$  supérieure à 99.5% (ligne en pointillés dans la Figure 4.7(a)). Cette efficacité pourrait encore être améliorée en utilisant une source sub-nK, atteignant alors plus de 99.9%.

Nous avons mis en oeuvre ces séparatrices LMT dans des interféromètres LMT de Mach-Zehnder, réalisés à l'aide d'une succession d'impulsions de Bragg, dont le principe est illustré dans la figure 4.8(a). L'interféromètre est réalisé à une dimension selon l'axe définit la gravité  $\vec{g} = -g\vec{z}$ . La première séparatrice est constituée d'une impulsion  $\pi/2$ , qui crée une superposition cohérente entre deux états d'impulsion séparés de  $2\hbar k$ . Ensuite, le chemin supérieur sur la figure 4.8 subit une séquence d'accélération CEBS de  $N$  impulsions  $\pi$ , qui n'agissent pas sur le bras inférieur. Après un temps  $T'$  de propagation libre le chemin supérieur est ralenti par une séquence CEBS. Une impulsion  $\pi$  joue ensuite un rôle de miroir pour les deux bras. C'est alors le chemin inférieur qui subit des séquences identiques d'accélération CEBS ( $N$  impulsions  $\pi$ ), propagation libre  $T'$ , ralentissement CEBS ( $N$  impulsions  $\pi$ ). Enfin, une impulsion  $\pi/2$  forme la seconde séparatrice qui referme l'interféromètre. Nous détectons les populations dans les deux ports de sortie principaux avec les états  $|0\rangle$  et  $|2\hbar k\rangle$ . En raison d'impulsions  $\pi$  imparfaites, les mesures de visibilité peuvent être biaisées par des chemins interférométriques non désirés, ces effets sont étudiés en détail dans [Beguin, 2023].

La figure 4.8(b) présente des franges d'un interféromètre réalisé avec 399 impulsions lasers<sup>5</sup> afin de créer une séparation en impulsion maximale entre les bras de  $200\hbar k$ . Pour balayer les franges, nous intégrons un saut de phase laser  $\phi_l$  pendant les  $N$  premières impulsions d'accélération, ce qui génère un signal oscillant à  $N \times \phi_l$ , offrant ainsi une signature caractéristique de l'interféromètre à  $2(N + 1)\hbar k$ . Nous mesurons une visibilité de  $9 \pm 1\%$  jusqu'à  $200\hbar k$  (figure 4.8 (b)). La limitation à  $200\hbar k$  est liée au temps de vol disponible dans notre dispositif, qui contraint le nombre d'impulsions de Bragg.

**Conclusion** La méthode CEBS permet d'atteindre une efficacité de transfert très élevée, ouvrant ainsi la voie à la réalisation d'interféromètres à très grand transfert d'impulsion. Pour mettre en évidence le potentiel des séparatrices CEBS, nous avons réalisé des simulations numériques qui suggèrent qu'une efficacité supérieure à 99,95% par  $\hbar k$  est atteignable. Cela ouvre la voie à la conception d'interféromètres avec des séparations dépassant  $1000\hbar k$ . Par ailleurs, cette méthode relâche le compromis habituel entre la sélection en vitesse et les pertes non adiabatiques

---

5.  $4N + 3$  pulses où  $N$  est le nombre de pulse d'accélération CEBS

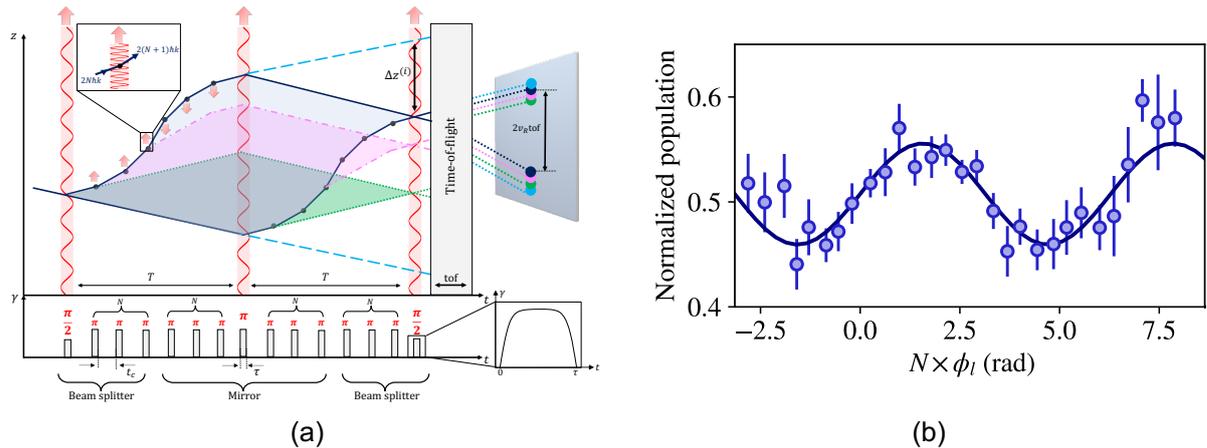


FIGURE 4.8 – (a) Chemins correspondant à un interféromètre à  $8 \hbar k$  dans le référentiel en chute libre. Les réseaux rouges représentent les impulsions de diffraction  $\pi/2 - \pi - \pi/2$  d'un interféromètre atomique standard. La séparation entre les bras est augmentée avec des séquences de  $N$  impulsions  $\pi$  séparées par un temps  $t_c$ , agissant uniquement sur un bras (flèche rouge). En raison des imperfections des impulsions  $\pi$ , des canaux de perte (lignes en pointillés et en pointillés) peuvent induire des interféromètres parasites. Le cadre inférieur montre le train d'impulsions du réseau optique et le profil d'amplitude en tangente hyperbolique utilisé pour chaque impulsion. (b) Franges d'interférence pour une séparation de  $200 \hbar k$ .

dues aux interférences de ces dernières. Par conséquent, la technique CEBS permet d'obtenir des trains d'impulsions plus courts que de nombreuses autres méthodes d'accélération. Par exemple, nos simulations montrent qu'un transfert de  $1000 \hbar k$  en moins de 5 ms est réalisable avec une efficacité globale  $> 10\%$ . Cette technique convient donc aux interféromètres LMT compacts développés pour les capteurs quantiques. En outre, les LMT rapides permettent d'augmenter l'aire spatio-temporelle et la séparation spatiale entre les bras pour une durée d'interférométrie donnée. Nous avons réalisé une étude quantitative de l'impact de la durée finie des séquences de pulses en étendant le formalisme de la fonction de sensibilité aux interféromètres LMT [Décamps, 2019].

L'augmentation de l'efficacité et de la vitesse de transfert d'impulsion associée aux interférences destructives entre les canaux de pertes est aussi à la base des méthodes de "contournement de l'adiabaticité" [Guéry-Odelin, 2019]. De plus, le régime d'accélération que nous avons étudié est étroitement lié aux phénomènes de résonances quantiques dans le delta-kick rotor [Moore, 1995; Daszuta, 2012; Fekete, 2017], à l'effet Talbot temporel [Deng, 1999], et plus récemment aux phénomènes d'interférences multiples lors d'accélération continues dans un réseau optique [Rahman, 2023].

Nous étudions actuellement les limites des séparatrices CEBS, en particulier en ce qui concerne la rapidité du transfert d'impulsion, leur efficacité et leur robustesse. Dans cette perspective, nous prévoyons de mettre en place des protocoles de contrôle optimal et de recourir à des sources atomiques à des températures inférieures à 500 picoKelvins. La caractérisation métrologique des interféromètres à bras séparés exploitant ces CEBS sera un résultat important de

ce projet. Pour atteindre ces objectifs, nous sommes en train de développer une version améliorée du dispositif, dont les caractéristiques principales seront exposées dans la section suivante.

## 1.2 Nouveau montage expérimental

Actuellement, nous développons une nouvelle enceinte ultra-vide dont le principe est illustré sur la figure 4.9. Ce nouveau montage expérimental permettra d'isoler et d'ouvrir indépendamment la chambre dédiée à la source de condensat de Bose-Einstein (BEC) et celle dédiée à l'interférométrie. Cette approche nous offrira davantage de flexibilité pour intégrer divers potentiels d'interaction au sein de la chambre d'interférométrie.

L'architecture actuelle de la source d'atomes froids a été conçue en vue de son intégration avec une puce atomique [Alibert, 2017]. Cette spécification a entraîné des limitations notables en terme d'accès optiques, lesquelles seront surmontées dans le cadre du nouveau dispositif en cours de développement. Plusieurs approches sont envisageables pour la création de condensats de rubidium. Dans le cadre d'une expérience de laboratoire comme celle que nous construisons, l'attention se porte tout particulièrement sur la fiabilité de la méthode, le flux d'atomes ainsi que l'intégration avec l'ensemble du dispositif expérimental, comprenant notamment les aspects liés aux accès optiques et au blindage magnétique. Les méthodes tout-optiques garantissent un fort confinement ainsi que des accès optiques optimisés, tout en entraînant une réduction significative des contraintes liées aux champs magnétiques. Ces approches peuvent être implémentées au moyen de configurations variées, combinant plusieurs faisceaux laser, ce qui permet une évaporation efficace et rapide, conduisant à une fréquence élevée de production de condensats de Bose-Einstein (BEC). Parmi les diverses mises en oeuvre possibles, l'utilisation de "potentiels optiques moyennés" apparaît comme une solution prometteuse. Cette technique simplifie la configuration des montages optiques et optimise l'utilisation de la puissance laser disponible, en l'adaptant aux différentes phases du processus de refroidissement par évaporation. Ces méthodes ont déjà démontré leur capacité à générer des condensats de Bose-Einstein (BEC) de  $\sim 10^5$  atomes en quelques secondes, avec un flux de l'ordre de  $1$  à  $5 \times 10^4$  atomes par seconde [Roy, 2016; Condon, 2019; Albers, 2022]. L'adaptation de mode entre les mélasses optiques et les pièges optiques constitue une limitation significative du flux d'atomes. Pour surmonter cette contrainte, une stratégie prometteuse consiste à utiliser des techniques de refroidissement laser sub-recul dans les pièges optiques lors du chargement. En appliquant une configuration à double piège-croisé, combinée à des méthodes de refroidissement laser dans des réseaux optiques, YAMASHITA et al. [Yamashita, 2017] ont obtenu un condensat de  $10^6$  atomes de rubidium en 4 secondes ( $2.5 \times 10^5$  at./s). La condensation dans des pièges magnétiques offre la possibilité d'effectuer des évaporations extrêmement efficaces, bien que relativement lentes, ce qui permet de condenser jusqu'à  $10^7$  atomes de rubidium en plusieurs dizaines de secondes [Streed, 2006]. Cependant, ces pièges magnétiques sont souvent associés à des limitations en termes d'accès optique et nécessitent l'utilisation de courants électriques importants, ce qui limite leur applicabilité dans le contexte des capteurs quantiques. Toutefois, leur robustesse en fait des candidats attrayants pour des expériences en laboratoire. Les configurations dites TOP ("Time Orbiting Averaged Potential") et "Plug" ont réussi à générer des condensats contenant entre  $1$  et  $2 \times 10^6$  atomes

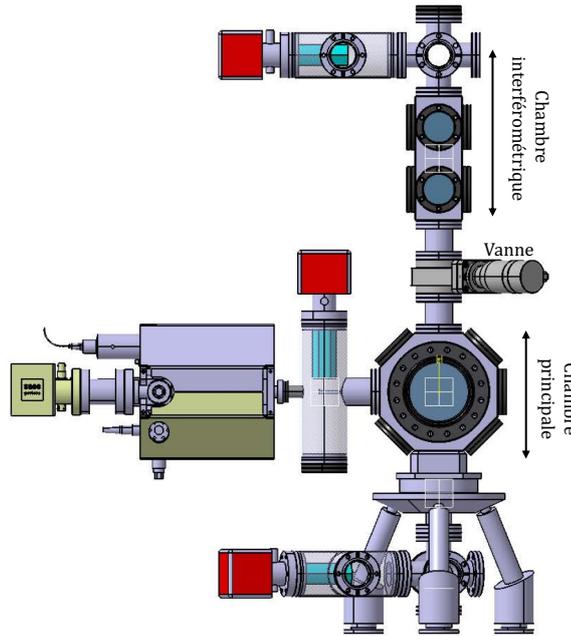


FIGURE 4.9 – Nouvelle chambre à vide en cours de développement.

dans une fenêtre temporelle de 10 à 20 secondes (environ  $\sim 2 \times 10^5$  at./s). Ces types de pièges sont notamment employés dans l'interféromètre rubidium de l'équipe de M. Kasevich à Stanford. D'autre part, les configurations de type Ioffe-Pritchard sur puces atomiques ont démontré la réalisation de condensats contenant environ  $2 \times 10^5$  atomes en 1 seconde [Rudolph, 2015]. Ces sources sont utilisées dans les interféromètres 0-g à Hanovre ou sur le projet CAL dans la station spatiale internationale et sont envisagées pour de futures missions spatiales. Cependant, il convient de noter que les puces atomiques imposent des contraintes importantes en terme d'accès optique. Une approche hybride, proposée initialement par COMPARAT et al. [Comparat, 2006] et mise en oeuvre par LIN et al. [Lin, 2009], consiste à utiliser un piège quadripolaire comme réservoir pour alimenter un piège dipolaire. Cette méthode a permis la création de sources de condensats de Bose-Einstein robustes avec des taux de production d'environ  $5 - 10 \times 10^4$  at./s, et est actuellement employée par plusieurs groupes de recherche. La configuration nominale envisagée pour la nouvelle expérience repose sur une adaptation de l'approche tout-optique actuellement mise en oeuvre. Ces ajustements visent à intégrer des techniques de "potentiels optiques moyennés" (ou "painted potentials") dans le but de simplifier la configuration de notre piège dipolaire. De plus, nous prévoyons l'intégration de méthodes de refroidissement laser sub-recul [Wolf, 2000 ; Kinoshita, 2005 ; Hu, 2017a ; Schreck, 2021] pour améliorer l'efficacité du chargement des pièges optiques.

La visibilité et le nombre d'atomes détectés dans nos interféromètres LMT sont principalement limités par les fluctuations spatio-temporelles de la phase et de l'amplitude du réseau optique, ainsi que par l'émission spontanée et l'efficacité limitée des séquences d'impulsions LMT. Pour résoudre ces problèmes, nous construisons un nouveau système laser pour le réseau optique, capable de délivrer une puissance optique plus grande ( $> 10$  W) [Kim, 2020]. Cela permettra

d’obtenir un désaccord à résonance plus important ( $> 300$  GHz), rendant ainsi l’émission spontanée négligeable. De plus, le nouveau système bénéficiera d’asservissements plus performants réduisant de manière significative les fluctuations de phase et d’amplitude. Par ailleurs, la divergence du faisceau implique des déplacements lumineux différents sur les bras des interféromètres, ce qui peut causer des problèmes de décohérence et des déphasages systématiques. Pour éliminer ces effets, nous envisageons d’utiliser un faisceau provenant de la même fibre optique que le réseau optique, mais avec un désaccord à un photon opposé afin de compenser les déplacements lumineux. Ce faisceau supplémentaire ne contient qu’une seule fréquence et n’induit donc aucune transition de Bragg [Kovachy, 2015a].

Pour améliorer l’efficacité et la robustesse des séparatrices LMT, nous étudions la mise en place de méthodes de contrôle optimal pour déterminer le profil d’amplitude et de phase du réseau optique le plus efficace. Plusieurs méthodes de contrôle, inspirées des techniques de résonance magnétique, ont déjà été mises en oeuvre avec des interféromètres utilisant des transitions Raman [Luo, 2016], le passage rapide adiabatique (ARP) [Kovachy, 2015a], ainsi que les méthodes tout-numériques de contrôle optimal [Saywell, 2020]. Concernant la diffraction de Bragg, des études numériques ont été réalisées [Goerz, 2023; Louie, 2023], et SAYWELL et al. [Saywell, 2023] ont implémenté ces protocoles avec des interféromètres  $6\hbar k$  sans toutefois démontrer un gain significatif. Contrairement aux méthodes visant à optimiser la robustesse ou l’efficacité d’une seule impulsion laser, notre approche vise à optimiser l’ensemble de la séquence LMT, c’est-à-dire le processus de diffraction qui favorise les conditions d’interférence destructives entre les pertes non-adiabatiques. Notre objectif est de rendre la séquence d’accélération CEBS aussi rapide que possible, tout en la rendant résistante aux fluctuations d’amplitude et de fréquence. La robustesse par rapport à la vitesse initiale des atomes peut s’avérer avantageuse pour atténuer les contraintes liées à la température de la source et aux fluctuations de la vitesse du centre de masse du condensat.

### 1.3 Applications en physique fondamentale

Avec l’interféromètre lithium, notre équipe a développé une expertise dans la mesure des effets non inertiels et des déphasages géométriques à l’aide d’interféromètres à bras séparés. L’expérience que nous sommes en train de mettre en place s’inscrit dans la continuité de ces travaux. En effet, le nouveau dispositif permettra une séparation macroscopique des bras beaucoup plus grande, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour l’exploration des déphasages géométriques induits par exemple par les champs électromagnétiques [Anandan, 1995], gravitationnels [Anandan, 1995; Hohensee, 2012; Overstreet, 2022], ou des champs de jauge artificiels [Bouchiat, 2011; Zygelman, 2015]. Dans ce chapitre, je me concentre principalement sur une proposition de test de neutralité électrique de l’atome.

#### 1.3.1 Mesure de la neutralité de la matière

Toutes les expériences à ce jour [Unnikrishnan, 2004; Bressi, 2011] indiquent que les atomes sont électriquement neutres, c’est-à-dire qu’il existe une correspondance exacte entre la charge

de l'électron ( $q_e$ ) et du proton ( $q_p$ ) et que la charge du neutron ( $q_n$ ) est nulle. Les meilleures limites supérieures existantes pour l'asymétrie de charge électron-proton  $|q_p + q_e|/q_e$  et la charge de neutrons résiduels  $|q_n|/q_e$  sont proches de  $10^{-21}$ . Malgré la remarquable précision de ces mesures, une charge résiduelle de l'atome minime aurait des implications majeures pour la physique des particules [Foot, 1993 ; Lammerzahl, 2007 ; Arvanitaki, 2008], l'astrophysique et la cosmologie [Caprini, 2005]. Notre nouveau dispositif permettra la mise en oeuvre d'une nouvelle méthode fondée sur la mesure de la phase Aharonov-Bohm Scalaire [Champenois, 2001b ; Arvanitaki, 2008]. Nous sommes convaincus que cette approche pourrait considérablement améliorer les limites actuelles, potentiellement par plusieurs ordres de grandeur.

**État de l'art des mesures de neutralité atomique.** Il semblerait qu'une des premières propositions à avoir suscité des tests de neutralité de la matière émane d'A. Einstein [Einstein, 1924]. En 1924, il propose d'expliquer l'origine des champs magnétiques des corps astronomiques par le biais d'une légère asymétrie de charge, conduisant ainsi à une densité de charge non nulle, et par conséquent, à l'émergence d'un champ magnétique comparable à celui généré par un dipôle magnétique lorsqu'un corps est en rotation. Selon ce modèle, une valeur de l'ordre de  $10^{-19}q_e$  expliquerait le champ magnétique terrestre. Cette proposition a stimulé la première expérience de précision de neutralité de la matière [Piccard, 1925], qui a permis d'écarter cette explication<sup>6</sup>.

