



HAL
open science

Amélioration de la séparation en impulsion dans les interféromètres atomiques : séquences cohérentes de diffraction de Bragg et accélération de Floquet

Tangui Rodzinka

► **To cite this version:**

Tangui Rodzinka. Amélioration de la séparation en impulsion dans les interféromètres atomiques : séquences cohérentes de diffraction de Bragg et accélération de Floquet. Physique Quantique [quant-ph]. Université de Toulouse, 2024. Français. NNT : 2024TLSES109 . tel-04737166

HAL Id: tel-04737166

<https://theses.hal.science/tel-04737166v1>

Submitted on 15 Oct 2024

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

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

Doctorat de l'Université de Toulouse

préparé à l'Université Toulouse III - Paul Sabatier

Amélioration de la séparation en impulsion dans les interféromètres atomiques : séquences cohérentes de diffraction de Bragg et accélération de Floquet.

Thèse présentée et soutenue, le 28 mai 2024 par

Tangui RODZINKA

École doctorale

SDM - SCIENCES DE LA MATIERE - Toulouse

Spécialité

Physique

Unité de recherche

LCAR - Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité

Thèse dirigée par

David GUERY-ODELIN et Alexandre GAUGUET

Composition du jury

M. Pierre CLADÉ, Rapporteur, CNRS Paris Centre

M. Benjamin CANUEL, Rapporteur, CNRS Aquitaine

Mme Bess FANG, Examinatrice, Observatoire de Paris-PSL

M. Philippe BOUYER, Examineur, University of Amsterdam

M. Remy BATTESTI, Examineur, Université Toulouse III - Paul Sabatier

M. David GUERY-ODELIN, Directeur de thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier

M. Alexandre GAUGUET, Co-directeur de thèse, Université Toulouse III - Paul Sabatier

Remerciements

Cette aventure a démarré en février 2020 avec mon stage de master 2 et s'est poursuivie pendant quatre années. Je tiens à présent à remercier les différents acteurs de cette histoire. Ces quelques mots ne représentent qu'une faible partie de la gratitude et de la reconnaissance que j'ai pour chacun d'entre vous.

Je remercie tout d'abord tous les membres du jury, à commencer par Rémy Battesti qui a accepté de présider ce jury. Je remercie ensuite les deux rapporteurs Pierre Cladé et Benjamin Canuel pour leurs retours sur mon travail de thèse. Enfin, je remercie Bess Fang et Philippe Bouyer d'avoir pris respectivement les rôles d'examinatrice et d'examineur.

Je remercie ensuite David Guéry-Odelin d'avoir pris le rôle administratif de directeur de thèse. Merci à toi d'avoir suivi mon travail de thèse au cours de ces années.

Ce travail de thèse a pu être possible grâce au précieux encadrement d'Alexandre Gauguet. Travailler avec toi, Alex, a été un grand plaisir. Merci de transmettre ta passion pour la physique. Tu as toujours été présent pour répondre à mes questions et me guider dans mes travaux. Merci pour ton exigence et ton investissement journaliers afin de produire les résultats les plus poussés. Tu m'as été d'un soutien infailible.

Je remercie également Baptiste Allard, pour son aide quotidienne sur la manip. Tu m'as appris comment chercher sur l'internet mondial l'âge du capitaine dont sa fourche a langué. Je te remercie pour toutes les discussions, qu'elles soient de physique, de musique, de cinéma ou bien d'autres choses.

Une grande partie de l'aventure à été partagée avec Ashley Béguin. Ensemble nous étions Tic et Tac, nous sommes passés de $2\hbar k$ à des centaines. Je te remercie pour ces parties de squash, ces pizzas en jeu pour des pulses $\pi/2$ parfaits et pour tous ces problèmes de gravité.

Je souhaite remercier le personnel du Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité et de la Fédération de Recherche Matière et Interactions. Tout d'abord je remercie le directeur du laboratoire Jean-Marc L'Hermite, Kenavo. Merci à toi et à Stéphane Faure pour nous avoir installé au mieux dans ce nouveau bâtiment. Un grand merci à Christine Soucasse, Anna Soler et Patricia Bordais. Je remercie le support informatique de Sandrine Le Magoarou. Je tiens à remercier Jacques Vigué pour les très

intéressants échanges que nous avons eu au cours de ma thèse. Un merci également à Nicolas Elefantis, Jean-Philippe Loisel, Patrick Moretto-Capelle, Jérôme Cuny, Sébastien Zamith et Alexandre Marciniak.

Je remercie tous les membres de l'équipe Atomes Froids, tout d'abord Juliette Billy et Bruno Peaudecerf. Les thésards : Maxime, Gabriel, Nathan, Florianne, Nicolas, Eloi et Dominique. Je remercie également Benoît Chalopin, notamment pour son soutien sur l'enseignement. Un merci à Arya et Fatima.

Je remercie Romain qui a débuté l'aventure en même temps que moi. Félicitations pour ce que tu as réussi à obtenir. Je te souhaite le meilleur pour la suite et du courage pour la fin de thèse.

Je remercie les stagiaires que j'ai pu croiser Luisa, Lara et Christine. Je souhaite du courage à mes successeurs Léo, Sélyan et Clara pour dompter la manip. Cette manip avec qui j'ai passé de longs moments, je te remercie toi et tes atomes.

Je remercie également nos collègues du laboratoire interdisciplinaire Carnot de Bourgogne : Étienne Dionis et Dominique Sugny.

Je remercie les personnes que j'ai pu croiser au cours de ma scolarité, Cédric Baurens et Armen Tchertchian. Je remercie l'équipe du CEA dans laquelle j'ai réalisé un stage : YB, BC, SE, DG, ML, FL et JPM.

Je présente mes remerciements à mes amis et à ma famille. Je vous remercie tous pour votre soutien.

Et surtout merci à toi Anaïs, de m'avoir accompagné sur cette aventure, ensemble nous partons pour en vivre de nouvelles.



Sommaire

1	Introduction	9
1.1	Introduction générale	9
1.1.1	Interférométrie optique	9
1.1.2	Interférométrie atomique	10
1.1.3	Applications d'interféromètres atomiques	16
1.2	Neutralité de la matière	17
1.3	Travail de thèse	18
1.4	Organisation du manuscrit	19
2	Dispositif expérimental	23
2.1	Présentation du dispositif expérimental	24
2.2	Source de l'interféromètre atomique	24
2.2.1	Piège magnéto-optique	24
2.2.2	Piège dipolaire pour la condensation de Bose-Einstein	27
2.2.3	Vers une source subnanokelvin	32
2.3	Réseau optique	38
2.3.1	Réseau de Bragg	39
2.3.2	Réseau de lancement	41
2.4	Détection	43
2.4.1	Système d'imagerie	43
2.4.2	Amélioration du rapport signal à bruit	46
	Conclusion	49

3	Interféromètres dans le régime de quasi-Bragg	51
3.1	Séparatrice atomique	52
3.1.1	Oscillation de Rabi	53
3.1.2	Transition à 1 photon	53
3.1.3	Transition à 2 photons	55
3.2	Modèle théorique et étude numérique des diffractions de Bragg et de quasi-Bragg	57
3.2.1	Condition de résonance	57
3.2.2	Modèle théorique et étude numérique	58
3.2.3	Étude numérique avec distribution en impulsion	60
3.2.4	Test de convergence sur la taille de la base	61
3.3	Étude expérimentale de la diffraction de quasi-Bragg	65
3.3.1	Diffraction de quasi-Bragg pour $n = 1$	65
3.3.2	Diffraction de quasi-Bragg pour $n > 1$	66
3.4	Interféromètre dans le régime de quasi-Bragg	72
3.4.1	Interféromètre de Mach-Zehnder	72
3.4.2	Interféromètre $2\hbar k$	74
3.4.3	Interféromètre avec plusieurs ports de sortie	75
3.4.4	Interféromètre dans les régimes de pulses courts et longs	77
	Conclusion	79
4	Séquences cohérentes de diffraction de Bragg pour des interféromètres	
	<i>LMT</i>	83
4.1	Présentation des techniques d'interféromètres <i>LMT</i>	84
4.2	Accélération avec une séquence de pulses de Bragg	87
4.2.1	Efficacité de transfert	87
4.2.2	Pulses de Bragg indépendants	88
4.3	Séquence d'accélération utilisant la méthode <i>CEBS</i>	90
4.3.1	Interféromètre de Ramsey	90
4.3.2	Interférences destructives des pertes	92
4.3.3	Accélération de 37 pulses	94

4.4	Résultats expérimentaux des interféromètres <i>LMT</i>	99
4.4.1	Interféromètres <i>LMT</i> pour N petit	99
4.4.2	Interféromètres <i>LMT-CEBS</i> pour N grand	102
	Conclusion	106
5	Accélération de Floquet pour des interféromètres <i>LMT</i>	111
5.1	Accélération de Floquet	113
5.1.1	Principe de l'accélération de Floquet	113
5.1.2	Préparation de l'état de Floquet robuste	117
5.1.3	Réalisation expérimentale de l'accélération de Floquet	118
5.2	Interféromètre <i>LMT</i> : diffraction de Bragg - <i>CEBS</i> - accélération de Floquet	120
5.2.1	Interféromètre de $600\hbar k$	120
5.2.2	Mesure et analyse de la visibilité	121
5.3	Conclusion	125
6	Conclusion	129
6.1	Bilan par chapitre	129
6.2	Perspectives	131
6.2.1	Étude en cours : Phase multi-chemins	132
6.2.2	Nouveau réseau optique	132
6.2.3	Amélioration de la source atomique	132
6.2.4	Nouveau dispositif expérimental	133
	Annexe	137
	Bibliographie	140

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Introduction générale	9
1.1.1	Interférométrie optique	9
1.1.2	Interférométrie atomique	10
1.1.3	Applications d'interféromètres atomiques	16
1.2	Neutralité de la matière	17
1.3	Travail de thèse	18
1.4	Organisation du manuscrit	19

1.1 Introduction générale

Ma thèse se concentre sur des expériences d'interférométrie atomique. En exploitant les propriétés quantiques du mouvement des atomes, nous cherchons à réaliser des interféromètres capables de mesurer des grandeurs physiques avec une très grande précision. De nombreuses expériences réalisées dans ce domaine s'inspirent des expériences d'interférométrie en optique.

1.1.1 Interférométrie optique

Les premières études quantitatives des figures d'interférences en optique remontent au XVII^e siècle avec les travaux de Francesco Grimaldi, Robert Boyle et Robert Hooke, qui ont observé et documenté ces phénomènes de manière empirique. Dans les mêmes années, Huygens propose une description ondulatoire de ces phénomènes. Cependant, une compréhension théorique approfondie des interférences optiques a été établie plus tard, au XIX^e siècle, grâce aux contributions d'Augustin Fresnel et de Joseph von Fraunhofer. Leurs travaux théoriques ont jeté les bases de la théorie ondulatoire de la lumière, tandis que les expériences emblématiques telles que les fentes de Young et l'expérience de la tache de Fresnel ont confirmé ces

principes fondamentaux.

Ces travaux ont ouvert la voie à de nombreuses expériences d'interférométrie optique appliquées à la mesure de petites perturbations, telles que des variations de chemin optique à l'échelle de la longueur d'onde optique. Très rapidement, ces interféromètres furent utilisés pour des expériences de physique fondamentale, telles que l'expérience de Fizeau sur l'entraînement partiel de l'éther [Fizeau, 1851] ou les expériences de Michelson et Morley sur la vitesse de la lumière dans les référentiels en mouvement [Michelson et Morley, 1887]. Aujourd'hui, l'interférométrie optique est encore largement utilisée pour de nombreux tests fondamentaux, l'exemple le plus emblématique étant la détection d'ondes gravitationnelles avec les expériences LIGO et VIRGO [Abbott et *al.*, 2016].

De manière très schématique, un interféromètre peut être décrit comme un dispositif où deux chemins différents sont recombinaés de manière cohérente. Dans le cas de la lumière, ces deux chemins peuvent être générés par deux sources (secondaires) cohérentes, ce qui correspond à une séparation du front d'onde, comme dans les fentes de Young. En créant deux directions de propagation distinctes (deux vecteurs d'onde), nous parlons de séparation d'amplitude, comme dans l'interféromètre de Michelson. Enfin, en utilisant deux états de polarisation distincts, nous parlons de séparation de l'état interne, comme dans l'interféromètre de Fresnel-Arago.

Lorsque seulement deux chemins interfèrent, le signal détecté dans l'une des voies de sortie de l'interféromètre oscille en fonction du déphasage accumulé entre ces deux chemins distincts. Les interféromètres à deux ondes présentent un intérêt important en métrologie car la fonction de réponse de l'instrument est connue. Cela facilite grandement l'inversion de cette fonction pour remonter au déphasage entre les deux bras de l'interféromètre.

1.1.2 Interférométrie atomique

Dès le début du XX^e siècle, quelques décennies après les premières mesures de grande précision en interférométrie optique (expérience de Michelson et Morley), Louis de Broglie [de Broglie, 1924] étend le concept de dualité onde-corpuscule proposé par Einstein pour la lumière aux particules matérielles, en introduisant notamment la notion de longueur de de Broglie :

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{mv}, \quad (1.1)$$

où h est la constante de Planck, m la masse et v la vitesse de la particule. Peu de temps après, Erwin Schrödinger propose une équation d'onde pour ces ondes de matière. Cette hypothèse fut confirmée quelques années après par Thomson et Reid [Thomson et Reid, 1927], ainsi que par Davisson et Germer [Davisson, 1928], en démontrant la diffraction d'électrons sur un cristal. Cette démonstration a ensuite été étendue aux atomes d'hélium par Estermann et Stern [Estermann et Stern, 1930].

En plus de fournir un argument solide en faveur de la mécanique quantique, ces recherches ont ouvert un nouveau paradigme en physique des particules : l'optique à ondes de matière.

L'interférométrie à ondes de matière marque une étape majeure dans l'exploration des phénomènes quantiques, qui étaient jusqu'alors principalement réservés à des expériences de pensée. Les premières réalisations avec des électrons dans les années 1950 ont ouvert la voie à la microscopie électronique. Les expériences pionnières avec des neutrons dans les années 1970 ont permis de nombreux tests de la physique quantique, tels que la mesure de déphasages inertiels ou l'étude de la phase topologique, pour n'en citer que quelques-uns. L'avènement des interféromètres atomiques dans les années 1990 a permis le développement de véritables expériences de métrologie, bénéficiant du flux important des sources d'atomes et du contrôle très précis offert par les atomes froids et leur manipulation par laser. Un historique complet de cette évolution ainsi que des développements scientifiques et technologiques peuvent être trouvés dans les références [Berman, 1997], [Cronin *et al.*, 2009] et [Abend *et al.*, 2020].

Séparatrices atomiques

Un élément essentiel pour le développement de l'interférométrie atomique est la réalisation de séparatrices et de miroirs pour les ondes atomiques. Étant donné l'absence de lames semi-transparente ou réfléchissante pour les atomes, une solution réside dans la diffraction des ondes atomiques par des structures matérielles ou lumineuses. Aujourd'hui, la grande majorité des expériences d'interférométrie atomique repose sur l'utilisation de la diffraction sur des réseaux lumineux. Ces séparatrices sont basées sur l'échange d'impulsion entre les atomes et les ondes optiques lors de l'interaction atome-laser. Cette thèse est consacrée à la mise au point de réseaux optiques capables de transférer un très grand nombre d'impulsions de photons aux atomes. Pour cela, nous utilisons l'équivalent de la diffraction de Bragg pour les atomes. Dans ce cas, le réseau optique est formé à l'aide d'une onde laser stationnaire qui joue le rôle d'un réseau d'indice pour l'onde atomique.

En 1913, William Henry Bragg et son fils William Lawrence Bragg ont réalisé une démonstration de la diffraction des rayons X par un réseau cristallin. Ils ont montré que lorsque l'onde est réfléchiée par les plans du réseau cristallin avec un angle d'incidence égal à l'angle de réflexion, il se produit une interférence constructive, décrite par la loi de Bragg :

$$2d \sin(\theta) = n\lambda, \tag{1.2}$$

avec d la distance entre les plans du réseau cristallin, θ l'angle de Bragg, n un entier correspondant à l'ordre de diffraction et λ la longueur d'onde du faisceau (figure 1.1). En 1933, Piotr Kapitza et Paul Dirac ont étendu ce concept à la diffraction d'électrons par un réseau formé par une onde stationnaire lumineuse. Cependant, la section efficace d'absorption d'un photon par un électron libre est beaucoup trop faible pour permettre l'observation de cet effet avec les sources optiques disponibles

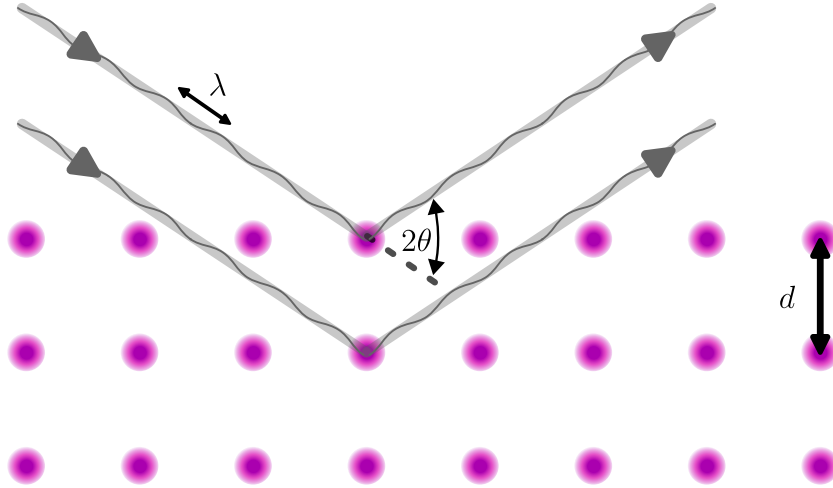


FIGURE 1.1 – Schéma représentant la loi de Bragg. Une onde incidente de longueur d'onde λ est réfractée sur un réseau cristallin de pas d avec un angle 2θ .

à cette époque.

En 1966, [Altshuler *et al.*, 1966] montre qu'il est possible d'observer un analogue de l'effet Kapitza-Dirac en exploitant les phénomènes de résonance dans les atomes et grâce à l'utilisation de sources lasers. Dans le cas des ondes de matière, la diffraction de Bragg avec une longueur d'onde λ_{dB} et une onde stationnaire de pas $d = \frac{\lambda}{2}$, la condition de Bragg se réécrit :

$$\sin(\theta) = n \frac{\lambda_{\text{dB}}}{\lambda} = n \frac{\hbar k}{mv}, \quad (1.3)$$

dans cette équation k est le nombre d'onde du laser formant le réseau optique et v est la vitesse relative entre le réseau et l'atome. $v \sin(\theta)$ est alors la vitesse projetée sur l'axe du réseau de vitesse $\Delta\omega/2k$, où $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ est la différence de pulsations des deux ondes formant le réseau optique. La condition de Bragg en fonction de la pulsation de recul ω_r associée à l'absorption ou l'émission d'un photon est :

$$\Delta\omega = 2n \frac{\hbar k^2}{m} = 4n\omega_r. \quad (1.4)$$

Nous verrons au chapitre 3 que cette expression correspond à une condition de résonance multiphotonique entre les atomes et le réseau optique. Ce processus permet de réaliser une séparatrice atomique en créant une superposition cohérente des états d'impulsion $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ ou un miroir pour atomes en transférant à l'intégralité de l'ensemble atomique une impulsion de $2n\hbar k$. La figure 1.2 présente un schéma spatio-temporel de ces processus.

L'équipe de David Pritchard a montré expérimentalement, en 1986, la diffraction d'un jet d'atomes de sodium par un réseau optique [Gould *et al.*, 1986], dont un des résultats est représenté sur la figure 1.3. Sur ce graphique, nous voyons la distribution des populations sur les différents états d'impulsions pour deux durées d'interactions différentes entre le réseau et les atomes. Cet étalement dans différents

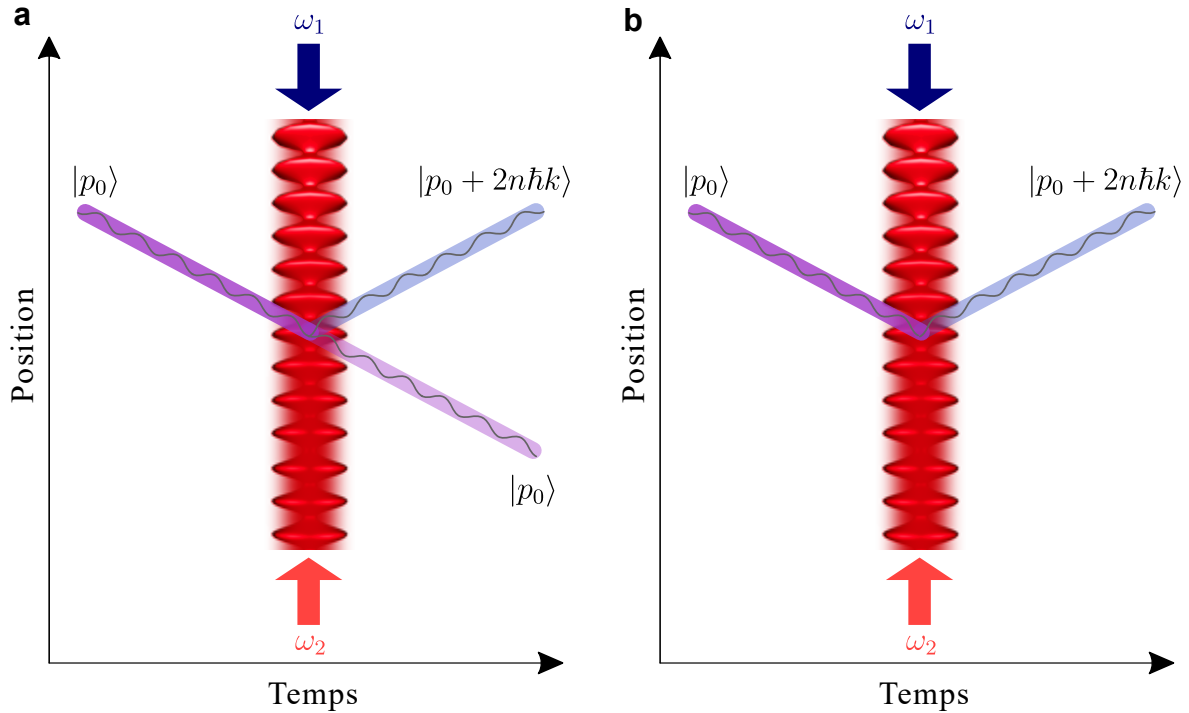


FIGURE 1.2 – Schéma spatio-temporel de la diffraction de Bragg d’un nuage d’atomes dans l’état d’impulsion $|p_0\rangle$. (a) Séparatrice atomique : superposition cohérente entre les états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$. (b) Miroir pour atomes : transfert de l’état d’impulsion $|p_0\rangle$ vers $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$.

états d’impulsion est caractéristique des réseaux profonds réalisés dans le régime appelé Kapitza-Dirac ou Raman-Nath. Deux ans après, ils réalisent de la diffraction dans le régime de Bragg en transférant 4 impulsions de recul [Martin *et al.*, 1988].

Interféromètre de Mach-Zehnder

La géométrie de la plupart des interféromètres atomiques est inspirée par l’interféromètre optique développé par Mach et Zehnder au XIX^e siècle. Dans cette configuration, illustrée sur la figure 1.4.a, l’amplitude de l’onde est séparée en deux chemins qui se divisent spatialement. Après réflexion sur des miroirs, les deux chemins interfèrent sur une seconde séparatrice. Les signaux mesurés sur les deux sorties sont complémentaires et oscillent en fonction du déphasage accumulé entre les deux bras de l’interféromètre. Une propriété remarquable de cet interféromètre est sa symétrie entre la première partie de l’interféromètre (avant la réflexion sur les miroirs) et la seconde partie. Bien que l’interféromètre de Mach-Zehnder ait peu à voir avec les développements de l’interférométrie à ondes de matière, la communauté utilise néanmoins le terme « interféromètre de Mach-Zehnder » pour désigner les interféromètres symétriques à division d’amplitude avec une séparation spatiale (figure 1.4.b). J’emploierai cette terminologie dans mon manuscrit de thèse.

Ces techniques ont permis, à partir des années 90, de réaliser des interféromètres

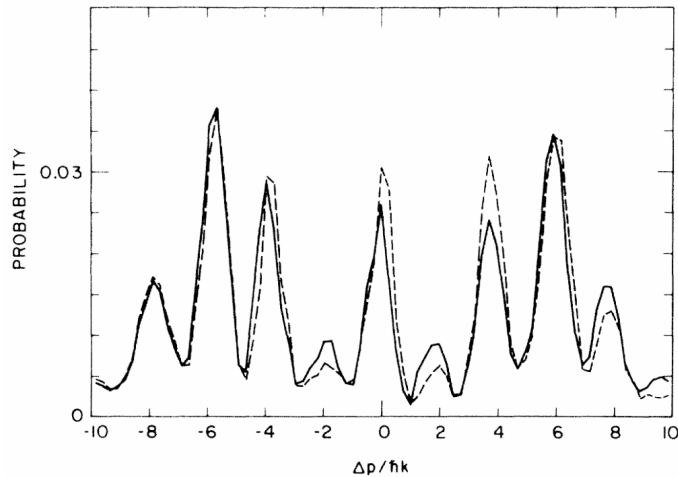


FIGURE 1.3 – Figure extraite de [Gould *et al.*, 1986]. Probabilités d’atomes dans différents états d’impulsion obtenue pour deux interactions de durées différentes.

où la source est un nuage d’atomes refroidis. Le premier résultat expérimental est proposé par Steven Chu et Mark Kasevich [Kasevich et Chu, 1991]. Ils nomment cet interféromètre « *Light-Pulse Atom Interferometer* » [Kasevich et Chu, 1992]. Il s’agit d’un interféromètre temporel et non spatial, c’est-à-dire que les applications des séparatrices et des miroirs sont réalisées après un intervalle temporel. Cela a un grand intérêt métrologique car les intervalles temporels sont plus facilement contrôlables que les séparations spatiales. Un deuxième intérêt de ce type d’interféromètre est la facilité à pouvoir changer la géométrie. Un paramètre important en interférométrie est l’aire de l’interféromètre. Dans ce cas nous nous intéressons à l’aire spatio-temporelle, dans le cas de la configuration gravimètre vue précédemment, elle est proportionnelle à kT^2 , où k est le nombre d’onde du champ lumineux formant le réseau optique et T la durée séparant la séparatrice du miroir.