Depuis ces premières expériences, de nombreuses mesures de la neutralité électrique de la matière ont été menées avec différentes espèces atomiques et moléculaires. Dans le tableau 4.2, nous proposons une synthèse des expériences les plus significatives. Nous distinguons celles qui établissent des limites indépendantes pour l'asymétrie de charge électron-proton ( $q_p + q_e$ ) et la charge des neutrons ( $q_n$ ), et celles qui ne distinguent pas ces deux contributions ( $q = \frac{qAe}{A}$ ), où  $A$  est le nombre de nucléons de l'espèce atomique (ou de l'échantillon dans le cas de corps macroscopique). Ces méthodes sont regroupées en quatre catégories :

1. Les méthodes d'écoulement de gaz mesurent le potentiel électrostatique d'une chambre, munie de filtres électriques interdisant le passage de particules chargées, dans laquelle s'écoule un gaz [Piccard, 1925 ; HILLAS, 1959 ; King, 1960]<sup>7</sup>.
2. La méthode électro-acoustique consiste à détecter l'onde acoustique excitée dans un gaz par un champ électrique alternatif à l'intérieur d'un résonateur acoustique [Bressi, 2011].
3. Les méthodes de lévitation : une force électrostatique est appliquée à de petites masses en lévitation magnétique. L'analyse des déplacements induits par cette force permet de définir des contraintes quant à la neutralité de la matière [Marinelli, 1984]. Cette version moderne de l'expérience de Millikan a été initialement conçue pour détecter la présence de quarks libres dans la matière.
4. Les méthodes de déviation de faisceau<sup>8</sup> consistent à mesurer la déviation d'un faisceau moléculaire ou de neutrons sous l'influence d'un champ électrique [Hughes, 1988 ; Baumann,

6. Nous savons maintenant que le champ magnétique de la Terre est dû à un mécanisme de dynamo auto-entretenue dans le noyau externe.

7. Des incohérences dans ces mesures sont rapportés dans [Stover, 1967]

8. Cette méthode, mise en oeuvre pour la première fois par HUGHES et al., aurait été suggérée à V.W. Hughes en 1947 par I.I. Rabi, à la suite d'une discussion avec A. Einstein [Hughes, 1988].

1988].

Les méthodes (1-3) reposent sur l'utilisation de masses macroscopiques pour lesquelles il est difficile de modéliser les effets systématiques liés à la présence de charges libres ou à l'inhomogénéité des champs électriques. Améliorer significativement l'exactitude des deux premières méthodes semble être un défi considérable [Bressi, 2011]. La méthode de lévitation (3) suscitent actuellement un regain d'intérêt, notamment grâce aux progrès dans les techniques de piégeage optique de nano-particules [Moore, 2021]. Les niveaux d'exactitude proposés, de l'ordre de  $10^{-24}q_e$ , se rapprochent de ceux que nous envisageons. Toutefois, il convient de noter que cette méthode ne permet pas de discriminer les contributions attribuables aux neutrons de celles liées à l'asymétrie de charge électron-proton. Les expériences basées sur les jets atomiques (méthode 4) cherchent une déviation anormale de la trajectoire des atomes en présence d'un champ électrique, induite par une force de Lorentz. Cette méthode nécessite une très bonne connaissance du profil du faisceau et du champ électrique. YOUNG et al. [Young, 1997] ont suggéré d'utiliser la sensibilité remarquable des interféromètres atomiques aux accélérations avec des atomes froids pour mesurer ces forces électriques. Cependant, les effets liés à la polarisabilité des atomes limitent l'intérêt pratique de cette méthode [Champenois, 2001b]. Enfin, DURSTBERGER-RENNHOFER et al. [Durstberger-Rennhofer, 2011] ont proposé une nouvelle méthode utilisant la spectroscopie des états quantiques de neutrons ultra-froids dans le potentiel de gravité au-dessus d'un miroir vertical. Cependant comme pour les autres méthodes, cette expérience nécessitera une très bonne connaissance de l'homogénéité spatiale du champ électrique.

Méthode	Ref.	$q/q_e$	$(q_p + q_e)/q_e$	$q_n/q_e$
1	[Piccard, 1925]	$5 \times 10^{-21}$	x	x
1	[HILLAS, 1959]	$1 \times 10^{-21}$	$3 \times 10^{-20}$	$3 \times 10^{-20}$
2	[Bressi, 2011]	$1.1 \times 10^{-21}$	x	x
3	[Marinelli, 1984]	$0.8 \times 10^{-21}$	x	x
4 Atoms	[Hughes, 1988]	$3 \times 10^{-21}$	$1.2 \times 10^{-19}$	$9 \times 10^{-20}$
4 Neutrons	[Baumann, 1988]	x	x	$1.1 \times 10^{-20}$

TABLE 4.2 – Résumé des limites de la neutralité de la matière issues d'expériences de laboratoire

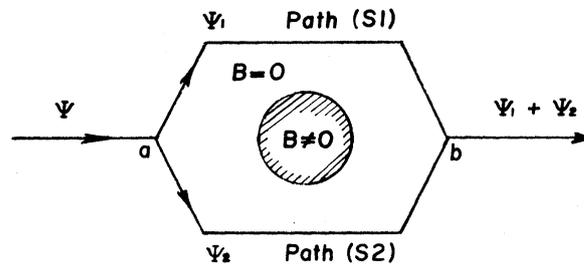


FIGURE 4.10 – Test de l'effet Aharonov-Bohm avec des neutrons, permet de tester la neutralité des neutrons. Cette expérience a été réalisée par GREENBERGER et al. [Greenberger, 1981] contraignant la charge du neutron à  $10^{-12}q_e$ .

L'effet Aharonov-Bohm est un déphasage intéressant pour tester la neutralité de la matière

à l'aide d'interféromètres à onde de matière. Ce déphasage est proportionnel à la charge de la particule, dans une configuration où le champ électromagnétique est nul sur les deux bras de l'interféromètre, minimisant ainsi les effets de polarisabilité. Des preuves de principe de cette méthode ont été établies par GREENBERGER et al. [Greenberger, 1981] avec des neutrons (cf. figure 4.10). Cependant, en raison du faible flux des interféromètres à neutrons, les mesures effectuées n'ont pas permis de contraindre la neutralité du neutron avec une incertitude meilleure que  $10^{-12}q_e$ . Nous proposons de tester la neutralité des atomes en utilisant l'effet Aharonov-Bohm scalaire dans des interféromètres atomiques.

**Principe de la mesure.** Cette approche a été proposée initialement par notre équipe [Champenois, 2001b] en utilisant un jet d'atomes thermiques. Elle a ensuite été adaptée par le groupe de M. Kasevich pour des atomes froids lancés en fontaine [Arvanitaki, 2008], se rapprochant ainsi de la solution que nous souhaitons mettre en œuvre. Le principe consiste à appliquer des potentiels électrostatiques opposés  $\pm V$  sur chaque bras de l'interféromètre pendant un intervalle de temps  $\tau$ . Les électrodes ne sont mises sous tension que lorsque les deux paquets d'ondes se trouvent complètement à l'intérieur des électrodes. Si l'atome porte une charge électrique non nulle  $\delta q_{At}$ , alors un déphasage proportionnel à  $\delta q_{At}$  est mesuré :

$$\Delta\phi = \frac{2\delta q_{At}V\tau}{\hbar} \quad (4.3)$$

A partir de l'incertitude sur ce déphasage, nous établissons la limite sur la neutralité de l'atome de rubidium et de la charge par nucléon  $\delta q_{At}/A$  :

$$\frac{\sigma_q}{q_e} = \sigma_\phi \frac{\hbar}{2V\tau} \frac{1}{Aq_e} \quad (4.4)$$

Cette mesure présente des avantages conceptuels significatifs. Tout d'abord, il s'agit d'un effet d'interférences à une seule particule, ce qui élimine les biais liés aux charges libres, une contrainte souvent rencontrée dans les expériences macroscopiques. De plus, dans la configuration Aharonov-Bohm, les atomes ne sont soumis à aucun champ électrique, ce qui réduit les phénomènes de polarisabilité. Par ailleurs, le faible nombre de particules impliquées dans la mesure est compensé par la rapidité avec laquelle la phase Aharonov-Bohm oscille en fonction de la charge électrique ( $\Delta\phi \propto \hbar^{-1}$ ).

Par ailleurs, en effectuant les mesures sur les deux isotopes du rubidium  $^{85}\text{Rb}$  et  $^{87}\text{Rb}$ , il est possible de contraindre indépendamment la charge du neutron  $q_n$  et l'asymétrie de charge électron-proton  $q_e + q_p$ . La conservation de la charge dans la désintégration  $\beta$  ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ), permet alors de déduire une limite de la charge électrique du neutrino ( $\bar{\nu}_e$ ) avec la même exactitude que sur les charges  $q_p + q_e$  et  $q_n$ .

Le principe de l'expérience est illustré sur la figure 4.11. Le condensat de rubidium est lancé verticalement, puis interagit avec un réseau optique vertical pour créer deux chemins cohérents grâce à des séparatrices LMT. À l'apogée de la trajectoire, la distance  $d$  entre deux bras est centimétrique, ce qui permet de disposer les électrodes autour des bras. Nous envisageons des électrodes cylindriques de longueur  $L = 2$  cm, et de rayon  $R = 5$  mm (figure 4.11(b)) et des

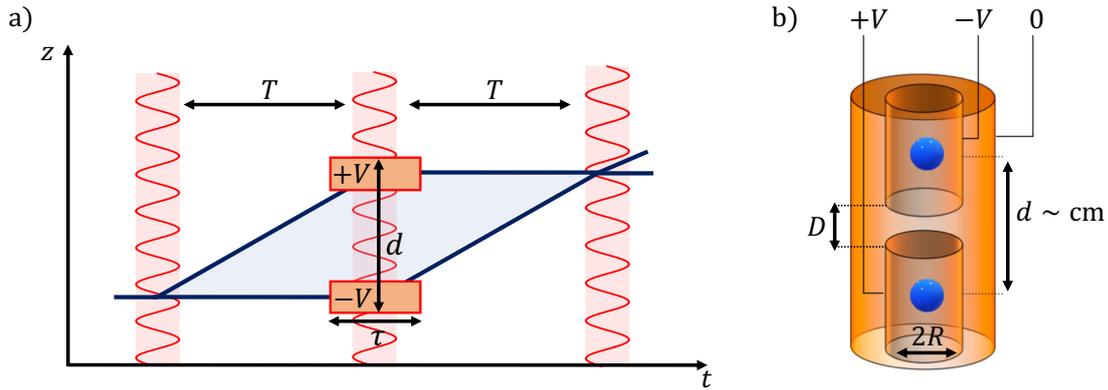


FIGURE 4.11 – (a) Les bras de l’interféromètre sont séparés d’une distance  $d$  centimétrique afin de disposer des électrodes. Les électrodes sont mises sous tension  $\pm V$  pendant une durée  $\tau$ . (b) Les électrodes ont une symétrie de révolution de longueur  $L$ , de rayon  $R$  et séparées d’une distance  $D$ .

potentiels jusqu’à  $V = 20$  kV.

Afin de démontrer l’efficacité de notre approche, nous avons étudié la propagation des atomes le long des bras de l’interféromètre, en tenant compte du potentiel électrostatique généré par les électrodes. Les interféromètres analysés ont une durée totale de  $2T = 120$  ms et sont basés sur des séparatrices atomiques transférant des impulsions allant de  $80\hbar k$  à  $200\hbar k$ , avec des durées d’interaction au sein des électrodes fixées à  $\tau = 20$  ms. Notre analyse a pris en compte les sources de bruit de phase provoquées par les vibrations du laboratoire, les fluctuations de trajectoire corrélées aux inhomogénéités du potentiel électrostatique, ainsi que le bruit de projection quantique [Beguïn, 2023].

**L’incertitude sur la neutralité de la matière visée avec ce dispositif est de l’ordre de  $10^{-24}q_e$ .** Nous supposons que les mesures de neutralité sont moyennées sur une durée de 72 heures, ce qui équivaut à environ  $2.5 \times 10^4$  mesures, avec une mesure de phase toutes les 5 secondes. Les principaux facteurs limitant l’incertitude statistique sont résumés dans le tableau 4.2.

	Configuration $80\hbar k$	Configuration $164\hbar k$
Séparation	2 cm	4 cm
Vibrations	$2 \times 10^{-23}$	$4 \times 10^{-23}$
BPQ	$6 \times 10^{-24}$	$6 \times 10^{-24}$
$E(\delta z)$	$1 \times 10^{-24}$	$7 \times 10^{-27}$

TABLE 4.3 – Sensibilité sur la mesure de la neutralité pour les configurations  $80\hbar k$  et  $164\hbar k$ .

La première limitation anticipée est attribuée au bruit de phase induit par les vibrations du réseau optique. Pour quantifier ce bruit de phase, nous avons procédé à des mesures du niveau de vibration dans le laboratoire en utilisant un sismomètre *Nanometrics Trillium Compact*<sup>TM</sup>, installé sur une plateforme antivibration passive *Minus-K*<sup>TM</sup>. Le bruit de vibration est pondéré

par la fonction de réponse de l'interféromètre [Décamps, 2020] et moyenné sur la durée de la mesure, ce qui nous permet d'estimer un bruit de phase liée aux vibrations d'environ  $\sigma_\phi \sim 1$  mrad, soit une incertitude sur la neutralité évaluée à environ  $\sigma_q \sim 1 \times 10^{-23} q_e$ .

Il est possible d'atténuer de manière significative l'impact du bruit de vibration en utilisant deux interféromètres qui partagent le même réseau optique (gradiomètre), et dont un seul des deux interféromètres interagit avec les électrodes. Dans cette configuration, l'estimation de la phase mesurée est limitée par le bruit de projection quantique (BPQ),  $\sigma_{BPQ}\phi = (V\sqrt{N_d})^{-1}$ . Avec  $N_d = 10^4$  atomes détectés et une visibilité de  $V = 50\%$ , après une intégration de  $2.5 \times 10^4$  mesures, le bruit de projection quantique limite les mesures de phase à  $300 \mu\text{rad}$ , ce qui équivaut à une incertitude sur la neutralité d'environ  $3 \times 10^{-24} q_e$ .

L'évaluation de l'exactitude d'une nouvelle méthode de mesure est une tâche complexe. On peut néanmoins souligner que contrairement aux mesures inertielles ou aux mesures de  $h/M$ , l'effet Aharonov-Bohm scalaire utilisé pour les mesures de neutralité dépend de la tension appliquée aux électrodes. Par conséquent, il est possible de réaliser des mesures différentielles en commutant les tensions pour discriminer l'effet Aharonov-Bohm des autres effets systématiques habituellement rencontrés en interférométrie atomique. Nous prévoyons l'apparition de deux effets systématiques qui pourraient potentiellement influencer les mesures.

Le premier effet systématique découle du champ électrique résiduel dans les électrodes qui induit un déphasage par effet Stark. Ce champ électrique est principalement dû à la courbure des lignes de champ électrique près des bords des deux électrodes. Grâce à l'utilisation d'une simulation par éléments finis et d'un design préliminaire des électrodes, nous avons pu obtenir une cartographie du champ électrique à partir de laquelle, nous pouvons calculer le déphasage Stark :

$$\Delta\Phi_E = \frac{-2\pi\epsilon_0\alpha_0}{\hbar} \int_0^\tau \left[ E^2(z_B(t)) - E^2(z_A(t)) \right] dt, \quad (4.5)$$

avec  $\alpha_0$  la polarisabilité statique,  $\epsilon_0$  la permittivité électrique du vide et  $z_{A,B}(t)$  la trajectoire des atomes durant leur propagation dans les électrodes. Nous estimons que cet effet pourrait influencer la mesure à un niveau de  $10^{-27} q_e$ . Toutefois, les conducteurs métalliques réels ne sont pas parfaitement équipotentiels en raison de "patch potentials" [Camp, 1991] ce qui peut induire une contribution supplémentaire. Néanmoins, il est important de souligner que ces effets de polarisabilité ne présentent pas la même dépendance en fonction de la tension  $V$  que l'effet Aharonov-Bohm. Enfin, il est envisageable de réaliser des mesures du champ électrique in-situ en utilisant la spectroscopie des états de Rydberg [Osterwalder, 1999 ; Thiele, 2015 ; Mohapatra, 2008].

Un autre effet systématique découle du courant transitoire [Arvanitaki, 2008], qui se produit lorsque la tension est activée et désactivée. Avec notre géométrie d'électrodes, nous estimons la présence d'un champ magnétique transitoire d'environ  $300 \mu\text{G}$  pour chaque électrode. Ce champ magnétique peut potentiellement affecter la mesure via l'effet Zeeman quadratique, la mesure se faisant sur un niveau  $m_F = 0$ <sup>9</sup>. Dans le scénario le plus défavorable, où les champs de chaque

---

9. Les deux isotopes stables du rubidium étant des bosons ayant des niveaux  $|F, m_F = 0\rangle$  dans l'état fondamental, il est possible d'utiliser cette stratégie.

électrode ne sont pas corrélés, ce déphasage reste inférieur à  $1\mu\text{rad}$  ( $< 10^{-27}q_e$ ). De plus, il est possible de mesurer le champ magnétique en utilisant les états  $m_F = \pm 1$ , ce qui permet de minimiser cet effet systématique.

La conception réelle des électrodes et de l'électronique haute tension fait actuellement l'objet d'une étude approfondie, dans le but de maximiser la tension appliquée et d'obtenir un potentiel électrostatique le plus uniforme possible. Bien que le design complet de l'expérience ne soit pas encore finalisé, une incertitude de l'ordre de  $10^{-24}q_e$  semble atteignable. On peut dès lors se demander ce que nous pouvons en apprendre. Tout d'abord, il est important de noter que le test de neutralité que nous proposons utilise une méthode complètement différente des précédentes, ce qui d'un point de vue métrologique est essentiel.

De plus, l'amélioration des expériences de laboratoire permettra d'établir des comparaisons avec les contraintes obtenues à partir d'observations astrophysiques [Sengupta, 1996 ; Raffelt, 1999 ; Sengupta, 2000 ; Caprini, 2005]. À ma connaissance, les limites les plus strictes ont été déterminées en analysant l'anisotropie du fond diffus cosmologique [Caprini, 2005]. Ces limites varient de  $q \leq 10^{-22}q_e$  à  $q \leq 10^{-38}q_e$ , selon la distribution de charge. Il serait intéressant d'étudier la possibilité d'affiner ces modèles à l'aide de nouvelles mesures réalisées en laboratoire.

La recherche d'une déviation de la neutralité de l'atome constitue également un test important du modèle standard (MS) et offre la possibilité d'explorer des théories "au-delà du Modèle Standard". En effet, l'origine de la neutralité de la matière est liée à la *quantification de la charge électrique* (QCE), c'est-à-dire au fait que toutes les charges électriques apparaissent comme des multiples d'une charge fondamentale. P.A.M. Dirac a tenté de résoudre le problème de la QCE en introduisant des monopôles magnétiques [Dirac, 1948]. Par ailleurs, le modèle standard minimal (MSM)<sup>10</sup> n'est pas en mesure d'expliquer la quantification de la charge électrique [Foot, 1993 ; Foot, 1994], et l'accord extrêmement précis entre les charges des particules fondamentales est un paramètre libre du modèle. Par conséquent, un léger écart de la charge électrique des neutrons ou des atomes par rapport à zéro est autorisé dans ce contexte théorique. Dans le cadre des extensions du Modèle Standard qui intègrent la masse non nulle des neutrinos, la possibilité d'une violation de la Quantification de la Charge Électrique (QCE) dépend de la nature des neutrinos : particules de Majorana ou de Dirac. Dans ce contexte, si les neutrinos sont des particules de Majorana, des mécanismes de quantification de la charge électrique sont identifiés [Foot, 1994]. Si les neutrinos sont des particules de type Dirac, cela permet l'existence d'une charge non quantifiée, qui est définie comme  $\delta q = \epsilon(B - L)$ , où  $B$  représente le nombre baryonique et  $L$  le nombre leptonique. En d'autres termes, cela suggère que les neutrons et les neutrinos pourraient posséder une charge non nulle  $\epsilon$ . De manière plus générale, les tests de la neutralité de l'atome sont envisagés comme des moyens d'explorer les modèles de physique qualifiés de "au-delà du Modèle Standard" [Witten, 1979 ; Foot, 1993 ; Lammerzahl, 2007 ; Arvanitaki, 2008]. Enfin, les mesures de la neutralité atomique, associées aux expériences de détection de charges fractionnaires [Moore, 2021 ; Afek, 2021], sont utilisées pour tester l'existence de nouvelles particules chargées envisagées dans des modèles de matière noire [Jaeckel, 2010 ; Essig, 2013].

---

10. Dans ce contexte *minimal* signifie que les neutrinos ont une masse nulle.

## 1.4 Conclusion

Le nouvel interféromètre offrira la possibilité d'obtenir des séparations spatiales allant de plusieurs centimètres jusqu'à un mètre, permettant de créer des potentiels gravitationnels et électromagnétiques contrôlés le long des bras de l'interféromètre. L'utilisation de potentiels électromagnétiques offre la possibilité d'étudier des phases géométriques, j'ai notamment présenté une application spécifique avec les mesures de neutralité de l'atome. D'autres phases géométriques peuvent être étudiées à l'aide de champs de jauge artificiels [Zygelman, 2015]. Par ailleurs, des expériences d'électrodynamique en cavité ont été suggérées avec des cavités autour des bras de l'interféromètre [Qureshi, 2023]. De plus, en positionnant des masses à proximité des bras de l'interféromètre, nous pourrions étudier les effets gravitationnels [Anandan, 1995 ; Hohensee, 2012 ; Overstreet, 2022] et réaliser des mesures de la constante de gravitation  $G$  [Fixler, 2007 ; Rosi, 2014]. Enfin, nous pouvons envisager l'utilisation de réseaux optiques horizontaux, pour créer des interféromètres d'aire non-nulle [Gautier, 2022 ; Schubert, 2021]. Cette dernière configuration offrirait la possibilité d'explorer plus précisément certaines propriétés des phases géométriques de type Aharonov-Bohm vectoriel (HMW, AC etc.) [McKellar, 2014 ; Marletto, 2020], ainsi que des généralisations de l'effet Sagnac appliquées au moment cinétique total de l'atome [Oliveira, 1962 ; Mashhoon, 1988 ; Demirel, 2015].

En raison de sa versatilité, notre dispositif se prête parfaitement à l'implémentation des avancées récentes en optique atomique et leur évaluation métrologique. Nous envisageons d'exploiter les oscillations de Bloch pour piéger les atomes dans le réseau optique vertical [Ferrari, 2006 ; Kovachy, 2010 ; Charrière, 2012 ; Zhang, 2016 ; Alauze, 2018 ; Xu, 2019], ce qui pourrait prolonger la durée des interféromètres atomiques sans nécessiter l'utilisation d'immenses fontaines atomiques. De plus, l'application de techniques de "squeezing" pourrait potentiellement bénéficier à notre expérience en réduisant le bruit de projection quantique (BPQ) [Hosten, 2016 ; Salvi, 2018 ; Corgier, 2020 ; Anders, 2021 ; Greve, 2022].

## 2 De nouvelles sources d'atomes pour l'interférométrie

Nous nous intéressons également au développement des capteurs inertiels atomiques. Notre travail sur les séparatrices LMT et la métrologie des interféromètres atomiques contribue directement à l'amélioration de ces capteurs quantiques. De plus, nous développons des sources d'atomes ultra-froids sur puce adaptées aux applications embarquées, je ferai une présentation succincte de cette activité dans cette partie.

### 2.1 Contexte

L'interférométrie atomique présente un intérêt majeur pour le développement d'accéléromètres et de gyroscopes de grande précision, avec des applications en navigation inertielle et en géodésie. La plupart des mesures exactes réalisées jusqu'à présent avec des interféromètres atomiques utilisent des sources d'atomes froids thermiques, produisant environ  $10^7$  atomes refroidis à quelques microkelvins, avec une cadence supérieure à 1 Hz. Les temps d'interaction typiques

des interféromètres atomiques se situent autour de  $2T \sim 100$  ms. En matière de gravimétrie et d'applications géophysiques, les interféromètres atomiques se sont avérés aussi performants, voire supérieurs, aux capteurs commerciaux de pointe, et ils font également l'objet d'une étude croissante en vue de leur utilisation potentielle pour la navigation inertielle.

Pour améliorer la sensibilité des capteurs inertiels, il peut être avantageux d'augmenter la séparation en impulsion entre les deux bras de l'interféromètre en utilisant des séparatrices LMT, ce qui nécessite d'utiliser des atomes ultra-froids pour maintenir une visibilité satisfaisante. Il est également possible d'augmenter le temps d'interaction  $T$ , des durées de plusieurs secondes sont envisagées dans le contexte des missions spatiales. Cependant, l'expansion thermique des nuages atomiques, pendant le temps de vol dans l'interféromètre, complique la maîtrise des effets systématiques. Par exemple, si l'on considère des atomes de rubidium refroidis à quelques microKelvins, un temps d'interaction dépassant une seconde entraîne un nuage atomique d'un diamètre de quelques centimètres.

Pour exploiter pleinement le potentiel des interféromètres atomiques dans de telles conditions, il est essentiel de recourir à des méthodes de refroidissement permettant d'atteindre des températures beaucoup plus basses  $< 100$  nK, correspondant typiquement à des condensats de Bose-Einstein (BEC).

## 2.2 Source atomique sur puce

Les sources de condensat de Bose-Einstein utilisées en laboratoire sont généralement limitées en termes de taux de cycle, avec des valeurs typiques de plusieurs dizaines de secondes, et elles requièrent une consommation électrique importante. L'objectif principal de cette étude est de développer une source d'atomes ultra-froids capable de produire des BEC avec une cadence élevée, un flux d'atomes important et une faible consommation électrique. Les puces à atomes [Reichel, 2011] présentent l'avantage de créer des pièges atomiques extrêmement confinants, permettant ainsi la production rapide d'atomes ultra-froids. De plus, elles ont déjà démontré leur compatibilité avec des expériences embarquées en terme de fiabilité, de consommation d'énergie et de compacité. Nous avons réalisé un dispositif expérimental (cf figure 4.12) qui associe une puce magnétique et des réseaux de diffractions optiques afin de créer un dispositif compact et robuste.

### 2.2.1 Refroidissement laser sur une puce réseau

La distribution des faisceaux optiques vers la chambre à vide est une source potentielle d'instabilité des capteurs à atomes froids embarqués. Dans le but d'atténuer ce problème, nous avons développé un piège magnéto-optique composé de plusieurs réseaux de diffraction disposés sur une surface plane, que nous désignons sous le nom de "puce optique". Ces réseaux ont été spécialement conçus pour générer tous les faisceaux nécessaires au piège magnéto-optique à partir d'un unique faisceau laser incident, comme illustré dans la Figure 4.12. Cette caractéristique simplifie considérablement le dispositif optique, renforçant ainsi sa robustesse lors de la phase de refroidissement par laser.

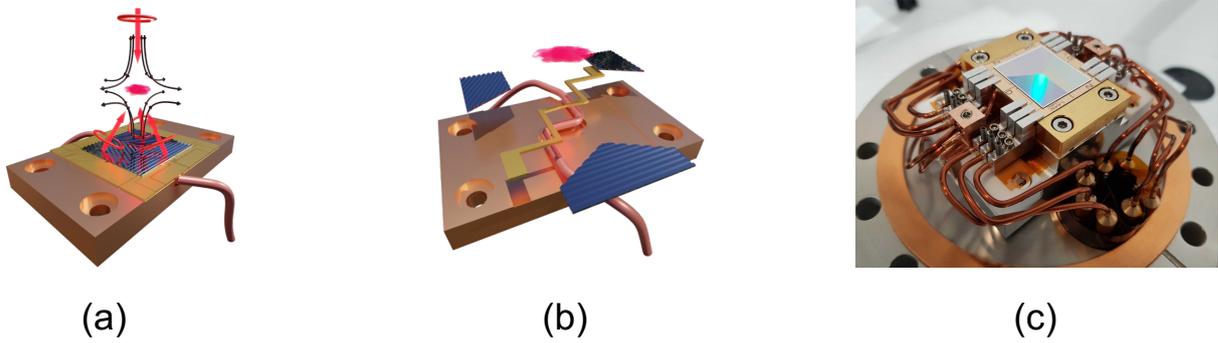


FIGURE 4.12 – (a) Piège Magnéto-Optique créé à partir de réseaux de diffraction et (b) piégeage magnétique créé avec des fils à la surface de la puce. (c) Photo de l'assemblage de la puce optique et magnétique.

La puce optique est constituée de trois réseaux de diffraction unidimensionnels (1D). Les faisceaux incidents et les faisceaux diffractés, associés au champ magnétique généré par des bobines en configuration anti-Helmholtz alignées avec l'axe du faisceau incident, forment un piège magnéto-optique en configuration tétraédrique, appelé GMOT pour Grating Magneto-Optical Trap [Nshii, 2013; McGilligan, 2015; McGilligan, 2017; Imhof, 2017]. La conception du GMOT a été guidée par plusieurs caractéristiques, notamment la réduction de la réflexion spéculaire (ordre 0), la qualité de la polarisation des faisceaux diffractés, ainsi que l'équilibre des forces de pression de radiation au niveau des atomes.

Des géométries bidimensionnelles (2D) sont parfois utilisées pour réaliser des GMOT [McGilligan, 2015], cependant celles-ci nécessitent une répartition de 25 % de la puissance optique dans chacun des quatre faisceaux diffractés pour atteindre un équilibre des pressions de radiation, ce qui correspond à un réseau de diffraction parfait<sup>11</sup>. En revanche, en optant pour une géométrie 3x1D, il suffit de réaliser des réseaux 1D avec une efficacité de diffraction de 33 % dans l'ordre +1. Cela équivaut à un réseau de diffraction sous-optimal, en terme d'efficacité de diffraction, ce qui le rend plus facile à mettre en oeuvre expérimentalement.

La conception de nos réseaux unidimensionnels repose sur une analyse numérique approfondie, réalisée par Romain Calviac dans le cadre de sa thèse, avec l'expertise de nos collègues O. Gauthier Lafaye et A. Monmayrant du LAAS. Plusieurs configurations de réseaux ont été examinées dans le but d'atteindre un équilibre des pressions de radiation à 1% près, une polarisation circulaire dépassant les 90%, et une efficacité de diffraction de l'ordre 0 inférieure à 5%. Notre choix s'est orienté vers l'utilisation de réseaux Al/Si simples, avec un angle de diffraction de 40 degrés, une option robuste en terme de procédés de fabrication.

Le dispositif est placé dans une chambre à vide, où nous parvenons à charger environ  $7 \times 10^7$  atomes en seulement 1.5 seconde en utilisant un 2D-MOT. Après une étape de MOT comprimé et de mélasse optique, les atomes sont refroidis à une température d'environ  $20 \mu\text{K}$ . Ces perfor-

11. Un réseau de diffraction 2D de maille carré parfait réalise 50 % de diffraction dans l'ordre +1 et -1 et 0 % dans les autres ordres, dans chacune des directions propres du réseau. Pour un réseau 1D simple, l'efficacité de diffraction parfaite correspond 50 % de diffraction dans l'ordre +1

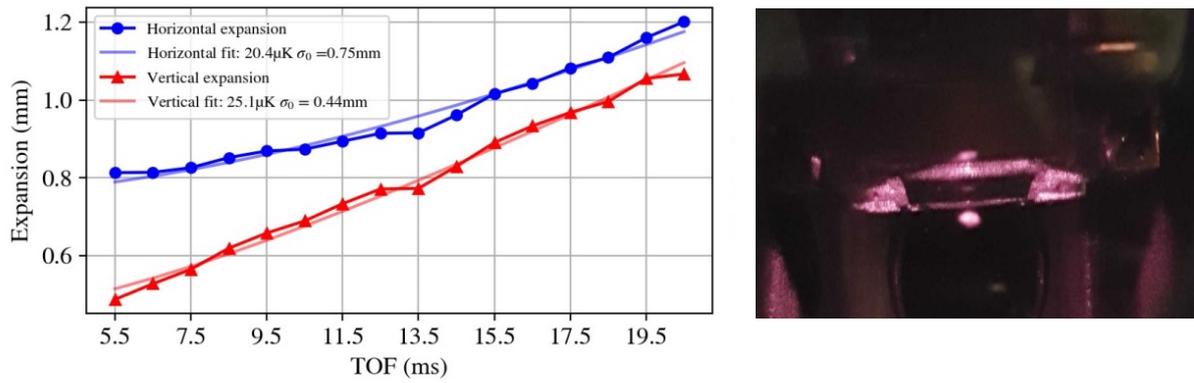


FIGURE 4.13 – (a) Photographie d'un piège magnéto-optique proche de la surface. (b) mesure de la température d'une mélasse optique.

Nombre d'atomes	Température ( $\mu\text{K}$ )	PSD	Ref.
$7 \times 10^7$	20	$4.1 \times 10^{-6}$	LCAR
$2.5 \times 10^8$	-	-	[Imhof, 2017]
$3 \times 10^6$	3	-	[McGilligan, 2017]
$3 \times 10^7$	46	$3.7 \times 10^{-6}$	[McGilligan, 2015]

TABLE 4.4 – Performances de notre GMOT et celles publiées récemment.

mances sont comparables aux meilleurs résultats publiés concernant les GMOT. Le tableau 4.4 présente les performances publiées des GMOT en terme de nombre d'atomes, de température et de densité dans l'espace des phases (PSD). Ce tableau permet de mettre en perspective nos résultats par rapport à l'état de l'art, et souligne la validité de notre approche.

Le nombre d'atomes est actuellement limité en raison du volume de capture du GMOT. Nous envisageons d'utiliser un faisceau incident à profil plat, pour favoriser une répartition plus homogène de la puissance laser sur les réseaux atomiques augmentant ainsi le volume du GMOT. De plus, il est probable que le refroidissement sub-Doppler dans la mélasse soit limité par la présence de champs magnétiques parasites à proximité de la puce, résultant des courants de Foucault circulant dans l'embase en cuivre. Cependant, une température de quelques dizaines de microkelvin est parfaitement adaptée à un chargement efficace de l'ensemble atomique dans les potentiels magnétiques de la puce atomique.

### 2.2.2 Piégeage magnétique sur une puce

Les puces à atomes permettent de piéger et de manipuler des atomes à l'aide de potentiels magnétiques créés par des fils conducteurs microfabriqués. Cette approche crée des pièges avec un fort confinement, favorisant un refroidissement par évaporation efficace. De plus, elle se caractérise par des dispositifs compacts, robustes et économes en énergie. Le design de notre puce atomique nous permet de générer des potentiels magnétiques similaires à ceux utilisés dans l'expérience QUANTUS, qui a réussi à produire un condensat de Bose-Einstein (BEC) avec une population atomique de l'ordre de  $10^5$  atomes en 1 seconde [Rudolph, 2015]. Une particularité

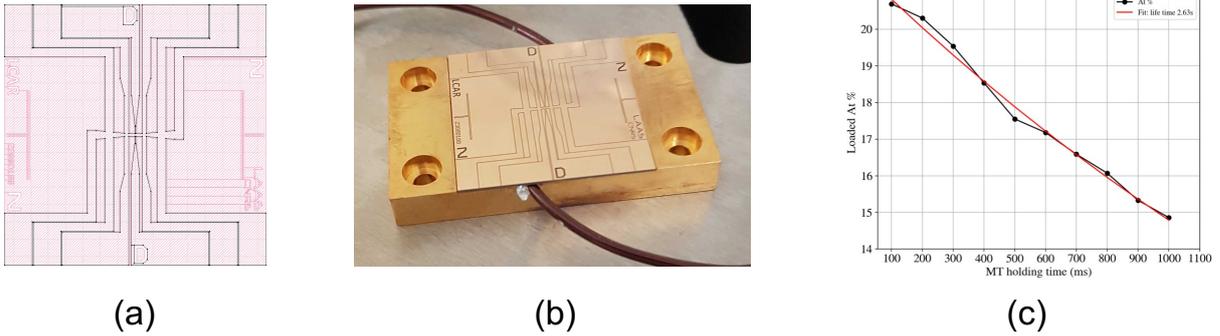


FIGURE 4.14 – (a) Masque des fils de la puce magnétique. (b) photo de la puce magnétique fabriquée dans les salles blanches du LAAS. (c) Nombre d'atomes dans le piège en fonction du temps de maintien dans le piège magnétique.

de notre configuration est que le piège magnétique doit être positionné à une distance suffisante des fils pour permettre l'insertion de la puce optique, dont le substrat a une épaisseur d'environ  $200 \mu\text{m}$ . Cela nécessite l'utilisation de courants de l'ordre de  $10 \text{ A}$ , ce qui est plus élevé que ce qui est généralement utilisé sur les puces atomiques. Par conséquent, cela implique l'utilisation de fils de dimensions relativement larges, mesurant  $50 \times 300 \mu\text{m}$ .

Le schéma de la puce magnétique que nous avons fabriquée est représenté dans la Figure 4.14. La puce est fabriquée par le LAAS. Les fils en cuivre et la couche de passivation en or sont obtenus par dépôt électrolytique sur un substrat en AlN. Cette puce est composée de trois fils disposés en forme de Z, mesurant respectivement  $10 \text{ mm}$ ,  $6 \text{ mm}$  et  $2 \text{ mm}$  de longueur, avec une section centrale de  $50 \times 300 \mu\text{m}^2$ . Les fils en Z de  $6 \text{ mm}$  et  $2 \text{ mm}$  sont connectés des deux côtés de la puce, ce qui permet également de créer des géométries en forme de H. Un fil central de section  $100 \times 50 \mu\text{m}^2$  sera utilisé pour créer un piège de type « dimple ».

Les détails relatifs à la fabrication des puces optiques et magnétiques, à leur hybridation, ainsi qu'aux tests de performances optiques et thermiques seront exposés dans la thèse de Romain Calviac. Le dispositif que nous avons mis en place nous a permis de réaliser avec succès le premier chargement d'une puce atomique à partir d'un piège magnéto-optique à réseau fusionné sur la même puce (voir figure 4.14). Nous avons pu piéger environ  $5 \times 10^6$  atomes dans ce piège, avec une durée de vie dans le piège de 3 secondes.

Il s'agit des tout premiers résultats, et je suis convaincu qu'il existe encore de nombreuses possibilités d'amélioration. Par exemple, une meilleure adaptation du piège magnétique et du GMOT, la mise en place d'une étape de pompage optique, ou l'utilisation d'un faisceau avec un profil plat sont envisagées. Ces résultats sont encourageants, ils ouvrent la voie à la création de sources d'atomes ultra-froids robustes adaptées aux applications embarquées. Au-delà des applications en tant que source d'atomes, la diffraction de faisceaux Raman sur les réseaux optiques de la puce permettrait des mesures d'accélération dans les trois directions de l'espace, en exploitant différentes combinaisons de vecteurs d'onde diffractés. Nous étudions la possibilité d'intégrer cette technique pour la réalisation de capteurs inertiels 3D à notre système en collaboration avec le LP2N et la société Exail. Plus généralement, cette technologie ouvre de nouvelles

perspectives en matière d'architecture optique pour les technologies quantiques, qu'elles soient destinées aux applications terrestres ou spatiales. Elle permet la création de réseaux optiques avec un seul faisceau, ce qui ouvre la voie à l'exploration de diverses géométries et dimensions de réseaux optiques. Cette avancée pourrait contribuer au développement d'horloges de grande précision, de nouveaux capteurs inertiels, ainsi qu'à la réalisation de simulations quantiques.

### 3 Conclusion

Le projet de recherche que j'ai présenté s'inscrit dans la continuité des expériences d'interférométrie atomique à bras séparés initiées par Jacques Vigué. Cependant, les dispositifs que nous mettons en oeuvre diffèrent significativement de l'interféromètre initialement exploité à Toulouse. Nous développons de nouveaux instruments fondés sur l'utilisation d'atomes ultra-froids, avec des applications à la fois en physique fondamentale et dans le domaine des technologies quantiques. Ces interféromètres atomiques à bras séparés permettront la mise en oeuvre de nouveaux tests de physique fondamentale comme par exemple les tests de neutralité de la matière. Les développements en optique atomique que nous réalisons dans ce contexte, tels que la création de sources de condensats de Bose-Einstein à cadences élevées, la manipulation de sources ultra-froides à l'aide de réseaux optiques, rejoignent les préoccupations rencontrées dans le développement des capteurs inertiels et le développement de grands instruments qui sont proposés pour les détecteurs d'ondes gravitationnelles et l'exploration de la physique au-delà du modèle standard sur Terre ou dans l'espace.