Après les premières démonstrations de principe dans les années 90, avec des séparations en impulsion de $2\hbar k$, la décennie suivante a été consacrée à accroître la sensibilité de ces appareils. Pour faire cela, il est important d’augmenter la séparation en impulsion entre les deux bras de l’interféromètre. Différentes techniques ont été développées. Dans la littérature nous trouvons des séparations de l’ordre de $400\hbar k$ en utilisant des oscillations de Bloch [Gebbe *et al.*, 2021] ou des transferts à un photon [Wilkason *et al.*, 2022]. Dans le cas de séquences multiphotoniques, au cours de ma thèse, nous avons développé un interféromètre permettant la réalisation d’une séparation en impulsion de $600\hbar k$. Un autre élément qui est recherché pour augmenter l’aire spatio-temporelle d’un interféromètre est d’avoir une durée la plus grande possible au moment où les paquets d’ondes ont atteint la quantité de mouvement la plus grande. Ce genre d’expérience a été réalisée par l’équipe de Mark Kasevich [Kovachy *et al.*, 2015a] avec une séparation de $90\hbar k$ pendant un temps total d’interféromètre de 2 s et a permis de réaliser un test du principe d’équivalence avec une séparation de $12\hbar k$ [Asenbaum *et al.*, 2020]. Ces expériences ont été réalisées dans la

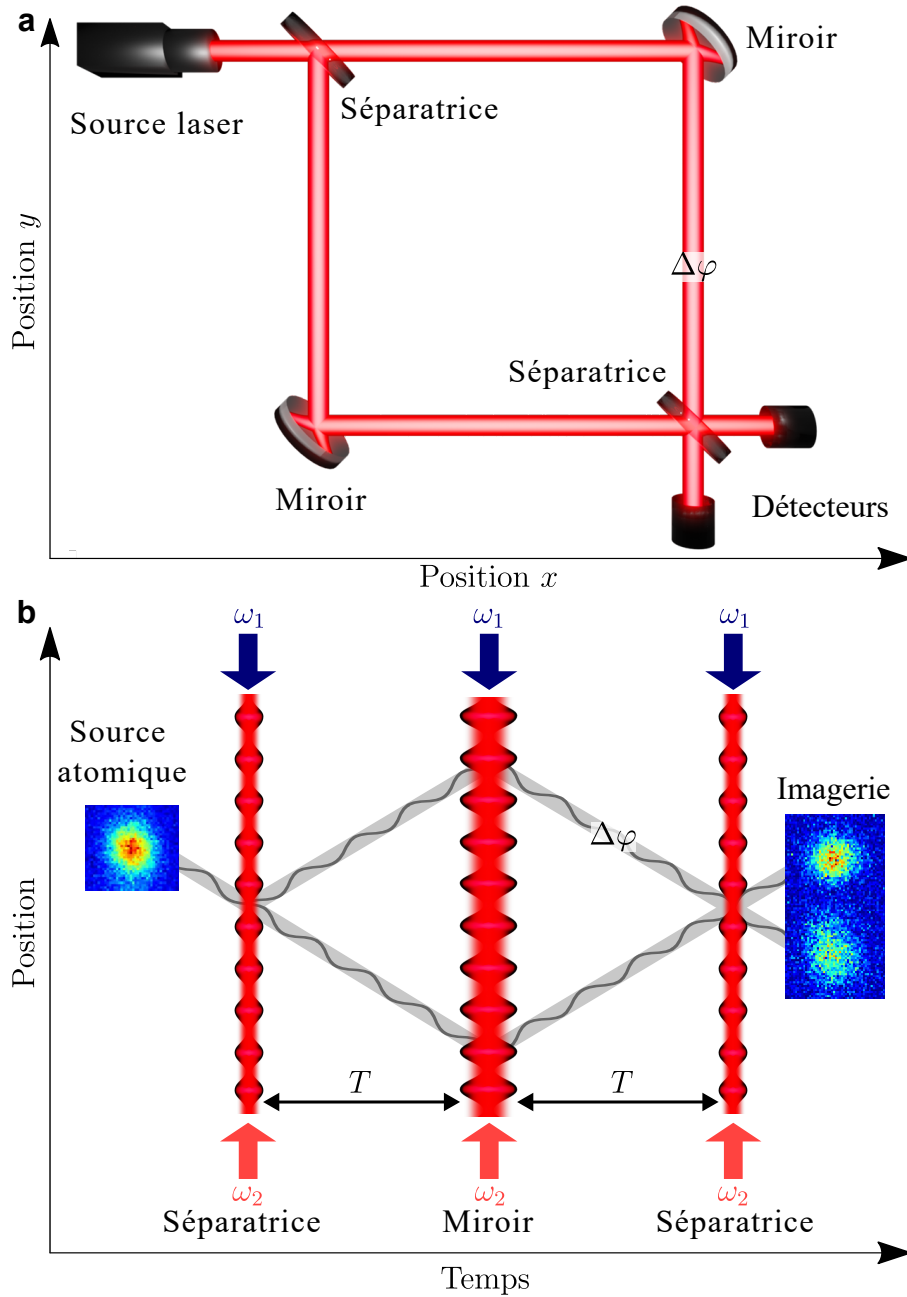


FIGURE 1.4 – (a) Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder optique. L'onde optique est séparée par une lame séparatrice en deux ondes cohérentes empruntant deux chemins différents. Les deux trajectoires sont défléchies par deux miroirs. Puis, les deux ondes sont recombinaées par une nouvelle lame séparatrice. Enfin, sur chaque port de sortie est placé un détecteur mesurant l'intensité lumineuse. Celle-ci oscille en fonction du déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux bras. (b) Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder atomique. L'onde de matière est séparée en deux ondes cohérentes avec une diffraction par un réseau optique. Ce réseau optique est obtenu par deux faisceaux lasers contra-propageants de pulsations ω_1 et ω_2 . Les deux chemins sont défléchis lors d'un nouveau processus de diffraction par un réseau optique. Puis, les deux ondes sont recombinaées par une troisième interaction avec un réseau. Enfin, une détection est réalisée pour déterminer le nombre d'atomes dans chaque port de sortie. Celui-ci oscille en fonction du déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux bras.

tour sous-vide de 10 m de Stanford. En effet, les grandes séparations spatiales mises en jeu dans ces expériences nécessitent l'utilisation d'un grand dispositif. Une alternative, pour augmenter le temps d'interrogation, est de réaliser une combinaison d'un interféromètre de Ramsey-Bordé [Bordé *et al.*, 1984] et d'oscillations de Bloch [Ben Dahan *et al.*, 1996]. Cette idée, proposée par [Cladé *et al.*, 2005], consiste à réaliser une succession de deux séparatrices atomiques suivies d'oscillations de Bloch maintenant les atomes contre la gravité. Enfin de nouveau, deux séparatrices atomiques sont appliquées. L'équipe de Holger Müller a réalisé un interféromètre avec une séparation spatiale de $3,5 \mu\text{m}$ en maintenant les atomes contre la gravité pendant 20 s [Xu *et al.*, 2019]. Récemment, ils ont également montré, dans une version *pre-print*, le maintenir pendant 70 s avec une séparation de $1,9 \mu\text{m}$ [Panda *et al.*, 2023].

1.1.3 Applications d'interféromètres atomiques

L'interférométrie atomique a des applications dans divers domaines, que cela soit pour des applications en géophysique et en navigation inertielle ou pour des travaux de recherches de physique fondamentale.

Capteurs inertiels

La plupart des capteurs inertiels atomiques reposent sur des interféromètres de Mach-Zehnder. Dans le cas d'une géométrie destinée à mesurer une accélération, le déphasage mesuré est directement proportionnel à l'accélération projetée le long de la direction des faisceaux lasers ($\Delta\varphi = kT^2a$). Le coefficient de proportionnalité kT^2 , appelé facteur d'échelle de l'instrument, peut être déterminé avec une grande exactitude, rendant ainsi les capteurs atomiques particulièrement adaptés aux mesures exigeant une grande stabilité. Un facteur d'échelle grand permet alors de connaître précisément la valeur de l'accélération subit par le système. C'est pourquoi, ces instruments sont utilisés pour la navigation inertielle [Cheiney *et al.*, 2018] et pour des études de géophysique [Van Camp *et al.*, 2017]. Ces instruments sont tout d'abord développés en laboratoire, en voici quelques exemples : des gyromètres basés sur l'effet Sagnac [Gauguet *et al.*, 2009] et [Dutta *et al.*, 2016], des gravimètres pour effectuer des mesures de la constante de pesanteur g [Peters *et al.*, 2001] et [Hu *et al.*, 2013] et des gradiomètres pour mesurer un gradient de gravité, en utilisant une mesure comparative entre deux interféromètres [Snadden *et al.*, 1998] et [Janvier *et al.*, 2022]. Pour des études en géophysique, ces appareils ont été déployés sur le terrain. Des mesures de gravimétrie ont été réalisées en mer par l'ONERA [Bidel *et al.*, 2018], au sommet du Mont Etna [Antoni-Micollier *et al.*, 2022] et dans une station sismique en Chine [Li *et al.*, 2023]. D'autres appareils sont également développés dans le cadre de missions spatiales avec le projet CARIOQA par exemple [Lévêque *et al.*, 2023].

Physique fondamentale

L'utilisation d'interféromètres atomiques permet également de réaliser des mesures de constantes fondamentales et de mettre en place des tests de physique fondamentale. Par exemple, à partir de la mesure de la vitesse de recul, il est possible de déterminer la constante de structure fine [Parker *et al.*, 2018] et [Morel *et al.*, 2020]. L'ajout d'un objet de masse connue permet de faire une mesure de la constante de gravitation G [Fixler *et al.*, 2007] et [Rosi *et al.*, 2014]. Il est également possible d'étudier des phénomènes de la relativité générale [Dimopoulos *et al.*, 2008] et [Werner *et al.*, 2024]. L'utilisation d'une source composée de deux espèces atomiques différentes ou de deux isotopes différents d'une même espèce, permet d'effectuer un test du principe d'équivalence [Bonnin *et al.*, 2013], [Schlippert *et al.*, 2014], [Tarallo *et al.*, 2014], [Zhou *et al.*, 2015], [Rosi *et al.*, 2017], [Asenbaum *et al.*, 2020] et [Barrett *et al.*, 2022]. Des projets sont également développés dans le but de réaliser la détection d'ondes gravitationnelles [Canuel *et al.*, 2018], [Badurina *et al.*, 2020], [Schlippert *et al.*, 2020], [Zhan *et al.*, 2020] et [Abe *et al.*, 2021], de l'énergie noire [Sabulsky *et al.*, 2019] et de la matière noire [Di Pumpo *et al.*, 2024].

1.2 Neutralité de la matière

L'application visée par le LCAR est de réaliser une mesure de neutralité de la matière. La neutralité de l'atome est définie à partir de la différence de charges entre le proton et l'électron : $q_p + q_e = 0$ et de la charge du neutron : $q_n = 0$. La connaissance sur la neutralité est très importante notamment pour le modèle standard [Witten, 1979] et [Okun *et al.*, 1984], ainsi que pour la cosmologie et l'astrophysique [Arthur et Hermann, 1959]. Différentes techniques ont été développées, elles sont détaillées dans [Unnikrishnan et Gillies, 2004]. La première d'entre elles est basée sur la mesure d'un potentiel électrique d'un tube métallique se vidant du gaz qu'il renfermait. Cette mesure a permis d'atteindre une précision de 5×10^{-21} fois la charge de l'électron q_e [Piccard et Kessler, 1925]. La méthode apportant à ce jour la plus grande précision est basée sur une expérience de lévitation magnétique [Marinelli et Morpurgo, 1984]. Actuellement la connaissance de cette grandeur se limite à $0,8 \times 10^{-21} \times q_e$.

La réalisation de la mesure de neutralité de la matière avec un interféromètre atomique [Champenois *et al.*, 2001b] et [Arvanitaki *et al.*, 2008] repose sur l'effet Aharonov-Bohm scalaire [Aharonov et Bohm, 1959]. Il permet un déphasage $\Delta\varphi_{\text{ABS}}$ introduit par un potentiel scalaire. Pour réaliser cette mesure, nous devons placer chaque paquet d'ondes de l'interféromètre au centre d'une électrode (figure 1.5). Chaque électrode délivre un potentiel électrostatique $\pm V$. La différence de phase s'exprime alors en fonction du temps T_{int} où les électrodes sont mises sous-tension, de la valeur du potentiel et de la charge éventuelle de l'atome q .

$$\Delta\varphi_{\text{ABS}} = \frac{2qVT_{\text{int}}}{\hbar}. \quad (1.5)$$

Pour réaliser cette expérience il est nécessaire de construire un interféromètre où les

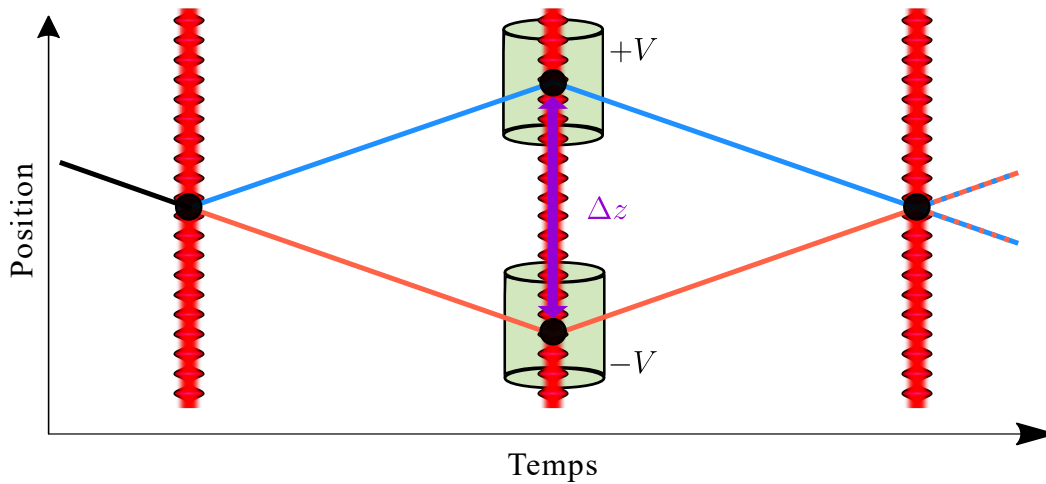


FIGURE 1.5 – Schéma d'un interféromètre atomique montrant les deux ondes de matières suffisamment séparées pour être dans deux électrodes.

deux bras ont une séparation spatiale supérieure au centimètre. Pour accéder à une telle séparation, il est primordial de produire une séparation en impulsion très importante (\sim centaine d'impulsions de recul). Avec le dispositif que nous développons, la connaissance sur la neutralité de la matière peut être améliorée de plusieurs ordres de grandeurs ($\lesssim 10^{-23} \times q_e$) [Béguin, 2023a].

Pour les différentes applications d'interféromètres atomiques, il est nécessaire d'avoir des temps longs d'interrogations et de grandes séparations en impulsion entre les deux bras de l'interféromètre. Pour allonger le temps d'interrogation nous avons mis en place un réseau de lancement permettant la configuration de fontaines atomiques. Puis, nous avons axé nos travaux de recherches sur le développement de nouvelles techniques pour réaliser une séparatrice atomique qui permet de transférer une grande quantité d'impulsion rapidement et efficacement.

1.3 Travail de thèse

Les premiers signaux de diffraction et d'interférométrie atomique ont été obtenus au cours de l'année 2020. Lorsque j'ai débuté ma thèse en octobre 2020, j'ai contribué à la caractérisation de ces signaux interférométriques. Nous avons notamment caractérisé cet interféromètre en réalisant une étude de la fonction de réponse en phase de l'instrument. De plus, nous avons entrepris une étude détaillée de l'évolution du signal de sortie pour des interféromètres exploitant des ordres de diffraction élevés, en évaluant notamment l'impact des transitions non adiabatiques lors des processus de diffraction. Au cours de cette première année de thèse, j'ai également mis en place un système laser indispensable au lancement d'atomes ultra-froids, qui permet la mise en œuvre de sources d'atomes encore plus froides grâce à des techniques de manipulation dans l'espace des phases (*Delta Kick Collimation*). Par ailleurs, ce nouveau système laser est nécessaire au lancement vertical des atomes pour réaliser

une fontaine atomique, permettant ainsi une plus grande séparation spatiale de notre interféromètre, condition essentielle pour les tests envisagés.

Au cours de la deuxième année, nous avons poursuivi la caractérisation des processus de diffraction dans le régime de quasi-Bragg. Ces travaux ont été publiés dans *Physical Review A*. Nous y présentons une étude expérimentale et théorique de l'évolution des populations dans les différents états d'impulsions en fonction du temps d'interaction entre les atomes et le réseau optique. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux effets des pertes non adiabatiques et à la nature multiport des interféromètres obtenus dans ce régime de diffraction. La deuxième partie de la deuxième année a principalement été consacrée à remettre en fonctionnement l'expérience après son déménagement dans le nouveau bâtiment 3R4. Ensuite, nous avons mené des expériences de collimation de la source, ce qui nous a permis d'obtenir un nuage d'atomes avec une dispersion en vitesse correspondant à une température inférieure au nanokelvin.

Lors de la troisième année, nous nous sommes intéressés à des accélérations constituées de plusieurs impulsions lasers afin de réaliser des interféromètres de diffractions de Bragg séquentielles. Nous avons considérablement amélioré la séparation en impulsion des deux bras de l'interféromètre, atteignant une séparation allant jusqu'à $200\hbar k$. Nous avons mis en évidence un effet d'interférences des pertes permettant d'optimiser le nombre d'atomes restants. Ces résultats ont été publiés sous forme de lettre dans *Physical Review Letters*. Nous avons également poursuivi nos travaux sur les phases multi-chemins en collaboration avec une équipe théorique de l'IQO-Hannover.

Enfin, au cours de la dernière année, nous avons collaboré avec une équipe de l'ICB-Dijon pour mettre en place un façonnage de l'amplitude et de la fréquence du réseau à l'aide d'un protocole de contrôle optimal. Nous avons utilisé le formalisme de Floquet pour développer de nouvelles séquences d'accélération. Grâce à cela, nous avons obtenu des efficacités de transfert record, supérieures à 0,99945 (5) par $\hbar k$, ce qui a permis la réalisation d'un interféromètre atomique avec une séparation de $600\hbar k$ entre les deux bras. Ces résultats sont soumis pour publication.

1.4 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres principaux traitant du dispositif expérimental, de la diffraction dans le régime de quasi-Bragg, d'interféromètres à grands transferts d'impulsions et d'interféromètres utilisant l'accélération de Floquet.

Le **Chapitre 2** est consacré à une présentation des éléments principaux du dispositif expérimental sur lequel j'ai effectué mes travaux de thèse. Des informations complémentaires sont disponibles dans les derniers manuscrits de thèses de l'équipe [Décamps, 2016a], [Alibert, 2017], [Bordoux, 2019] et [Béguin, 2023b]. Dans ce chapitre, je décris tout d'abord la source de l'interféromètre. Il s'agit d'un condensat

de Bose-Einstein de rubidium 87. Cette source est obtenue par une séquence de 6 s comprenant un refroidissement laser et un refroidissement par évaporation. J'aborde également les solutions que nous mettons en place pour obtenir une source avec une température effective inférieure au nanokelvin. Par la suite, je présente les réseaux optiques nous permettant de faire de la diffraction de Bragg et des lancements d'atomes en fontaine. Je clôture ce chapitre par la description du système d'imagerie.

Le **Chapitre 3** est une caractérisation de la diffraction dans le régime de quasi-Bragg. J'introduis tout d'abord le concept de séparatrice atomique. Ensuite, je développe le modèle théorique sur lequel nous nous sommes appuyés. À partir de ce modèle, nous avons développé une simulation numérique nous permettant de décrire les phénomènes observés expérimentalement. Je poursuis ce chapitre en présentant les résultats de diffraction dans le régime de quasi-Bragg que nous avons obtenu et je montre le très bon accord que nous avons avec notre simulation numérique, sans paramètre ajustable. Nous avons réalisé des séparatrices atomiques jusqu'à l'ordre de diffraction $n = 6$. Dans la dernière partie de ce chapitre, je montre les résultats de franges d'interférences que nous avons obtenus dans deux sous-régimes du quasi-Bragg. Je discute de l'étude que nous avons réalisé sur les interféromètres à plusieurs ports de sortie.

Le **Chapitre 4** est une présentation d'interféromètres à grands transferts d'impulsion. Je présente, tout d'abord, brièvement les différentes techniques permettant de réaliser des interféromètres avec une très grande séparation entre ces deux bras. Dans notre cas, nous nous sommes intéressés à des interféromètres utilisant des séquences d'accélération de diffraction de Bragg. Nous avons développé une nouvelle technique basée sur la cohérence des transitions lors de cette séquence de diffractions. Lors de cette accélération, des interférences ont lieu entre les différents états d'une impulsion laser à l'autre. Cette méthode nous a permis de réaliser un interféromètre avec une séparation de $200\hbar k$. Je décris donc dans ce chapitre la mise en œuvre de cette technique et je présente les résultats que nous avons obtenu.

Le **Chapitre 5** décrit les résultats d'une accélération avec une efficacité record. Dans un premier temps, je décris le principe de cette accélération de Floquet, qui est basée sur l'utilisation de la périodicité des transferts d'impulsion. Des techniques de contrôle optimal ont été intégrées pour obtenir de façon robuste un état de Floquet et ainsi améliorer l'efficacité de l'accélération. Avec cette méthode nous avons obtenu un interféromètre atomique avec une séparation en impulsion record de $600\hbar k$. Une analyse des mesures de visibilités des franges obtenues est faite à la fin de ce chapitre.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1	Présentation du dispositif expérimental	24
2.2	Source de l'interféromètre atomique	24
2.2.1	Piège magnéto-optique	24
2.2.2	Piège dipolaire pour la condensation de Bose-Einstein . .	27
2.2.3	Vers une source subnanokelvin	32
2.3	Réseau optique	38
2.3.1	Réseau de Bragg	39
2.3.2	Réseau de lancement	41
2.4	Détection	43
2.4.1	Système d'imagerie	43
2.4.2	Amélioration du rapport signal à bruit	46
	Conclusion	49

Dans ce chapitre, je présente le dispositif expérimental sur lequel j'ai réalisé mes travaux de thèse. Je commence par décrire les techniques que nous utilisons pour obtenir une source d'atomes ultra-froids. La source est un condensat de Bose-Einstein de rubidium 87, il est obtenu en réalisant un refroidissement laser et un piégeage magnéto-optique, puis, un refroidissement par évaporation. Des techniques permettant de diminuer davantage la dispersion en impulsion de l'ensemble atomique sont abordées. Par la suite, j'expose deux réseaux optiques. Le premier est employé pour les processus de diffraction dans le régime de quasi-Bragg. Le second réseau optique permet de réaliser une fontaine atomique et de lancer le condensat. Pour terminer, je donne quelques éléments concernant le système de détection.

2.1 Présentation du dispositif expérimental

Les expériences sont réalisées dans une enceinte à vide ($\sim 10^{-10}$ mbar), présente au centre de l'image de la figure 2.1. Cette enceinte est en titane dont la susceptibilité magnétique est très faible. L'étanchéité des hublots est réalisée par des joints indium, ce qui permet d'augmenter les accès optiques et de diminuer les contraintes sur les hublots. Ces hublots ont un traitement anti-reflets pour les longueurs d'ondes que nous utilisons (780 nm, 1064 nm et 1560 nm). L'enceinte à vide est maintenue au centre d'un châssis en aluminium ($1,38 \text{ m} \times 0,95 \text{ m} \times 1,85 \text{ m}$) dans lequel nous avons placé 6 étages de *breadboard*. Ces différents niveaux nous permettent de façonner et de diriger les faisceaux lasers venant par fibres optiques de différentes tables optiques dans la salle d'expériences. Certains éléments du dispositif sont refroidis à l'eau grâce à des refroidisseurs, tels qu'un amplificateur radio-fréquence, un modulateur acousto-optique, des absorbeurs de faisceaux, des bobines de champ magnétique ainsi que la caméra. Lors des expériences, les différents éléments du dispositif sont contrôlés depuis un ordinateur.

2.2 Source de l'interféromètre atomique

La source utilisée dans notre interféromètre atomique est un condensat de Bose-Einstein de rubidium 87. Plusieurs processus sont nécessaires pour obtenir cet état de la matière. Premièrement, nous extrayons une vapeur de rubidium en chauffant (~ 40 °C) quelques grammes de rubidium métallique, initialement dans une cellule en verre, cassée dans l'enceinte à vide. Puis, à l'aide d'un système de *MOT* (de l'anglais *Magneto-Optical Trap* pour piège magnéto-optique) en deux dimensions [Cheinet, 2006], nous produisons un jet d'atomes refroidis vers un dispositif *MOT* en trois dimensions [Dalibard, 2015]. Cette première séquence de refroidissement laser permet d'atteindre une température d'environ $50 \mu\text{K}$ avec environ 3×10^9 atomes. Enfin, avec des faisceaux supplémentaires très désaccordés nous réalisons un piège dipolaire dans lequel nous mettons en œuvre une séquence de refroidissement par évaporation. Après condensation les températures effectives atteintes sont de l'ordre de dizaines de nanokelvins avec environ $2,5 \times 10^4$ atomes.

2.2.1 Piège magnéto-optique

Le principe du piège magnéto-optique a été décrit dans de nombreuses références, il est possible d'en trouver une explication synthétique dans le cours de Jean Dalibard au Collège de France [Dalibard, 2015]. Le but du piège magnéto-optique est d'accumuler des atomes froids et de les piéger spatialement. Le principe repose sur la pression de radiation résultant de l'interaction entre un atome et un champ laser proche de résonance. Par effet Doppler, les atomes sont ralentis dans l'axe contre-propageant au faisceau laser. L'utilisation de paires de faisceaux contre-propageants dans les trois directions de l'espace permet alors de ralentir les atomes quelque soit leur direction de propagation. Une contrainte spatiale est appliquée sur le nuage

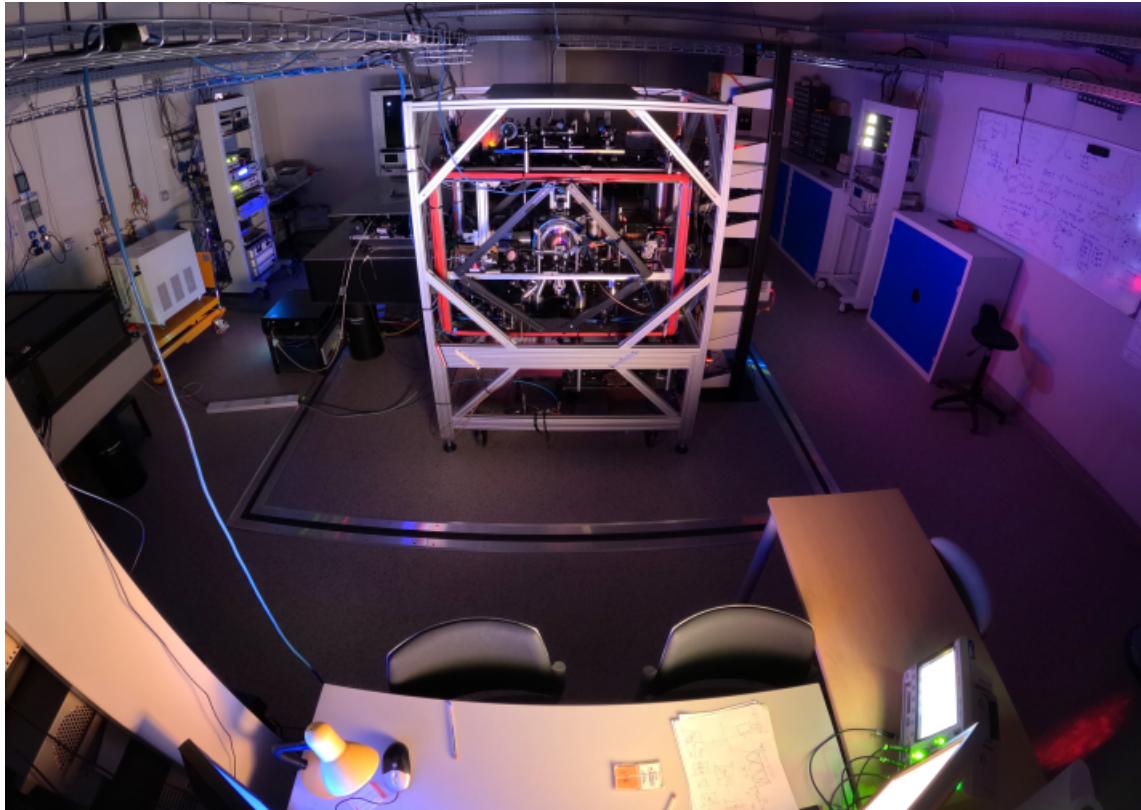


FIGURE 2.1 – Photographie du dispositif expérimental. Au premier plan, le poste informatique permettant le contrôle des différents appareils. Dans un deuxième plan le châssis composé de ces différents niveaux de *breadboard*. Au centre du châssis, l'enceinte à vide principale où les atomes ultra-froids sont manipulés. Le reste de la salle est occupé par les différentes tables optiques pour les lasers permettant le piégeage des atomes, le refroidissement et l'utilisation de réseaux optiques.

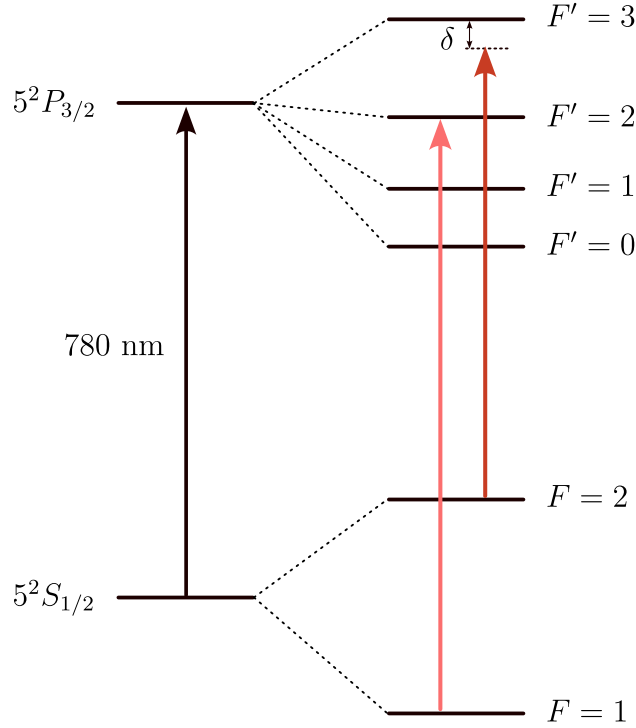


FIGURE 2.2 – Structure de la transition D_2 du rubidium 87. La flèche rouge claire (respectivement rouge foncé) représente la fréquence du faisceau laser repompeur (respectivement refroidisseur).

d'atomes en fonction de la polarisation des faisceaux. Pour ce faire, un gradient de champ magnétique permettant la levée de la dégénérescence des sous-niveaux hyperfins est ajouté. Le processus de refroidissement laser nécessite d'utiliser deux faisceaux lasers à deux longueurs d'ondes différentes. Nous travaillons sur la raie D_2 du rubidium 87 [Steck, 2023], les longueurs d'ondes utilisées sont de l'ordre de 780 nm (figure 2.2). Cette raie est composée de deux états électroniques $5^2S_{1/2}$ avec les sous-niveaux hyperfins $F = \{1; 2\}$ et $5^2P_{3/2}$ avec les sous-niveaux hyperfins $F' = \{0; 1; 2; 3\}$. Le faisceau laser résonant avec la transition $F = 2$ vers $F' = 3$ est appelé refroidisseur, il permet de réaliser une transition cyclante, c'est-à-dire une succession de cycles d'absorptions et d'émissions spontanées entre les niveaux supérieurs de l'état fondamental $F = 2$ et de l'état excité $F' = 3$. Cependant, il existe un couplage avec $F' = 2$, donc une population non nulle dans ce niveau et une désexcitation vers $F = 1$ est possible. C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser un second faisceau laser, celui-ci est appelé repompeur. Il permet de coupler les sous-niveaux $F = 1$ et $F' = 2$ et de recycler les atomes dans la transition cyclante. À la fin du processus de refroidissement, le laser repompeur est éteint pour obtenir un ensemble atomique principalement dans l'état $F = 1$.