# Bibliographie

- [Abe, 2021] Mahiro ABE, Philip ADAMSON, Marcel BORCEAN, Daniela BORTOLETTO, Kieran BRIDGES, Samuel P CARMAN et al. « Matter-wave Atomic Gradiometer Interferometric Sensor (MAGIS-100) ». *Quantum Science and Technology* 6.4 (2021), p. 044003 (cf. p. 8, 16, 18).
- [Afek, 2021] Gadi AFEK, Fernando MONTEIRO, Jiaxiang WANG, Benjamin SIEGEL, Sumita GHOSH et David C. MOORE. « Limits on the abundance of millicharged particles bound to matter ». *Phys. Rev. D* 104 (2021), p. 012004 (cf. p. 66).
- [Aguilera, 2014] D N AGUILERA, H AHLERS, B BATTELIER, A BAWAMIA, A BERTOLDI, R BONDADESCU et al. « STE-QUEST—test of the universality of free fall using cold atom interferometry ». *Classical and Quantum Gravity* 31.11 (2014), p. 115010 (cf. p. 16).
- [Aharonov, 1959] Y. AHARONOV et D. BOHM. « Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory ». *Phys. Rev.* 115 (1959), p. 485-491 (cf. p. 25).
- [Aharonov, 1961] Y. AHARONOV et D. BOHM. « Further Considerations on Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory ». *Phys. Rev.* 123 (1961), p. 1511-1524 (cf. p. 25).
- [Aharonov, 1984] Y. AHARONOV et A. CASHER. « Topological Quantum Effects for Neutral Particles ». *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984), p. 319-321 (cf. p. 27).
- [Aharonov, 2015] Yakir AHARONOV, Eliahu COHEN et Daniel ROHRLICH. « Comment on “Role of potentials in the Aharonov-Bohm effect” ». *Phys. Rev. A* 92 (2015), p. 026101 (cf. p. 26).
- [Aharonov, 2016] Yakir AHARONOV, Eliahu COHEN et Daniel ROHRLICH. « Nonlocality of the Aharonov-Bohm effect ». *Phys. Rev. A* 93 (2016), p. 042110 (cf. p. 25, 26).
- [Alauze, 2018] X ALAUZE, A BONNIN, C SOLARO et F Pereira Dos SANTOS. « A trapped ultracold atom force sensor with a  $\mu\text{m}$ -scale spatial resolution ». *New Journal of Physics* 20.8 (2018), p. 083014 (cf. p. 67).
- [Albers, 2022] Henning ALBERS, Robin CORGIER, Alexander HERBST, Ashwin RAJAGOPALAN, Christian SCHUBERT, Christian VOGT et al. « All-optical matter-wave lens using time-averaged potentials ». *Communications Physics* 5.1 (2022), p. 60 (cf. p. 58).
- [Alibert, 2017] Julien ALIBERT. « Une nouvelle source pour l’interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein double espèce ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017 (cf. p. 47, 58).
- [Altin, 2013] P A ALTIN, M T JOHNSON, V NEGNEVITSKY, G R DENNIS, R P ANDERSON, J E DEBS et al. « Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction ». *New Journal of Physics* 15.2 (2013), p. 023009 (cf. p. 52).
- [Altschul, 2015] Brett ALTSCHUL, Quentin G. BAILEY, Luc BLANCHET, Kai BONGS, Philippe BOUYER, Luigi CACCIAPUOTI et al. « Quantum tests of the Einstein Equivalence Principle with the STE-QUEST space mission ». *Advances in Space Research* 55.1 (2015), p. 501-524 (cf. p. 17).
- [Ammann, 1997] Hubert AMMANN et Nelson CHRISTENSEN. « Delta Kick Cooling: A New Method for Cooling Atoms ». *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), p. 2088-2091 (cf. p. 48).
- [Anandan, 1981] J. ANANDAN. « Sagnac effect in relativistic and nonrelativistic physics ». *Phys. Rev. D* 24 (1981), p. 338-346 (cf. p. 16).
- [Anandan, 1995] Jeeva ANANDAN. *TOPOLOGICAL PHASES AND THEIR DUALITY IN ELECTROMAGNETIC AND GRAVITATIONAL FIELDS*. 1995. arXiv : [gr-qc/9504002](https://arxiv.org/abs/gr-qc/9504002) [[gr-qc](https://arxiv.org/abs/gr-qc/9504002)] (cf. p. 60, 67).
- [Anders, 2021] F. ANDERS, A. IDEL, P. FELDMANN, D. BONDARENKO, S. LORIANI, K. LANGE et al. « Momentum Entanglement for Atom Interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 127 (2021), p. 140402 (cf. p. 67).

- [Antoine, 2006] C. ANTOINE. « Matter wave beam splitters in gravito-inertial and trapping potentials: generalized ttt scheme for atom interferometry ». *Applied Physics B* 84.4 (2006), p. 585-597 (cf. p. 6).
- [Antoine, 2003] Ch. ANTOINE et Ch.J. BORDÉ. « Exact phase shifts for atom interferometry ». *Physics Letters A* 306.5 (2003), p. 277-284 (cf. p. 6).
- [Aoyama, 2012] Tatsumi AOYAMA, Masashi HAYAKAWA, Toichiro KINOSHITA et Makiko NIO. « Tenth-order QED contribution to the electron  $g-2$  and an improved value of the fine structure constant ». *Physical Review Letters* 109.11 (2012), p. 111807 (cf. p. 17).
- [Arndt, 2014] Markus ARNDT et Klaus HORNBERGER. « Testing the limits of quantum mechanical superpositions ». *Nature Physics* 10.4 (2014), p. 271-277 (cf. p. 5).
- [Arora, 2011] Bindiya ARORA, M. S. SAFRONOVA et Charles W. CLARK. « Tune-out wavelengths of alkali-metal atoms and their applications ». *Phys. Rev. A* 84 (2011), p. 043401 (cf. p. 37).
- [Arvanitaki, 2008] Asimina ARVANITAKI, Savvas DIMOPOULOS, Andrew A. GERACI, Jason HOGAN et Mark KASEVICH. « How to Test Atom and Neutron Neutrality with Atom Interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), p. 120407 (cf. p. 34, 61, 63, 65, 66).
- [Arvanitaki, 2018] Asimina ARVANITAKI, Peter W. GRAHAM, Jason M. HOGAN, Surjeet RAJENDRAN et Ken VAN TILBURG. « Search for light scalar dark matter with atomic gravitational wave detectors ». *Phys. Rev. D* 97 (2018), p. 075020 (cf. p. 18).
- [Asenbaum, 2020] Peter ASENBAUM, Chris OVERSTREET, Minjeong KIM, Joseph CURTI et Mark A. KASEVICH. « Atom-Interferometric Test of the Equivalence Principle at the  $10^{-12}$  Level ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020), p. 191101 (cf. p. 17).
- [Audretsch, 1983] J AUDRETSCH et C LAMMERZAHL. « Neutron interference: general theory of the influence of gravity, inertia and space-time torsion ». *Journal of Physics A: Mathematical and General* 16.11 (1983), p. 2457 (cf. p. 34).
- [B Ho, 1994] Vu B HO et Michael J MORGAN. « An Experiment to Test the Gravitational Aharonov-Bohm Effect ». *Australian Journal of Physics* 47.3 (1994), p. 245-252 (cf. p. 34).
- [Badurina, 2020] L. BADURINA, E. BENTINE, D. BLAS, K. BONGS, D. BORTOLETTO, T. BOWCOCK et al. « AION: an atom interferometer observatory and network ». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.05 (2020), p. 011 (cf. p. 8, 16, 18).
- [Barrett, 2022] B. BARRETT, G. CONDON, L. CHICHET, L. ANTONI-MICOLLIER, R. ARGUEL, M. RABAULT et al. « Testing the universality of free fall using correlated 39K–87Rb atom interferometers ». *AVS Quantum Science* 4.1 (2022), p. 014401 (cf. p. 17).
- [Batelaan, 2015] H. BATELAAN et M. BECKER. « Dispersionless forces and the Aharonov-Bohm effect ». *Europhysics Letters* 112.4 (2015), p. 40006 (cf. p. 26).
- [Battelier, 2021] Baptiste BATTELIER, Joël BERGÉ, Andrea BERTOLDI, Luc BLANCHET, Kai BONGS, Philippe BOUYER et al. « Exploring the foundations of the physical universe with space tests of the equivalence principle ». *Experimental Astronomy* 51.3 (2021), p. 1695-1736 (cf. p. 17).
- [Baumann, 1988] J. BAUMANN, R. GÄHLER, J. KALUS et W. MAMPE. « Experimental limit for the charge of the free neutron ». *Phys. Rev. D* 37 (1988), p. 3107-3112 (cf. p. 61, 62).
- [Bause, 2020] R. BAUSE, M. LI, A. SCHINDEWOLF, X.-Y. CHEN, M. DUDA, S. KOTOCHIGOVA et al. « Tune-Out and Magic Wavelengths for Ground-State  $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$  Molecules ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020), p. 023201 (cf. p. 38).
- [Becker, 2019] Maria BECKER, Giulio GUZZINATI, Armand BÉCHÉ, Johan VERBEECK et Herman BATELAAN. « Asymmetry and non-dispersivity in the Aharonov-Bohm effect ». *Nature Communications* 10.1 (2019), p. 1700 (cf. p. 26, 33).
- [Beguín, 2023] Ashley BEGUIN. « Interférométrie atomique à grands transferts d’impulsion dans le régime de quasi-Bragg. » Theses. Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2023 (cf. p. 10, 49, 50, 56, 64).
- [Béguin, 2023] A. BÉGUIN, T. RODZINKA, L. CALMELS, B. ALLARD et A. GAUGUET. « Atom Interferometry with Coherent Enhancement of Bragg Pulse Sequences ». *Phys. Rev. Lett.* 131 (2023), p. 143401 (cf. p. 54).
- [Béguin, 2022] A. BÉGUIN, T. RODZINKA, J. VIGUÉ, B. ALLARD et A. GAUGUET. « Characterization of an atom interferometer in the quasi-Bragg regime ». *Phys. Rev. A* 105 (2022), p. 033302 (cf. p. 50).
- [Berman, 1997] P.R. BERMAN. *Atom Interferometry*. Elsevier Science, 1997 (cf. p. 5, 7, 8).
- [Berry, 1999] M V BERRY. « Aharonov-Bohm beam deflection: Shelankov’s formula, exact solution, asymptotics and an optical analogue ». *Journal of Physics A: Mathematical and General* 32.30 (1999), p. 5627 (cf. p. 33).

- [Berry, 1987] M.V. BERRY. « The Adiabatic Phase and Pancharatnam's Phase for Polarized Light ». *Journal of Modern Optics* 34.11 (1987), p. 1401-1407 (cf. p. 41).
- [Berry, 1984] Michael Victor BERRY. « Quantal phase factors accompanying adiabatic changes ». *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 392.1802 (1984), p. 45-57 (cf. p. 26, 41).
- [Bertoldi, 2019] A. BERTOLDI, F. MINARDI et M. PREVEDELLI. « Phase shift in atom interferometers: Corrections for nonquadratic potentials and finite-duration laser pulses ». *Phys. Rev. A* 99 (2019), p. 033619 (cf. p. 6).
- [Bezerra, 1991] V B BEZERRA. « Gravitational Aharonov-Bohm effect in a locally flat spacetime ». *Classical and Quantum Gravity* 8.10 (1991), p. 1939 (cf. p. 34).
- [Biedermann, 2015] G. W. BIEDERMANN, X. WU, L. DESLAURIERS, S. ROY, C. MAHADESWARASWAMY et M. A. KASEVICH. « Testing gravity with cold-atom interferometers ». *Phys. Rev. A* 91 (2015), p. 033629 (cf. p. 15).
- [Bohr, 1913] N. BOHR. « I. On the constitution of atoms and molecules ». *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 26.151 (1913), p. 1-25 (cf. p. 5).
- [Bongs, 2006] K. BONGS, R. LAUNAY et M. A. KASEVICH. « High-order inertial phase shifts for time-domain atom interferometers ». *Applied Physics B* 84.4 (2006), p. 599-602 (cf. p. 6).
- [Bonnin, 2013] A. BONNIN, N. ZAHZAM, Y. BIDEL et A. BRESSON. « Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer ». *Phys. Rev. A* 88 (2013), p. 043615 (cf. p. 17).
- [Bordé, 1990] Ch J BORDÉ. « Propagation of laser beams and of atomic systems ». *Les Houches Lectures, Session LIII* (1990), p. 287-380 (cf. p. 6).
- [Bordé, 2002] Ch J BORDÉ. « Atomic clocks and inertial sensors ». *Metrologia* 39.5 (2002), p. 435 (cf. p. 16).
- [Bordé, 2008] Ch. J. BORDÉ. « 5D optics for atomic clocks and gravito-inertial sensors ». *The European Physical Journal Special Topics* 163.1 (2008), p. 315-332 (cf. p. 6).
- [Bordé, 1984] Ch. J. BORDÉ, Ch. SALOMON, S. AVRILLIER, A. van LERBERGHE, Ch. BRÉANT, D. BASSI et al. « Optical Ramsey fringes with traveling waves ». *Phys. Rev. A* 30 (1984), p. 1836-1848 (cf. p. 5, 7).
- [Bordoux, 2019] Maxime BORDOUX. « Développement d'une source de condensats de Bose-Einstein pour l'interférométrie atomique ». Theses. Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2019 (cf. p. 10, 47).
- [Bouchiat, 2011] Marie-Anne BOUCHIAT et Claude BOUCHIAT. « Atomic interferometer measurements of Berry and Aharonov-Anandan phases for isolated spins  $S > \frac{1}{2}$  nonlinearly coupled to external fields ». *Phys. Rev. A* 83 (2011), p. 052126 (cf. p. 60).
- [Boulware, 1989] David G. BOULWARE et S. DESER. « Aharonov-Bohm effect and the mass of the photon ». *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), p. 2319-2321 (cf. p. 34).
- [Boyer, 2002] Timothy H. BOYER. « Semiclassical Explanation of the Matteucci-Pozzi and Aharonov-Bohm Phase Shifts ». *Foundations of Physics* 32.1 (2002), p. 41-49 (cf. p. 26).
- [Brand, 2020] Christian BRAND, Filip KIAŁKA, Stephan TROYER, Christian KNOBLOCH, Ksenija SIMONOVÍĆ, Benjamin A. STICKLER et al. « Bragg Diffraction of Large Organic Molecules ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020), p. 033604 (cf. p. 5).
- [Bressi, 2011] G. BRESSI, G. CARUGNO, F. DELLA VALLE, G. GALEAZZI, G. RUOSO et G. SARTORI. « Testing the neutrality of matter by acoustic means in a spherical resonator ». *Phys. Rev. A* 83 (2011), p. 052101 (cf. p. 60-62).
- [Burke, 2008] J. H. T. BURKE, B. DESSLER, K. J. HUGHES et C. A. SACKETT. « Confinement effects in a guided-wave atom interferometer with millimeter-scale arm separation ». *Phys. Rev. A* 78 (2008), p. 023619 (cf. p. 19).
- [Camp, 1991] J. B. CAMP, T. W. DARLING et Ronald E. BROWN. « Macroscopic variations of surface potentials of conductors ». *Journal of Applied Physics* 69.10 (1991), p. 7126-7129 (cf. p. 65).
- [Canuel, 2018] B. CANUEL, A. BERTOLDI, L. AMAND, E. POZZO DI BORGO, T. CHANTRAIT, C. DANQUIGNY et al. « Exploring gravity with the MIGA large scale atom interferometer ». *Scientific Reports* 8.1 (2018), p. 14064 (cf. p. 16, 18).
- [Caprez, 2007] Adam CAPREZ, Brett BARWICK et Herman BATELAAN. « Macroscopic Test of the Aharonov-Bohm Effect ». *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), p. 210401 (cf. p. 26).
- [Caprini, 2005] C CAPRINI et P G FERREIRA. « Constraints on the electrical charge asymmetry of the universe ». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2005.02 (2005), p. 006 (cf. p. 61, 66).
- [Carnal, 1991] O. CARNAL et J. MLYNEK. « Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer ». *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), p. 2689-2692 (cf. p. 5).

- [Cennini, 2003] Giovanni CENNINI, Gunnar RITT, Carsten GECKELER et Martin WEITZ. « All-Optical Realization of an Atom Laser ». *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), p. 240408 (cf. p. 47).
- [Champenois, 2001a] C. CHAMPENOIS, M. BÜCHNER, R. DELHUILLE, R. MATHEVET, C. ROBILLIARD, C. RIZZO et al. « Atomic diffraction by a laser standing wave: Analysis using Bloch states ». *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 13.2 (2001), p. 271-278 (cf. p. 11).
- [Champenois, 1999] Caroline CHAMPENOIS. « Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : analyse théorique et construction d'un interféromètre, applications. » Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1999 (cf. p. 21).
- [Champenois, 2001b] Caroline CHAMPENOIS, Matthias BÜCHNER, Rémi DELHUILLE, Renaud MATHEVET, Cécile ROBILLIARD, Carlo RIZZO et al. « Matter Neutrality Test Using a Mach-Zehnder Interferometer ». Sous la dir. de Savely G. KARSHENBOIM, F. BASSANI, F.S. PAVONE, M. INGUSCIO et T.W. HÄNSCH. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2001, p. 554-563 (cf. p. 34, 61-63).
- [Chapman, 1995] Michael S. CHAPMAN, Troy D. HAMMOND, Alan LENEFF, Jörg SCHMIEDMAYER, Richard A. RUBENSTEIN, Edward SMITH et al. « Photon Scattering from Atoms in an Atom Interferometer: Coherence Lost and Regained ». *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), p. 3783-3787 (cf. p. 18).
- [Charrière, 2012] Renée CHARRIÈRE, Malo CADORET, Nassim ZAHZAM, Yannick BIDEL et Alexandre BRESSON. « Local gravity measurement with the combination of atom interferometry and Bloch oscillations ». *Phys. Rev. A* 85 (2012), p. 013639 (cf. p. 67).
- [Chiarotti, 2022] Mauro CHIAROTTI, Jonathan N. TINSLEY, Satvika BANDARUPALLY, Shamaila MANZOOR, Michele SACCO, Leonardo SALVI et al. « Practical Limits for Large-Momentum-Transfer Clock Atom Interferometers ». *PRX Quantum* 3 (2022), p. 030348 (cf. p. 8).
- [Chiu, 2011] Sheng-wei CHIU, Tim KOVACHY, Hui-Chun CHIEN et Mark A. KASEVICH. «  $102\hbar k$  Large Area Atom Interferometers ». *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), p. 130403 (cf. p. 53, 54).
- [Chiu, 2015] Sheng-wei CHIU, Jason WILLIAMS et Nan YU. « Laser-ranging long-baseline differential atom interferometers for space ». *Phys. Rev. A* 92 (2015), p. 063613 (cf. p. 16).
- [Chu, 1986] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN, J. P. GORDON et L. W. HOLLBERG. « Proposal for optically cooling atoms to temperatures of the order of 10-6 K ». *Opt. Lett.* 11.2 (1986), p. 73-75 (cf. p. 48).
- [Cimmino, 1989] A. CIMMINO, G. I. OPAT, A. G. KLEIN, H. KAISER, S. A. WERNER, M. ARIF et al. « Observation of the topological Aharonov-Casher phase shift by neutron interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), p. 380-383 (cf. p. 28, 32).
- [Cladé, 2009] P. CLADÉ, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. NEZ et F. BIRABEN. « Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations ». *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), p. 240402 (cf. p. 53).
- [Clauser, 1988] John F. CLAUSER. « Ultra-high sensitivity accelerometers and gyroscopes using neutral atom matter-wave interferometry ». *Physica B+C* 151.1 (1988), p. 262-272 (cf. p. 15).
- [Clément, 2009] J.-F. CLÉMENT, J.-P. BRANTUT, M. ROBERT-DE-SAINT-VINCENT, R. A. NYMAN, A. ASPECT, T. BOURDEL et al. « All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation ». *Phys. Rev. A* 79 (2009), p. 061406 (cf. p. 46).
- [Comparat, 2006] D. COMPARAT, A. FIORETTI, G. STERN, E. DIMOVA, B. Laburthe TOLRA et P. PILLET. « Optimized production of large Bose-Einstein condensates ». *Phys. Rev. A* 73 (2006), p. 043410 (cf. p. 59).
- [Condon, 2019] G. CONDON, M. RABAULT, B. BARRETT, L. CHICHET, R. ARGUEL, H. ENERIZ-IMAZ et al. « All-Optical Bose-Einstein Condensates in Microgravity ». *Phys. Rev. Lett.* 123 (2019), p. 240402 (cf. p. 58).
- [Copenhaver, 2019] Eric COPENHAVER, Kayleigh CASSELLA, Robert BERGHAUS et Holger MÜLLER. « Measurement of a  ${}^7\text{Li}$  tune-out wavelength by phase-patterned atom interferometry ». *Phys. Rev. A* 100 (2019), p. 063603 (cf. p. 37, 38, 40).
- [Corgier, 2020] Robin CORGIER, Sina LORIANI, Holger AHLERS, Katerine POSSO-TRUJILLO, Christian SCHUBERT, Ernst M RASEL et al. « Interacting quantum mixtures for precision atom interferometry ». *New Journal of Physics* 22.12 (2020), p. 123008 (cf. p. 48, 67).
- [Cronin, 2009] Alexander D. CRONIN, Jörg SCHMIEDMAYER et David E. PRITCHARD. « Optics and interferometry with atoms and molecules ». *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009), p. 1051-1129 (cf. p. 5).
- [Damour, 2012] Thibault DAMOUR. « Theoretical aspects of the equivalence principle ». *Classical and Quantum Gravity* 29.18 (2012), p. 184001 (cf. p. 17).
- [Danner, 2023] Armin DANNER, Hartmut LEMMEL, Richard WAGNER, Stephan SPONAR et Yuji HASEGAWA. « Neutron Interferometer Experiments Studying Fundamental Features of Quantum Mechanics ». *Atoms* 11.6 (2023) (cf. p. 18).

- [Daszuta, 2012] Boris DASZUTA et Mikkel F. ANDERSEN. « Atom interferometry using  $\delta$ -kicked and finite-duration pulse sequences ». *Phys. Rev. A* 86 (2012), p. 043604 (cf. p. 57).
- [Davisson, 1927] C. DAVISSON et L. H. GERMER. « Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel ». *Phys. Rev.* 30 (1927), p. 705-740 (cf. p. 5).
- [De Broglie, 1924] Louis DE BROGLIE. « Recherches sur la théorie des quanta ». Thèse de doct. Migration-université en cours d'affectation, 1924 (cf. p. 5).
- [Decamps, 2016] Boris DECAMPS. « Atom interferometry : experiments with electromagnetic interactions and design of a Bose Einstein condensate setup ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2016 (cf. p. 21, 36, 46).
- [Décamps, 2019] B DÉCAMPS, M BORDOUX, J ALIBERT, B ALLARD et A GAUGUET. « Phase response of atom interferometers based on sequential Bragg diffractions ». *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 52.1 (2019), p. 015003 (cf. p. 57).
- [Décamps, 2016] B. DÉCAMPS, J. GILLOT, J. VIGUÉ, A. GAUGUET et M. BÜCHNER. « Observation of Atom-Wave Beats Using a Kerr Modulator for Atom Waves ». *Phys. Rev. Lett.* 116 (2016), p. 053004 (cf. p. 34).
- [Décamps, 2020] B. DÉCAMPS, J. VIGUÉ, A. GAUGUET et M. BÜCHNER. « Measurement of the 671-nm tune-out wavelength of  $^7\text{Li}$  by atom interferometry ». *Phys. Rev. A* 101 (2020), p. 033614 (cf. p. 9, 24, 37, 38, 40, 65).
- [Décamps, 2017] Boris DÉCAMPS, Jonathan GILLOT, Alexandre GAUGUET, Jacques VIGUÉ et Matthias BÜCHNER. « Phase modulation of atom waves: theory and experiment using the atom optics analogue of the Kerr effect ». *The European Physical Journal D* 71.12 (2017), p. 334 (cf. p. 34, 36, 37).
- [Deissler, 2008] B. DEISSLER, K. J. HUGHES, J. H. T. BURKE et C. A. SACKETT. « Measurement of the ac Stark shift with a guided matter-wave interferometer ». *Phys. Rev. A* 77 (2008), p. 031604 (cf. p. 19).
- [Delhulle, 2002] Rémi DELHUILLE. « Interférométrie atomique avec l'atome de lithium : Réalisation d'un interféromètre présentant un contraste et un flux élevés en vue de mesures de précision ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2002 (cf. p. 21).
- [Demirel, 2015] Bülent DEMIREL, Stephan SPONAR et Yuji HASEGAWA. « Measurement of the spin-rotation coupling in neutron polarimetry ». *New Journal of Physics* 17.2 (2015), p. 023065 (cf. p. 67).
- [Deng, 1999] L. DENG, E. W. HAGLEY, J. DENSCHLAG, J. E. SIMSARIAN, Mark EDWARDS, Charles W. CLARK et al. « Temporal, Matter-Wave-Dispersion Talbot Effect ». *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), p. 5407-5411 (cf. p. 57).
- [Deppner, 2021] Christian DEPPNER, Waldemar HERR, Merle CORNELIUS, Peter STROMBERGER, Tammo STERNKE, Christoph GRZESCHIK et al. « Collective-Mode Enhanced Matter-Wave Optics ». *Phys. Rev. Lett.* 127 (2021), p. 100401 (cf. p. 48).
- [Dimopoulos, 2007] Savas DIMOPOULOS, Peter W. GRAHAM, Jason M. HOGAN et Mark A. KASEVICH. « Testing General Relativity with Atom Interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 111102 (cf. p. 6, 18).
- [Dimopoulos, 2008] Savas DIMOPOULOS, Peter W. GRAHAM, Jason M. HOGAN et Mark A. KASEVICH. « General relativistic effects in atom interferometry ». *Phys. Rev. D* 78 (2008), p. 042003 (cf. p. 17, 18).
- [Dirac, 1948] P. A. M. DIRAC. « The Theory of Magnetic Poles ». *Phys. Rev.* 74 (1948), p. 817-830 (cf. p. 66).
- [Dowker, 1967] J. S. DOWKER. « A gravitational Aharonov-Bohm effect ». *Il Nuovo Cimento B (1965-1970)* 52.1 (1967), p. 129-135 (cf. p. 34).
- [Dowling, 1999] Jonathan P. DOWLING, Colin P. WILLIAMS et J. D. FRANSON. « Maxwell Duality, Lorentz Invariance, and Topological Phase ». *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), p. 2486-2489 (cf. p. 28).
- [Du, 2022] Yufeng DU, Clara MURGUI, Kris PARDO, Yikun WANG et Kathryn M. ZUREK. « Atom interferometer tests of dark matter ». *Phys. Rev. D* 106 (2022), p. 095041 (cf. p. 18).
- [Duan, 2014] Xiao-Chun DUAN, Min-Kang ZHOU, De-Kai MAO, Hui-Bing YAO, Xiao-Bing DENG, Jun LUO et al. « Operating an atom-interferometry-based gravity gradiometer by the dual-fringe-locking method ». *Phys. Rev. A* 90 (2014), p. 023617 (cf. p. 15).
- [Durfee, 2006] D. S. DURFEE, Y. K. SHAHAM et M. A. KASEVICH. « Long-Term Stability of an Area-Reversible Atom-Interferometer Sagnac Gyroscope ». *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), p. 240801 (cf. p. 43).
- [Durstberger-Rennhofer, 2011] Katharina DURSTBERGER-RENNHOFER, Tobias JENKE et Hartmut ABELE. « Probing the neutron's electric neutrality with Ramsey spectroscopy of gravitational quantum states of ultracold neutrons ». *Phys. Rev. D* 84 (2011), p. 036004 (cf. p. 62).
- [Dzuba, 2012] V. A. DZUBA et V. V. FLAMBAUM. « Parity violation and electric dipole moments in atoms and molecules ». *International Journal of Modern Physics E* 21.11 (2012), p. 1230010 (cf. p. 37).

- [Dzuba, 2006] V. A. DZUBA, V. V. FLAMBAUM et M. S. SAFRONOVA. « Breit interaction and parity nonconservation in many-electron atoms ». *Phys. Rev. A* 73 (2006), p. 022112 (cf. p. 37).
- [Earman, 2019] John EARMAN. « The role of idealizations in the Aharonov–Bohm effect ». *Synthese* 196.5 (2019), p. 1991-2019 (cf. p. 26).
- [Ehrenberg, 1949] W EHRENBURG et R E SIDAY. « The Refractive Index in Electron Optics and the Principles of Dynamics ». *Proceedings of the Physical Society. Section B* 62.1 (1949), p. 8 (cf. p. 25).
- [Einstein, 1924] Albert EINSTEIN. « Concerning the aether ». *Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft* 105.2 (1924), p. 85-93 (cf. p. 61).
- [Ekstrom, 1995] Christopher R. EKSTROM, Jörg SCHMIEDMAYER, Michael S. CHAPMAN, Troy D. HAMMOND et David E. PRITCHARD. « Measurement of the electric polarizability of sodium with an atom interferometer ». *Phys. Rev. A* 51 (1995), p. 3883-3888 (cf. p. 18).
- [Essig, 2013] R. ESSIG, J. A. JAROS, W. WESTER, P. HANSSON ADRIAN, S. ANDREAS, T. AVERETT et al. *Dark Sectors and New, Light, Weakly-Coupled Particles*. 2013. arXiv : 1311.0029 [hep-ph] (cf. p. 66).
- [Estermann, 1930] I. ESTERMANN et O. STERN. « Beugung von Molekularstrahlen ». *Zeitschrift für Physik* 61.1 (1930), p. 95-125 (cf. p. 5).
- [Fan, 2023] X. FAN, T. G. MYERS, B. A. D. SUKRA et G. GABRIELSE. « Measurement of the Electron Magnetic Moment ». *Phys. Rev. Lett.* 130 (2023), p. 071801 (cf. p. 17).
- [Fang, 2016] B FANG, I DUTTA, P GILLOT, D SAVOIE, J LAUTIER, B CHENG et al. « Metrology with Atom Interferometry: Inertial Sensors from Laboratory to Field Applications ». *Journal of Physics: Conference Series* 723.1 (2016), p. 012049 (cf. p. 9).
- [Fein, 2019] Yaakov Y. FEIN, Philipp GEYER, Patrick ZWICK, Filip KIAŁKA, Sebastian PEDALINO, Marcel MAYOR et al. « Quantum superposition of molecules beyond 25 kDa ». *Nature Physics* 15.12 (2019), p. 1242-1245 (cf. p. 5).
- [Fekete, 2017] J. FEKETE, S. CHAI, S. A. GARDINER et M. F. ANDERSEN. « Resonant transfer of large momenta from finite-duration pulse sequences ». *Phys. Rev. A* 95 (2017), p. 033601 (cf. p. 57).
- [Ferrari, 2006] G. FERRARI, N. POLI, F. SORRENTINO et G. M. TINO. « Long-Lived Bloch Oscillations with Bosonic Sr Atoms and Application to Gravity Measurement at the Micrometer Scale ». *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), p. 060402 (cf. p. 67).
- [Fixler, 2007] J. B. FIXLER, G. T. FOSTER, J. M. MCGUIRK et M. A. KASEVICH. « Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity ». *Science* 315.5808 (2007), p. 74-77 (cf. p. 15, 16, 67).
- [Flambaum, 2005] V. V. FLAMBAUM et J. S. M. GINGES. « Radiative potential and calculations of QED radiative corrections to energy levels and electromagnetic amplitudes in many-electron atoms ». *Phys. Rev. A* 72 (2005), p. 052115 (cf. p. 37).
- [Foot, 1993] R FOOT, H LEW et R R VOLKAS. « Electric-charge quantization ». *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 19.3 (1993), p. 361 (cf. p. 61, 66).
- [Foot, 1994] R. FOOT. « Electric charge quantization without anomalies? » *Phys. Rev. D* 49 (1994), p. 3617-3621 (cf. p. 66).
- [Ford, 1981] L H FORD et A VILENKIN. « A gravitational analogue of the Aharonov-Bohm effect ». *Journal of Physics A: Mathematical and General* 14.9 (1981), p. 2353 (cf. p. 34).
- [Fray, 2004] Sebastian FRAY, Cristina Alvarez DIEZ, Theodor W. HÄNSCH et Martin WEITZ. « Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle ». *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), p. 240404 (cf. p. 17).
- [Freier, 2016] C FREIER, M HAUTH, V SCHKOLNIK, B LEYKAUF, M SCHILLING, H WZIONTEK et al. « Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability ». *Journal of Physics: Conference Series* 723.1 (2016), p. 012050 (cf. p. 9, 15).
- [Garcion, 2021] C. GARCION, N. FABRE, H. BRICHA, F. PERALES, S. SCHEEL, M. DUCLOY et al. « Intermediate-Range Casimir-Polder Interaction Probed by High-Order Slow Atom Diffraction ». *Phys. Rev. Lett.* 127 (2021), p. 170402 (cf. p. 43).
- [Gauguet, 2009] A. GAUGUET, B. CANUEL, T. LÉVÈQUE, W. CHAIBI et A. LANDRAGIN. « Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer ». *Phys. Rev. A* 80 (2009), p. 063604 (cf. p. 9).
- [Gauguet, 2014] Alexandre GAUGUET. « Foreword ». *Comptes Rendus Physique* 15.10 (2014), p. 787-788 (cf. p. 16).

- [Gautier, 2022] Romain GAUTIER, Mohamed GUESSOUM, Leonid A. SIDORENKOV, Quentin BOUTON, Arnaud LANDRAGIN et Remi GEIGER. « Accurate measurement of the Sagnac effect for matter waves ». *Science Advances* 8.23 (2022), eabn8009 (cf. p. 16, 67).
- [Gebbe, 2021] Martina GEBBE, Jan-Niclas SIEMSS, Matthias GERSEMANN, Hauke MÜNTINGA, Sven HERRMANN, Claus LÄMMERZAHN et al. « Twin-lattice atom interferometry ». *Nature Communications* 12.1 (2021), p. 2544 (cf. p. 53, 54).
- [Geraci, 2016] Andrew A. GERACI et Andrei DEREVIANKO. « Sensitivity of Atom Interferometry to Ultralight Scalar Field Dark Matter ». *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016), p. 261301 (cf. p. 18).
- [Gillot, 2013a] J. GILLOT, S. LEPOUTRE, A. GAUGUET, M. BÜCHNER et J. VIGUÉ. « Measurement of the He-McKellar-Wilkens Topological Phase by Atom Interferometry and Test of Its Independence with Atom Velocity ». *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), p. 030401 (cf. p. 24, 31).
- [Gillot, 2013b] Jonathan GILLOT. « Expériences en interférométrie atomique: application à la mesure des phases géométriques He-McKellar-Wilkens et Aharonov-Casher ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2013 (cf. p. 21).
- [Gillot, 2013c] Jonathan GILLOT, Alexandre GAUGUET, Matthias BÜCHNER et Jacques VIGUÉ. « Optical pumping of a lithium atomic beam for atom interferometry ». *The European Physical Journal D* 67.12 (2013), p. 263 (cf. p. 31).
- [Gillot, 2014a] Jonathan GILLOT, Steven LEPOUTRE, Alexandre GAUGUET, Jacques VIGUÉ et Matthias BÜCHNER. « Measurement of the Aharonov-Casher geometric phase with a separated-arm atom interferometer ». *The European Physical Journal D* 68.6 (2014), p. 168 (cf. p. 32).
- [Gillot, 2014b] P GILLOT, O FRANCIS, A LANDRAGIN, F Pereira Dos SANTOS et S MERLET. « Stability comparison of two absolute gravimeters: optical versus atomic interferometers ». *Metrologia* 51.5 (2014), p. L15 (cf. p. 15).
- [Gochnauer, 2021] Daniel GOCHNAUER, Tahiyat RAHMAN, Anna WIRTH-SINGH et Subhadeep GUPTA. « Interferometry in an Atomic Fountain with Ytterbium Bose–Einstein Condensates ». *Atoms* 9.3 (2021) (cf. p. 48).
- [Goerz, 2023] Michael H. GOERZ, Mark A. KASEVICH et Vladimir S. MALINOVSKY. « Robust Optimized Pulse Schemes for Atomic Fountain Interferometry ». *Atoms* 11.2 (2023) (cf. p. 60).
- [Göklü, 2008] Ertan GÖKLÜ et Claus LÄMMERZAHN. « Metric fluctuations and the weak equivalence principle ». *Classical and Quantum Gravity* 25.10 (2008), p. 105012 (cf. p. 17).
- [Görlitz, 1995] A. GÖRLITZ, B. SCHUH et A. WEIS. « Measurement of the Aharonov-Casher phase of aligned Rb atoms ». *Phys. Rev. A* 51 (1995), R4305-R4308 (cf. p. 29).
- [Graham, 2016] Peter W. GRAHAM, Jason M. HOGAN, Mark A. KASEVICH et Surjeet RAJENDRAN. « Resonant mode for gravitational wave detectors based on atom interferometry ». *Phys. Rev. D* 94 (2016), p. 104022 (cf. p. 7).
- [Greenberger, 1981] Daniel M. GREENBERGER, D. K. ATWOOD, J. ARTHUR, C. G. SHULL et M. SCHLENKER. « Is There an Aharonov-Bohm Effect for Neutrons? » *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981), p. 751-754 (cf. p. 34, 62, 63).
- [Greenberger, 2012] Daniel M. GREENBERGER, Wolfgang P. SCHLEICH et Ernst M. RASEL. « Relativistic effects in atom and neutron interferometry and the differences between them ». *Phys. Rev. A* 86 (2012), p. 063622 (cf. p. 18).
- [Greve, 2022] Graham P. GREVE, Chengyi LUO, Baochen WU et James K. THOMPSON. « Entanglement-enhanced matter-wave interferometry in a high-finesse cavity ». *Nature* 610.7932 (2022), p. 472-477 (cf. p. 67).
- [Guéry-Odelin, 2019] D. GUÉRY-ODELIN, A. RUSCHHAUPT, A. KIELY, E. TORRONTGUEI, S. MARTÍNEZ-GARAOT et J. G. MUGA. « Shortcuts to adiabaticity: Concepts, methods, and applications ». *Rev. Mod. Phys.* 91 (2019), p. 045001 (cf. p. 57).
- [Gupta, 2002] S. GUPTA, K. DIECKMANN, Z. HADZIBABIC et D. E. PRITCHARD. « Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure  $h/m$  and  $\alpha$  ». *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), p. 140401 (cf. p. 53).
- [Gustavson, 2000] T L GUSTAVSON, A LANDRAGIN et M A KASEVICH. « Rotation sensing with a dual atom-interferometer Sagnac gyroscope ». *Classical and Quantum Gravity* 17.12 (2000), p. 2385 (cf. p. 16, 43).
- [Hagen, 1990] C. R. HAGEN. « Exact equivalence of spin-1/2 Aharonov-Bohm and Aharonov-Casher effects ». *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990), p. 2347-2349 (cf. p. 27).
- [He, 1993] Xiao-Gang HE et Bruce H. J. MCKELLAR. « Topological phase due to electric dipole moment and magnetic monopole interaction ». *Phys. Rev. A* 47 (1993), p. 3424-3425 (cf. p. 29).