Expérimentalement nous utilisons deux lasers différents. Les faisceaux refroidisseurs sont générés à partir d'un système laser Sacher, composé d'une diode laser à cavité étendue (Cheetah TEC-055) et d'un amplificateur évasé (Cheetah TEC-400) et les faisceaux repompeurs sont créés à partir d'un laser Toptica (DL 100

pro). Pour le refroidissement laser il est nécessaire que chaque faisceau laser adresse une transition atomique bien définie. Pour ce faire, la fréquence du faisceau laser repompeur est asservie par la spectroscopie d'absorption saturée du rubidium [Décamps, 2016b]. Ce laser sert de référence pour contrôler la fréquence du laser refroidisseur. En effet, la fréquence du laser refroidisseur est asservie par battement avec le repompeur. La différence de fréquence est convertie en signal d'erreur avec un composant fréquence-tension. Ce type d'asservissement est pratique car il permet de réaliser un laser refroidisseur agile en fréquence.

Ces deux lasers se trouvent sur la table optique, dont un schéma est présenté sur la figure 2.3. Sur cette table optique nous réalisons les deux asservissements, la superposition des faisceaux repompeurs et refroidisseurs ainsi que la séparation des faisceaux pour les différentes parties des pièges : deux faisceaux pour le *MOT* 2D, un pour le pousseur et trois pour le *MOT* 3D. La distribution de ces faisceaux se fait par des fibres optiques à maintien de polarisation pour amener la lumière jusqu'aux collimateurs de fibre, visibles pour le *MOT* 3D sur la figure 2.4.b. L'adaptation en mode spatial et en polarisation dans les fibres est réalisée par un ensemble de lentilles et de lames de phases (non représentées sur la figure 2.3 pour souci de clarté). Les contrôles dynamiques de la fréquence et de la puissance de chacun de ces faisceaux sont réalisés par un ensemble de modulateurs acousto-optiques (AA electronics). Afin d'annuler parfaitement l'intensité laser en sortie des fibres quand nécessaire, chaque entrée de fibre est protégée par un obturateur mécanique (SRS). Pour chacun des faisceaux des *MOT* 3D et 2D nous disposons de 100 mW de refroidisseur et quelques mW de repompeur par faisceau. Les faisceaux du *MOT* 3D ont un *waist* (rayon du faisceau) de 7 mm.

Grâce à cette méthode de refroidissement, basée sur l'utilisation de faisceaux résonants, le nuage d'atomes atteint des températures de l'ordre de dizaines de microkelvins. Cela est suffisant pour l'utilisation d'un piège non dissipatif dans le but d'atteindre un régime de température beaucoup plus bas avec un refroidissement par évaporation, de l'ordre de dizaines de nanokelvins.

2.2.2 Piège dipolaire pour la condensation de Bose-Einstein

Principe du refroidissement par évaporation

Pour les processus de diffraction que nous souhaitons mettre en place dans nos interféromètres atomiques, nous avons besoin d'une source atomique ayant une dispersion en impulsion très faible : $\sigma_p \simeq 0,3\hbar k$, où $\hbar k$ est l'impulsion correspondant à un photon et est considérée dans ce manuscrit pour un faisceau lumineux à $\lambda \simeq 780$ nm, donc $\hbar k \simeq 8,49 \times 10^{-28}$ kg.m.s⁻¹. Cette dispersion en impulsion correspond à une température effective de $T \simeq 30$ nK :

$$\sigma_p = \sqrt{mk_B T}, \quad (2.1)$$

où m est la masse de l'atome et k_B est la constante de Boltzmann. Avec les fréquences de piégeage utilisées, une telle source est obtenue pour un nuage d'atomes ayant atteint la condensation de Bose-Einstein [Castin et Dum, 1996]. Pour arriver à cet

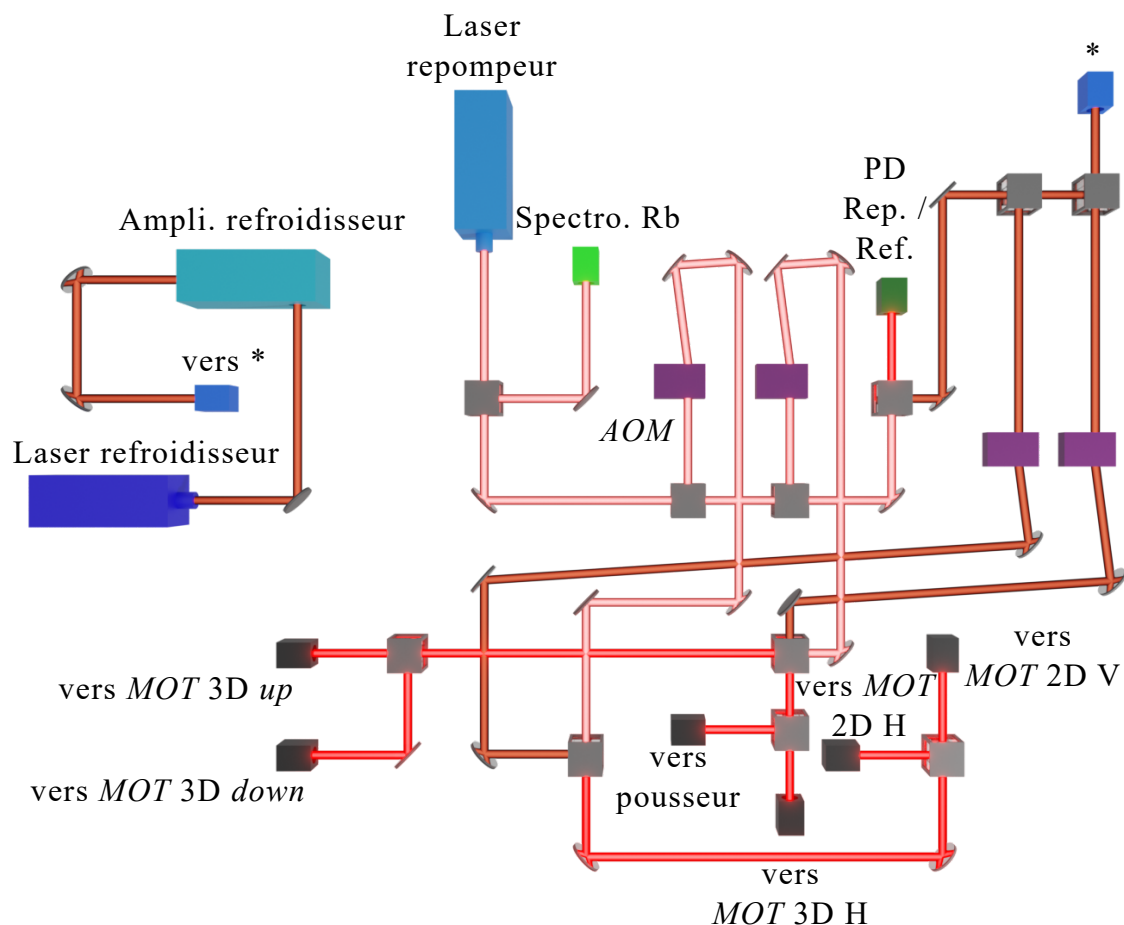


FIGURE 2.3 – Schéma du banc laser refroidisseur. Les lasers Toptica (repompeur) et Sacher (refroidisseur) sont représentés en bleu clair et bleu foncé. Le faisceau laser refroidisseur est amplifié par un amplificateur évasé Sacher (cyan). Les chemins empruntés par la lumière émise par ces sources sont respectivement symbolisés en rouge clair et rouge foncé. Après leur superposition, le chemin est symbolisé en rouge. L'asservissement en fréquence du laser repompeur est réalisé sur une cellule de spectroscopie (vert clair) et celui du laser refroidisseur par battement sur une photodiode (vert foncé).

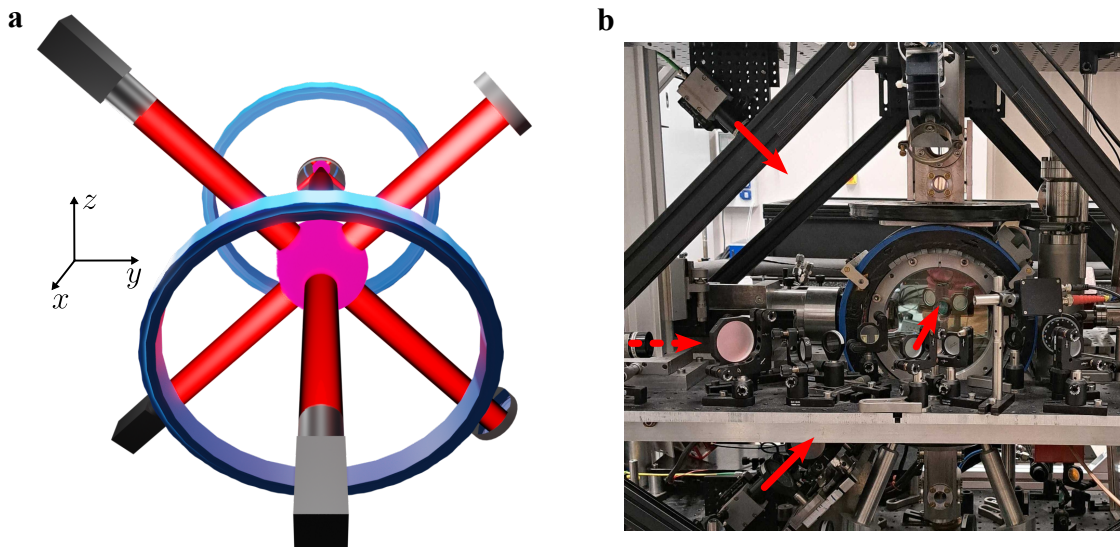


FIGURE 2.4 – (a) Schéma du *MOT* 3D. Les trois faisceaux (rouge) sont rétro-réfléchis et se croisent au centre d'une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz (bleu). (b) Photographie du dispositif où les directions des faisceaux *MOT* 3D sont symbolisées par les flèches rouges sur les collimateurs de fibres.

état de la matière nous appliquons la méthode de refroidissement par évaporation [Hess, 1986]. Le principe est de capturer le nuage pré-refroidi dans un piège conservatif où l'émission spontanée ne limite plus la température. Des collisions élastiques entre les particules vont avoir lieu, les atomes ayant l'énergie la plus élevée sont éjectés de ce piège. Après thermalisation l'énergie moyenne des atomes restants est plus faible. En diminuant donc progressivement la profondeur du piège la température du nuage est abaissée. Cette séquence d'évaporation est combinée à une distillation de spin pour obtenir un nuage condensé dans un seul sous-niveau Zeeman [Cennini *et al.*, 2003].

Distillation de spin

Nous souhaitons utiliser un condensat de Bose-Einstein dans le sous-niveau Zeeman insensible aux champs magnétiques au première ordre : $m_F = 0$. Pour cela nous réalisons une distillation de spin pendant la séquence d'évaporation, en ajoutant un gradient de champ magnétique B , dans notre cas dans l'axe x . Cela ajoute un gradient de potentiel proportionnel aux sous-niveaux m_F . La profondeur du piège est alors différente pour chacun des sous-niveaux :

$$U = g_F m_F \mu_B B, \quad (2.2)$$

avec g_F le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr. Sans ajout de ce gradient de champ magnétique, les atomes sont répartis de façon équiprobable dans les trois sous-niveaux de l'état $F = 1$. Cette différence de profondeur en fonction du sous-niveau permet d'exclure préférentiellement les atomes dans les sous-niveaux $m_F = -1$ et $m_F = +1$ pendant l'évaporation. La figure 2.5 montre le résultat d'une

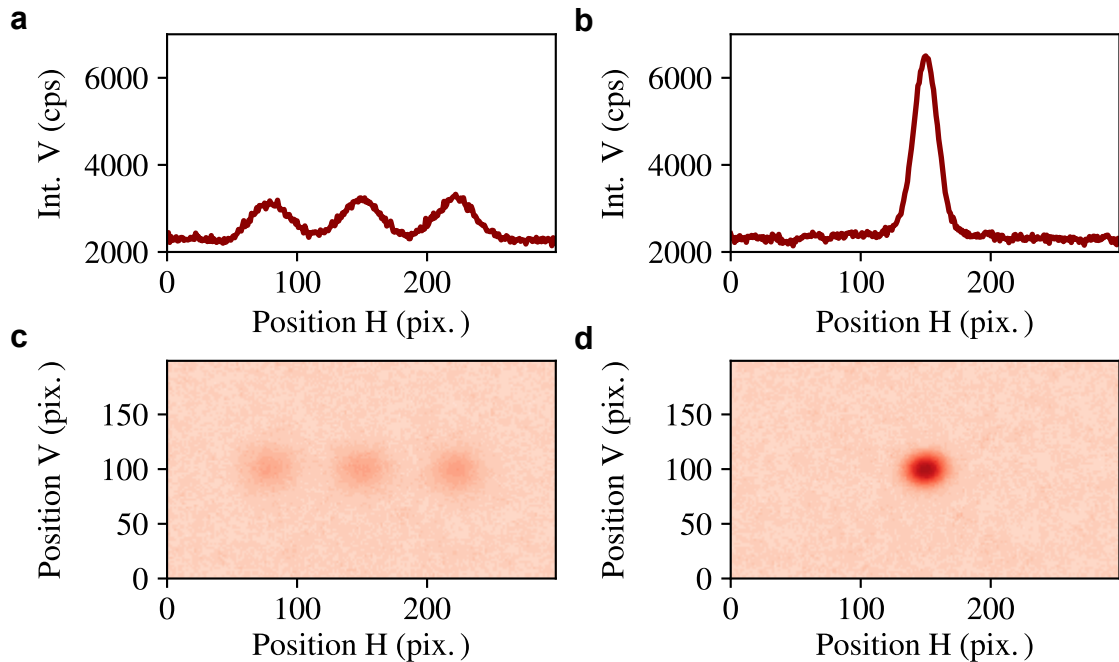


FIGURE 2.5 – Images expérimentales montrant la répartition des atomes dans les sous-niveaux $m_F = \{-1; 0; 1\}$ après une expérience de Stern et Gerlach. Les résultats sans distillation de spin (**a** et **c**) et avec distillation de spin (**b** et **d**). Le graphique (**a**) (respectivement (**b**)) est l'intégration verticale de l'image (**c**) (respectivement (**d**)).

expérience de Stern et Gerlach réalisée après évaporation, sans et avec le gradient de champ magnétique. Cette expérience consiste à analyser la répartition en états m_F à l'aide d'un gradient de champ magnétique appliqué pendant le temps de chute libre des atomes. Le gradient induit une accélération proportionnelle à m_F . Les atomes sont ainsi séparés en fonction de leur sous-niveau m_F . Sur cette figure, nous observons trois nuages en absence de distillation pendant l'évaporation, contre un seul nuage dans le cas avec distillation. L'amplitude du signal intégré sur les trois nuages est équivalent à celui du nuage seul. Cela montre que l'évaporation avec distillation de spin permet de rejeter préférentiellement les atomes des sous-niveaux non voulus et ainsi avoir les atomes ultra-froids dans l'état $m_F = 0$.

Configuration géométrique du piège conservatif

La séquence d'évaporation est faite dans un système de piégeage tout-optique réalisé à l'aide de lasers avec une méthode similaire à [Clément *et al.*, 2009]. Il est composé de deux pièges : le premier est un piège réservoir et le second un piège *dimple*. Le but du piège réservoir est de collecter un maximum d'atomes. Comme le montre la figure 2.6, ce piège est dans une configuration croisée. Après un premier passage du faisceau sur les atomes, la lumière est recyclée pour être renvoyée sur les atomes. Entre le faisceau aller et le faisceau retour, l'angle est de 12° . Des lames à retard sont placées sur le chemin du faisceau pour assurer une orthogonalisation

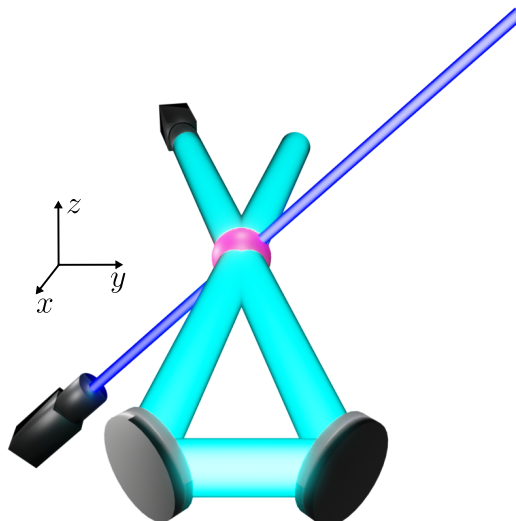


FIGURE 2.6 – Schéma du piège dipolaire. Le piège réservoir est réalisé à partir d'un unique faisceau de forte puissance croisé avec un angle de 12° dans le plan horizontal (xOy). Le piège *dimple* est orienté à 45° de la verticale et dans le plan perpendiculaire au piège croisé (yOz). Ces trois faisceaux ont leurs *waists* superposés au centre du dispositif.

des polarisations du faisceau aller avec le faisceau retour et donc pour s'affranchir de phénomènes d'interférences entre les deux faisceaux. Le but du piège *dimple* est d'augmenter le confinement pour accroître le taux de collisions. Il permet principalement d'augmenter les fréquences de piégeage. Ce faisceau est orienté à 45° de la verticale et dans le plan perpendiculaire au piège croisé (yOz).

Système laser pour l'évaporation

Le système laser pour le refroidissement par évaporation est composé de deux lasers. Ces deux lasers ont des longueurs d'ondes très différentes des transitions du rubidium 87, pour s'affranchir du phénomène d'émission spontanée. Le premier laser permet la conception du piège réservoir, c'est un laser (IPG Photonics) à 1070 nm. Les *waists* de ces faisceaux sont de $130\ \mu\text{m}$ et la puissance maximale par faisceau est de 18 W. Le second laser, pour le piège *dimple*, est un laser (Keopsys) à 1560 nm. Le *waist* est de $30\ \mu\text{m}$, 2,3 W sont utilisés.

Le refroidissement par évaporation nécessite de diminuer progressivement la profondeur du piège grâce à des modulateurs acousto-optiques qui contrôlent la puissance des faisceaux lasers. Ces modulateurs sont contrôlés par des alimentations de tension, elles-mêmes pilotées depuis l'ordinateur de manière séquentielle. La séquence d'évaporation a été optimisée sur cinq tronçons, où la puissance varie linéairement. Ces étapes permettent de tout d'abord charger le nuage pré-refroidi par le *MOT* dans le piège réservoir, puis de faire un transfert dans le piège *dimple*. Enfin, les étapes suivantes sont réglées pour réduire la profondeur du réservoir afin d'évaporer tout en gardant la profondeur du *dimple* élevée pour favoriser les col-

lisions. La séquence que nous utilisons pour notre évaporation est représentée sur la figure 2.7. Après chacun de ces tronçons, nous réalisons une mesure du nombre d'atomes et de la température du nuage par temps de vol. L'expansion du nuage, suite à la coupure des pièges, évolue selon l'équation :

$$\sigma_{x,z}(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad (2.3)$$

où σ_0 est la taille initiale du nuage.

À la suite du refroidissement par évaporation nous obtenons un nuage de $5,5 \times 10^4$ atomes en moyenne, avec une dispersion en impulsion de $0,74\hbar k$ dans les deux directions. Cette dispersion correspond à une température effective de l'ordre de 200 nK. Elle est liée à l'énergie d'interaction du condensat. Pour la réduire au niveau requis il est possible de décompresser le piège. Afin de réduire suffisamment les fréquences, le piège *dimple* doit être allumé à puissance minimale pour maintenir contre la gravité. Cette décompression correspond donc au transfert vers le piège réservoir. Lors de cette étape, les fréquences passent de $\bar{\omega} = 2\pi \times 400$ Hz à $\bar{\omega} = 2\pi \times 180$ Hz pour aboutir à une température effective de 30 nK en conservant $2,5 \times 10^4$ atomes (figure 2.8). La perte d'atomes au cours de cette étape est attribuée à un refroidissement par évaporation. Ce nuage correspond à la source typique que nous avons utilisé dans la plupart des expériences au cours de ma thèse.

2.2.3 Vers une source subnanokelvin

Pour les projets à venir de l'équipe, nous nous sommes intéressés à des solutions permettant de réduire davantage la dispersion en impulsion selon l'axe vertical. L'objectif est d'aller vers des sources ayant une température effective de l'ordre du nanokelvin ou inférieure. Pour cela, nous nous sommes intéressés à deux méthodes : un pulse¹ de collimation [Kovachy *et al.*, 2015b] et [Ammann et Christensen, 1997] (*Delta Kick Collimation*) et un pulse de sélection en impulsion, communément utilisé sur des nuages thermiques avec des transitions Raman [Altin *et al.*, 2013] et [Moler *et al.*, 1992].

Delta Kick Collimation

Le principe du *Delta Kick Collimation* est d'appliquer une force différente pour ralentir chaque classe d'impulsion de la source et ainsi obtenir un gaz avec une dispersion en impulsion la plus faible possible. Pour ce faire, le nuage doit préalablement s'étendre afin d'obtenir une correspondance entre la position de chaque atome et sa vitesse. Après ce temps d'expansion, le pulse de collimation est appliqué. Cela consiste à allumer brièvement un potentiel de piégeage harmonique, appliquant ainsi

1. J'utiliserai le mot « pulse » pour définir une impulsion laser pour éviter toute confusion avec la quantité de mouvement.

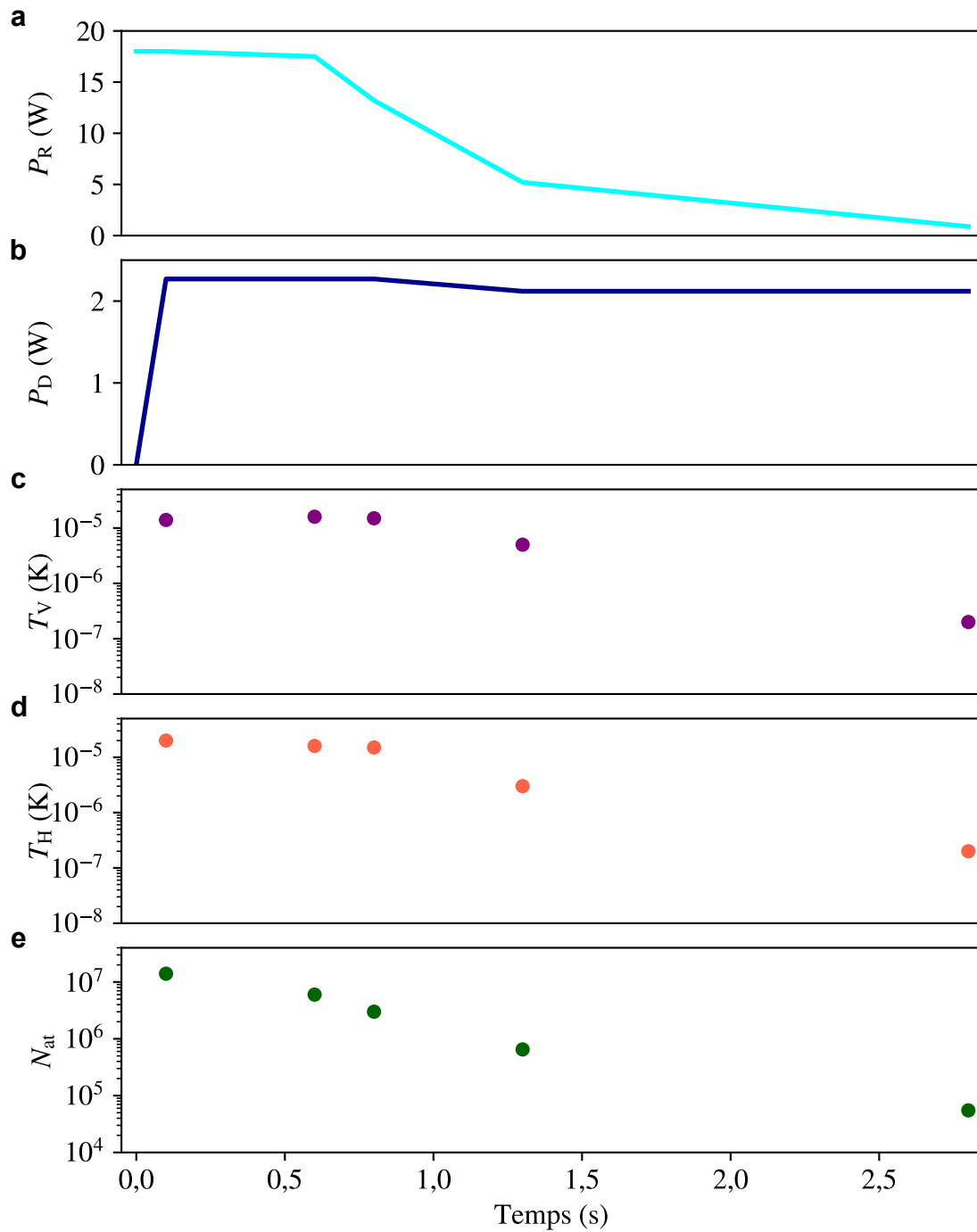


FIGURE 2.7 – Séquence d'évaporation : évolution des puissances du laser du piège réservoir (a) et du laser du piège *dimple* (b). Mesures des températures verticale (c) et horizontale (d) et du nombre d'atomes (e) au cours de la séquence d'évaporation. Ces points de mesures sont pris en répétant la séquence d'évaporation et en s'arrêtant après chaque tronçon linéaire.

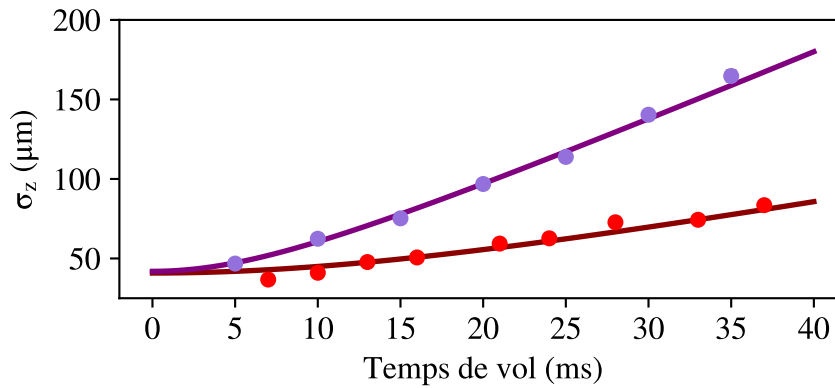


FIGURE 2.8 – Évolution de la taille d'un nuage d'atomes en fonction du temps de vol avant l'étape de transfert (violet) et après (rouge). La température obtenue par l'ajustement numérique est de 200 ± 8 nK avant transfert et de $37,1 \pm 0,6$ nK après transfert.

une force linéaire dépendant de la position.

Pour réaliser cette collimation, nous attendons que le nuage s'expande pendant un temps d'expansion de plusieurs millisecondes avant d'appliquer le potentiel harmonique. Celui-ci est généré par les faisceaux du piège réservoir. Après ce temps d'expansion les atomes sont tombés suffisamment pour être hors de portée de ces faisceaux. Nous procédons donc à un lancement du nuage grâce à une accélération continue [Ben Dahan *et al.*, 1996] dans un réseau à 1064 nm pour faire correspondre l'apogée de la trajectoire avec le centre du piège dipolaire. En pratique, la collimation est optimale pour l'axe vertical seulement. Il s'agit de l'axe selon lequel la dispersion en impulsion est directement reliée à l'efficacité de diffraction dans nos expériences d'interférométrie. Les résultats de l'expérience de la figure 2.9 ont été obtenus en laissant tomber les atomes pendant 8 ms puis en les lançant avec une vitesse de 40 fois la vitesse de recul (avec $\lambda = 1064$ nm), soit environ $0,16 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour atteindre l'apogée située au niveau des faisceaux du piège réservoir 8 ms plus tard. Cela revient à un temps d'expansion de 16 ms. Nous avons appliqué un pulse de 6 W, soit de fréquence 200 Hz dans les axes transverses et 20 Hz dans l'axe longitudinal, pendant 150 μs . Ces expériences ont permis d'atteindre des températures de l'ordre du nanokelvin (figure 2.9).

Un ajustement numérique des données expérimentales a été fait selon la formule 2.3. Les ajustements donnent une température verticale effective de $37,1 \pm 0,6$ nK sans collimation et $1,1 \pm 0,5$ nK avec collimation. Il est théoriquement possible d'atteindre des températures encore plus froides, mais pour cela nous avons besoin d'un temps d'expansion plus long, ce qui implique de devoir lancer à une vitesse plus élevée. Pour l'instant, sur le dispositif, nous sommes limités aux lancements permettant les 16 ms d'expansion car nous observons une perte d'atomes importante et un chauffage du nuage pour des lancements plus importants qui compensent les bénéfices du *Delta Kick Collimation*.

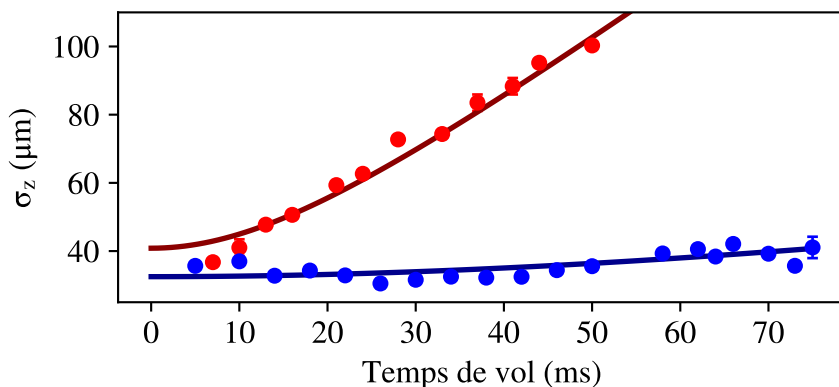


FIGURE 2.9 – Évolution de la taille du nuage en fonction du temps de vol dans une configuration sans (rouge) et avec (bleu) pulse de collimation. La température obtenue par l’ajustement numérique est de $37,1 \pm 0,6$ nK sans collimation et de $1,1 \pm 0,5$ nK avec collimation.