- [He, 2017] Xiao-Gang HE et Bruce H. J. MCKELLAR. « Relativistic dipole interaction and the topological nature for induced HMW and AC phases ». *Phys. Lett. A* 381 (2017), p. 1780-1783 (cf. p. 32).
- [Heinz, 2020] A. HEINZ, A. J. PARK, N. ŠANTIĆ, J. TRAUTMANN, S. G. PORSEV, M. S. SAFRONOVA et al. « State-Dependent Optical Lattices for the Strontium Optical Qubit ». *Phys. Rev. Lett.* 124 (2020), p. 203201 (cf. p. 38).
- [Heisenberg, 1925] W. HEISENBERG. « Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. » *Zeitschrift für Physik* 33.1 (1925), p. 879-893 (cf. p. 5).
- [Henson, 2022] B. M. HENSON, J. A. ROSS, K. F. THOMAS, C. N. KUHN, D. K. SHIN, S. S. HODGMAN et al. « Measurement of a helium tune-out frequency: an independent test of quantum electrodynamics ». *Science* 376.6589 (2022), p. 199-203 (cf. p. 38, 40).
- [Herold, 2012] C. D. HEROLD, V. D. VAIDYA, X. LI, S. L. ROLSTON, J. V. PORTO et M. S. SAFRONOVA. « Precision Measurement of Transition Matrix Elements via Light Shift Cancellation ». *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 243003 (cf. p. 37, 38).
- [HILLAS, 1959] A. M. HILLAS et T. E. CRANSHAW. « A Comparison of the Charges of the Electron, Proton and Neutron ». *Nature* 184.4690 (1959), p. 892-893 (cf. p. 61, 62).
- [Hohensee, 2012] Michael A. HOHENSEE, Brian ESTEY, Paul HAMILTON, Anton ZEILINGER et Holger MÜLLER. « Force-Free Gravitational Redshift: Proposed Gravitational Aharonov-Bohm Experiment ». *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), p. 230404 (cf. p. 34, 60, 67).
- [Hosten, 2016] Onur HOSTEN, Nils J. ENGELSEN, Rajiv KRISHNAKUMAR et Mark A. KASEVICH. « Measurement noise 100 times lower than the quantum-projection limit using entangled atoms ». *Nature* 529.7587 (2016), p. 505-508 (cf. p. 67).
- [Hu, 2017a] Jiazhong HU, Alban URVOY, Zachary VENDEIRO, Valentin CRÉPEL, Wenlan CHEN et Vladan VULETIĆ. « Creation of a Bose-condensed gas of  $^{87}\text{Rb}$  by laser cooling ». *Science* 358.6366 (2017), p. 1078-1080 (cf. p. 59).
- [Hu, 2017b] Liang HU, Nicola POLI, Leonardo SALVI et Guglielmo M. TINO. « Atom Interferometry with the Sr Optical Clock Transition ». *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017), p. 263601 (cf. p. 8).
- [Hu, 2013] Zhong-Kun HU, Bu-Liang SUN, Xiao-Chun DUAN, Min-Kang ZHOU, Le-Le CHEN, Su ZHAN et al. « Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter ». *Phys. Rev. A* 88 (2013), p. 043610 (cf. p. 9).
- [Hughes, 1988] V. W. HUGHES, L. J. FRASER et E. R. CARLSON. « The electrical neutrality of atoms ». *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters* 10.2 (1988), p. 145-151 (cf. p. 61, 62).
- [Huntington, 2023] William HUNTINGTON, Jeremy GLICK, Michael BORYSOW et Daniel J. HEINZEN. « Intense continuous cold-atom source ». *Phys. Rev. A* 107 (2023), p. 013302 (cf. p. 44).
- [Imhof, 2017] Eric IMHOF, Benjamin K. STUHL, Brian KASCH, Bethany KROESE, Spencer E. OLSON et Matthew B. SQUIRES. « Two-dimensional grating magneto-optical trap ». *Phys. Rev. A* 96 (2017), p. 033636 (cf. p. 69, 70).
- [Jackson, 1999] John David JACKSON. *Classical electrodynamics*. 3rd ed. New York, NY : Wiley, 1999 (cf. p. 27, 29).
- [Jacquey, 2007] M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC et J. VIGUÉ. « First Measurements of the Index of Refraction of Gases for Lithium Atomic Waves ». *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), p. 240405 (cf. p. 24).
- [Jacquey, 2006] Marion JACQUEY. « Expériences d'interférométrie atomique avec l'atome de lithium ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2006 (cf. p. 21).
- [Jaekel, 2010] Joerg JAECKEL et Andreas RINGWALD. « The Low-Energy Frontier of Particle Physics ». *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 60.1 (2010), p. 405-437 (cf. p. 66).
- [Jaekel, 2013] M-T JAEKEL, B LAMINE et S REYNAUD. « Phases and relativity in atomic gravimetry ». *Classical and Quantum Gravity* 30.6 (2013), p. 065006 (cf. p. 6).
- [Jansen, 2007] M. A. H. M. JANSEN, K. F. E. M. DOMEN, H. C. W. BELJERINCK et K. A. H. van LEEUWEN. « Off-resonance atomic Bragg scattering ». *Phys. Rev. A* 76 (2007), p. 053629 (cf. p. 12).
- [Jentsch, 2004] C. JENTSCH, T. MÜLLER, E. M. RASEL et W. ERTMER. « HYPER: A Satellite Mission in Fundamental Physics Based on High Precision Atom Interferometry ». *General Relativity and Gravitation* 36.10 (2004), p. 2197-2221 (cf. p. 18).
- [Kang, 2015] Kicheon KANG. « Locality of the Aharonov-Bohm-Casher effect ». *Phys. Rev. A* 91 (2015), p. 052116 (cf. p. 26).

- [Kao, 2017] Wil KAO, Yijun TANG, Nathaniel Q. BURDICK et Benjamin L. LEV. « Anisotropic dependence of tune-out wavelength near Dy 741-nm transition ». *Opt. Express* 25.4 (2017), p. 3411-3419 (cf. p. 38).
- [Karcher, 2018] R KARCHER, A IMANALIEV, S MERLET et F Pereira Dos SANTOS. « Improving the accuracy of atom interferometers with ultracold sources ». *New Journal of Physics* 20.11 (2018), p. 113041 (cf. p. 15).
- [Kasevich, 1991] Mark KASEVICH et Steven CHU. « Atomic interferometry using stimulated Raman transitions ». *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), p. 181-184 (cf. p. 5).
- [Keith, 1991] David W. KEITH, Christopher R. EKSTROM, Quentin A. TURCHETTE et David E. PRITCHARD. « An interferometer for atoms ». *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991), p. 2693-2696 (cf. p. 5, 7, 18).
- [Keller, 1999] C. KELLER, J. SCHMIEDMAYER, A. ZEILINGER, T. NONN, S. DÜRR et G. REMPE. « Adiabatic following in standing-wave diffraction of atoms ». *Applied Physics B* 69.4 (1999), p. 303-309 (cf. p. 12).
- [Kim, 2020] Minjeong KIM, Remy NOTERMANS, Chris OVERSTREET, Joseph CURTI, Peter ASENBAUM et Mark A. KASEVICH. « 40W, 780nm laser system with compensated dual beam splitters for atom interferometry ». *Opt. Lett.* 45.23 (2020), p. 6555-6558 (cf. p. 59).
- [King, 1960] John G. KING. « Search for a Small Charge Carried by Molecules ». *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960), p. 562-565 (cf. p. 61).
- [Kinoshita, 2005] Toshiya KINOSHITA, Trevor WENGER et David S. WEISS. « All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap ». *Phys. Rev. A* 71 (2005), p. 011602 (cf. p. 59).
- [Kirsten-Siemß, 2023] J.-N. KIRSTEN-SIEMSS, F. FITZEK, C. SCHUBERT, E. M. RASEL, N. GAALLOUL et K. HAMMERER. « Large-Momentum-Transfer Atom Interferometers with  $\mu$ rad-Accuracy Using Bragg Diffraction ». *Phys. Rev. Lett.* 131 (2023), p. 033602 (cf. p. 52, 53).
- [Klein, 1986] A.G. KLEIN. « Topological effects in neutron optics ». *Physica B+C* 137.1 (1986), p. 230-234 (cf. p. 28).
- [Kleinert, 2015] Stephan KLEINERT, Endre KAJARI, Albert ROURA et Wolfgang P. SCHLEICH. « Representation-free description of light-pulse atom interferometry including non-inertial effects ». *Physics Reports* 605 (2015), p. 1-50 (cf. p. 6).
- [Kobakhidze, 2007] Archil KOBAKHIDZE et Bruce H. J. MCKELLAR. « Particle interference as a test of Lorentz-violating electrodynamics ». *Phys. Rev. D* 76 (2007), p. 093004 (cf. p. 34).
- [Kokorowski, 2001] David A. KOKOROWSKI, Alexander D. CRONIN, Tony D. ROBERTS et David E. PRITCHARD. « From Single- to Multiple-Photon Decoherence in an Atom Interferometer ». *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), p. 2191-2195 (cf. p. 18).
- [Kostelecký, 2011] V. Alan KOSTELECKÝ et Jay D. TASSON. « Matter-gravity couplings and Lorentz violation ». *Phys. Rev. D* 83 (2011), p. 016013 (cf. p. 17).
- [Kovachy, 2015a] T. KOVACHY, P. ASENBAUM, C. OVERSTREET, C. A. DONNELLY, S. M. DICKERSON, A. SUGARBAKER et al. « Quantum superposition at the half-metre scale ». *Nature* 528.7583 (2015), p. 530-533 (cf. p. 19, 44, 60).
- [Kovachy, 2010] Tim KOVACHY, Jason M. HOGAN, David M. S. JOHNSON et Mark A. KASEVICH. « Optical lattices as waveguides and beam splitters for atom interferometry: An analytical treatment and proposal of applications ». *Phys. Rev. A* 82 (2010), p. 013638 (cf. p. 67).
- [Kovachy, 2015b] Tim KOVACHY, Jason M. HOGAN, Alex SUGARBAKER, Susannah M. DICKERSON, Christine A. DONNELLY, Chris OVERSTREET et al. « Matter Wave Lensing to Picokelvin Temperatures ». *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), p. 143004 (cf. p. 48).
- [Lamine, 2002] B. LAMINE, M. -T. JAEKEL et S. REYNAUD. « Gravitational decoherence of atomic interferometers ». *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 20.2 (2002), p. 165-176 (cf. p. 6).
- [Lammerzahl, 2007] C. LAMMERZAHN, A. MACIAS et H. MULLER. « Limits to differences in active and passive charges ». *Phys. Rev. A* 75 (2007), p. 052104 (cf. p. 61, 66).
- [LeBlanc, 2007] L. J. LEBLANC et J. H. THYWISSEN. « Species-specific optical lattices ». *Phys. Rev. A* 75 (2007), p. 053612 (cf. p. 37).
- [Leonard, 2017] R. H. LEONARD, A. J. FALLON, C. A. SACKETT et M. S. SAFRONOVA. « Erratum: High-precision measurements of the  $^{87}\text{RbD}$ -line tune-out wavelength [Phys. Rev. A 92, 052501 (2015)] ». *Phys. Rev. A* 95 (2017), p. 059901 (cf. p. 19, 37, 38, 40).
- [Lepoutre, 2013a] S. LEPOUTRE, A. GAUGUET, M. BÜCHNER et J. VIGUÉ. « Test of the He-McKellar-Wilkens topological phase by atom interferometry. I. Theoretical discussion ». *Phys. Rev. A* 88 (2013), p. 043627 (cf. p. 31).

- [Lepoutre, 2012] S. LEPOUTRE, A. GAUGUET, G. TRÉNEC, M. BÜCHNER et J. VIGUÉ. « He-McKellar-Wilkens Topological Phase in Atom Interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), p. 120404 (cf. p. 24, 31).
- [Lepoutre, 2013b] S. LEPOUTRE, J. GILLOT, A. GAUGUET, M. BÜCHNER et J. VIGUÉ. « Test of the He-McKellar-Wilkens topological phase by atom interferometry. II. The experiment and its results ». *Phys. Rev. A* 88 (2013), p. 043628 (cf. p. 31).
- [Lepoutre, 2009] S. LEPOUTRE, H. JELASSI, V. P. A. LONIJ, G. TRÉNEC, M. BÜCHNER, A. D. CRONIN et al. « Dispersive atom interferometry phase shifts due to atom-surface interactions ». *Europhysics Letters* 88.2 (2009), p. 20002 (cf. p. 24).
- [Lepoutre, 2011] Steven LEPOUTRE. « Mesures de précision par interférométrie atomique. Interaction de Van der Waals et phase géométrique de He-McKellar-Wilkens ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011 (cf. p. 10, 21, 31).
- [Lévêque, 2022] T. LÉVÈQUE, C. FALLET, J. LEFEBVE, A. PIQUEREAU, A. GAUGUET, B. BATTELIER et al. *CARIOQA: Definition of a Quantum Pathfinder Mission*. 2022. arXiv : 2211.01215 [physics.atom-ph] (cf. p. 16).
- [Li, 2022] Xiang LI, Thors Hans HANSSON et Wei KU. « Gauge-independent description of the Aharonov-Bohm effect ». *Phys. Rev. A* 106 (2022), p. 032217 (cf. p. 26).
- [Lin, 2009] Y.-J. LIN, A. R. PERRY, R. L. COMPTON, I. B. SPIELMAN et J. V. PORTO. « Rapid production of  $^{87}\text{Rb}$  Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential ». *Phys. Rev. A* 79 (2009), p. 063631 (cf. p. 59).
- [Loriani, 2019] Sina LORIANI, Alexander FRIEDRICH, Christian UFRECHT, Fabio Di PUMPO, Stephan KLEINERT, Sven ABEND et al. « Interference of clocks: A quantum twin paradox ». *Science Advances* 5.10 (2019), eaax8966 (cf. p. 6).
- [Louie, 2023] Garrett LOUIE, Zilin CHEN, Tejas DESHPANDE et Timothy KOVACHY. « Robust atom optics for Bragg atom interferometry ». *New Journal of Physics* 25.8 (2023), p. 083017 (cf. p. 60).
- [Luo, 2016] Yukun LUO, Shuhua YAN, Qingqing HU, Aiai JIA, Chunhua WEI et Jun YANG. « Contrast enhancement via shaped Raman pulses for thermal coldatom cloud interferometry ». *The European Physical Journal D* 70.12 (2016), p. 262 (cf. p. 60).
- [Malinovsky, 2003] Vladimir S. MALINOVSKY et Paul R. BERMAN. « Momentum transfer using chirped standing-wave fields: Bragg scattering ». *Phys. Rev. A* 68 (2003), p. 023610 (cf. p. 53).
- [Manicchia, 2023] Michael P. MANICCHIA, Jeffrey G. LEE et Frank A. NARDUCCI. « Characterization of a Continuous Beam Cold Atom Ramsey Interferometer ». *Atoms* 11.3 (2023) (cf. p. 43).
- [Marinelli, 1984] M. MARINELLI et G. MORPURGO. « The electric neutrality of matter: A summary ». *Physics Letters B* 137.5 (1984), p. 439-442 (cf. p. 61, 62).
- [Marletto, 2020] Chiara MARLETTO et Vlatko VEDRAL. « Aharonov-Bohm Phase is Locally Generated Like All Other Quantum Phases ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020), p. 040401 (cf. p. 26, 33, 67).
- [Marton, 1952] L. MARTON. « Electron Interferometer ». *Phys. Rev.* 85 (1952), p. 1057-1058 (cf. p. 5).
- [Mashhoon, 1988] Bahram MASHHOON. « Neutron interferometry in a rotating frame of reference ». *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), p. 2639-2642 (cf. p. 67).
- [McDonald, 2013] G. D. McDONALD, C. C. N. KUHN, S. BENNETTS, J. E. DEBS, K. S. HARDMAN, M. JOHANSSON et al. «  $80\hbar k$  momentum separation with Bloch oscillations in an optically guided atom interferometer ». *Phys. Rev. A* 88 (2013), p. 053620 (cf. p. 48).
- [McGilligan, 2015] J. P. MCGILLIGAN, P. F. GRIFFIN, E. RIIS et A. S. ARNOLD. « Phase-space properties of magneto-optical traps utilising micro-fabricated gratings ». *Opt. Express* 23.7 (2015), p. 8948-8959 (cf. p. 69, 70).
- [McGilligan, 2017] James P. MCGILLIGAN, Paul F. GRIFFIN, Rachel ELVIN, Stuart J. INGLEBY, Erling RIIS et Aidan S. ARNOLD. « Grating chips for quantum technologies ». *Scientific Reports* 7.1 (2017), p. 384 (cf. p. 69, 70).
- [McGuirk, 2000] J. M. MCGUIRK, M. J. SNADDEN et M. A. KASEVICH. « Large Area Light-Pulse Atom Interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), p. 4498-4501 (cf. p. 53).
- [McKellar, 2014] B. H. J. MCKELLAR, X-G. HE et A. G. KLEIN. « Topological phases reviewed: The Aharonov-Bohm, Aharonov-Casher, and He-McKellar-Wilkens phases ». *AIP Conference Proceedings* 1588.1 (2014) (cf. p. 26, 32, 67).
- [McKellar, 2016] Bruce H. J. MCKELLAR. « Aharonov-Bohm types of phases in Maxwell and Yang-Mills field theories ». *International Journal of Modern Physics A* 31.07 (2016), p. 1630004 (cf. p. 26, 32).

- [Ménoret, 2018] Vincent MÉNORET, Pierre VERMEULEN, Nicolas LE MOIGNE, Sylvain BONVALOT, Philippe BOUYER, Arnaud LANDRAGIN et al. « Gravity measurements below 10-9 g with a transportable absolute quantum gravimeter ». *Scientific Reports* 8.1 (2018), p. 12300 (cf. p. 15).
- [Merlet, 2021] Sébastien MERLET, Pierre GILLOT, Bing CHENG, Romain KARCHER, Almazbek IMANALIEV, Ludger TIMMEN et al. « Calibration of a superconducting gravimeter with an absolute atom gravimeter ». *Journal of Geodesy* 95.5 (2021), p. 62 (cf. p. 15).
- [Meystre, 2001] P. MEYSTRE. *Atom Optics*. Series on Atoms and Plasmas. Springer, 2001 (cf. p. 10).
- [Miffre, 2006a] A MIFFRE, M JACQUEY, M BÜCHNER, G TRÉNEC et J VIGUÉ. « Atom interferometry ». *Physica Scripta* 74.2 (2006), p. C15 (cf. p. 5).
- [Miffre, 2006b] A. MIFFRE, M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC et J. VIGUÉ. « Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium ». *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 38.2 (2006), p. 353 (cf. p. 24).
- [Miffre, 2005] Alain MIFFRE. « Expériences d'interférométrie atomique avec le lithium. Mesure de précision de la polarisabilité électrique ». Theses. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005 (cf. p. 21).
- [Mohapatra, 2008] Ashok K. MOHAPATRA, Mark G. BASON, Björn BUTSCHER, Kevin J. WEATHERILL et Charles S. ADAMS. « A giant electro-optic effect using polarizable dark states ». *Nature Physics* 4.11 (2008), p. 890-894 (cf. p. 65).
- [Mohr, 2016] Peter J MOHR, David B NEWELL et Barry N TAYLOR. « CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2014 ». *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 45.4 (2016) (cf. p. 17).
- [Möllenstedt, 1955] G. MÖLLENSTEDT et H. DÜKER. « Fresnelscher Interferenzversuch mit einem Biprisma für Elektronenwellen ». *Naturwissenschaften* 42.2 (1955), p. 41-41 (cf. p. 5).
- [Moore, 2021] David C MOORE et Andrew A GERACI. « Searching for new physics using optically levitated sensors ». *Quantum Science and Technology* 6.1 (2021), p. 014008 (cf. p. 62, 66).
- [Moore, 1995] F. L. MOORE, J. C. ROBINSON, C. F. BHARUCHA, Bala SUNDARAM et M. G. RAIZEN. « Atom Optics Realization of the Quantum  $\delta$ -Kicked Rotor ». *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), p. 4598-4601 (cf. p. 57).
- [Morel, 2020] Léo MOREL, Zhibin YAO, Pierre CLADÉ et Saida GUELLATI-KHÉLIFA. « Determination of the fine-structure constant with an accuracy of 81 parts per trillion ». *Nature* 588.7836 (2020), p. 61-65 (cf. p. 9, 17).
- [Morinaga, 1999] M. MORINAGA, I. BOUCHOULE, J.-C. KARAM et C. SALOMON. « Manipulation of Motional Quantum States of Neutral Atoms ». *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), p. 4037-4040 (cf. p. 48).
- [Moshinsky, 1952] Marcos MOSHINSKY. « Diffraction in Time ». *Phys. Rev.* 88 (1952), p. 625-631 (cf. p. 34).
- [Mount, 2010] Brianna J MOUNT, Matthew REDSHAW et Edmund G MYERS. « Atomic masses of 6 Li, 23 Na, 39, 41 K, 85, 87 Rb, and 133 Cs ». *Physical Review. A* 82.4 (2010), p. 042513-042513 (cf. p. 17).
- [Müller, 2008] H. MÜLLER, S.-w. CHIOU et S. CHU. « Atom-wave diffraction between the Raman-Nath and the Bragg regime: Effective Rabi frequency, losses, and phase shifts ». *Phys. Rev. A* 77 (2008), p. 023609 (cf. p. 12).
- [Nicholson, 2015] T. L. NICHOLSON, S. L. CAMPBELL, R. B. HUTSON, G. E. MARTI, B. J. BLOOM, R. L. MCNALLY et al. « Systematic evaluation of an atomic clock at  $2 \times 10^{-18}$  total uncertainty ». *Nature Communications* 6.1 (2015), p. 6896 (cf. p. 37).
- [Niebauer, 1995] T M NIEBAUER, G S SASAGAWA, J E FALLER, R HILT et F KLOPPING. « A new generation of absolute gravimeters ». *Metrologia* 32.3 (1995), p. 159 (cf. p. 15).
- [Nshii, 2013] C. C. NSHII, M. VANGELEYN, J. P. COTTER, P. F. GRIFFIN, E. A. HINDS, C. N. IRONSIDE et al. « A surface-patterned chip as a strong source of ultracold atoms for quantum technologies ». *Nature Nanotechnology* 8.5 (2013), p. 321-324 (cf. p. 69).
- [Olariu, 1985] S. OLARIU et I. Iovitzu POPESCU. « The quantum effects of electromagnetic fluxes ». *Rev. Mod. Phys.* 57 (1985), p. 339-436 (cf. p. 25).
- [Oliveira, 1962] C. G. de OLIVEIRA et J. TIOMNO. « Representations of Dirac equation in general relativity ». *Il Nuovo Cimento (1955-1965)* 24.4 (1962), p. 672-687 (cf. p. 67).
- [Osterwalder, 1999] A. OSTERWALDER et F. MERKT. « Using High Rydberg States as Electric Field Sensors ». *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), p. 1831-1834 (cf. p. 65).
- [Overstreet, 2022] Chris OVERSTREET, Peter ASENBAUM, Joseph CURTI, Minjeong KIM et Mark A. KASEVICH. « Observation of a gravitational Aharonov-Bohm effect ». *Science* 375.6577 (2022), p. 226-229 (cf. p. 19, 34, 60, 67).