Sélection en impulsion

L’autre solution que nous avons mise en place pour réduire la dispersion en impulsion du nuages d’atomes est la sélection en impulsion à partir de pulse dans le régime de Bragg. Je décris plus en détails les processus de diffraction de Bragg dans le chapitre suivant, cependant je vais introduire dès à présent certaines notions. La diffraction de Bragg, dans notre situation, est réalisée lors de l’interaction entre un réseau optique et un atome. Elle permet d’effectuer une transition à 2 photons entre deux états d’impulsion $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$. Pour réaliser cela il est nécessaire de respecter une condition de résonance en fréquence, qui est liée à la différence en énergie des deux états considérés et qui dépend de l’impulsion initiale p_0 de l’atome. Donc seuls les atomes avec l’impulsion p_0 qui respectent la condition de résonance sont efficacement diffractés. Plus les pulses sont longs et plus la largeur spectrale de la transition est étroite et donc la sélectivité en p_0 importante. Ainsi nous pouvons faire une sélection en impulsion des atomes qui font la transition.

Pour cette étude, nous utilisons en complément de l’expérience, une simulation qui est basée sur la propagation de l’équation de Schrödinger et détaillée au chapitre suivant. Cette simulation nous permet de comparer nos résultats expérimentaux à un modèle théorique. Pour illustrer ce phénomène de sélection en impulsion nous avons utilisé un pulse de forme rectangulaire de $150 \mu\text{s}$. Comme nous nous intéressons aux impulsions des atomes, nous faisons l’analyse de ce cette expérience en réalisant un temps de vol suffisamment long pour séparer les nuages d’atomes dans des états d’impulsions différents, après le pulse (figure 2.10). Cette expérience nous montre dans un premier temps la séparation de deux nuages d’atomes avec une impulsion moyenne de $p_0 - mgt_{ToF}$ pour le nuage du bas et $p_0 + 2\hbar k - mgt_{ToF}$ pour le nuage du haut, avec t_{ToF} le temps de vol. La taille de chacun des nuages montre quant à elle la dispersion en impulsion autour de ces impulsions moyennes. Nous remarquons

que la taille verticale du nuage du haut est plus faible que celle du nuage du bas. Cela illustre la sélection en vitesse des atomes qui ont fait la transition vers l'état du haut autour de la vitesse moyenne. Ce phénomène est également décrit par la simulation. Les atomes qui ont réalisé la transition vers l'autre état se trouvent au centre de la distribution en impulsion. Pour cette expérience ? nous avons utilisé un pulse rectangulaire, le profil de la distribution des atomes ayant diffracté est proche d'un sinus cardinal au carré présentant des rebonds latéraux. Par la suite, nous utilisons des pulses avec une forme gaussienne, dans le but d'obtenir des profils de distributions gaussiens plus réguliers qui peuvent ainsi être comparés à des distributions de Maxwell-Boltzmann.

Afin de mesurer les dispersions en impulsion du nuage sélectionné, nous mettons en œuvre une thermométrie de Bragg. Nous analysons la fraction d'atomes diffractés avec un second pulse dont nous balayons la condition de résonance en changeant de δ la différence de fréquences du réseau optique. Nous avons réalisé deux expériences pour deux durées de pulses de sélection différentes. Le premier pulse de sélection est un pulse gaussien de demi-largeur ($1/\sqrt{e}$) $\sigma = 120 \mu\text{s}$ et le second utilise également un pulse de sélection gaussien mais de durée $\sigma = 200 \mu\text{s}$. Pour chacune de ces expériences un pulse d'analyse est appliqué, à nouveau de forme gaussienne, il a une durée fixe $\sigma = 200 \mu\text{s}$ dans les deux cas. En faisant varier δ , nous changeons la classe d'impulsion visée. De cette manière, nous réalisons la convolution entre la distribution en impulsion après sélection et le pulse d'analyse. Lorsque ce dernier est suffisamment long, nous reproduisons la distribution en impulsion. Cependant en pratique, pour déduire une température, ces expériences sont comparées aux résultats d'une simulation numérique. Dans cette simulation nous considérons une source avec une dispersion en impulsion σ_p , puis nous appliquons le pulse d'analyse pour différents δ .

Les résultats de ces expériences sont présentés sur la figure 2.11. La dispersion en impulsion prise dans la simulation pour expliquer le résultat expérimental du pulse de sélection $\sigma = 120 \mu\text{s}$ est $\sigma_p = 0,06\hbar k$, soit une température effective de 1,2 nK. Pour la deuxième expérience, avec le pulse de sélection $\sigma = 200 \mu\text{s}$, la dispersion en impulsion est $\sigma_p = 0,03\hbar k$, soit une température effective de 400 pK. Cette méthode permet donc d'obtenir une source avec une dispersion en impulsion très faible. Cependant, cette méthode est comme son nom l'indique une sélection, donc nous ne conservons pas l'intégralité des atomes. Pour obtenir une source de l'ordre du nanokelvin nous gardons uniquement 30% du nombre d'atomes du nuage après transfert. L'autre point est la présence des 70% d'atomes restants qui sont séparés de notre nouvelle source d'une quantité trop faible en énergie pour ne plus intervenir dans certaines séquences interférométriques. Ce type d'expérience est habituellement réalisé avec des transitions Raman, qui ont pour avantage d'obtenir le nuage sélectionné et le nuage non sélectionné dans deux états internes différents. Il est donc plus facile de s'affranchir du nuage non sélectionné à l'aide d'un faisceau laser pousseur à résonance avec les atomes non sélectionnés. Avec des pulses de Bragg il est cependant possible d'utiliser une accélération continue ou d'autres transitions de Bragg adressant uniquement le nuage sélectionné et le séparer spa-

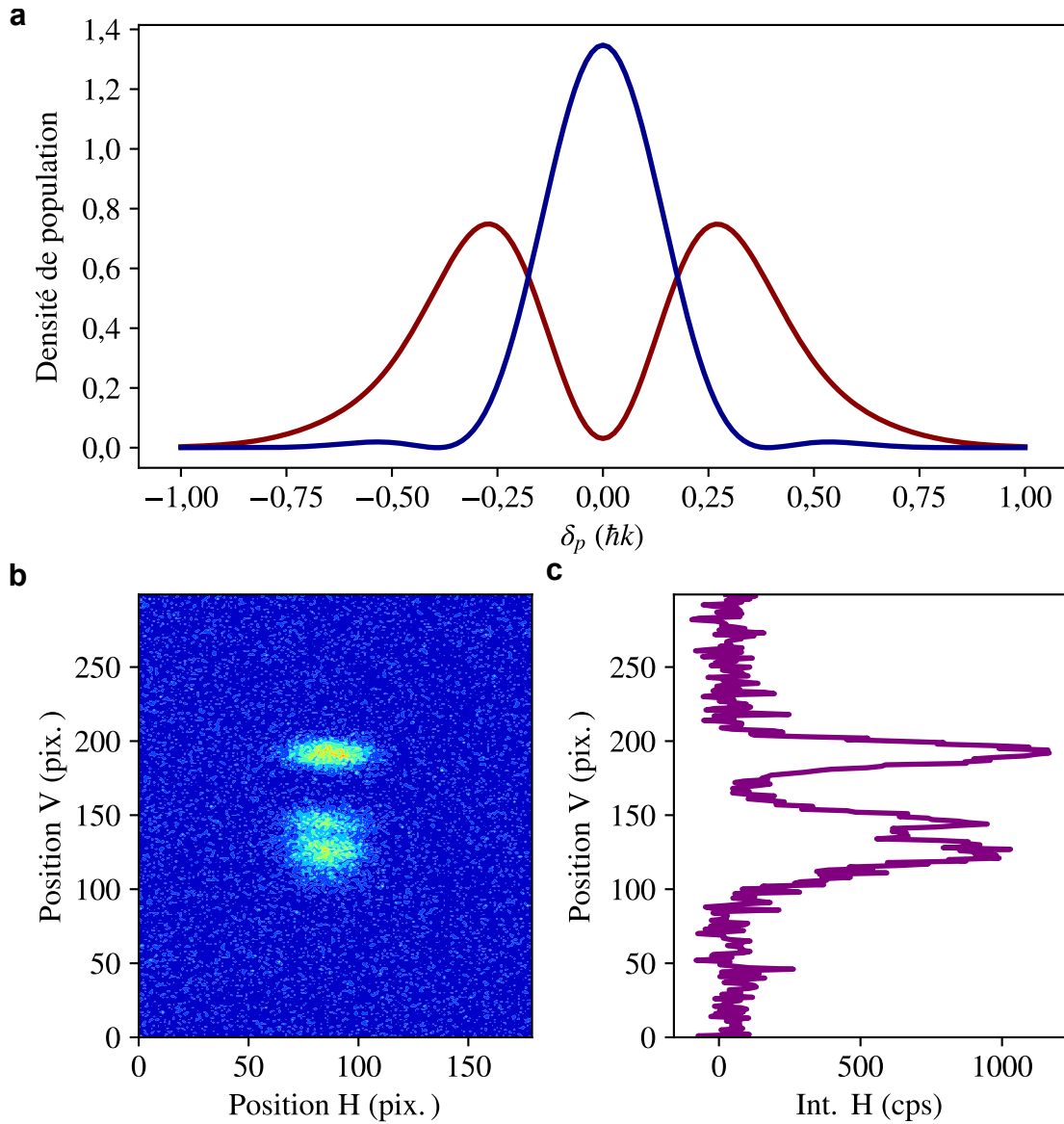


FIGURE 2.10 – Résultat d'un pulse de sélection en impulsion. (a) Résultat de la simulation montrant la densité de population en fonction de l'impulsion dans les deux états $|p_0\rangle$ en rouge et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ en bleu. (b) Image obtenue après temps de vol de 20 ms et (c) intégration horizontale de cette image.

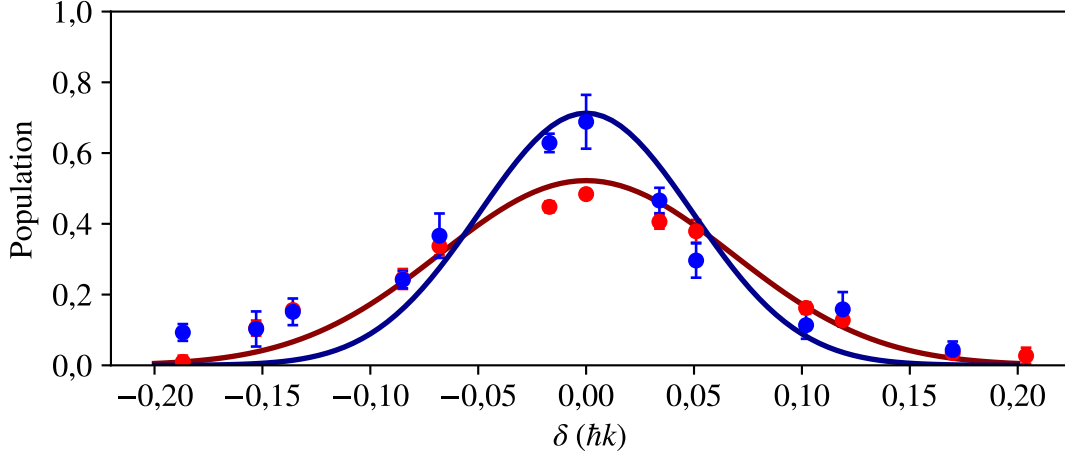


FIGURE 2.11 – Populations ayant réalisé la transition du pulse d’analyse en fonction du désaccord à résonance δ . Les données expérimentales pour un pulse de sélection $\sigma = 120 \mu\text{s}$ (points rouges) sont comparées à une simulation obtenue avec une température effective $T = 1,2 \text{ nK}$ (trait rouge) et les données pour un pulse de sélection $\sigma = 200 \mu\text{s}$ (points bleus) sont comparées à une simulation obtenue avec une température effective $T = 400 \text{ pK}$ (trait bleu).

tialement [Piccon *et al.*, 2022]. Ces différents processus nécessitent l’utilisation de réseaux optiques.

2.3 Réseau optique

Les expériences précédentes utilisent des réseaux optiques pour effectuer respectivement le lancement d’atomes par accélération continue et la diffraction de Bragg. Dans cette partie, je présente les caractéristiques des deux réseaux mis en place sur le dispositif. Un réseau optique est une onde stationnaire formée par l’interférence de deux ondes contra-propageantes [Bloch *et al.*, 2008] et [Greiner et Fölling, 2008]. Considérons deux faisceaux lasers contra-propageants de même amplitude dont les champs électriques s’écrivent :

$$\vec{\mathcal{E}}_1 = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \omega_1 t + \phi_1)} \quad \text{et} \quad \vec{\mathcal{E}}_2 = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 t - \phi_2)}, \quad (2.4)$$

où $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 \simeq k \vec{e}_z$ sont les vecteurs d’ondes, ω_1 et ω_2 sont les pulsations des deux ondes et ϕ_1 et ϕ_2 les phases lasers dans le référentiel du laboratoire. L’intensité résultant de la somme de ces deux faisceaux, est reliée au module carré du champ électrique total :

$$|\vec{\mathcal{E}}(z, t)|^2 = 2|\mathcal{E}_0|^2 (1 + \cos(2kz + (\omega_1 - \omega_2)t + \phi_1 - \phi_2)). \quad (2.5)$$

Le désaccord, par rapport à l’état excité $F' = 2$, $\Delta = \omega_0 - \omega_{1,2}$ étant très grand, l’interaction avec le laser se réduit à un déplacement lumineux de l’état fondamental proportionnel au rapport I/Δ [Dalibard, 2013]. Le potentiel dipolaire créé par cette

onde stationnaire est donné par :

$$V(z, t) = \frac{d_0^2 |\vec{\mathcal{E}}(z, t)|^2}{4\hbar\Delta}, \quad (2.6)$$

avec le moment dipolaire d_0 . Elle peut alors s'exprimer comme :

$$V(z, t) = V_0 \cos^2 \left(kz + \frac{(\omega_1 - \omega_2)t}{2} + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} \right), \quad (2.7)$$

où $V_0 = \frac{d_0^2 |\mathcal{E}_0|^2}{\hbar\Delta}$. Nous obtenons donc un potentiel périodique de profondeur proportionnelle à I/Δ , de pas $\lambda/2$ (où λ est la longueur d'onde des faisceaux lasers) et où $(\omega_1 - \omega_2)/2k$ est la vitesse du réseau dans le référentiel du laboratoire. Nous avons la possibilité de modifier dynamiquement la différence de pulsations $(\omega_1 - \omega_2)$, ce qui nous permet de réaliser des processus tels que des oscillations de Bloch ou de la diffraction de Bragg.

Dans la suite de cette section je présente le dispositif nous permettant d'obtenir nos réseaux optiques. Nous travaillons avec des réseaux à deux longueurs d'ondes différentes : 780 nm et 1064 nm. Le premier réseau, « réseau de Bragg », est utilisé pour réaliser les processus de diffraction. Les processus de diffraction sont détaillés dans le chapitre suivant. Le second réseau, « réseau de lancement », permet de faire un lancement des atomes par oscillations de Bloch. Le principe de l'accélération par oscillations de Bloch est de réaliser un chargement et une accélération adiabatiques dans un réseau optique permettant de rester dans la bande fondamentale tout en augmentant l'impulsion moyenne du paquet d'ondes [Wilkinson *et al.*, 1996] et [Peik *et al.*, 1997].

2.3.1 Réseau de Bragg

La source laser permettant de réaliser le réseau de Bragg est issue du même système que celui du piège *dimple* vu précédemment (figure 2.12). Ce faisceau est initialement à une longueur d'onde de 1560 nm. Après un passage dans un cristal doubleur de fréquence, une partie de la puissance est convertie à 780 nm. Un miroir dichroïque réfléchit les quelques watts de puissance produits à 780 nm (~ 2 W) afin de générer le réseau alors que les 8 W non doublés sont transmis et servent pour le piège *dimple*.

Nous séparons la lumière à 780 nm en deux chemins à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube polarisant. Les deux faisceaux en sortie de ce cube ont des parcours similaires, ils passent chacun à travers un modulateur acousto-optique en double passage. Cette géométrie permet de faire varier la fréquence des faisceaux sans les dévier et ainsi de conserver une bonne superposition. Les pulsations des deux ondes optiques ω_1 et ω_2 vues précédemment sont ainsi contrôlées dynamiquement en agissant sur les signaux radio-fréquences envoyés aux deux modulateurs à l'aide de générateurs de signaux arbitraires (Keysight 33600A). Ensuite, les deux faisceaux

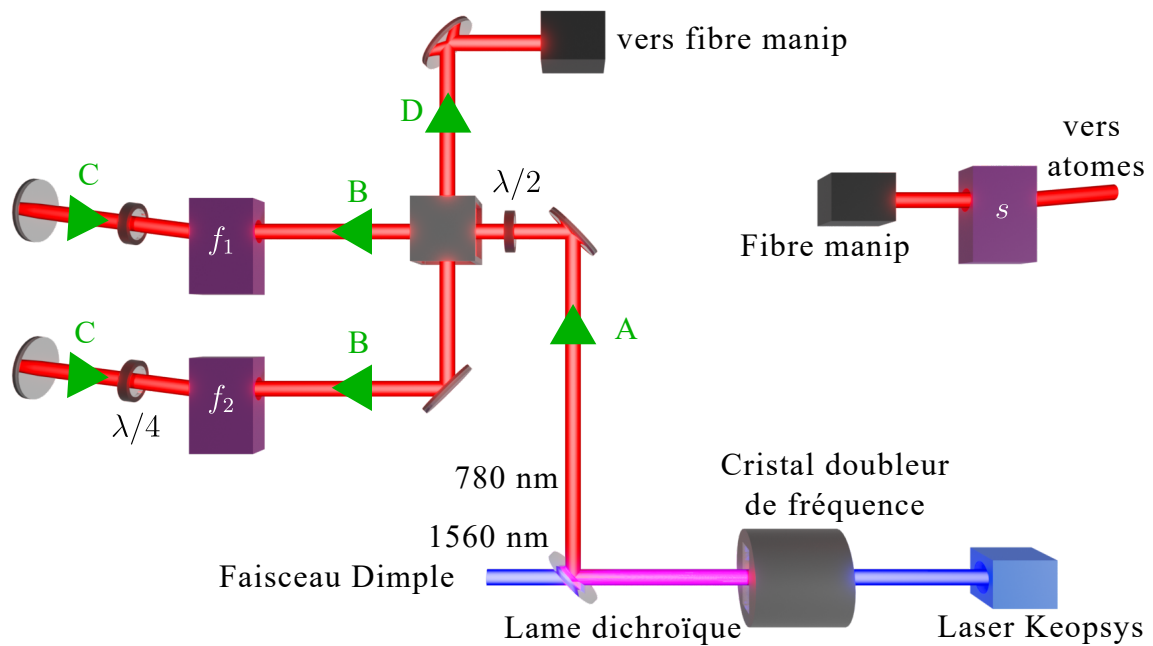


FIGURE 2.12 – Schéma du système optique permettant la création du réseau de Bragg. La lumière est d’abord émise par la source laser à 1560 nm (bleu), puis le faisceau passe à travers un cristal doubleur de fréquence et un miroir dichroïque permettant de séparer le faisceau à 1560 nm, pour le *dimple*, de celui à 780 nm (rouge). Sur la suite de la propagation de la lumière, deux chemins sont créés pour passer à travers deux modulateurs acousto-optiques. La lumière passe dans l’ordre par les flèches A, B, C et D. Finalement, nous envoyons les deux faisceaux superposés puis guidés par fibre optique vers un troisième modulateur acousto-optique puis vers les atomes.

retournent sur le cube polarisant initial avec des polarisations orthogonales à celles du premier passage. Ces faisceaux sont superposés puis injectés dans une fibre optique pour être amenés sur l’étage le plus haut du dispositif principal. À la sortie de la fibre, un troisième modulateur acousto-optique contrôle le façonnage temporel de l’amplitude du réseau optique. La profondeur de réseau est proportionnelle au rapport de l’intensité I et du désaccord Δ entre l’état $F = 1$ et les états F' présentés sur la figure 2.2. Nous travaillons avec des faisceaux gaussiens, donc l’intensité laser est définie comme $I = \frac{2P}{\pi w_0^2}$, avec P la puissance optique et w_0 la *waist*. La puissance maximale disponible sur notre dispositif est de 150 mW par faisceau. Les éléments principaux de ce système optique sont représentés sur la figure 2.12.

Nous obtenons donc deux faisceaux, de fréquence et d’intensité réglables, co-propageants en polarisations linéaires orthogonales. Les faisceaux sont mis en forme pour atteindre un *waist* de 4 mm correspondant à une longueur de Rayleigh de $z_R = 64$ m. Ces valeurs ont été choisies dans le but d’avoir un grand *waist* devant la taille du nuage et de son expansion. Les variations d’intensité et donc de profondeur du réseau vue par les atomes restent très faibles pendant les interféromètres. Après la mise en forme des faisceaux, ils sont déviés par un miroir à 45° par rapport au

plan horizontal pour envoyer les faisceaux à la verticale et à travers l'enceinte à vide jusqu'au miroir de réflexion. Deux lames à retard quart d'onde sont utilisées pour transformer les polarisations d'entrée en polarisation circulaire orthogonales et pour inverser les polarisations à la réflexion. Il en résulte alors deux réseaux optiques (figure 2.13).

Nous créons ainsi deux réseaux optiques : l'un correspondant à l'interférence $(\omega_1; \sigma^+)$ avec $(\omega_2; \sigma^+)$ à une vitesse $(\omega_2 - \omega_1)/2k$ et l'autre correspondant à l'autre paire, de vitesse opposée. Pour réaliser les processus de diffraction nous modifions les fréquences afin de se placer dans le référentiel des atomes en chute libre. Un temps de vol permet de désaccorder l'un des deux réseaux par effet Doppler pour interagir uniquement avec l'autre.

La profondeur du réseau n'est pas uniquement gouvernée par la puissance, mais aussi par Δ le désaccord avec l'état excité ($V_0 \propto I/\Delta$). Cependant, les pertes par émission spontanée dépendent de Δ . Le taux d'émission spontanée est proportionnel à l'intensité sur le carré du désaccord ($R_{SC} \propto I/\Delta^2$). (cf. équation (3.22) page 69). Ce paramètre est contrôlé par la fréquence de la source laser. Nous vérifions l'étalonnage de ce désaccord par deux méthodes. La première méthode est d'observer un battement en fréquence, en superposant le faisceau laser dont nous souhaitons connaître la fréquence à un faisceau laser de référence sur un photo-détecteur (le laser de référence peut être le refroidisseur ou le repompeur, vus précédemment). Nous observons alors la différence de fréquences entre ces deux ondes optiques. La seconde méthode repose sur l'utilisation d'un spectromètre (HighFinesse-WS6). Les mesures réalisées avec ces deux méthodes sont présentées sur la figure 2.14. Elles montrent une bonne connaissance du désaccord Δ , meilleure que le gigahertz. Cela permet une agilité sur la profondeur du réseau tout en contrôlant le taux de pertes par émission spontanée.

Nous avons donc un réseau dont la profondeur est contrôlable à partir de la puissance laser et du désaccord Δ . Nous contrôlons également la vitesse du réseau sans couplage avec la profondeur grâce à la configuration de double passage. Le *waist* est suffisamment grand pour considérer que la profondeur est constante sur tout le nuage. Ce réseau nous permet alors de réaliser les processus de diffraction de Bragg que je décris dans le chapitre suivant.

2.3.2 Réseau de lancement

Le système laser du réseau de lancement a une architecture proche de celle du banc de Bragg. Une onde lumineuse à 1064 nm est émise par un laser Azurlight, dont 10 W sont utilisés sur les 50 W disponibles sur ce laser. Le faisceau passe par un premier modulateur acousto-optique pour contrôler l'amplitude du signal. Puis, la lumière est séparée en deux chemins pour passer à travers deux modulateurs acousto-optiques, en double passage, permettant de contrôler les deux fréquences des deux bras du réseau. Ils sont ensuite amenés sur le dispositif principal en espace

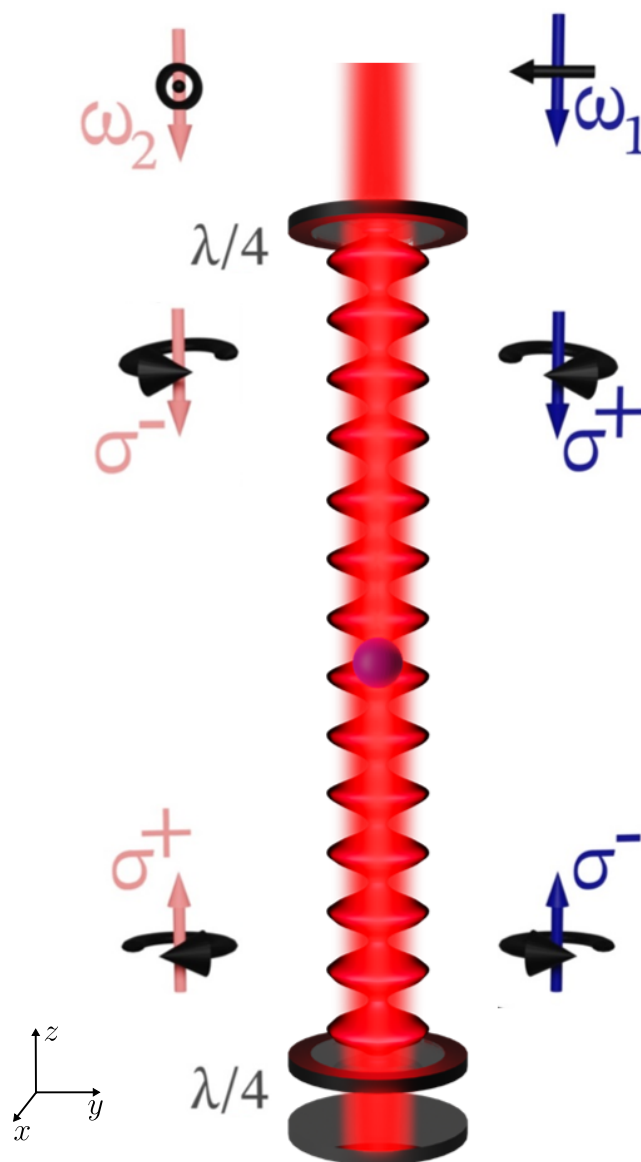


FIGURE 2.13 – Schéma du réseau optique de Bragg. Nous arrivons avec deux faisceaux superposés d'en haut. Ces deux faisceaux ont des polarisations linéaires et orthogonales. Avec une lame quart d'onde nous rendons les polarisations circulaires. Finalement avec une seconde lame quart d'onde et un miroir de réflexion les polarisations sont retournées pour ainsi créer deux réseaux σ^+/σ^+ et σ^-/σ^- .

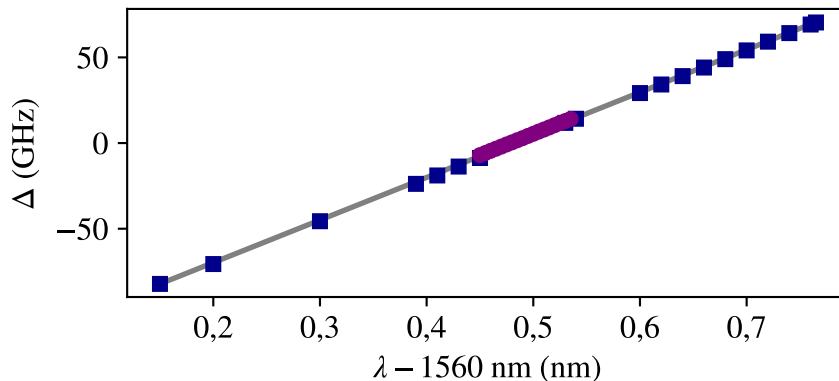


FIGURE 2.14 – Désaccord Δ mesuré par deux méthodes : battement avec le faisceau repompeur et refroidisseur (violet) et spectromètre (bleu), en fonction de la valeur de consigne du laser.

libre. Ce réseau résulte de la somme de deux faisceaux contra-propageants, l'un traverse l'enceinte de haut en bas et l'autre de bas en haut, contrairement au réseau de Bragg qui est en configuration rétro-réfléchi. Nous n'avons donc qu'un seul réseau (figure 2.15). Ces faisceaux sont focalisés sur la position des atomes avec un *waist* $w_0 = 80 \mu\text{m}$. Nous avons choisi une taille beaucoup plus petite que celle du réseau de Bragg pour nous permettre d'ajouter un piège dipolaire supplémentaire (en coupant un des bras du réseau) afin d'optimiser le refroidissement par évaporation. Le réseau de lancement est superposé au réseau de Bragg à l'aide de miroirs dichroïques permettant la réflexion des faisceaux à 1064 nm du réseau de lancement et la transmission des faisceaux du réseau de Bragg à 780 nm (figure 2.16).

2.4 Détection

Le dernier élément du dispositif restant à décrire est le système de détection par fluorescence utilisé pour l'analyse de toutes les expériences proposées dans ce manuscrit. Les images sont acquises après plusieurs millisecondes de chute libre suivant la dernière interaction avec la lumière. La fluorescence est provoquée par le rallumage des trois faisceaux MOT à résonance. Le signal est capté par une caméra sCMOS interfacée par un programme Labview. Sur ce programme nous réalisons un premier traitement d'image qui est amélioré ensuite grâce à différents programmes python.

2.4.1 Système d'imagerie

Le capteur utilisé est un dispositif de la société Hamamatsu dont le modèle est Orca-Flash4.0. Cette caméra est basée sur une technologie sCMOS qui permet une acquisition rapide des images par son mode de lecture par colonne des pixels. La caméra est placée dans le plan horizontal du dispositif et sur un axe transverse aux faisceaux du piège réservoir. Les mesures que nous souhaitons réaliser sont des mesures spatiales : tailles de nuages (pour exprimer une température par exemple),

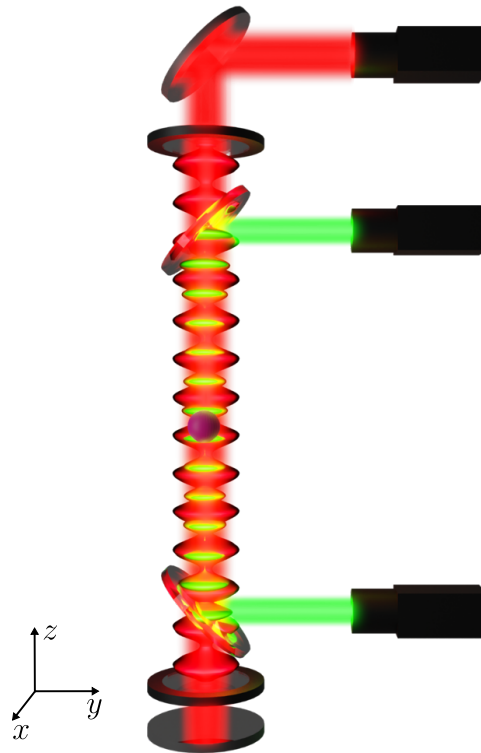


FIGURE 2.16 – Schéma de la superposition des deux réseaux, le réseau de Bragg (rouge) et le réseau de lancement (vert), obtenue grâce à des miroirs dichroïques.

séparations entre différents nuages (pour les processus de diffraction) et des mesures d'amplitude : nombre d'atomes.

Le dispositif de détection complet est composé de la caméra et d'un objectif de collection lui-même contenant un doublet de lentilles permettant d'imager sur le capteur un objet à l'infini et un triplet de lentilles pour imager à l'infini un objet à une distance d : les atomes. Le système a été conçu pour corriger les aberrations géométriques. L'angle solide obtenu est $\Omega_s = 0,08$ sr et cela permet de capturer 3% du signal total de fluorescence [Bordoux, 2019]. Ce dispositif, présenté sur la figure 2.17, a une résolution de l'ordre de la taille du pixel², qui est de $6,45 \mu\text{m}$. Cela est suffisant pour nos expériences car nos nuages ont une taille caractéristique $\sigma_{x,z} \geq 30 \mu\text{m}$ et la séparation spatiale entre deux nuages d'impulsions différentes de $2\hbar k$ après un temps de vol de 10 ms est de $120 \mu\text{m}$. Suite à un étalonnage de la caméra, la valeur du gain permettant de passer d'un signal lumineux en signal électrique a été estimée, pour les temps d'expositions utilisés, à $G = 0,48$. Le nombre de photons est donc :

$$N_{\text{ph}} = GN_{\text{coups}} . \quad (2.8)$$

Le nombre d'atomes est accessible à partir de la mesure du nombre de photons détectés N_{ph} avec les paramètres suivants : l'angle solide Ω_s , le paramètre de saturation s donné par le rapport entre l'intensité des faisceaux utilisés pour l'imagerie et l'intensité de saturation, le temps d'exposition t_{exp} , le désaccord par rapport à la

2. Les images obtenues font au maximum 2048 par 2048 pixels, soit 1,32 cm de côté.

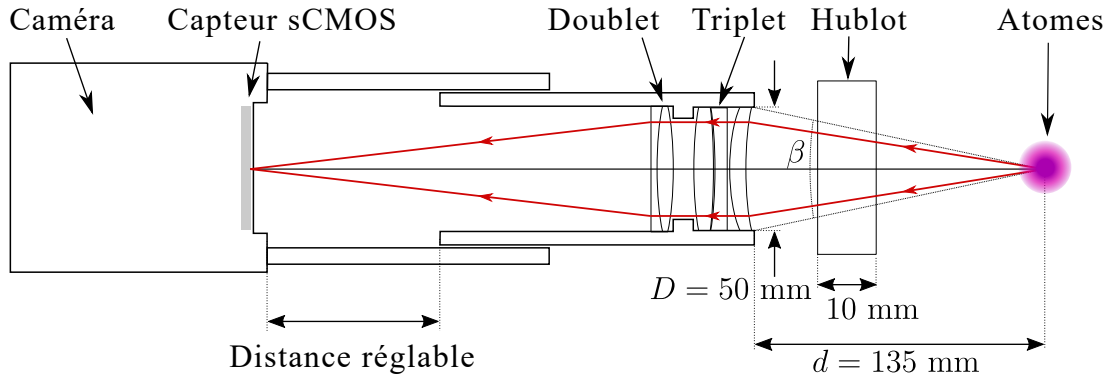


FIGURE 2.17 – Dispositif d'imagerie, de gauche à droite : le capteur sCMOS, le doublet de lentilles, le triplet de lentilles, le hublot et les atomes.

résonance δ et la largeur naturelle de l'état excité Γ :

$$N_{\text{at}} = \frac{8\pi (1 + s + (2\delta/\Gamma)^2)}{s\Gamma\Omega_s t_{\text{exp}}} N_{\text{ph}}. \quad (2.9)$$

La lumière résonante que nous utilisons est celle des faisceaux du *MOT* 3D que nous allumons pendant $t_{\text{exp}} = 100 \mu\text{s}$. Pendant ce temps d'exposition nous transmettons suffisamment de quantité de mouvement au nuage pour l'expulser du champ de vue. Nous réalisons une seconde image, 12 ms plus tard, dans les mêmes conditions, c'est-à-dire en rallumant les faisceaux *MOT* 3D mais en absence d'atome. Cette deuxième image est soustraite à la première. Cela a pour but de retirer une grande partie du bruit de fond lumineux.

Nous sauvegardons uniquement la différence des deux images. Les différents traitements sont faits pour extraire la taille de l'ensemble atomique, la distance séparant les atomes dans deux états d'impulsions différents, le nombre d'atomes dans le cas d'un seul état d'impulsion ou la fraction du nombre d'atomes dans un nuage par rapport à un ensemble de nuages. Pour connaître la taille du condensat, nous sommes sur un axe les coups par pixel et nous réalisons un ajustement numérique gaussien de ces données. Pour le nombre d'atomes, à partir du nombre de coups par pixel, nous remontons au nombre d'atomes. Pour le ratio entre différents nuages, nous réalisons des boîtes rectangulaires autour de chacun d'entre eux. Ensuite, nous sommes tous les coups par pixel pour tous les pixels de ces boîtes puis nous faisons le rapport (figure 2.18).

2.4.2 Amélioration du rapport signal à bruit

La situation où le nombre d'atomes est très faible (quelques centaines) est un point critique pour certaines de nos expériences. Dans les très grands interféromètres que nous avons mis en place nous nous sommes confrontés à ce problème. Nous avons alors cherché à améliorer le rapport signal à bruit. Différents modes de fonctionnement de la caméra sont disponibles. Le premier est le mode *global exposure*. Dans ce

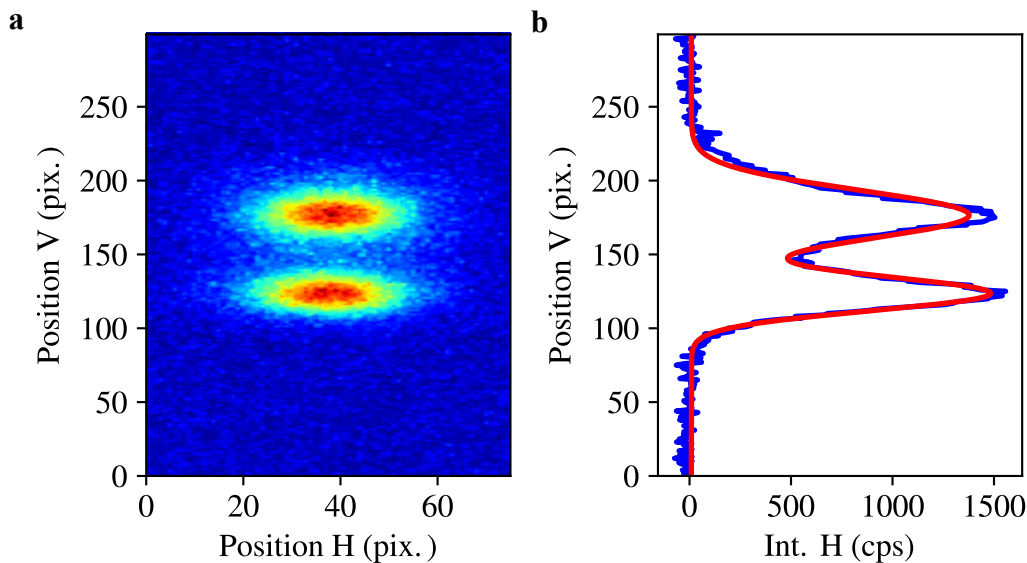


FIGURE 2.18 – Exemple d’image obtenue sur notre dispositif après la réalisation d’un pulse de diffraction permettant de créer une superposition de deux états d’impulsion. La figure (b) montre le profil intégré horizontalement de l’image (a) moyennée sur vingt réalisations. Le trait rouge est un ajustement numérique de deux gaussiennes.

mode tous les capteurs de chaque pixel sont allumés simultanément. Nous faisons l’image des atomes, puis nous éteignons la caméra pour la rallumer au moment de la deuxième image. Le temps entre deux images est de 500 ms. Cette méthode a pour désavantages d’être lente et surtout d’apporter un niveau de fond sur l’image finale important. Le bruit de lecture est augmenté d’un facteur 1,6 selon le fabricant. Nous avons par la suite travaillé avec une séquence utilisant le mode *level trigger*. Avec cette méthode le temps d’exposition est le même pour chaque ligne de pixels. Cela permet d’avoir un fond homogène et un niveau de fond plus bas. Cette méthode a également permis de réduire le temps entre deux images à 12 ms : 10 ms pour l’envoi de l’image de la caméra à l’ordinateur puis 2 ms pendant lesquelles les capteurs sont allumés pour l’image suivante³. Les schémas de la figure 2.19 mettent en avant les deux modes de lectures de la caméra. Enfin, nous avons mis en place une séquence de trois images : la première permet de rafraîchir les capteurs (nous ne rallumons pas les faisceaux *MOT* 3D), puis 10 ms plus tard nous réalisons le protocole habituel des deux images, avec et sans atomes. Nous avons également changé le système de refroidissement de la caméra, en passant d’un refroidissement à l’air à un refroidissement à l’eau. Le capteur est alors passé d’une température de -10 °C à -30 °C . Grâce à cette méthode nous gagnons un facteur 10 sur le courant d’obscurité selon le fabricant.

Le tableau 2.1 montre une mesure du niveau de fond moyen avec une absence d’atomes. Ces mesures sont données en unité équivalente à un nombre d’atomes.

3. Le temps d’allumage est de $10\ \mu\text{s}$ par ligne de 2048 pixels, donc les 2 ms que nous utilisons nous permettent d’avoir 200 pixels.

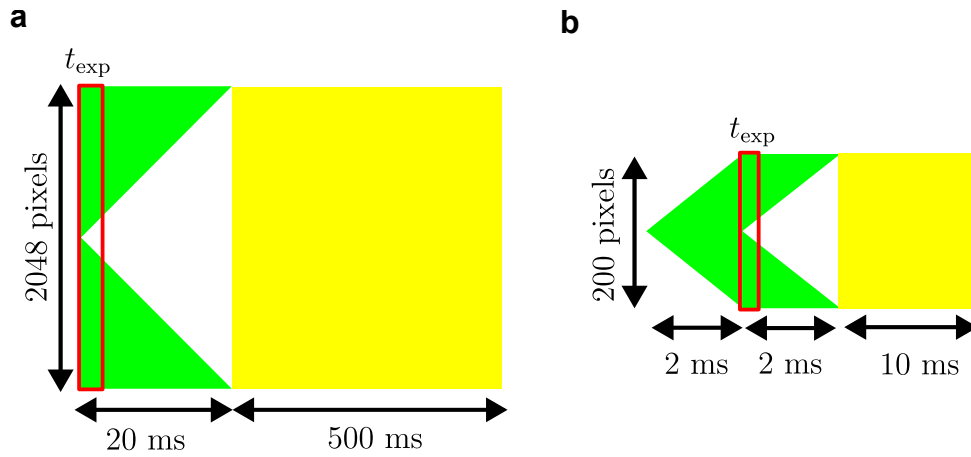


FIGURE 2.19 – Modes de la caméra : (a) *Global exposure* et (b) *Level trigger*. La durée pendant laquelle les faisceaux *MOT* sont allumés est en rouge, les zones vertes représentent les durées pendant lesquelles la caméra est allumée. Les zones jaunes sont les durées utilisées pour enregistrer l'image et attendre pour l'image suivante.

Mode de la caméra	Niveau de fond moyen (unité équivalente à N_{at})	Écart-types (unité équivalente à N_{at})
<i>Global exposure</i>	1000	30
<i>Level trigger 2 images</i>	200	23
<i>Level trigger 3 images</i>	-4	23

TABEAU 2.1 – Niveau de fond moyen et homogénéité pour les trois modes de caméra sur une zone du capteur sans atomes de 10×20 pixels².

Pour une même taille de zone de mesure, nous comptons dans le fond un équivalent à 1000 atomes avec la caméra dans le mode *global exposure*. Alors qu'avec le mode *level trigger*, le fond équivaut à 200 atomes, dans une boîte de 10×20 pixels², avec une détection sur 2 images et est statistiquement nul dans le cas de l'utilisation de l'image supplémentaire de rafraîchissement.

Conclusion

Dans ce chapitre j'ai présenté la source atomique que nous utilisons pour nos interféromètres atomiques. Il s'agit d'un condensat de Bose-Einstein de rubidium 87 avec une dispersion en impulsion, typique, de $\sigma_p = 0,3\hbar k$, soit l'équivalent d'une température de $T = 30$ nK. Pour obtenir cette source, nous réalisons par refroidissement laser un *MOT* 3D. Nous poursuivons la séquence avec un refroidissement par évaporation dans un piège dipolaire tout-optique. Nous mettons également en place des solutions pour obtenir une source subnanokelvin : avec le *Delta Kick Collimation* et la sélection en impulsion par pulse de diffraction de Bragg.

J'ai également fait une description des réseaux optiques que nous utilisons sur le dispositif. Le premier dont j'ai parlé est à 780 nm et il est dans une configuration verticale rétro-réfléchi. Il nous permet de réaliser les processus de diffraction pour les interféromètres. Le second réseau optique, superposé au premier, est à 1064 nm et nous permet de réaliser des lancements en configuration fontaine de notre nuage d'atomes.

Pour finir, j'ai présenté le dispositif d'imagerie. J'ai ensuite décrit la méthode que nous avons mise en place pour optimiser le rapport signal à bruit et ainsi permettre la détection de nuages avec très peu d'atomes.

Chapitre 3

Interféromètres dans le régime de quasi-Bragg

Sommaire

3.1 Séparatrice atomique	52
3.1.1 Oscillation de Rabi	53
3.1.2 Transition à 1 photon	53
3.1.3 Transition à 2 photons	55
3.2 Modèle théorique et étude numérique des diffractions de Bragg et de quasi-Bragg	57
3.2.1 Condition de résonance	57
3.2.2 Modèle théorique et étude numérique	58
3.2.3 Étude numérique avec distribution en impulsion	60
3.2.4 Test de convergence sur la taille de la base	61
3.3 Étude expérimentale de la diffraction de quasi-Bragg . .	65
3.3.1 Diffraction de quasi-Bragg pour $n = 1$	65
3.3.2 Diffraction de quasi-Bragg pour $n > 1$	66
3.4 Interféromètre dans le régime de quasi-Bragg	72
3.4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder	72
3.4.2 Interféromètre $2\hbar k$	74
3.4.3 Interféromètre avec plusieurs ports de sortie	75
3.4.4 Interféromètre dans les régimes de pulses courts et longs .	77
Conclusion	79

Le principe d'un interféromètre est de superposer deux ondes cohérentes ayant emprunté deux chemins différents. Ce procédé a été dans un premier temps mis en évidence avec des ondes optiques. Une expérience représentative du phénomène d'interférences est celle des fentes de Young [Young, 1802]. Un faisceau lumineux est émis et passe à travers deux fentes qui ont une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du faisceau incident. Les deux ondes sortant des fentes

vont alors interférer. Ces interférences sont observées à travers la mesure de la répartition spatiale de l'intensité lumineuse. Celle-ci va évoluer en suivant une fonction sinusoïdale. De nos jours, l'interférométrie optique est notamment présente en astronomie [Bordé, 2003] pour notamment augmenter la résolution angulaire. Elle est également utilisée en spectrométrie [Jolidon, 2021] pour obtenir le spectre d'une lumière. Une très grande avancée de physique fondamentale a récemment été faite avec des interféromètres optiques au travers de la détection d'ondes gravitationnelles [Abbott et *al.*, 2016]. Dans notre cas, nous nous intéressons aux interféromètres atomiques. En effet, la source de l'interféromètre n'est plus une onde optique, mais une onde de matière. À l'image des interféromètres optiques, les deux chemins cohérents sont créés à partir d'une source unique à l'aide d'une séparatrice atomique.

Dans ce chapitre, j'explique comment nous avons réalisé la diffraction par un réseau optique d'un condensat de Bose-Einstein pour créer des interférences avec des ondes de matière. Dans une première partie, je donne un aperçu des différentes méthodes pour obtenir une séparatrice atomique. Par la suite, je présente la condition de résonance permettant le couplage entre deux états d'impulsion dans le régime de Bragg et de quasi-Bragg. Ensuite, je détaille le modèle théorique sur lequel nous sommes appuyés pour développer une simulation numérique utilisée pour soutenir l'interprétation des résultats expérimentaux. Ces derniers sont présentés dans la deuxième partie de ce chapitre. Dans un premier temps, je m'intéresse à la caractérisation de la diffraction dans le régime de quasi-Bragg, où nous avons mis en avant l'existence de deux sous-régimes : pour des pulses courts et pour des pulses longs. Dans un second temps, je présente les résultats de franges d'interférences utilisant ces pulses dans les différents sous-régimes du quasi-Bragg. Des résultats de cette étude ont été publiés dans le journal de l'*American Physical Society : Physical Review A* [Béguin et *al.*, 2022].

3.1 Séparatrice atomique

Il existe différentes techniques pour créer une séparatrice atomique. Des méthodes utilisant différents types de potentiels ont été testées. Une méthode employée repose sur des potentiels magnéto-optiques [Pfau et *al.*, 1993] où un jet atomique d'hélium est séparé sur deux états métastables. Une autre solution a été d'utiliser deux guides dipolaires [Houde et *al.*, 2000]. Un troisième exemple est la création d'un piège à double puits de potentiels sur puce [Schumm et *al.*, 2005]. Contrairement aux deux premières expériences citées, celle-ci a permis d'observer des franges d'interférences et d'obtenir ainsi la confirmation de la cohérence du processus. D'autres méthodes sont basées quant à elles sur la diffraction par un réseau. Des études ont été réalisées avec des réseaux matériels, en réalisant des expériences similaires à celle des fentes de Young [Carnal et Mlynek, 1991] permettant l'observation de franges d'interférences ou avec une configuration Mach-Zehnder [Keith et *al.*, 1991]. Ces expériences sont basées sur l'utilisation d'un jet supersonique d'atomes à travers des fentes de l'ordre du micromètre. L'efficacité de ce type de réseau est limitée par l'absorption du jet sur le réseau. La fabrication d'un réseau matériel présente une complexité au vu

de la dimension du pas du réseau. Une difficulté supplémentaire se présente sur l'ajout éventuel d'une phase qui nécessite de réaliser un déplacement mécanique d'un des réseaux, à l'échelle du pas du réseau, à l'aide d'une platine de translation piézoélectrique par exemple.

3.1.1 Oscillation de Rabi

Une autre solution permettant de réaliser une séparatrice atomique est de faire interagir l'onde de matière avec un champ électromagnétique pour ainsi coupler deux états électroniques $|a\rangle$ et $|b\rangle$ (figure 3.1) [Kozuma *et al.*, 1999] et [Gupta *et al.*, 2002]. Deux catégories peuvent être mises en avant : les transitions à 1 photon et les processus à 2 photons. Dans ces deux situations la conservation de l'énergie et de l'impulsion produisent une modification de l'état externe de l'atome. Ces processus permettent un couplage entre uniquement deux états dont la dynamique est donnée par la pulsation de Rabi Ω . L'état résultant de l'interaction dans ce cas simple à deux niveaux [Cohen-Tannoudji et Guéry-Odelin, 2016] est :

$$|\Psi\rangle = \alpha |a\rangle + \beta |b\rangle e^{i\varphi_l}, \quad (3.1)$$

où φ_l est la phase laser transmise par l'onde lumineuse. En particulier en partant de $|\Psi(t=0)\rangle = |a\rangle$, les populations dans ces deux états oscillent en opposition de phase en fonction du paramètre de couplage Ω et de la durée de l'interaction τ :

$$\begin{cases} P_{|a\rangle}(\Omega\tau) = \cos^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right), \\ P_{|b\rangle}(\Omega\tau) = \sin^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right). \end{cases} \quad (3.2)$$

Sur la figure 3.2, sont tracées des oscillations de Rabi montrant l'évolution des populations dans les deux états en fonction de la phase de Rabi $\varphi_R = \Omega\tau$. Dans le cas d'une séparation cohérente équiprobable, cette phase de Rabi vaut $\varphi_R = \pi/2$ (π). Une telle interaction permet donc d'avoir une équipartition des populations dans les deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et ainsi obtenir une lame séparatrice pour atomes. Le deuxième cas à noter est quand $\varphi_R = \pi$ (2π), 100% du paquet d'onde dans l'état $|a\rangle$ (respectivement $|b\rangle$) subit un transfert vers $|b\rangle$ (respectivement $|a\rangle$). Ce pulse π permet alors de dévier complètement la trajectoire, ce qui s'apparente à un miroir pour atomes.

3.1.2 Transition à 1 photon

Dans le cas d'une transition à 1 photon, l'atome passe d'un état $|a\rangle$ à un état $|b\rangle$ en augmentant son impulsion d'un quanta : $\hbar k$. La transition se fait par l'interaction du laser, à une pulsation ω_1 , avec un atome. L'énergie apportée par le faisceau laser est alors $\hbar\omega_1$, à résonance avec la transition entre les deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Un schéma de cette transition est représenté sur la figure 3.1.a. Ces processus nécessitent l'utilisation d'espèces atomiques dont la durée de vie de l'état excité est suffisamment grande pour limiter les pertes par émission spontanée. Cette caractéristique

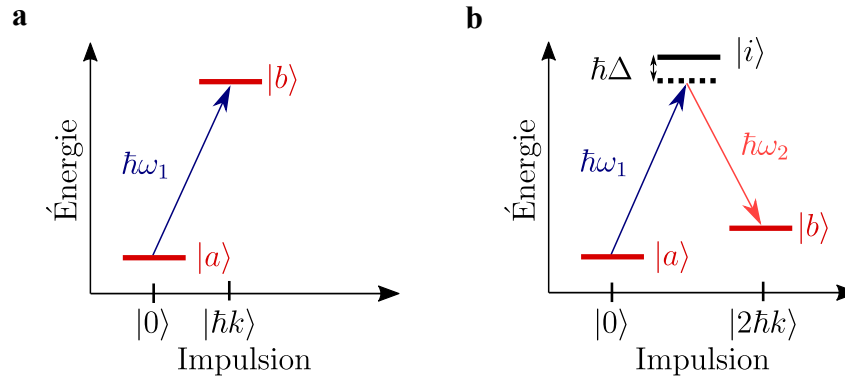


FIGURE 3.1 – Diagrammes énergie-impulsion pour des transitions à 1 photon (a) et à 2 photons (b). L'interaction atome-champ se fait avec des ondes lumineuses amenant une énergie $\hbar\omega_{1,2}$. Dans le cas de transitions à 2 photons, le processus s'appuie sur l'état non résonant $|i\rangle$.

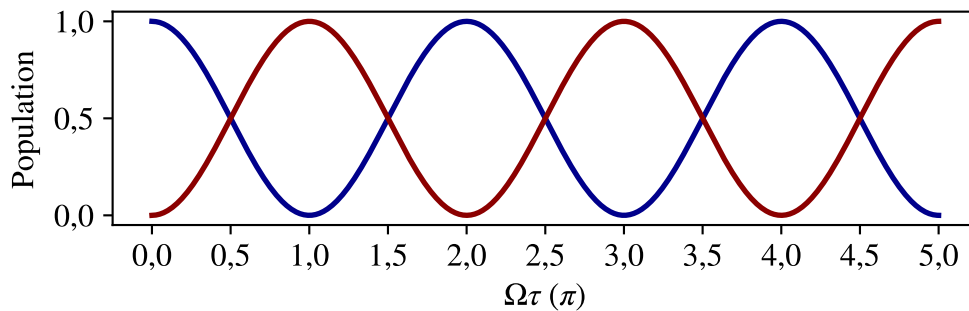


FIGURE 3.2 – Oscillations de Rabi : évolution des populations dans l'état $|a\rangle$ (bleu) et l'état $|b\rangle$ (rouge) en fonction de la phase de Rabi $\varphi_R = \Omega\tau$. Pour $\varphi_R = \pi/2$ (π) une répartition équiprobable est observée. Pour $\varphi_R = \pi$ (2π), la population de l'état $|a\rangle$ est à 0% et la population de l'état $|b\rangle$ est à 100%.

est présente en particulier pour les atomes alcalino-terreux [Santra *et al.*, 2004]. Des expériences ont été réalisées avec du calcium [Riehle *et al.*, 1991] et du magnésium [Ruschewitz *et al.*, 1998]. Récemment, des expériences utilisant la transition d’horloge des isotopes 87 et 88 du strontium ont été développées [Akatsuka *et al.*, 2017], [Hu *et al.*, 2019] et [Rudolph *et al.*, 2020]. En réalisant une succession de transitions à 1 photon, l’équipe de Jason Hogan a montré la réalisation d’un interféromètre avec une très grande séparation en impulsion entre les deux bras [Wilkason *et al.*, 2022]. Ces techniques sont basées sur l’utilisation de transition dite interdite, les états ciblés par ces transitions sont spectralement très fins. Ces processus étant basés sur une seule onde optique, ils sont extrêmement sensibles à des fluctuations de la fréquence optique, ce qui implique une perturbation de la phase de l’interféromètre. Cette durée de vie n’étant pas infinie (135 μs pour la transition 1S_0 vers 3P_1 du strontium 88), il est nécessaire d’alterner les étapes absorptions et émissions stimulées rapidement pour limiter les effets liés à l’émission spontanée. Ces techniques permettent de grandes séparations en impulsion et portent leur intérêt pour les expériences recherchant la matière noire ou pour la détection des ondes gravitationnelles [Canuel *et al.*, 2018], [Badurina *et al.*, 2020], [Schlippert *et al.*, 2020], [Zhan *et al.*, 2020] et [Abe *et al.*, 2021].

3.1.3 Transition à 2 photons

Pour pallier aux problèmes liés à l’émission spontanée, à la sensibilité importante en phase et étendre ces méthodes à d’autres espèces atomiques, nous nous sommes orientés vers des solutions où l’onde atomique reste dans un état interne fondamental de longue durée de vie (la durée de vie de l’état fondamental du rubidium 87 est de $4,92 \times 10^{10}$ années). Avec cette méthode, l’atome interagit avec deux ondes lumineuses contra-propageantes, de vecteurs d’ondes \vec{k}_1 et \vec{k}_2 , en considérant généralement $\|\vec{k}_1 - \vec{k}_2\| = 2k$. De façon simultanée, une absorption $\hbar\omega_1$ et une émission stimulée $\hbar\omega_2$ sont effectuées. Ces transitions utilisent un état excité $|i\rangle$ couplé mais hors-résonance. Elles sont illustrées sur la figure 3.1.b. Le désaccord par rapport à l’état excité $|i\rangle$ est noté Δ . À l’issue de ce transfert de deux photons, l’état externe passe alors de $|p_0\rangle$ à $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, avec p_0 la quantité de mouvement initiale de l’atome. Pour réaliser ce type de couplage, deux techniques sont utilisées : les transitions Raman utilisant des processus inélastiques et la diffraction de Bragg exploitant des transitions élastiques [Hartmann *et al.*, 2020].

Transitions Raman

Les transitions Raman permettent un couplage entre deux états internes fondamentaux différents. En général ces deux états sont deux niveaux hyperfins de l’état fondamental. Cette méthode offre l’avantage de permettre une détection en état interne, puisque les deux états d’impulsion correspondent à deux états hyperfins différents. À titre d’exemple, pour le rubidium 87, ces états sont séparés en énergie : $\Delta E/\hbar = 2\pi \times 6,8$ GHz. La différence importante de fréquences implique l’utilisation

de deux sources lasers différentes. Cet écart en énergie est très grand par rapport à l'écart en énergie avec les autres états d'impulsion. Ces autres états sont donc fortement non résonants. Cela permet ainsi de conserver un système à deux niveaux quasi-idéal. De nouveau, grâce à ce grand écart d'énergie, il est possible de réaliser des impulsions lasers très courtes, donc avec un large spectre énergétique. Ce système permet alors un transfert efficace d'un état à l'autre sans problème lié à la dispersion en vitesse du nuage d'atomes. Il est donc possible de travailler avec des sources thermiques de l'ordre du microkelvin [Templier *et al.*, 2022], [Barrett *et al.*, 2022] et [Janvier *et al.*, 2022]. La limite de cette technique vient notamment sur le besoin important de puissance laser en allant vers des interactions courtes.