- [Overstreet, 2021] Chris OVERSTREET, Peter ASENBAUM et Mark A. KASEVICH. « Physically significant phase shifts in matter-wave interferometry ». *American Journal of Physics* 89.3 (2021), p. 324-332 (cf. p. 6).
- [Overstreet, 2023] Chris OVERSTREET, Joseph CURTI, Minjeong KIM, Peter ASENBAUM, Mark A. KASEVICH et Flaminia GIACOMINI. « Inference of gravitational field superposition from quantum measurements ». *Phys. Rev. D* 108 (2023), p. 084038 (cf. p. 6, 34).
- [Pagel, 2020] Zachary PAGEL, Weicheng ZHONG, Richard H. PARKER, Christopher T. OLUND, Norman Y. YAO et Holger MÜLLER. « Symmetric Bloch oscillations of matter waves ». *Phys. Rev. A* 102 (2020), p. 053312 (cf. p. 53, 54).
- [Pancharatnam, 1956] S. PANCHARATNAM. « Generalized theory of interference, and its applications ». *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A* 44.5 (1956), p. 247-262 (cf. p. 41).
- [Parker, 2016] Richard H. PARKER, Chenghui YU, Brian ESTEY, Weicheng ZHONG, Eric HUANG et Holger MÜLLER. « Controlling the multiport nature of Bragg diffraction in atom interferometry ». *Phys. Rev. A* 94 (2016), p. 053618 (cf. p. 17, 52).
- [Pearle, 2017] Philip PEARLE et Anthony RIZZI. « Quantum-mechanical inclusion of the source in the Aharonov-Bohm effects ». *Phys. Rev. A* 95 (2017), p. 052123 (cf. p. 26).
- [Perreault, 2005] John D. PERREAULT et Alexander D. CRONIN. « Observation of Atom Wave Phase Shifts Induced by Van Der Waals Atom-Surface Interactions ». *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), p. 133201 (cf. p. 19).
- [Peshkin, 2014] M. PESHKIN et A. TONOMURA. *The Aharonov-Bohm Effect*. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2014 (cf. p. 25).
- [Peshkin, 1999] Murray PESHKIN. « Force-Free Interactions and Nondispersive Phase Shifts in Interferometry ». *Foundations of Physics* 29.3 (1999), p. 481-489 (cf. p. 26).
- [Phillips, 1982] William D. PHILLIPS et Harold METCALF. « Laser Deceleration of an Atomic Beam ». *Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology*. 48 (1982), p. 596-599 (cf. p. 43).
- [Piccard, 1925] A PICCARD et E KESSLER. « Determination of the ratio between the electrostatic charges of the proton and of the electron ». *Arch. Sci. Phys. Nat* 7 (1925), p. 340-342 (cf. p. 61, 62).
- [Pippa Storey, 1994] PIPPA STOREY et CLAUDE COHEN-TANNOUJJI. « The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A tutorial ». *J. Phys. II France* 4.11 (1994), p. 1999-2027 (cf. p. 6).
- [Plotkin-Swing, 2018] Benjamin PLOTKIN-SWING, Daniel GOCHNAUER, Katherine E. MCALPINE, Eric S. COOPER, Alan O. JAMISON et Subhadeep GUPTA. « Three-Path Atom Interferometry with Large Momentum Separation ». *Phys. Rev. Lett.* 121 (2018), p. 133201 (cf. p. 53, 54).
- [Quinn, 2000] Terry QUINN. « Measuring big G ». *Nature* 408.6815 (2000), p. 919-920 (cf. p. 16).
- [Quinn, 2013] Terry QUINN, Harold PARKS, Clive SPEAKE et Richard DAVIS. « Improved Determination of G Using Two Methods ». *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), p. 101102 (cf. p. 17).
- [Qureshi, 2023] Izma QURESHI, Tasawar ABBAS, Muhammad IMRAN et Rameez-ul ISLAM. « Exploring wave-particle behaviors of entangled Bragg diffracted neutral atoms ». *Journal of Mathematical Physics* 64.1 (2023), p. 012101 (cf. p. 67).
- [Raffelt, 1999] Georg G RAFFELT. « Limits on neutrino electromagnetic properties — an update ». *Physics Reports* 320.1 (1999), p. 319-327 (cf. p. 66).
- [Rahman, 2023] Tahiyat RAHMAN, Anna WIRTH-SINGH, Andrew IVANOV, Daniel GOCHNAUER, Emmett HOUGH et Subhadeep GUPTA. *Bloch Oscillation Phases investigated by Multi-path Stueckelberg Atom Interferometry*. 2023. arXiv : 2308.04134 [physics.atom-ph] (cf. p. 57).
- [Raman, 1936] C. V. RAMAN et N. S. NAGENDRA NATH. « The diffraction of light by high frequency sound waves ». *Proc. Indian Sci.* A2 (1936), p. 406 (cf. p. 11).
- [Ramsey, 1950] Norman F. RAMSEY. « A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields ». *Phys. Rev.* 78 (1950), p. 695-699 (cf. p. 5).
- [Ratkata, 2021] Apichayaporn RATKATA, Philip D. GREGORY, Andrew D. INNES, Alex J. MATTHIES, Lewis A. MCARD, Jonathan M. MORTLOCK et al. « Measurement of the tune-out wavelength for  $^{133}\text{Cs}$  at 880 nm ». *Phys. Rev. A* 104 (2021), p. 052813 (cf. p. 37, 38).
- [Rauch, 1974] H. RAUCH, W. TREIMER et U. BONSE. « Test of a single crystal neutron interferometer ». *Physics Letters A* 47.5 (1974), p. 369-371 (cf. p. 5).
- [Rauch, 2015] Helmut RAUCH et Samuel A. WERNER. *Neutron Interferometry: Lessons in Experimental Quantum Mechanics, Wave-Particle Duality, and Entanglement*. Oxford University Press, 2015 (cf. p. 5, 18).

- [Reichel, 2011] Jakob REICHEL et Vladan VULETIC. *Atom Chips*. John Wiley Sons Ltd, 2011 (cf. p. 68).
- [Riehle, 1988] F. RIEHLE, J. ISHIKAWA et J. HELMCKE. « Suppression of a Recoil Component in Nonlinear Doppler-Free Spectroscopy ». *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), p. 2092-2095 (cf. p. 7).
- [Riehle, 1991] F. RIEHLE, Th. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE et Ch. J. BORDÉ. « Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer ». *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), p. 177-180 (cf. p. 5).
- [Rosi, 2014] G. ROSI, F. SORRENTINO, L. CACCIAPUOTI, M. PREVEDELLI et G. M. TINO. « Precision measurement of the Newtonian gravitational constant using cold atoms ». *Nature* 510.7506 (2014), p. 518-521 (cf. p. 9, 16, 67).
- [Roy, 2016] Richard ROY, Alaina GREEN, Ryan BOWLER et Subhadeep GUPTA. « Rapid cooling to quantum degeneracy in dynamically shaped atom traps ». *Phys. Rev. A* 93 (2016), p. 043403 (cf. p. 58).
- [Rudolph, 2015] Jan RUDOLPH, Waldemar HERR, Christoph GRZESCHIK, Tammo STERNKE, Alexander GROTE, Manuel POPP et al. « A high-flux BEC source for mobile atom interferometers ». *New Journal of Physics* 17.6 (2015), p. 065001 (cf. p. 59, 70).
- [Rudolph, 2020] Jan RUDOLPH, Thomas WILKASON, Megan NANTEL, Hunter SWAN, Connor M. HOLLAND, Yijun JIANG et al. « Large Momentum Transfer Clock Atom Interferometry on the 689 nm Intercombination Line of Strontium ». *Phys. Rev. Lett.* 124 (2020), p. 083604 (cf. p. 8, 53, 54).
- [Ryutov, 2007] D D RYUTOV. « Using plasma physics to weigh the photon ». *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49.12B (2007), B429 (cf. p. 34).
- [Safronova, 2012a] M. S. SAFRONOVA, U. I. SAFRONOVA et Charles W. CLARK. « Magic wavelengths for optical cooling and trapping of lithium ». *Phys. Rev. A* 86 (2012), p. 042505 (cf. p. 39).
- [Safronova, 2012b] Marianna S. SAFRONOVA, Mikhail G. KOZLOV et Charles W. CLARK. « Blackbody radiation shifts in optical atomic clocks ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 59.3 (2012), p. 439-447 (cf. p. 37).
- [Salvi, 2018] Leonardo SALVI, Nicola POLI, Vladan VULETIĆ et Guglielmo M. TINO. « Squeezing on Momentum States for Atom Interferometry ». *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018), p. 033601 (cf. p. 67).
- [Sangster, 1993] Karin SANGSTER, E. A. HINDS, Stephen M. BARNETT et Erling RIIS. « Measurement of the Aharonov-Casher phase in an atomic system ». *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), p. 3641-3644 (cf. p. 29).
- [Savoie, 2018] D. SAVOIE, M. ALTORIO, B. FANG, L. A. SIDORENKOV, R. GEIGER et A. LANDRAGIN. « Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements ». *Science Advances* 4.12 (2018), eaau7948 (cf. p. 16).
- [Saywell, 2023] J. C. SAYWELL, M. S. CAREY, P. S. LIGHT, S. S. SZIGETI, A. R. MILNE, K. GILL et al. *Enhancing the sensitivity of atom-interferometric inertial sensors in dynamic environments using robust control*. 2023. arXiv : 2303.03683 [quant-ph] (cf. p. 60).
- [Saywell, 2020] Jack SAYWELL, Max CAREY, Ilya KUPROV et Tim FREEGARDE. « Biselective pulses for large-area atom interferometry ». *Phys. Rev. A* 101 (2020), p. 063625 (cf. p. 60).
- [Schlamminger, 2008] S. SCHLAMMINGER, K.-Y. CHOI, T. A. WAGNER, J. H. GUNDLACH et E. G. ADELBERGER. « Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance ». *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), p. 041101 (cf. p. 17).
- [Schlippert, 2014] D. SCHLIPIPERT, J. HARTWIG, H. ALBERS, L. L. RICHARDSON, C. SCHUBERT, A. ROURA et al. « Quantum Test of the Universality of Free Fall ». *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), p. 203002 (cf. p. 17).
- [Schlippert, 2020] D. SCHLIPIPERT, C. MEINERS, R.J. RENGELINK, C. SCHUBERT, D. TELL, E. WODEY et al. « Matter-Wave Interferometry for Inertial Sensing and Tests of Fundamental Physics ». *CPT and Lorentz Symmetry*. Singapore : World Scientific, 2020, p. 37-40 (cf. p. 8, 16, 18).
- [Schmidt, 2016] Felix SCHMIDT, Daniel MAYER, Michael HOHMANN, Tobias LAUSCH, Farina KINDERMANN et Artur WIDERA. « Precision measurement of the  $^{87}\text{Rb}$  tune-out wavelength in the hyperfine ground state  $F = 1$  at 790 nm ». *Phys. Rev. A* 93 (2016), p. 022507 (cf. p. 37, 38).
- [Schmiedmayer, 1995] Jörg SCHMIEDMAYER, Michael S. CHAPMAN, Christopher R. EKSTROM, Troy D. HAMMOND, Stefan WEHINGER et David E. PRITCHARD. « Index of Refraction of Various Gases for Sodium Matter Waves ». *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), p. 1043-1047 (cf. p. 18).
- [Schreck, 2021] Florian SCHRECK et Klaasjan van DRUTEN. « Laser cooling for quantum gases ». *Nature Physics* 17.12 (2021), p. 1296-1304 (cf. p. 59).

- [Schrödinger, 1926] E. SCHRÖDINGER. « An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules ». *Phys. Rev.* 28 (1926), p. 1049-1070 (cf. p. 5).
- [Schubert, 2021] Christian SCHUBERT, Sven ABEND, Matthias GERSEMANN, Martina GEBBE, Dennis SCHLIPPERT, Peter BERG et al. « Multi-loop atomic Sagnac interferometry ». *Scientific Reports* 11.1 (2021), p. 16121 (cf. p. 7, 67).
- [Sengupta, 2000] Sujan SENGUPTA. « Binary pulsar PSR B1913+16 constrains the electron-proton charge asymmetry ». *Physics Letters B* 484.3 (2000), p. 275-277 (cf. p. 66).
- [Sengupta, 1996] Sujan SENGUPTA et Palash B. PAL. « Constraints on cosmic electric charge asymmetry and neutrino charge from the microwave background ». *Physics Letters B* 365.1 (1996), p. 175-177 (cf. p. 66).
- [Sidorenkov, 2020] L. A. SIDORENKOV, R. GAUTIER, M. ALTORIO, R. GEIGER et A. LANDRAGIN. « Tailoring Multiloop Atom Interferometers with Adjustable Momentum Transfer ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (2020), p. 213201 (cf. p. 7).
- [Sorrentino, 2014] F. SORRENTINO, Q. BODART, L. CACCIAPUOTI, Y.-H. LIEN, M. PREVEDELLI, G. ROSI et al. « Sensitivity limits of a Raman atom interferometer as a gravity gradiometer ». *Phys. Rev. A* 89 (2014), p. 023607 (cf. p. 15).
- [Spavieri, 2007] G. SPAVIERI et M. RODRIGUEZ. « Photon mass and quantum effects of the Aharonov-Bohm type ». *Phys. Rev. A* 75 (2007), p. 052113 (cf. p. 34).
- [Stover, 1967] R. W. STOVER, T. I. MORAN et J. W. TRISCHKA. « Search for an Electron-Proton Charge Inequality by Charge Measurements on an Isolated Macroscopic Body ». *Phys. Rev.* 164 (1967), p. 1599-1609 (cf. p. 61).
- [Streed, 2006] Erik W. STREED, Ananth P. CHIKKATUR, Todd L. GUSTAVSON, Micah BOYD, Yoshio TORII, Dominik SCHNEBLE et al. « Large atom number Bose-Einstein condensate machines ». *Review of Scientific Instruments* 77.2 (2006), p. 023106 (cf. p. 58).
- [Szigeti, 2021] Stuart S. SZIGETI, Onur HOSTEN et Simon A. HAINE. « Improving cold-atom sensors with quantum entanglement: Prospects and challenges ». *Applied Physics Letters* 118.14 (2021), p. 140501 (cf. p. 16).
- [Tang, 2013] Li-Yan TANG, M. W. J. BROMLEY, Z.-C. YAN et J. MITROY. « Dynamic Stark shift of the  ${}^7\text{Li}(2s \rightarrow 3s)$  transition ». *Phys. Rev. A* 87 (2013), p. 032507 (cf. p. 40).
- [Tarallo, 2014] M. G. TARALLO, T. MAZZONI, N. POLI, D. V. SUTYRIN, X. ZHANG et G. M. TINO. « Test of Einstein Equivalence Principle for 0-Spin and Half-Integer-Spin Atoms: Search for Spin-Gravity Coupling Effects ». *Phys. Rev. Lett.* 113 (2014), p. 023005 (cf. p. 17).
- [Thiele, 2015] T. THIELE, J. DEIGLMAYR, M. STAMMEIER, J.-A. AGNER, H. SCHMUTZ, F. MERKT et al. « Imaging electric fields in the vicinity of cryogenic surfaces using Rydberg atoms ». *Phys. Rev. A* 92 (2015), p. 063425 (cf. p. 65).
- [Thomson, 1928] George Paget THOMSON. « Experiments on the diffraction of cathode rays ». *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, containing papers of a mathematical and physical character* 117.778 (1928), p. 600-609 (cf. p. 5).
- [Tiesinga, 2021] Eite TIESINGA, Peter J. MOHR, David B. NEWELL et Barry N. TAYLOR. « CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2018 ». *Rev. Mod. Phys.* 93 (2021), p. 025010 (cf. p. 17).
- [Tino, 2014] G.M. TINO et M.A. KASEVICH. *Atom Interferometry*. IOS Press, 2014 (cf. p. 5).
- [Tonomura, 1986] Akira TONOMURA, Nobuyuki OSAKABE, Tsuyoshi MATSUDA, Takeshi KAWASAKI, Junji ENDO, Shinichiro YANO et al. « Evidence for Aharonov-Bohm effect with magnetic field completely shielded from electron wave ». *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), p. 792-795 (cf. p. 25).
- [Touboul, 2017] Pierre TOUBOUL, Gilles MÉTRIS, Manuel RODRIGUES, Yves ANDRÉ, Quentin BAGHI, Joël BERGÉ et al. « MICROSCOPE Mission: First Results of a Space Test of the Equivalence Principle ». *Phys. Rev. Lett.* 119 (2017), p. 231101 (cf. p. 17).
- [Tourrenc, 1977] P. TOURENC. « Geometric structure of charged fields ». *Phys. Rev. D* 16 (1977), p. 3421-3426 (cf. p. 26).
- [Trubko, 2017] Raisa TRUBKO, Maxwell D. GREGOIRE, William F. HOLMGREN et Alexander D. CRONIN. « Potassium tune-out-wavelength measurement using atom interferometry and a multipass optical cavity ». *Phys. Rev. A* 95 (2017), p. 052507 (cf. p. 19, 37, 38).
- [Ufrecht, 2020] Christian UFRECHT et Enno GIESE. « Perturbative operator approach to high-precision light-pulse atom interferometry ». *Phys. Rev. A* 101 (2020), p. 053615 (cf. p. 6).