Diffraction de Bragg

L'autre solution couramment utilisée est la diffraction de Bragg. Cette technique est similaire aux transitions Raman dans le principe. Cette fois, la résonance est adaptée pour deux états d'impulsion du même état interne. Une propagation dans le même état interne limite ainsi les déphasages liés à des interactions dépendant de l'état interne. La diffraction de Bragg ne permet cependant pas de réaliser une détection par état interne. Pour observer les différents états, il est nécessaire de réaliser une détection par temps de vol. Cela impose notamment d'avoir une source avec une dispersion en vitesse inférieure à la vitesse de recul (température effective $T = 362$ nK pour le rubidium 87) [D'Amico *et al.*, 2016], [Gochnauer *et al.*, 2019] et [Piccon *et al.*, 2022]. Les états sont énergiquement séparés de quelques multiples de l'énergie de recul $\Delta E/\hbar = 4\omega_r = 2\pi \times 15$ kHz (pour le rubidium 87). Contrairement au Raman il est alors facile d'utiliser un seul faisceau laser et de contrôler la différence de fréquences à l'aide de modulateurs acousto-optiques. Ces transitions de Bragg ne sont pas limitées à des processus à 2 photons. Il est possible de faire des transitions d'ordre plus élevé et d'effectuer des processus à $2n$ photons, où n est un entier représentant l'ordre de diffraction, comme c'est illustré sur la figure 3.3. Ces processus sont utiles dans le but d'augmenter la séparation entre les bras de l'interféromètre et d'accroître la sensibilité aux forces inertielles par exemple. L'écart en énergie avec les autres états d'impulsion dans ce cas reste faible et rend l'approximation à deux niveaux moins valable.

Les ondes lumineuses contra-propageantes donnant lieu à la diffraction de Bragg forment un réseau optique. En opposition aux réseaux matériels, le réseau optique a un pas très bien connu car il est défini à partir de la longueur d'onde du laser : $\lambda/2$. Le contrôle de la phase du réseau optique peut être réalisé finement en ajustant la phase du signal d'un des modulateurs acousto-optiques créant le réseau. Ces paramètres sont très importants pour la réalisation d'expériences métrologiques. Dans le cadre de nos expériences nous souhaitons observer un signal d'interférences sur deux ports de sortie uniquement. Les processus permettant le couplage entre deux états d'impulsion du même état interne peuvent être réalisés dans deux régimes différents en fonction de la profondeur du réseau, proportionnelle à la pulsation de Rabi Ω , et du temps d'interaction. Le régime correspondant à une grande profondeur du réseau et des temps d'interactions courts est appelé dans la littérature régime de Kapitza-

Dirac [Gould *et al.*, 1986] ou régime de Raman-Nath [Dubetsky et Berman, 2001]. La diffraction dans ce régime met en place des processus avec un spectre énergétique élevé par rapport à l'énergie cinétique de chaque état. Ceci amène à un étalement des populations sur les différents états d'impulsion. Ce régime s'oppose au régime perturbatif de Bragg [Champenois *et al.*, 2001a], où les profondeurs du réseau sont faibles, ce qui implique des temps longs d'interaction. Dans notre situation nous nous plaçons dans un régime intermédiaire : le régime de quasi-Bragg [Müller *et al.*, 2008a] et [Béguin *et al.*, 2022].

3.2 Modèle théorique et étude numérique des diffractions de Bragg et de quasi-Bragg

3.2.1 Condition de résonance

Les diffractions de Bragg et de quasi-Bragg peuvent être comprises comme des processus à $2n$ photons entre les deux états d'impulsion $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ (figure 3.3). La différence en énergie de ces deux états est égale à la différence des énergies cinétiques :

$$\Delta E = \frac{(p_0 + 2n\hbar k)^2}{2m} - \frac{p_0^2}{2m} = 2n\hbar\omega_D + 4n^2\hbar\omega_r, \quad (3.3)$$

avec $\omega_D = k\frac{p_0}{m}$ la pulsation Doppler, correspondant au terme dépendant de l'impulsion initiale et $\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m}$ la pulsation de recul, où $\hbar\omega_r$ correspond à l'énergie de recul lorsque l'atome absorbe ou émet un photon.

Chaque processus à 2 photons implique un échange d'énergie de $\hbar\Delta\omega$, où $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ est la différence de pulsations des deux faisceaux du réseau. La conservation d'énergie lors de la diffraction implique :

$$\hbar n\Delta\omega = \Delta E. \quad (3.4)$$

La condition de résonance s'écrit alors :

$$\Delta\omega = 2\omega_D + 4n\omega_r. \quad (3.5)$$

Un schéma illustrant les n transitions à 2 photons est représenté sur le graphique énergie-impulsion de la figure 3.3. Sur ce graphique nous voyons les deux états couplés de façon résonante en rouge, où leur écart en énergie est égal à $n\hbar$ fois la différence des pulsations. Les états non résonants dont l'impulsion est comprise entre p_0 et $p_0 + 2n\hbar k$ sont nommés états intérieurs et les états dont l'impulsion est inférieure à p_0 ou supérieure à $p_0 + 2n\hbar k$ sont appelés états extérieurs. Nous voyons sur ce graphique que les autres états d'impulsion, contrairement aux transitions Raman, ne sont que faiblement hors résonance. De manière similaire à un système à deux niveaux, nous considérons une pulsation de Rabi effective [Müller *et al.*, 2008a]. Pour satisfaire l'approximation de Bragg, la pulsation de Rabi effective à l'ordre n doit rester très petite devant l'écart en énergie avec les autres états d'impulsion.

3.2. MODÈLE THÉORIQUE ET ÉTUDE NUMÉRIQUE DES DIFFRACTIONS DE BRAGG ET DE QUASI-BRAGG

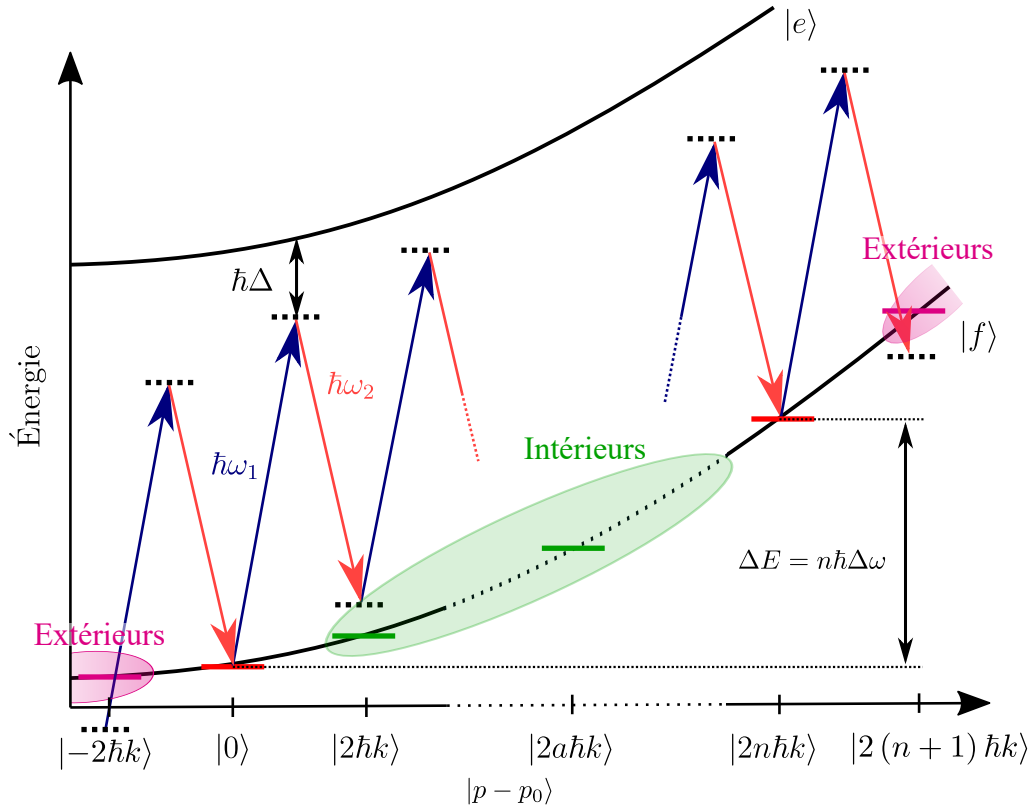


FIGURE 3.3 – Diagramme énergie-impulsion. La diffraction de Bragg est obtenue pour une résonance entre deux états d'impulsion $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ (rouge), de l'état fondamental $|f\rangle$. Les états d'impulsion non résonants sont appelés intérieurs (vert) et extérieurs (rose). Ce processus à $2n$ photons est réalisé avec un réseau optique dont les pulsations sont ω_1 et ω_2 et la résonance est présente pour $\Delta E = n\hbar\Delta\omega$ (avec $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$). Le désaccord avec l'état excité pendant les transitions de Bragg est $\hbar\Delta$.

Cela impose des durées d'interactions très longues, rédhibitoires expérimentalement. Pour produire cette diffraction à l'ordre n élevé sans peupler les états non voulus de manière trop significative, nous nous plaçons dans le régime de quasi-Bragg. Il est accessible en façonnant le pulse laser, c'est-à-dire en s'intéressant à la forme du pulse pour peupler principalement les deux états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ à la fin du pulse [Keller *et al.*, 1999], [Jansen *et al.*, 2007] et [Müller *et al.*, 2008a].

3.2.2 Modèle théorique et étude numérique

Dans le cadre de cette étude de processus à ordre n , nous nous intéressons à la mise en place d'une simulation en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle, \quad (3.6)$$

où \hat{H} est l'hamiltonien régissant le système. Nous étudions l'interaction d'un atome avec un réseau optique vertical très désaccordé, $\Delta \simeq 2\pi \times 10$ GHz, par rapport à l'état excité. Dans cette situation l'effet des lasers se traduit par un déplacement de l'état fondamental proportionnel à l'intensité du laser. L'hamiltonien définissant l'évolution de l'onde atomique, dans le référentiel du laboratoire [Dalibard, 2013], est le suivant :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + mg\hat{z} + 2\hbar\Omega(t) \cos^2 \left(k\hat{z} + \frac{(\omega_1 - \omega_2)t}{2} + \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} \right), \quad (3.7)$$

où le premier terme correspond à l'énergie cinétique, le deuxième terme à l'énergie potentielle gravitationnelle et le troisième terme à l'énergie d'interaction avec le réseau vu au chapitre précédent (équation (2.7), page 39). Ω est la pulsation de Rabi à deux photons effective. Elle est définie à partir de la pulsation de Rabi à un photon $\Omega_{1,2} = \frac{\vec{d}_0 \cdot \vec{\mathcal{E}}_0}{\hbar}$ [Béguin, 2023c] :

$$\Omega = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2\Delta}. \quad (3.8)$$

L'état excité est alors adiabatiquement éliminé [Müller *et al.*, 2008a]. La pulsation de Rabi est proportionnelle à l'intensité laser et peut être contrôlée expérimentalement à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Les pulsations et la phase du réseau optique peuvent également être contrôlées grâce à des modulateurs acousto-optiques. La phase du réseau est notée $\phi(t) = (\omega_1 - \omega_2)t + \phi_1 - \phi_2$, l'hamiltonien s'écrit alors :

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + mg\hat{z} + 2\hbar\Omega(t) \cos^2 \left(k\hat{z} + \frac{\phi(t)}{2} \right). \quad (3.9)$$

Le terme d'énergie potentielle introduit une dépendance linéaire en \hat{z} qui ne commute pas avec les termes en \hat{p} . Il est possible de s'affranchir de ce terme à l'aide de la transformation unitaire suivante $\hat{U} = \exp \left(\frac{i}{\hbar} \left(mgt\hat{z} - \frac{gt^2}{2}\hat{p} \right) \right)$. L'hamiltonien se transforme selon :

$$\hat{\tilde{H}} = \hat{U}\hat{H}\hat{U}^\dagger + i\hbar \frac{d\hat{U}}{dt} \hat{U}^\dagger. \quad (3.10)$$

Il en résulte l'hamiltonien suivant :

$$\hat{\tilde{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + 2\hbar\Omega(t) \cos^2 \left(k\hat{z} + \frac{\phi(t) - kgt^2}{2} \right). \quad (3.11)$$

En ajoutant une évolution quadratique kgt^2 à la phase du réseau optique dans le référentiel du laboratoire ($\phi(t) = \tilde{\phi}(t) + kgt^2$), les atomes sont en interaction avec un réseau quasi-stationnaire avec une phase $\tilde{\phi}(t)$ dans le référentiel en chute libre. À un terme diagonal près ($\hbar\Omega(t)$), non dépendant d'opérateur, l'hamiltonien se réécrit :

$$\hat{\tilde{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{\hbar\Omega(t)}{2} \left(e^{i2k\hat{z} + i\tilde{\phi}(t)} + e^{-i2k\hat{z} - i\tilde{\phi}(t)} \right) \quad (3.12)$$

Par ailleurs, le deuxième terme de $\hat{\tilde{H}}$ présente une périodicité spatiale, de période $\lambda/2$, ce qui incite à décomposer la fonction d'onde sur la base des ondes planes $\{|p_0 + 2a\hbar k\rangle\}$:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{a=-\infty}^{+\infty} C_a(t) |p_0 + 2a\hbar k\rangle. \quad (3.13)$$

3.2. MODÈLE THÉORIQUE ET ÉTUDE NUMÉRIQUE DES DIFFRACTIONS DE BRAGG ET DE QUASI-BRAGG

Dans cette base $\{|p_0 + 2a\hbar k\rangle\}$ l'hamiltonien s'écrit sous forme matricielle avec les éléments $\tilde{H}_{a,b} = \langle p_0 + 2b\hbar k | \hat{H} | p_0 + 2a\hbar k \rangle$:

$$\tilde{H}_{a,b} = \langle p_0 + 2b\hbar k | \frac{\hat{p}^2}{2m} | p_0 + 2a\hbar k \rangle + \frac{\hbar\Omega(t)}{2} \left(\langle p_0 + 2b\hbar k | e^{i2k\hat{z} + i\tilde{\phi}(t)} | p_0 + 2a\hbar k \rangle + \langle p_0 + 2b\hbar k | e^{-i2k\hat{z} - i\tilde{\phi}(t)} | p_0 + 2a\hbar k \rangle \right). \quad (3.14)$$

Les opérateurs $e^{\pm i2k\hat{z}}$ apparaissant dans les termes de couplage de la seconde ligne sont des opérateurs de translation de l'impulsion $e^{\pm i2k\hat{z}} |p_0\rangle = |p_0 \pm 2\hbar k\rangle$, ce qui conduit à une matrice tridiagonale dont les éléments non diagonaux sont $\frac{\hbar\Omega(t)}{2} e^{\pm i\tilde{\phi}(t)}$.

$$\tilde{H}_{a,b} = \delta_{a,a} \frac{(p_0 + 2a\hbar k)^2}{2m} + \frac{\hbar\Omega(t)}{2} \left(\delta_{a,b-1} e^{i\tilde{\phi}(t)} + \delta_{a,b+1} e^{-i\tilde{\phi}(t)} \right). \quad (3.15)$$

Nous obtenons donc l'hamiltonien dont les termes sont exprimés en unités adimensionnées, dans la base $\{|p_0 + 2a\hbar k\rangle\}$ en introduisant les variables $\gamma(t) = \frac{\Omega(t)}{8\omega_r}$ et $q_0 = \frac{p_0}{2\hbar k}$, où $\omega_r = \frac{\hbar k^2}{2m}$ est la pulsation de recul :

$$\hat{H} = 4\hbar\omega_r \begin{pmatrix} (q_0 - l)^2 & \gamma(t) e^{-i\tilde{\phi}(t)} & 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \gamma(t) e^{i\tilde{\phi}(t)} & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & q_0^2 & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & (q_0 + n)^2 & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \gamma(t) e^{-i\tilde{\phi}(t)} \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 & \gamma(t) e^{i\tilde{\phi}(t)} & (q_0 + n + l)^2 \end{pmatrix}$$

Les termes diagonaux de cette matrice représentent les énergies cinétiques de chaque état d'impulsion. Ces états sont ceux représentés sur la figure 3.3. Les états d'impulsion couplés de façon résonante $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ sont associés aux termes diagonaux q_0 et $q_0 + n$ (rouge). Les états non résonants intérieurs sont liés aux termes allant de $q_0 + 1$ à $q_0 + n - 1$ (vert). Une résolution numérique impose évidemment de limiter la dimension de la base étudiée. l états extérieurs sont considérés de part et d'autre des états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$. Les états extérieurs sont donc associés aux termes allant de $q_0 - l$ à $q_0 - 1$ et de $q_0 + n + 1$ à $q_0 + n + l$ (rose). Nous discutons du choix du paramètre l au travers de la partie 3.2.4. La résolution de l'équation de Schrödinger donne les coefficients $C_a(t)$ de l'équation (3.13). La phase de chaque composante de l'état atomique est obtenue à partir de l'argument de ce coefficient complexe et la population est obtenue à partir du module au carré de $C_a(t)$. Cette population est appelée P_a pour l'état $|p_0 + 2a\hbar k\rangle$.

3.2.3 Étude numérique avec distribution en impulsion

Nous avons vu dans l'équation (3.5) que la condition de Bragg est définie à partir de la quantité de mouvement initiale p_0 et des écarts en énergie entre les états d'im-

pulsion. Les états d'impulsion n'étant que faiblement séparés en énergie, de l'ordre de quelques énergies de recul, il est nécessaire de travailler avec une source atomique avec une faible dispersion en impulsion ($< \hbar k$). La distribution en impulsion de l'ensemble d'atomes utilisés est bien décrite par une distribution gaussienne $D_p(\delta_p)$ centrée sur p_0 avec un écart-type σ_p :

$$D_p(\delta_p) = \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2}}, \quad (3.16)$$

où $\delta_p = p - p_0$ est l'écart par rapport à la quantité de mouvement moyenne p_0 . Les processus précédemment décrits sont considérés pour un atome au centre de la distribution en impulsion, pour lequel la condition de résonance est satisfaite. Les autres classes d'impulsion de la distribution sont légèrement hors-résonance. Sur la figure 3.4, trois oscillations de Rabi sont représentées pour un pulse rectangulaire d'ordre $n = 1$, pour trois classes d'impulsion différentes : p_0 , $p_0 + 0,1\hbar k$ et $p_0 + 0,3\hbar k$. Pour le cas à résonance, la population dans l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ oscille entre 0 et 1 avec une fréquence $\Omega/2\pi$. Pour la figure 3.4, nous prenons $\gamma = 0,33$ ($\Omega = 2,64\omega_r \simeq 2\pi \times 10$ kHz). Cependant en s'éloignant de plus en plus de résonance, l'oscillation de Rabi a une fréquence plus élevée et une amplitude plus faible. Pour chacune des classes d'impulsion, nous obtenons l'évolution de la population dans l'état $|p_0 + \delta_p + 2\hbar k\rangle$, appelée $P_{a,\delta_p}(\tau)$. Pour obtenir la population $P_a(\tau)$, nous calculons la moyenne des populations $P_{a,\delta_p}(\tau)$ pondérées par la distribution $D_p(\delta_p)$. La simulation est réalisée pour différentes classes d'impulsion allant de $-\Delta_p$ à $+\Delta_p$:

$$P_a(\tau) = \int_{-\Delta_p}^{+\Delta_p} D_p(\delta_p) P_{a,\delta_p}(\tau) d\delta_p. \quad (3.17)$$

La courbe en rouge foncé, sur la figure 3.4.**b**, est l'oscillation de Rabi moyenne obtenue sur la distribution en impulsion en fonction de τ . Pour des durées d'interaction plus grandes, le processus de diffraction de Bragg est moins efficace en moyenne car les oscillations en fonction des différentes classes d'impulsion non résonantes se déphasent. L'amplitude de l'oscillation de Rabi moyenne s'atténue alors en allant vers des durées de pulses plus longues. Un test de convergence sur la population $P_a(\tau)$ en modifiant la valeur de Δ_p a été effectué et la simulation numérique converge en intégrant la distribution avec typiquement $\Delta_p = 3\sigma_p$.

3.2.4 Test de convergence sur la taille de la base

Le régime de quasi-Bragg implique de considérer les états non résonants proches des deux états couplés de façon résonante. Les calculs numériques imposent d'utiliser une base de taille limitée. Dans cette simulation en plus des deux états mis à résonance, nous considérons tous les états intérieurs, ainsi que l états extérieurs de part et d'autres des deux états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$. La base totale est alors composée de $1 + n + 2l$ états allant de $|p_0 - 2l\hbar k\rangle$ à $|p_0 + 2(n + l)\hbar k\rangle$. Pour optimiser le temps de calcul de la simulation numérique il est important de tronquer la base d'états d'impulsion pour le l le plus petit possible, mais suffisamment grand pour

3.2. MODÈLE THÉORIQUE ET ÉTUDE NUMÉRIQUE DES DIFFRACTIONS DE BRAGG ET DE QUASI-BRAGG

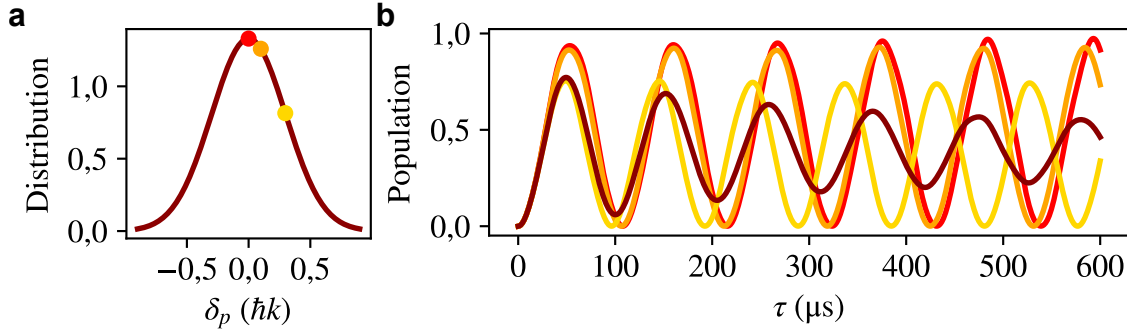


FIGURE 3.4 – Oscillations de Rabi en fonction de la distribution en impulsion de la source. (a) La distribution en impulsion de l'équation (3.16) est représentée avec $\sigma_p = 0,3\hbar k$. Trois quantités de mouvement sont mises en avant : $\delta_p = 0\hbar k$ (rouge), $\delta_p = 0,1\hbar k$ (orange) et $\delta_p = 0,3\hbar k$ (jaune). (b) Oscillations de Rabi pour ces trois paramètres d'impulsions, c'est-à-dire $P_{a,\delta_p}(\tau)$. La moyenne pondérée par la distribution en impulsion est en rouge foncé avec $\sigma_p = 0,3\hbar k$, c'est à dire $P_a(\tau)$.

bien rendre compte de la dynamique. Le nombre l minimal d'états supplémentaires à considérer dépend de l'évolution temporelle de l'amplitude du réseau. La figure 3.5 représente la population, après un pulse rectangulaire d'ordre $n = 1$, dans l'état diffracté $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ pour différents couples $\{\gamma, \tau\}$ et différentes valeurs de l .

Comme nous pouvons le voir sur les contours 2D pour les différents couples $\{\gamma, \tau\}$, les populations données par la simulation numérique dépendent de la taille de la base utilisée pour le calcul. En effet, le graphique de la figure 3.5.a, ne prenant compte aucun état extérieur, est complètement différent des autres. Cette situation représente le point de vue du régime de Bragg, où seuls deux états participent à la dynamique. Ici nous travaillons avec des profondeurs plus importantes que celles permises par l'approximation de Bragg. Nous voyons également que les transferts maximums, symbolisés par les îlots jaunes, ne sont pas obtenus pour les mêmes valeurs de $\{\gamma, \tau\}$ dans le cas de la figure 3.5.b par rapport aux autres valeurs de l . Les différences s'atténuent en allant vers des l plus grands jusqu'à ne plus être visibles sur ces graphiques, pour les cas $l = 4$ et $l = 5$ des figures 3.5.e et 3.5.f. Au-delà de $l = 5$, les différences sont tellement faibles qu'elles en deviennent négligeables. Nous remarquons également que cette convergence n'est pas identique en fonction du couple $\{\gamma, \tau\}$. Nous réalisons alors un test de convergence plus quantitatif. Il consiste à regarder l'écart des populations diffractées entre une situation où nous considérons l états supplémentaires à une situation où nous avons un nombre largement suffisant pour ce type de transfert ($l = 5$). Nous considérons que la simulation a convergé quand l'écart de populations entre les deux situations est inférieur à 0,001.

Les résultats de la figure 3.6 mettent en évidence le nombre d'états extérieurs qu'il est nécessaire de considérer pour que la simulation numérique converge. En effet, deux zones sont représentées sur ces contours 2D 3.6.a-e. Une zone bleue où le critère de convergence est satisfait et une zone rouge où il ne l'est pas. Un trait coloré représente la frontière entre ces deux zones. Ce trait coloré est tracé pour chaque cas sur la figure 3.6.f. Pour résumer, tant que le couple $\{\gamma, \tau\}$ se trouve en

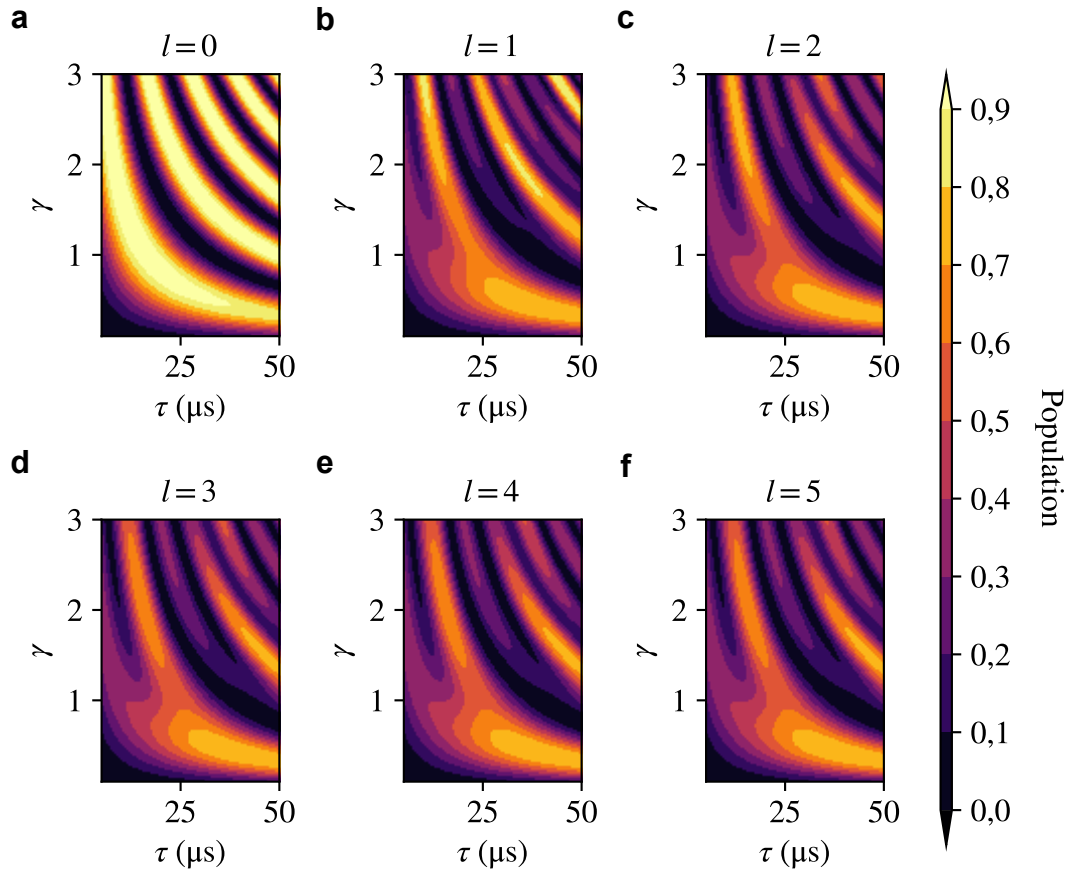


FIGURE 3.5 – Contours 2D des populations dans l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ pour différents couples $\{\gamma, \tau\}$ et pour différents nombres d'états extérieurs l de part et d'autre des états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, allant de $l = 0$ à $l = 5$ (a-f). Les valeurs des populations sont représentées en couleurs. Plus la couleur est claire plus la valeur de population obtenue est proche de 1.

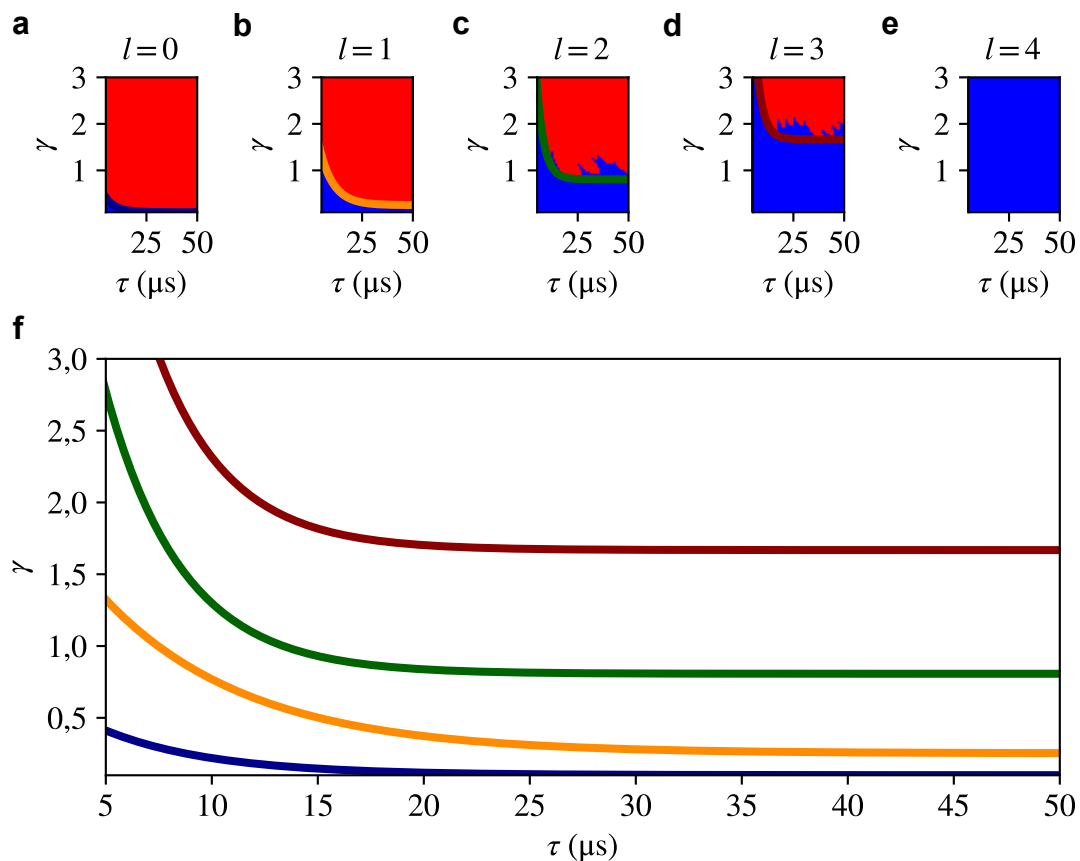


FIGURE 3.6 – Test de convergence : (a-e) écart des populations diffractées $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, à l'ordre $n = 1$, entre le résultat de la simulation pour l états extérieurs considérés et celui pour $l = 5$ (considéré comme suffisant), en fonction du couple $\{\gamma, \tau\}$. En bleu nous avons représenté les écarts inférieurs à 0,001 et en rouge les écarts supérieurs à 0,001. Nous avons réalisé un ajustement numérique des points séparant les deux zones. (f) Résultats des ajustements pour les différentes situations : $l = 0$ (bleu), $l = 1$ (orange), $l = 2$ (vert) et $l = 3$ (rouge).

dessous de cette frontière, la simulation a convergé. Ainsi nous obtenons le nombre d'états l optimal (sur la base de notre critère de convergence) à considérer. Ce type de test de convergence permet d'optimiser le temps de calcul [Szigeti *et al.*, 2012] et [Béguin *et al.*, 2022], sans biaiser la dynamique.

3.3 Étude expérimentale de la diffraction de quasi-Bragg

La description de la mise en place expérimentale du réseau optique est présente au chapitre précédent, à la section 2.3.1, page 39. Dans cette section, je présente les résultats de diffraction dans le régime de quasi-Bragg pour des ordres de diffraction allant de $n = 1$ à $n = 6$.

3.3.1 Diffraction de quasi-Bragg pour $n = 1$

Le processus de diffraction d'ordre $n = 1$ permet de coupler deux états d'impulsion séparés par $2\hbar k$: $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$. Pour ce faire, la différence de pulsation du réseau optique doit être ajustée en suivant la condition de résonance décrite par l'équation (3.5) pour $n = 1$:

$$\Delta\omega = 2\omega_D + 4\omega_r. \quad (3.18)$$

L'autre paramètre à ajuster expérimentalement est la pulsation de Rabi effective Ω , proportionnelle à la puissance optique des faisceaux lasers formant le réseau. Nous pouvons déterminer la valeur de la pulsation de Rabi en mesurant l'évolution des populations dans chacun des états en fonction de la durée de l'interaction. Selon les équations 3.2, un transfert maximal est obtenu pour $\Omega\tau = \pi$, soit pour la pulsation de Rabi en unité adimensionnée $\gamma\tau = \frac{1}{8\omega_r}\pi$, où τ est la durée de l'interaction correspondante.

Les oscillations de Rabi de la figure 3.7 sont obtenues pour un profil d'amplitude rectangulaire et une puissance par faisceau laser de 15 mW, correspondant à $\gamma = 0,33$ ($\Omega = 2,64\omega_r \simeq 2\pi \times 10$ kHz). Le transfert le plus efficace est obtenu pour une durée de pulse $\tau = 50$ μ s. Cela correspond bien à une phase de Rabi de π . L'atténuation des oscillations de Rabi due à la dispersion en impulsion du nuage, dont j'ai décrit l'évolution attendue à la section précédente, est également observée expérimentalement. Nous observons cependant un léger décrochage des données expérimentales par rapport à la simulation pour les temps longs. Ce désaccord est attribué à des fluctuations de la profondeur du réseau pour des durées d'interactions importantes. Le très bon accord entre les points expérimentaux et la simulation, sans paramètre ajustable, nous apporte une confiance et une compréhension importantes dans les diverses expériences que nous réalisons.

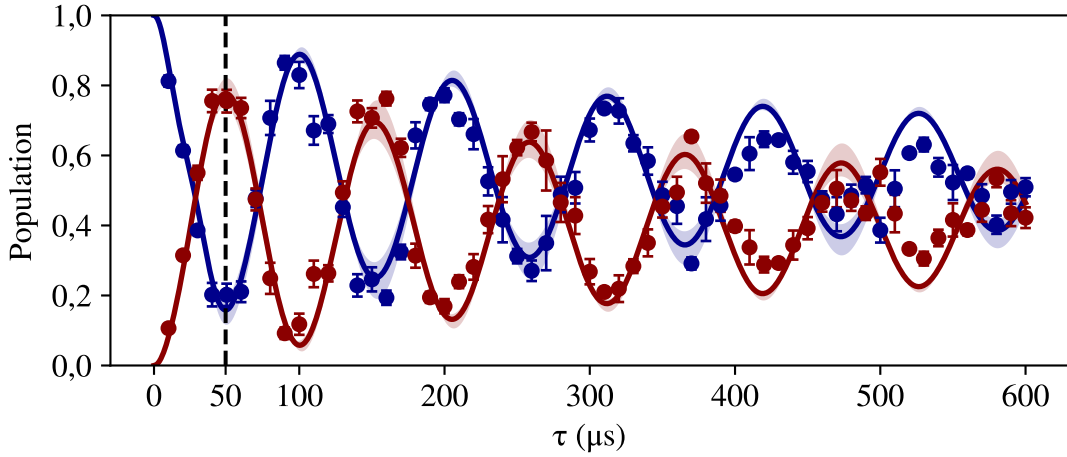


FIGURE 3.7 – Oscillations de Rabi avec des pulses rectangulaires pour $n = 1$. Les populations dans $|p_0\rangle$ (bleu) et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ (rouge) sont représentées, pour une puissance fixée, en fonction de la durée τ . Chaque point correspond à une moyenne de cinq expériences. Pour chaque expérience nous mesurons le rapport entre le nombre d’atomes correspondant à un état d’impulsion par rapport à la somme des atomes des deux états. Ces résultats sont comparés à la simulation numérique, dont les résultats sont représentés par les traits pleins. La simulation est réalisée pour une température effective de 25 nK. Les zones colorées correspondent à une variation de température effective de plus ou moins 10 nK. Le traitillé montre la durée du pulse permettant de faire le transfert le plus efficace.

3.3.2 Diffraction de quasi-Bragg pour $n > 1$

La diffraction dans le régime de quasi-Bragg, comme la diffraction dans le régime de Bragg, permet de peupler majoritairement deux états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ à la fin du pulse. Cependant, dans le cas de la diffraction de quasi-Bragg, une dynamique complexe existe entre les différents états d’impulsion pendant l’interaction. Il est nécessaire de considérer l’évolution des populations dans les états proches énergiquement des deux états ciblés. La dynamique au cours des interactions entre le réseau et le condensat dépend des premiers états extérieurs de part et d’autre des états ciblés ainsi que des états intérieurs, compris entre ces deux états. Nous allons dans un premier temps nous intéresser à l’effet de la forme du pulse sur la dynamique. Nous avons considéré trois types de profils plus ou moins abrupts : rectangulaire, gaussien et tangente hyperbolique [Kovachy *et al.*, 2012] définis respectivement par :

$$\gamma(t) = \begin{cases} \gamma_{\max} & \text{si } t \in]0; \tau[, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\gamma(t) = \begin{cases} \gamma_{\max} e^{-\frac{(t-\frac{\tau}{2})^2}{2\sigma^2}} & \text{si } t \in]0; \tau[, \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (3.20)$$

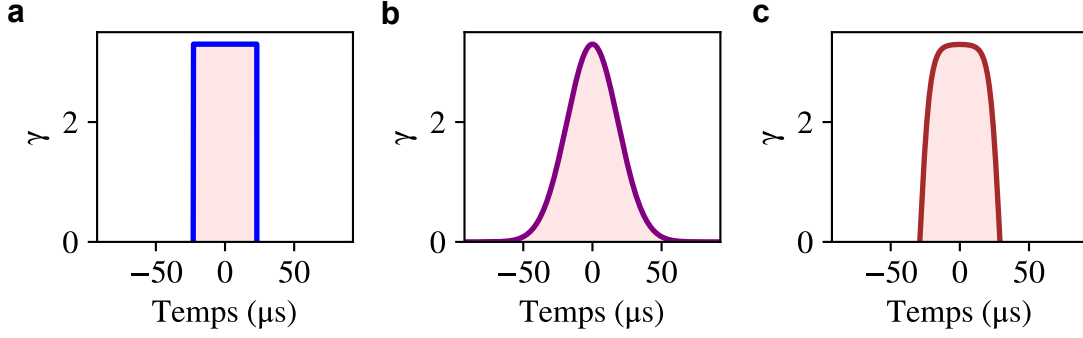


FIGURE 3.8 – Évolutions de pulsation de Rabi adimensionnée pour différents profils d'amplitude : rectangulaire (a), gaussien (b) et tangente hyperbolique (c) pour des aires équivalentes sous chaque pulse.

où σ est la demi-largeur à $1/\sqrt{e}$. En pratique, la gaussienne est tronquée à -5σ et $+5\sigma$, nous prenons donc $\tau = 10\sigma$.

$$\gamma(t) = \begin{cases} \gamma_{\max} \tanh\left(8\frac{t}{\tau}\right) \tanh\left(8\left(1 - \frac{t}{\tau}\right)\right) & \text{si } t \in]0; \tau[, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.21)$$

Ces trois formes de pulses sont représentées sur la figure 3.8 pour $\gamma_{\max} = 3,3$ et pour des aires équivalentes. Cela correspond pour le pulse rectangulaire à $\tau = 46 \mu\text{s}$, pour le pulse gaussien à $\tau = 185 \mu\text{s}$ ($\sigma = 18,5 \mu\text{s}$) et pour le pulse tangente hyperbolique à $\tau = 58 \mu\text{s}$. Pour comparer l'efficacité de chacun de ces pulses nous regardons la dynamique au cours de ces pulses avec une résonance à l'ordre $n = 3$ entre l'état $|p_0\rangle$ et l'état $|p_0 + 6\hbar k\rangle$. Les résultats de la simulation présents sur la figure 3.9 montrent que le pulse gaussien permet un meilleur transfert de population vers l'état $|p_0 + 6\hbar k\rangle$ dans le régime de quasi-Bragg comparé aux deux autres formes de pulses utilisés. En effet, l'allumage et l'extinction lents du réseau dans ce cas minimisent le peuplement dans les états non résonants. Dans le cas d'un transfert adiabatique, la très bonne efficacité est due à l'annulation des populations dans les autres états. Cela peut être interpréter comme un phénomène d'interférences entre les différents états. La présence des oscillations des populations quasiment en opposition de phases corrobore cette analyse.

Comme pour l'ordre de diffraction $n = 1$ de la figure 3.7, nous avons mesuré les populations dans les différents états d'impulsion en fonction de la durée du pulse, pour une pulsation de Rabi effective $\gamma_{\max} = 3,3$ ($\Omega = 26,4\omega_r \simeq 2\pi \times 100 \text{ kHz}$) et ainsi obtenir l'équivalent d'oscillations de Rabi pour l'ordre $n = 3$. L'étude précédente nous incite à considérer des profils permettant de commencer et de finir l'impulsion adiabatement. Nous utilisons donc des pulses gaussiens dont nous faisons varier σ . Ces oscillations sont représentées sur la figure 3.10. Nous remarquons deux régimes différents. Tout d'abord pour des pulses courts ($\sigma < 16 \mu\text{s}$), nous notons que tous les états d'impulsion sont peuplés à l'issue des pulses gaussiens, avec globalement une majorité d'atomes dans les deux états mis à résonance. Les atomes dans les états non résonants peuvent s'interpréter comme des pertes non adiabatiques dans la base des états de Bloch [Siemß *et al.*, 2020]. Ces pertes sont communément appelées pertes

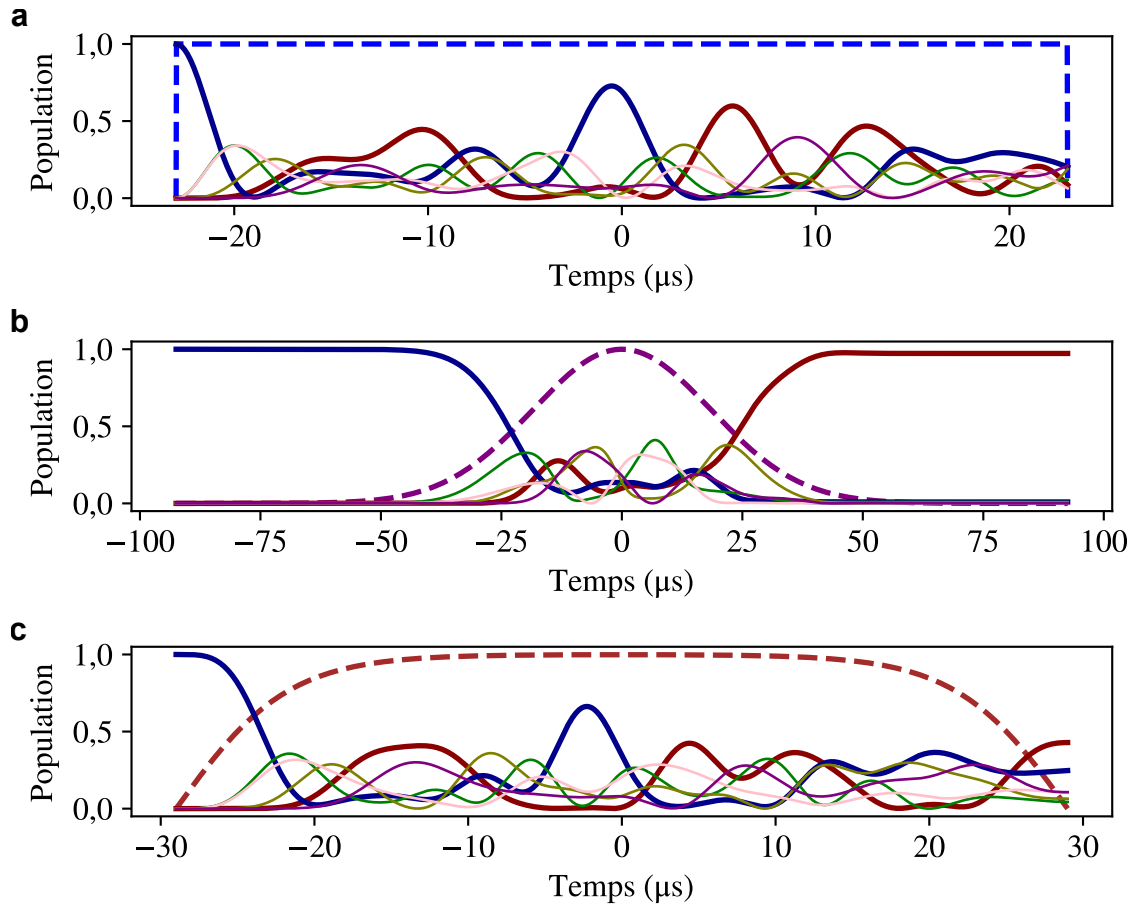


FIGURE 3.9 – Dynamique au cours des pulses : les populations dans chacun des états d’impulsion sont en traits pleins (les états mis à résonance : $|p_0\rangle$ (bleu) et $|p_0 + 6\hbar k\rangle$ (rouge), les états intérieurs $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ (vert) et $|p_0 + 4\hbar k\rangle$ (olive) et les états extérieurs $|p_0 - 2\hbar k\rangle$ (rose) et $|p_0 + 8\hbar k\rangle$ (violet). Les formes des pulses utilisées, normalisées à 1, sont représentées en pointillé (rectangulaire (a), gaussienne (b) et tangente hyperbolique (c)) et correspondent à celles de la figure 3.8.

Landau-Zener. Pour des pulses plus longs ($\sigma > 16 \mu\text{s}$), nous observons des oscillations uniquement entre les deux états principaux similaires aux oscillations de Rabi du régime de Bragg.

Le même type d'expérience a été effectué pour des pulses de diffraction de l'ordre $n = 2$ à $n = 6$. Les résultats de ces oscillations sont représentés sur la figure 3.11.a-e dans l'ordre croissant des n . Nous observons dans chacun de ces cas les deux mêmes évolutions que j'ai décrit précédemment pour $n = 3$. En effet, pour des pulses courts, il y a une déformation des oscillations des deux états mis à résonance due aux pertes non adiabatiques. Pour des pulses longs, une oscillation de Rabi propre au régime à deux ondes est obtenue. L'efficacité pour les pulses longs est dominée par les composantes non résonantes de la distribution en impulsion du nuage d'atomes. Nous observons également de nouveau le très bon accord entre les données expérimentales et la simulation numérique. Nous avons donc poursuivi cette étude avec la simulation numérique, en traçant l'efficacité de diffraction dans l'état $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ pour différents couples $\{\gamma_{\text{max}}, \sigma\}$ (avec $\gamma_{\text{max}} \in [0,1; 7]$ et $\sigma \in [1,5 \mu\text{s}; 60 \mu\text{s}]$). Ces résultats, sont présentés sur la figure 3.11.f-j. Le trait noir correspond à la valeur de γ_{max} des oscillations de gauche. Sur ces contours 2D, le régime de pulses courts est visible de par un îlot de transfert maximal difforme, en opposition au régime de pulses longs où les îlots sont plus clairement définis. De plus, si nous nous intéressons au pulse avec une phase de Rabi $\varphi_R = 3\pi$ par exemple, correspondant au deuxième îlot de transfert maximum. La puissance nécessaire pour réaliser ce transfert est de plus en plus grande. Le produit $\gamma_{\text{max}} \times \sigma$ est également de plus en plus important.

Nous nous sommes arrêtés à l'ordre de diffraction $n = 6$ car les puissances nécessaires pour réaliser des processus de diffraction aux ordres plus élevés augmentent rapidement et suivent une loi quadratique comme le montre l'ajustement numérique de la figure 3.12.a, où $\gamma_{\text{max}}^{\text{opt}}$ est défini comme étant la valeur de γ_{max} correspondant au meilleur transfert du deuxième îlot ($\varphi_R = 3\pi$). Il semble donc impossible d'atteindre de très grands ordres de diffraction avec ces pulses. Il est important de mentionner qu'en allant vers des ordres de diffraction plus élevés il est nécessaire d'utiliser des pulses avec une aire plus grande pour un transfert équivalent, ce qui aura pour effet d'augmenter les pertes par émission spontanée. Le taux d'émission spontanée [Steck, 2023] peut s'écrire comme :

$$R_{\text{SC}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{sat}}}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + I/I_{\text{sat}}}, \quad (3.22)$$

avec $\Gamma \simeq 2\pi \times 6,1 \text{ MHz}$ la largeur naturelle de l'état excité et I/I_{sat} le paramètre de saturation, où $I_{\text{sat}} \simeq 1,7 \text{ mW.cm}^{-2}$. Le désaccord Δ est très grand par rapport à la largeur naturelle Γ , les pertes par émission spontanée sont donc proportionnelles à l'aire sous le pulse. La figure 3.12.b montre une évolution linéaire de l'aire du pulse proportionnelle à $\gamma_{\text{max}}^{\text{opt}} \times \sigma$, divisée par n , pour comparer une quantité d'impulsion équivalente, en fonction de l'ordre de diffraction.

Pour la réalisation d'interféromètres atomiques nous souhaitons avoir un pulse permettant une superposition cohérente entre deux états (séparatrice) et un pulse

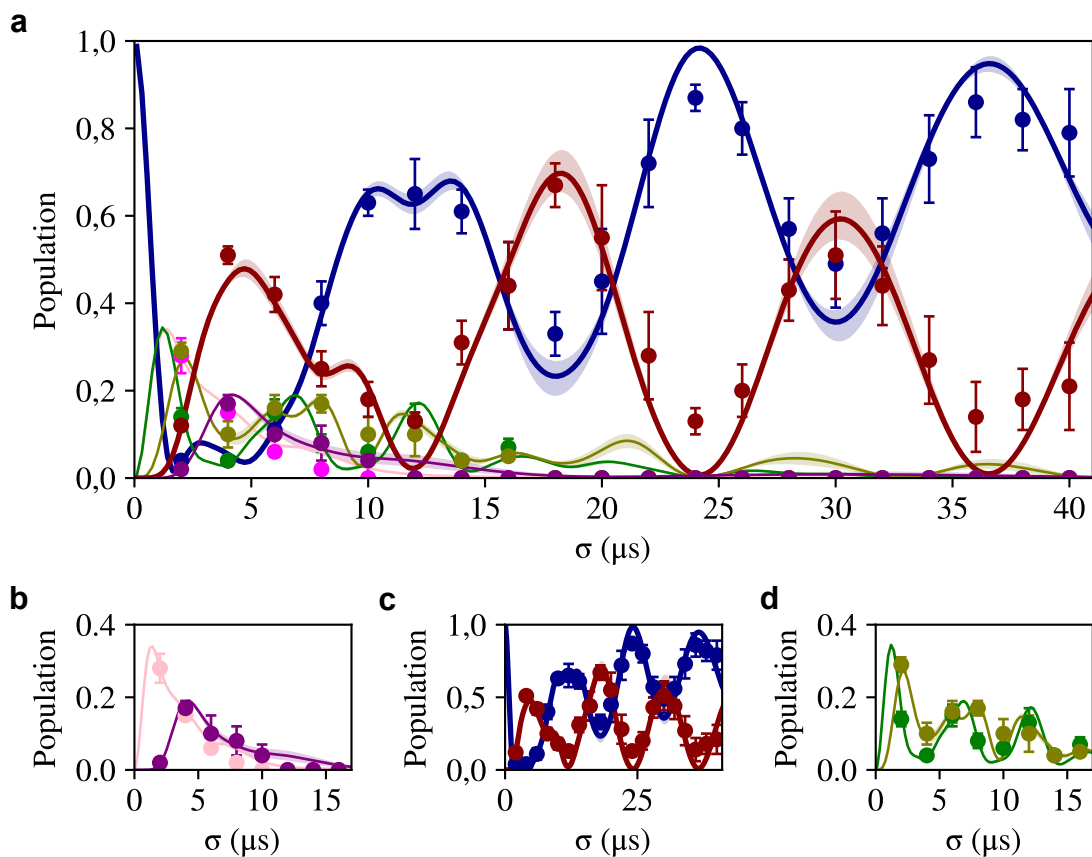


FIGURE 3.10 – (a) Évolution des populations dans les différents états d’impulsion en fonction de la durée d’un pulse gaussien d’ordre trois. Nous comparons les résultats expérimentaux à la simulation numérique. Les ronds correspondent à la moyenne de dix images où nous prenons l’amplitude des gaussiennes d’un ajustement numérique à plusieurs gaussiennes et nous faisons le rapport de l’amplitude de chaque gaussienne par rapport à la somme de toutes les amplitudes. Les traits pleins sont le résultat de la simulation pour une dispersion en impulsion correspondant à une température de 30 nK avec des zones colorées correspondant à une variation de température de plus ou moins 10 nK. Ces mêmes oscillations sont tracées séparément pour les états extérieurs (b), les états ciblés (c) et les états intérieurs (d).

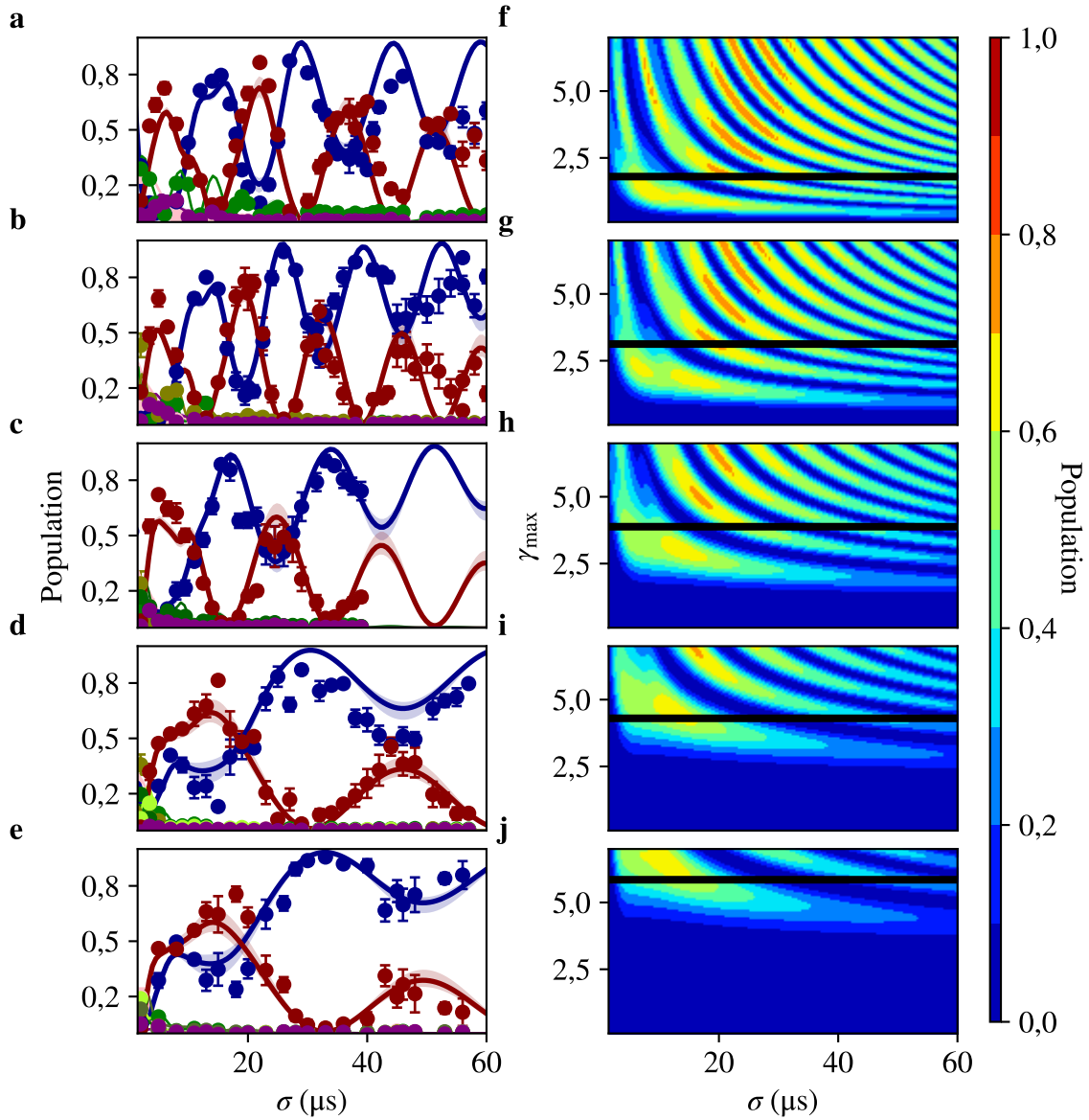


FIGURE 3.11 – Évolutions des populations dans les différents états d'impulsion en fonction des paramètres du réseau $\{\gamma_{\max}, \sigma\}$. Nous avons représenté les résultats pour des ordres de diffraction allant de deux à six pour les graphiques de haut en bas. Les évolutions des populations en fonction de la durée du pulse sont tracées pour un γ_{\max} fixé (trait noir à droite) (a-e). Pour chacun des cas la population de l'état $|p_0\rangle$ est en bleu et l'état cible $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ est en rouge. Les populations de l'état $|p_0 - 2\hbar k\rangle$ sont en rose et celles de l'état $|p_0 + 2(n+1)\hbar k\rangle$ sont en violet. Les états compris entre les deux états résonants sont représentés en nuances de vert. Les contours 2D montrent l'évolution des populations simulées dans l'état $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ pour différents couples $\{\gamma_{\max}, \sigma\}$ (f-j). La ligne noire indique la valeur de γ_{\max} utilisée pour les courbes expérimentales correspondantes.