- [Unnikrishnan, 2004] C S UNNIKRISHNAN et G T GILLIES. « The electrical neutrality of atoms and of bulk matter ». *Metrologia* 41.5 (2004), S125 (cf. p. 60).
- [Uys, 2005] Hermann UYS, John D. PERREAULT et Alexander D. CRONIN. « Matter-Wave Decoherence due to a Gas Environment in an Atom Interferometer ». *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), p. 150403 (cf. p. 19).
- [Vaidman, 2012] Lev VAIDMAN. « Role of potentials in the Aharonov-Bohm effect ». *Phys. Rev. A* 86 (2012), p. 040101 (cf. p. 26).
- [Wei, 1995] Haiqing WEI, Rushan HAN et Xiuqing WEI. « Quantum Phase of Induced Dipoles Moving in a Magnetic Field ». *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), p. 2071-2073 (cf. p. 30).
- [Weiss, 1994] D. S. WEISS, B. C. YOUNG et S. CHU. « Precision measurement of  $\hbar/mCs$  based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry ». *Applied Physics B* 59.3 (1994), p. 217-256 (cf. p. 7).
- [Wicht, 2002] Andreas WICHT, Joel M HENSLEY, Edina SARAJLIC et Steven CHU. « A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry ». *Physica scripta* 2002.T102 (2002), p. 82 (cf. p. 17).
- [Wilkason, 2022] Thomas WILKASON, Megan NANTEL, Jan RUDOLPH, Yijun JIANG, Benjamin E. GARBER, Hunter SWAN et al. « Atom Interferometry with Floquet Atom Optics ». *Phys. Rev. Lett.* 129 (2022), p. 183202 (cf. p. 53, 54).
- [Wilkens, 1994] Martin WILKENS. « Quantum phase of a moving dipole ». *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994), p. 5-8 (cf. p. 29, 30).
- [Witten, 1979] E. WITTEN. « Dyons of charge  $e\theta/2\pi$  ». *Physics Letters B* 86.3 (1979), p. 283-287 (cf. p. 66).
- [Wolf, 2004] Peter WOLF, Sébastien BIZE, André CLAIRON, Giorgio SANTARELLI, Michael E. TOBAR et André N. LUITEN. « Improved test of Lorentz invariance in electrodynamics ». *Phys. Rev. D* 70 (2004), p. 051902 (cf. p. 34).
- [Wolf, 2000] Steffen WOLF, Steven J. OLIVER et David S. WEISS. « Suppression of Recoil Heating by an Optical Lattice ». *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), p. 4249-4252 (cf. p. 59).
- [Wu, 1975] Tai Tsun WU et Chen Ning YANG. « Concept of nonintegrable phase factors and global formulation of gauge fields ». *Phys. Rev. D* 12 (1975), p. 3845-3857 (cf. p. 26, 33).
- [Xu, 2019] Victoria XU, Matt JAFFE, Cristian D. PANDA, Sofus L. KRISTENSEN, Logan W. CLARK et Holger MÜLLER. « Probing gravity by holding atoms for 20 seconds ». *Science* 366.6466 (2019), p. 745-749 (cf. p. 67).
- [Xue, 2015] Hongbo XUE, Yanying FENG, Shu CHEN, Xiaojia WANG, Xueshu YAN, Zhikun JIANG et al. « A continuous cold atomic beam interferometer ». *Journal of Applied Physics* 117.9 (2015), p. 094901 (cf. p. 43).
- [Yamashita, 2017] Kazuya YAMASHITA, Kouhei HANASAKI, Akihiro ANDO, Masahiro TAKAHAMA et Toshiya KINOSHITA. « All-optical production of a large Bose-Einstein condensate in a double compressible crossed dipole trap ». *Phys. Rev. A* 95 (2017), p. 013609 (cf. p. 58).
- [Yanagimachi, 2002] Shinya YANAGIMACHI, Masaki KAJIRO, Mamoru MACHIYA et Atsuo MORINAGA. « Direct measurement of the Aharonov-Casher phase and tensor Stark polarizability using a calcium atomic polarization interferometer ». *Phys. Rev. A* 65 (2002), p. 042104 (cf. p. 29).
- [Young, 1997] Brenton C. YOUNG, Mark A. KASEVICH et Steven CHU. « Precision Atom Interferometry with Light Pulses ». *Atom Interferometry*. Elsevier Science, 1997, p. 363 (cf. p. 62).
- [Zeilinger, 1983] A. ZEILINGER, M.A. HORNE et C.G. SHULL. « Search for Unorthodox Phenomena by Neutron Interference Experiments ». *Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology*. Phys. Soc. Japan, Tokyo (1983), p. 289-293 (cf. p. 33).
- [Zeilinger, 1986] Anton ZEILINGER. « Generalized Aharonov-Bohm Experiments with Neutrons ». Sous la dir. de Vittorio GORINI et Alberto FRIGERIO. Boston, MA : Springer US, 1986, p. 311-318 (cf. p. 26, 34).
- [Zeiske, 1995] K. ZEISKE, G. ZINNER, F. RIEHLE et J. HELMCKE. « Atom interferometry in a static electric field: Measurement of the Aharonov-Casher phase ». *Applied Physics B* 60.2 (1995), p. 205-209 (cf. p. 29).
- [Zhan, 2020] Ming-Sheng ZHAN, Jin WANG, Wei-Tou NI, Dong-Feng GAO, Gang WANG, Ling-Xiang HE et al. « ZAIGA: Zhaoshan long-baseline atom interferometer gravitation antenna ». *International Journal of Modern Physics D* 29.04 (2020), p. 1940005 (cf. p. 16, 18).
- [Zhang, 2016] Xian ZHANG, Ruben Pablo del AGUILA, Tommaso MAZZONI, Nicola POLI et Guglielmo M. TINO. « Trapped-atom interferometer with ultracold Sr atoms ». *Phys. Rev. A* 94 (2016), p. 043608 (cf. p. 67).
- [Zhou, 2021] Lin ZHOU, Chuan HE, Si-Tong YAN, Xi CHEN, Dong-Feng GAO, Wei-Tao DUAN et al. « Joint mass-and-energy test of the equivalence principle at the  $10^{-10}$  level using atoms with specified mass and internal energy ». *Phys. Rev. A* 104 (2021), p. 022822 (cf. p. 17).

- [Zych, 2011] Magdalena ZYCH, Fabio COSTA, Igor PIKOVSKI et Časlav BRUKNER. « Quantum interferometric visibility as a witness of general relativistic proper time ». *Nature Communications* 2.1 (2011), p. 505 (cf. p. 6, 18).
- [Zygelman, 2015] B. ZYGELMAN. « Geometric-phase atom optics and interferometry ». *Phys. Rev. A* 92 (2015), p. 043620 (cf. p. 60, 67).

# Curriculum Vitae

**Alexandre GAUGUET**

**Associate Professor - Maître de conférences - section 30**

French nationality

Date of birth : 15th of november 1980

05 61 55 60 32

## Education

---

**2008** : PhD in Physics, Université Paris 6, Paris, France.

**2004** : DEA "Lasers et Matière" (Master in Physics), Université Paris 11, Orsay.

**2003** : Maîtrise de physique, Université Bretagne Sud, Lorient.

**2002** : Licence de physique, Université Bretagne Sud (Bachelor of Science - Physics), Lorient.

## Positions

---

**2010 - 2024** : Associate Professor (Maître de conf.), Université Toulouse 3, Toulouse, France.  
Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité (LCAR) UMR5589.  
Since 2014, I head the atom interferometer team.

**2008 - 2010**: Postdoctoral fellow, Durham University, United Kingdom.  
ATMOL group of C.S. Adams.

Topics: Interactions in Rydberg gases for the manipulation of non-classical states of light.

**2007 - 2008**: Teaching and Research fellow (ATER), Université Paris 13, Villetaneuse, France.  
Metrology, Molecules and fundamental tests group of A. Amy-Klein.

Topics: Measurement of the Boltzmann constant with molecular spectroscopy, supervisor Christophe Daussy.

**2004 - 2007:** PhD student, Université Paris 6, Paris Observatory, Paris, France.

SYRTE Laboratory, Atom interferometry and inertial sensors group of A. Landragin.

Topics: Cold atom gyroscope: Study of limiting stability and systematic effects associated with laser beam splitters. Supervisors A. Landragin and Ph. Tuckey.

## Teaching activities

---

I have carried out all of my teaching activities at the University of Toulouse 3. For 3 years (2014-2017), I benefited from a teaching reduction through a CNRS delegation. Between 2018 and 2024, I have a full teaching load (192h).

## Institutional responsibilities

---

**2012-2024 :** Organisation of LCAR Seminars

**2014-2016 :** Member of the "Science de la Matière" council at Toulouse 3 University

**2016-2020 :** Member of the Labe-NanoX Scientific Council.

**2018-2024 :** Labex FIRST-TF correspondent for the LCAR

**2018-2024 :** Equipex Refimeve correspondent for the LCAR

**2019-2024 :** Member of the local board of the "Société Française de Physique".

## Collaborations

---

B. Battelier, LP2N, Talence, France. 3D Inertial Sensors Development.

V. Menoret, Exail, Talence, France. 3D Inertial Sensors Development.

O. Gauthier-Lafaye, Toulouse, France. Developing Cold Atom Sources on Hybrid Chips.

N. Gaaloul, Hanover, Germany. Simulations of Atom-Optics with Large Momentum Transfer.

B. Canuel, Talence, France. Development of LMT gradiometer.

F. Pereira dos Santos, SYRTE, Paris, France. Constructing Arbitrary Waveform Synthesizers for Driving Optical Lattices.

---

**Student Supervisions**


---

Name	Supervision	Years	Project
J. Gillot	co-supervision (30%)	2010 - 2013	lithium interferometer
B. Décamps	co-supervision (30%)	2013 - 2016	lithium interferometer
J. Alibert	co-supervision (50%)	2014 - 2017	atom chip
M. Bordoux	supervision (100%)	2016-2019	BEC interferometer
A. Béguin	co-supervision (50%)	2019-2023	BEC interferometer
T. Rodzinka	co-supervision (50%)	2020 - anticipated 2024	BEC interferometer
R. Calviac	co-supervision (25%)	2020 - anticipated 2024	Atom chip
L. Calmels	co-supervision (50%)	2022 - anticipated 2025	BEC interferometer
S. Beldjoudi	co-supervision (50%)	2023 - anticipated 2026	BEC interferometer

TABLE 5.5 – PhD students

Name	Degree	Duration (month)	Year
S. Beldjoudi	M2	5	2023
C. Franck	M1	2	2022
L. Calmels	M2	5	2022
L. Becker	M1	2	2021
L. Loranca	M2	5	2021
T. Rodzinka	M2	5	2020
A. Béguin	M2	5	2019
P. Lassègues	M2	5	2019
V. Combette	M1	2	2019
P. Azam	M2	4	2018
P. Lassègues	M1	2	2018
V. Czamler	M1	2	2017
J. Junca	M2	5	2017
M. Bordoux	M2	6	2016
E. Gréco	M2	6	2016
L. Lehman	M2	5	2015
R. Corgier	M2	4	2015
J. Alibert	M2	5	2014
R. Picard	L3	3	2014
B. Décamps	M2	4	2013
I. Braud	M2	4	2013
H. Astier	L3	2	2013
D. Sordes	M1	4	2012
A. Omar	M2	4	2012

TABLE 5.6 – Masters and undergraduate internships

# Publications and conferences

## Publications

1. B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Viridis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, A. Landragin, and P. Bouyer. Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :010402, Jul 2006.
2. X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch. Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266(2) :609-613, 2006.
3. A. Gauguet, B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, N. Dimarcq, A. Clairon, and A. Landragin. Caractérisation d'un gyromètre à atomes froids. *J. Phys. IV France*, 135 :357?358, 2006.
4. P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Yver-Leduc, and A. Landragin. Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 57(6) :1141-1148, june 2008.
5. A. Gauguet, T.E. Mehlstäubler, T. Lévèque, J. LeGouët, W. Chaibi, B. Canuel, A. Clairon, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Off-resonant Raman transition impact in an atom interferometer. *Phys. Rev. A*, 78 :043615, Oct 2008.
6. K. Djerroud, C. Lemarchand, A. Gauguet, C. Daussy, S. Briaudeau, B. Darquié, O. Lopez, A. Amy-Klein, C. Chardonnet, and C.J. Bordé. Measurement of the Boltzmann constant by the Doppler broadening technique at a  $3,8 \times 10^{-5}$  accuracy level. *C. R. Phys.*, 10 :883?893, 2009. LNE and EraNet/IMERA.
7. A. Gauguet, B. Canuel, T. Lévèque, W. Chaibi, and A. Landragin. Characterization and limits of a cold-atom Sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, 80 :063604, Dec 2009.
8. T. Lévèque, A. Gauguet, F. Michaud, F. Pereira Dos Santos, and A. Landragin. Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double- Diffraction Technique. *Phys Rev Lett*, 103 :080405, Aug 2009.
9. T. Lévèque, A. Gauguet, W. Chaibi, and A. Landragin. Low noise amplification of an optically carried microwave signal : application to atom interferometry. *Appl. Phys. B : Lasers Opt.*, 101 :723-729, 2010. 10.1007/s00340-010-4082-y.
10. J. D. Pritchard, D. Maxwell, A. Gauguet, K. J. Weatherill, M. P. A. Jones, and C. S. Adams. Cooperative Atom-Light Interaction in a Blockaded Rydberg Ensemble. *Phys Rev*

Lett, 105 :193603, Nov 2010.

11. J D Pritchard, A Gauguet, K J Weatherill, and C S Adams. Optical non-linearity in a dynamical Rydberg gas. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 44(18) :184019, 2011.
12. S Sevincli, C Ates, T Pohl, H Schempp, C S Hofmann, G Guenter, T Amthor, M Weidemuller, J D Pritchard, D Maxwell, A Gauguet, K J Weatherill, M P A Jones, and C S Adams. Quantum interference in interacting three-level Rydberg gases : coherent population trapping and electromagnetically induced transparency. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 44(18) :184018, 2011.
13. M Tanasittikosol, J D Pritchard, D Maxwell, A Gauguet, K J Weatherill, R M Potvliege, and C S Adams. Microwave dressing of Rydberg dark states. *J. Phys. B : At., Mol. Opt. Phys.*, 44(18) :184020, 2011.
14. S. Lepoutre, A. Gauguet, G. Tréneç, M. Büchner, and J. Vigué. He-McKellar-Wilkens Topological Phase in Atom Interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :120404, Sep 2012.
15. J. Gillot, A. Gauguet, M. Büchner, and J. Vigué. Optical pumping of a lithium atomic beam for atom interferometry. *The European Physical Journal D*, 67(12) :1?11, 2013.
16. J. Gillot, C. Lemarchand, I. Braud, B. Decamps, A. Gauguet, J. Vigué, and M. Büchner. Note : A passively cooled heat pipe for spectroscopy. *Review of Scientific Instruments*, 84(10) :106109, 2013.
17. J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner, and J. Vigué. Measurement of the He-McKellar-Wilkens Topological Phase by Atom Interferometry and Test of Its Independence with Atom Velocity. *Phys. Rev. Lett.*, 111 : 030401, Jul 2013.
18. S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner, and J. Vigué. Test of the He-McKellar-Wilkens topological phase by atom interferometry. I. Theoretical discussion. *Phys. Rev. A*, 88 :043627, Oct 2013.
19. S. Lepoutre, J. Gillot, A. Gauguet, M. Büchner, and J. Vigué. Test of the He-McKellar-Wilkens topological phase by atom interferometry. II. The experiment and its results. *Phys. Rev. A*, 88 :043628, Oct 2013.
20. D. Maxwell, D. J. Szwer, D. Paredes-Barato, H. Busche, J. D. Pritchard, A. Gauguet, K. J. Weatherill, M. P. A. Jones, and C. S. Adams. Storage and Control of Optical Photons Using Rydberg Polaritons. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :103001, Mar 2013.
21. Brynle Barrett, Rémy Geiger, Indranil Dutta, Matthieu Meunier, Benjamin Canuel, Alexandre Gauguet, Philippe Bouyer, and Arnaud Landragin. The Sagnac effect : 20 years of development in matter-wave interferometry. *Comptes Rendus Physique*, 16(3), 2014.
22. Jonathan Gillot, Steven Lepoutre, Alexandre Gauguet, Jacques Vigué, and Matthias Büchner. Measurement of the Aharonov-Casher geometric phase with a separated-arm atom interferometer. *The European Physical Journal D*, 68(6), 2014.
23. D. Maxwell, D. J. Szwer, D. Paredes-Barato, H. Busche, J. D. Pritchard, A. Gauguet, M. P. A. Jones, and C. S. Adams. Microwave control of the interaction between two optical photons. *Phys. Rev. A*, 89 :043827, Apr 2014.

24. B. Decamps, J. Gillot, J. Vigue, A. Gauguet, M. Buchner, Observation of Atom-Wave Beats Using a Kerr Modulator for Atom Waves. *Phys. Rev. Lett.*, 116 : 053004, Feb 2016.
25. B. Decamps, A Gauguet, J Vigue, M Buchner, Pancharatnam phase: A tool for atom optics, *Phys. rev. a* 96 :013624 (2017).
26. J. Alibert, B. Décamps, M. Bordoux, B. Allard, and A. Gauguet, A millimeter magnetic trap for a dual ( $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$ ) species atom interferometer, *RSI* 88, 113115 (2017).
27. B. Decamps, J. Gillot, A. Gauguet, J. Vigue and M. Buchner, Phase modulation of atom waves: theory and experiment using the atom optics analogue of the Kerr effect, *EPJD* 71 (12), 734 (2017).
28. B. Décamps, M. Bordoux, J. Alibert, B. Allard and A. Gauguet, Phase response of atom interferometers based on sequential Bragg diffractions *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 52 015003 (2019).
29. El-Neaj, et al. AEDGE: Atomic Experiment for Dark Matter and Gravity Exploration in Space. *EPJ Quantum Technol.* 7, 6 (2020).
30. B. Décamps, J. Vigué, A. Gauguet, M. Büchner, Measurement of the 671-nm tune-out wavelength of  $^7\text{Li}$  by atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 101, 033614 (2020).
31. A. Béguin, T. Rodzinka, J. Vigué, B. Allard, A. Gauguet, Characterization of an atom interferometer in the quasi-Bragg regime. *Phys. Rev. A*, 105, 033302 (2022).
32. S. Abend et al. Technology roadmap for cold-atoms based quantum inertial sensor in space, *AVS Quantum Sci* 5, 019201 (2023).
33. A. Béguin, T. Rodzinka, L. Calmels, B. Allard, A. Gauguet, Atom interferometry with coherent enhancement of Bragg pulse sequences. *Phys. Rev. Lett.*, 131, 143401 (2023).

## Conferences

1. Journées de Broglie 2023, Paris, France, 2023: invited talk.
2. Very-Long-Baseline Atom Interferometry, Geneva, Switzerland, 2023: invited talk.
3. FOMO, Trieste, Italia, 2022: talk.
4. ONERA seminar, Paris, France, 2021: talk.
5. SYRTE seminar, Paris, France, 2021: talk.
6. Quantum Technology Workshop, Montpellier, France, 2021: invited talk.
7. RTS-CNES, Paris, France, 2019: invited talk.
8. GDR atomes froids, Toulouse, France, 2018: invited talk.
9. SFP, Orsay, France, 2017: talk.
10. IRSAMC seminar, Toulouse, France, 2016: invited talk.
11. FOMO, Chania, Greece, 2014: invited talk.
12. Journées Capteurs Embarquées, Nailloux, France, 2013: invited talk.

13. Sagnac Effect 100 years later, Paris, France, 2013: organizer.
14. IRSAMC seminar, Toulouse, France, 2012: invited talk.
15. LCAR seminar, Toulouse, France, 2009: invited talk.
16. Phlam seminar, Lille, France, 2009: invited talk.
17. ATMOL seminar, Durham, UK, 2008: invited talk.
18. INLN seminar, Nice, France, 2007: invited talk.
19. YAO, Hanover, Germany, 2005: talk.