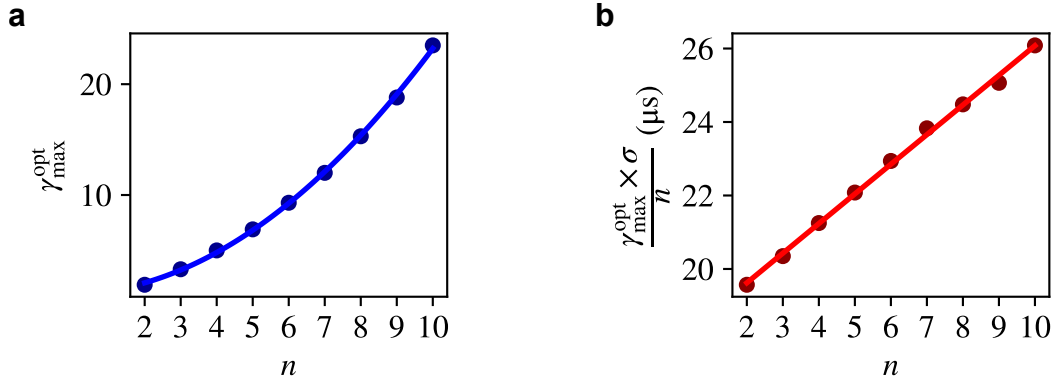


FIGURE 3.12 – (a) Évolution quadratique de l’amplitude du pulse optimal $\gamma_{\max}^{\text{opt}}$ ($\varphi_R = 3\pi$) en fonction de l’ordre n de diffraction. (b) Évolution linéaire de l’aire du pulse pour un transfert en impulsion équivalent pour des ordres de diffractions de 2 à 10.

permettant le transfert le plus efficace d’un état à l’autre (miroir). La section précédente montre que les meilleurs paramètres pour des pulses jouant le rôle de séparatrices et de miroirs à l’ordre $n > 1$ ne correspondent plus à une phase de Rabi de $\varphi_R = \pi/2$ et $\varphi_R = \pi$, car cette phase correspond au régime de pulses courts. En pratique, pour $n = 3$ par exemple, un meilleur compromis est trouvé entre les pertes non adiabatiques (pulses courts) et pertes dues à la largeur de la distribution en impulsion (pulses longs), $\varphi_R = 5\pi/2$ pour la séparatrice et $\varphi_R = 3\pi$ pour le miroir.

3.4 Interféromètre dans le régime de quasi-Bragg

3.4.1 Interféromètre de Mach-Zehnder

Une configuration d’interféromètre couramment utilisée est celle de Mach-Zehnder [Kasevich et Chu, 1991]. Cette géométrie a pour avantage de présenter une symétrie entre les deux bras. L’interféromètre Mach-Zehnder optique est composé d’une succession de lames de verres. Une lame séparatrice puis un miroir par bras et une seconde lame séparatrice. La première lame sert à créer deux chemins cohérents, les miroirs à dévier les trajectoires et une dernière lame pour recombiner les deux chemins de l’interféromètre. Le signal d’interférences est observé en mesurant l’intensité lumineuse des deux ports de sortie. Son pendant atomique suit le même déroulement avec un premier pulse permettant de créer une superposition cohérente équiprobable entre deux états d’impulsion, un deuxième pulse pour modifier la trajectoire des atomes sur chacun des chemins et un troisième pulse équivalent au premier avec pour objectif de recombiner les deux ondes atomiques. Dans la version atomique de l’interférométrie, nous mesurons les populations dans les deux ports de sortie. Dans le cas d’interféromètre réalisé avec des processus de diffraction de Bragg ou de quasi-Bragg, la détection des deux ports de sortie se fait par temps de vol. La figure 3.13 est une représentation spatio-temporelle de cet interféromètre atomique de Mach-Zehnder avec les trois réseaux optiques permettant la création,

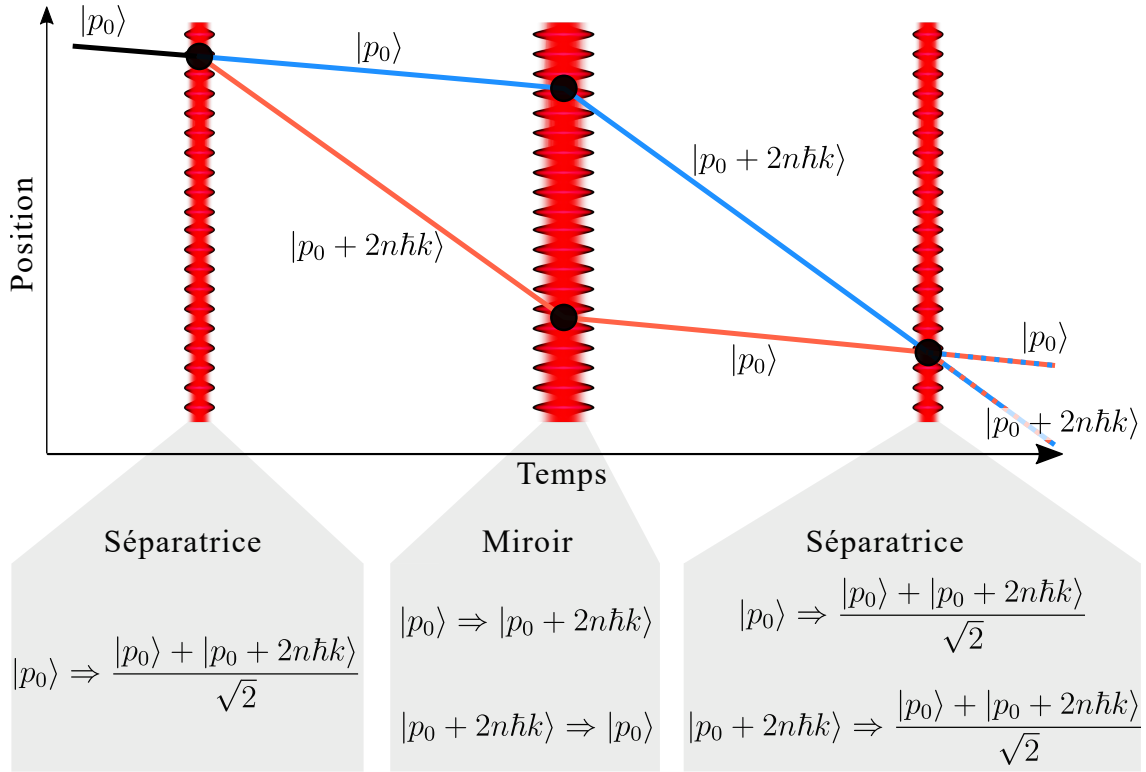


FIGURE 3.13 – Schéma spatio-temporel de l’interféromètre atomique avec une géométrie de Mach-Zehnder. Les trois pulses sont représentés par les trois réseaux optiques rouges. La source atomique est dans un premier temps dans l’état $|p_0\rangle$. Puis une superposition cohérente est créée entre deux états $|p_0\rangle$ sur le chemin bleu et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ sur le chemin orange. Après le pulse central, l’onde atomique du chemin bleu est transférée dans l’état $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ et inversement pour la partie du chemin orange. Les deux ondes de l’interféromètre sont ensuite recombinaisonnées avec le troisième pulse. Enfin, après un temps de vol, une détection spatiale des deux ports de sortie composés des chemins bleu et orange est faite.

la déviation et la recombinaison des deux chemins.

Pour chacune des interactions entre le réseau optique et l’ensemble d’atomes, une phase laser est imprimée sur la partie de l’onde atomique ayant subi la diffraction [Kasevich et Chu, 1992]. La différence de phase d’un interféromètre Mach-Zehnder entre ses deux bras est :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3, \quad (3.23)$$

où φ_i est la phase laser imprimée sur la partie diffractée pour le $i^{\text{ème}}$ pulse. Elle dépend de la position $\vec{r}_i(t)$ du nuage dans les équiphases lasers du réseau : $\varphi_i(t) = 2\vec{k} \cdot \vec{r}_i(t)$. La géométrie de cette configuration, spécifique aux gravimètres, fait que la différence de phase laser est :

$$\Delta\varphi = 2k(\alpha_g - g)t^2, \quad (3.24)$$

avec α_g l’accélération du réseau optique et g la projection de la gravité sur le réseau. Lors de la réalisation d’interféromètre nous appliquons une rampe de fréquence,

proportionnelle à la projection de la gravité sur l'axe de propagation des faisceaux formant le réseau. Cette rampe de fréquence est ajoutée à la fréquence de l'un des deux faisceaux grâce à un de nos deux modulateurs acousto-optiques (modulateur acousto-optique « f1 » de la figure 2.13, page 42) et elle est définie comme :

$$f(t) = 2 \frac{\alpha_g}{\lambda} t, \quad (3.25)$$

où λ est la longueur d'onde du laser. Cette rampe permet d'annuler le terme de phase liée à l'accélération gravitationnelle et ainsi placer le réseau dans le référentiel de l'atome en chute libre. Elle correspond au terme quadratique en phase discuté à l'équation (3.11).

Pour obtenir des franges nous modifions la phase d'un des deux faisceaux du réseau optique pendant un pulse de l'interféromètre. Nous répétons l'expérience en réalisant un incrément de la valeur de ce saut de phase pour chaque expérience. L'ajout de ce saut de phase se fait sur le signal pilotant le deuxième modulateur acousto-optique (modulateur acousto-optique « f2 » de la figure 2.13, page 42) après le pulse central de manière à ajouter cette phase au moment du dernier pulse φ_3 . Pour chaque valeur d'incrément de phase nous faisons la mesure du nombre d'atomes dans les deux ports de sortie. La population normalisée au nombre total d'atomes détectés est obtenue comme le rapport de la somme des coups sur chacun des pixels d'un port de sortie et de la somme des pixels de tous les ports. La visibilité $V = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$ que nous obtenons est issue de l'ajustement numérique suivant :

$$P = \Theta (1 + V \cos(\delta_\phi + \varphi_0)) , \quad (3.26)$$

où Θ est la valeur moyenne du signal, δ_ϕ est l'amplitude du saut de phase laser et φ_0 est une phase à l'origine.

3.4.2 Interféromètre $2\hbar k$

L'interféromètre utilisant des processus de diffraction de Bragg ou de quasi-Bragg d'ordre $n = 1$ permet d'avoir une description similaire à d'autres techniques basées sur un système à deux niveaux telle que celle des transitions Raman. Nous utilisons une configuration « $\pi/2 - \pi - \pi/2$ », c'est-à-dire que le premier et le dernier pulses ont une phase de Rabi égale à $\frac{\pi}{2}$ et le pulse central a une phase de Rabi égale à π . Par exemple, pour la situation de la figure 3.7, avec des pulses rectangulaires, le premier et le dernier pulse ont une durée de 25 μs et le pulse central de 50 μs pour un $\gamma_{\max} = 0,33$ ($\Omega = 2,64\omega_r \simeq 2\pi \times 10$ kHz). Les franges d'interférences sont obtenues par un incrément de phase de 0 à 2π par pas de 0,35 rad. Chaque série est répétée trois fois. Les mesures sont représentées sur la figure 3.14 avec une période de 2π et une opposition de phase entre les deux ports de sortie. Les données expérimentales sont très bien reproduites par un ajustement numérique sinusoïdal qui est la signature d'un interféromètre à deux ondes. Nous obtenons une visibilité $V = 79 \pm 1\%$.

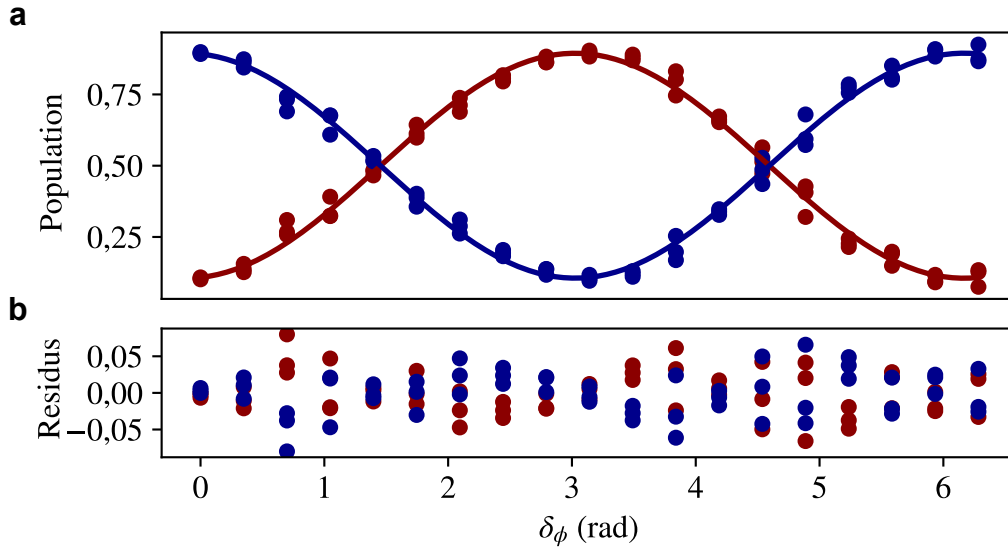


FIGURE 3.14 – (a) Franges d’interférences d’un interféromètre à trois pulses à l’ordre un où nous avons réalisé un saut de phase δ_ϕ . En point, l’évolution de la population dans le port de sortie correspondant à un nuage d’atome de l’état $|p_0\rangle$ en bleu et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ en rouge en fonction de ce saut de phase. Nous réalisons un ajustement numérique décrit par l’équation (3.26) en trait plein. (b) La différence entre les données expérimentales et l’ajustement numérique est présentée sur le second graphique.

3.4.3 Interféromètre avec plusieurs ports de sortie

Pour des interféromètres utilisant des interactions d’ordres élevés dans le régime de quasi-Bragg, le choix de la phase de Rabi utilisée pour chacun des pulses est très important. En effet, comme je l’ai présenté dans la partie précédente de ce chapitre, pour des pulses avec une courte durée, des états d’impulsion non voulus sont peuplés. Sur la figure 3.15.a les différents chemins obtenus sont représentés pour un interféromètre avec trois pulses d’ordre $n = 2$. Sur ce schéma nous considérons les états $|p_0\rangle$, $|p_0 + 4\hbar k\rangle$, l’état intérieur $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ et les premiers états extérieurs $|p_0 - 2\hbar k\rangle$ et $|p_0 + 6\hbar k\rangle$.

Nous avons réalisé cette expérience d’interféromètre d’ordre deux en choisissant les pulses séparatrices avec une phase de Rabi $\varphi_R = 5\pi/2$ avec $\sigma_S = 19 \mu\text{s}$ et un pulse miroir de phase de Rabi $\varphi_R = \pi$ avec $\sigma_M = 6,4 \mu\text{s}$ (figure 3.15.b). La profondeur du réseau pour ces pulses est $\gamma_{\text{maxS,M}} = 1,8$ ($\Omega = 14,4\omega_r \simeq 2\pi \times 54 \text{ kHz}$). Sur la figure 3.16 les franges d’interférences pour $n = 2$ sont présentées avec un pas de saut de phase de 0,175 rad, de $\delta_\phi = 0$ à $\delta_\phi = 2\pi$. Les franges d’interférences mesurées dans les deux ports de sortie principaux (figure 3.16.a) ont une période de $\frac{2\pi}{n}$ et sont bien en opposition de phase l’un avec l’autre. Les résultats expérimentaux sont complétés par la simulation numérique avec des résultats similaires. Nous remarquons une déformation de ces franges, les franges des deux ports principaux ne sont plus sinusoïdales. La déformation observée est principalement attribuée à la population dans l’état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ (figure 3.16.b). Cela confirme que l’utilisation d’un pulse

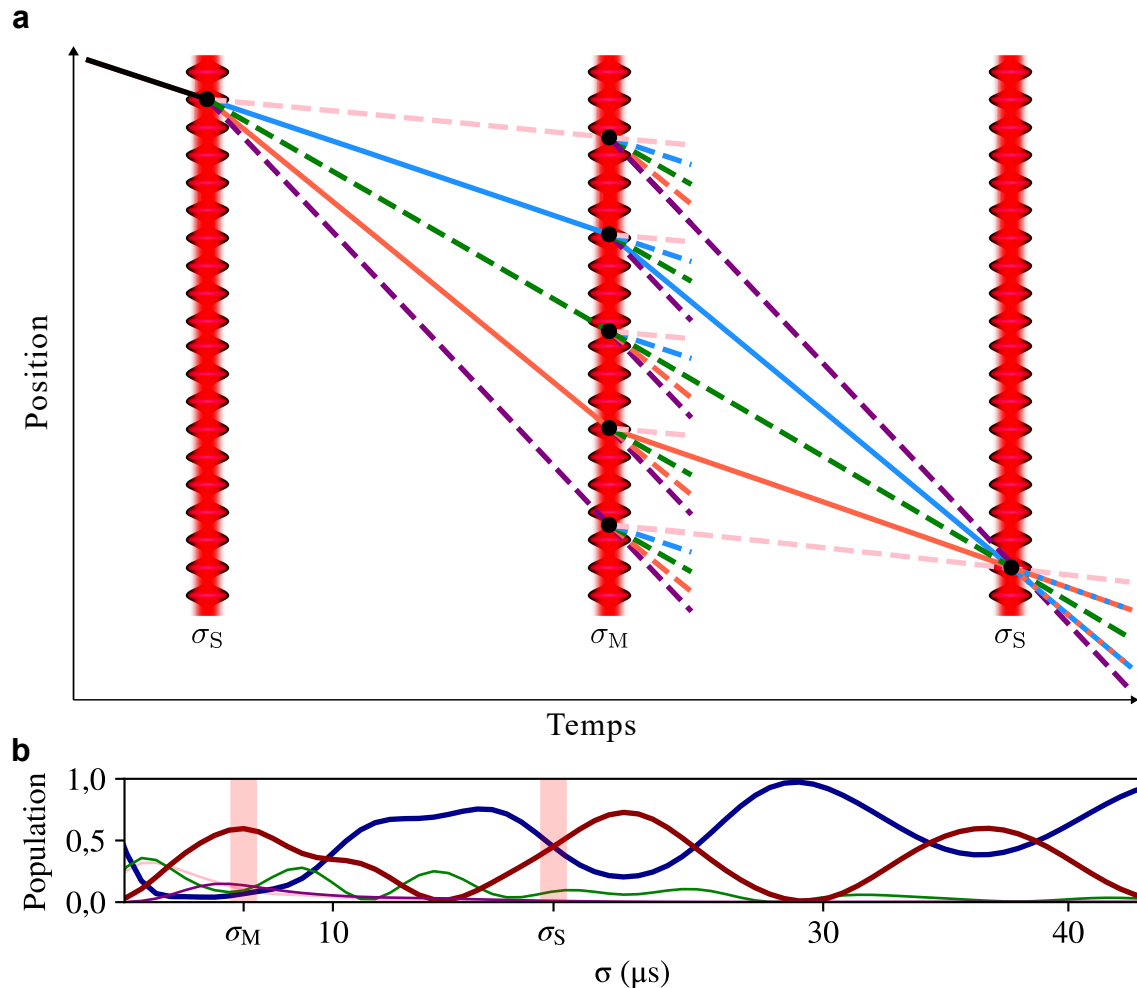


FIGURE 3.15 – (a) Schéma spatio-temporel d'interféromètre atomique avec une séparation en impulsion entre les deux bras de $4\hbar k$. Les trois pulses sont représentés par les trois ondes rouges, avec des durées σ_S pour le premier et le dernier pulse et une durée σ_M pour le pulse central. Les deux chemins principaux sont en traits pleins et les chemins non voulus sont en traitillés. (b) Oscillations de Rabi pour $n = 2$ en fonction de la durée du pulse. Sur ce graphique sont indiquées les durées des pulses utilisés expérimentalement.

dans le régime de pulses courts (pour le miroir ici) invalide l'approximation à deux ondes.

3.4.4 Interféromètre dans les régimes de pulses courts et longs

Nous nous sommes ensuite intéressés à des interféromètres utilisant des pulses de diffraction d'ordre supérieur à 1 ($n = 3$) dans les deux régimes du quasi-Bragg pour le pulse miroir. Nous avons pris un pulse miroir court avec une phase de Rabi de $\varphi_R = \pi$ et un pulse miroir long avec une phase de Rabi de $\varphi_R = 3\pi$, avec des efficacités comparables. La profondeur du réseau est $\gamma_{\max S, M} = 3,3$ ($\Omega = 26,4\omega_r \simeq 2\pi \times 100$ kHz). Dans la première situation les pertes sont dominées par des pertes non adiabatiques cohérentes et pouvant interférer. Dans la seconde situation l'efficacité du pulse miroir est limitée principalement par la sélection en impulsion. Ces pertes sont incohérentes et donc ne créent pas de chemin interférométrique parasite. Les durées des pulses choisies pour les pulses séparatrices sont $\sigma_S = 16 \mu\text{s}$ et pour le pulse miroir, dans le cas du pulse court $\sigma_M = 4,5 \mu\text{s}$ et pour le pulse long $\sigma_M = 18 \mu\text{s}$. Comme pour la situation de l'ordre $n = 1$, nous réalisons un ajustement sinusoïdal (équation (3.26)) du signal interférométrique (figure 3.17.a.d). Les valeurs des visibilité obtenues sont similaires dans ces deux configurations. Pour le pulse miroir court nous mesurons une visibilité $V = 55 \pm 2\%$ et pour le cas d'un long nous avons $V = 53 \pm 1\%$. Nous observons que les données expérimentales pour l'interféromètre avec le pulse court s'éloignent du comportement d'une sinusoïde. Cela est mis en avant par l'écart entre les données expérimentales et l'ajustement sinusoïdal qui est plus important dans le cas du pulse court que celui du pulse long (3.17.b-c.e-f). Dans la situation du pulse miroir long, la distribution des résidus semble suivre une loi normale, alors que pour les résidus de l'expérience à pulse court la distribution est bi-modale. Cette structure avec deux maxima est signe de l'existence d'une modulation dans ce signal. Nous attribuons cette différence à la présence plus importante de pertes dans les états non résonants participants au signal d'interférence. Ces pertes non adiabatiques créent des interféromètres parasites et déforment les franges d'interférences des deux ports de sortie principaux.

Dans le cas d'un interféromètre à deux ondes, l'information sur la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre est extraite en calculant la fonction inverse du modèle sinusoïdal. Dans la situation d'interféromètres à ordre de diffraction supérieur à 1, nous ne sommes plus dans une situation d'interféromètre à deux ports de sortie mais plutôt dans une situation avec plusieurs voies de sortie. Il est donc plus difficile d'extraire mathématiquement l'information sur la phase de notre interféromètre. Ce qui peut conduire à des biais de mesure. Il est très important de considérer l'influence des états parasites pour interpréter correctement le signal interférométrique et ainsi améliorer les mesures faites avec l'interféromètre [Parker *et al.*, 2016] et [Kirsten-Siemß *et al.*, 2023].

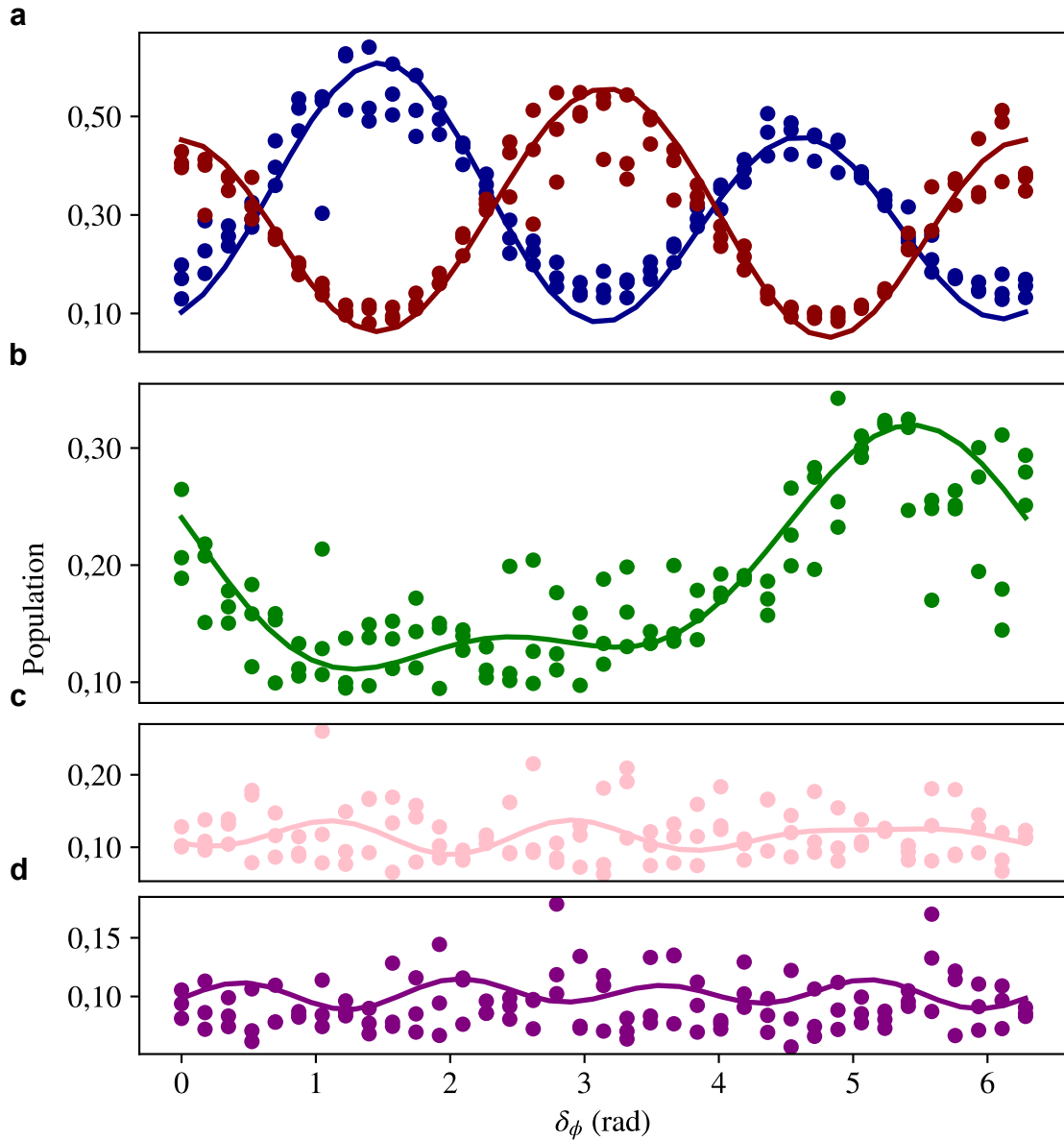


FIGURE 3.16 – Franges d’interférences pour un interféromètre réalisé avec des pulses d’ordre $n = 2$. Les populations dans les différents ports de sortie sont tracées en fonction du saut de phase δ_ϕ : les deux ports principaux $|p_0\rangle$ (bleu) et $|p_0 + 4\hbar k\rangle$ (rouge) (a), le port intérieur $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ (b) et les ports extérieurs $|p_0 - 2\hbar k\rangle$ (c) et $|p_0 + 6\hbar k\rangle$ (d). Les ronds sont les données expérimentales obtenues en réalisant 3 fois 37 incréments de 0,175 rad. Les traits pleins sont les résultats de la simulation numérique.

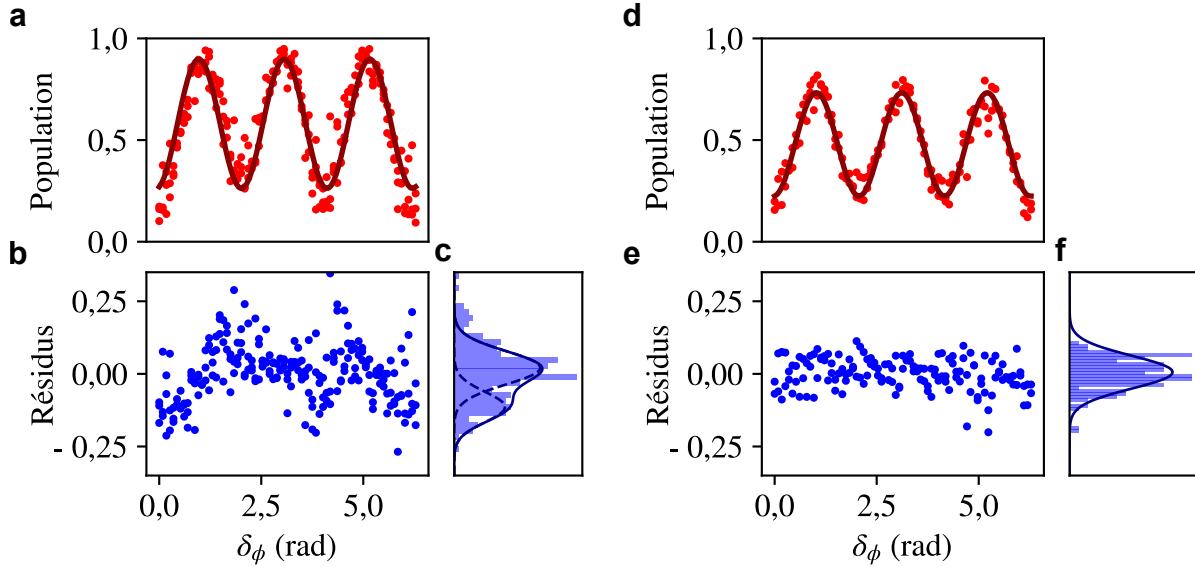


FIGURE 3.17 – Franges d’interférences avec un pulse miroir court (a) et un long (d). Les points rouges sont les données expérimentales et le trait rouge est l’ajustement sinusoidal. Les points bleus sont la différence entre l’ajustement sinusoidal et les points expérimentaux (b et e). Enfin, l’histogramme bleu représente la distribution des résidus auquel nous avons ajouté un ajustement numérique à deux gaussiennes (c) et une gaussienne (f).

Conclusion

Dans ce chapitre, j’ai fait la présentation de nos résultats concernant la diffraction d’un condensat de Bose-Einstein par un réseau optique. J’ai décrit le modèle théorique que nous utilisons pour réaliser les simulations numériques de ces processus en prenant en compte la dispersion en impulsion de la source atomique. J’ai également discuté au travers d’un test de convergence de l’impact du nombre d’états à considérer, dans la simulation, en fonction de la durée du pulse et de la profondeur du réseau. Puis, à partir de ce modèle théorique j’ai discuté des résultats expérimentaux de pulses de diffraction dans le régime de quasi-Bragg. J’ai ensuite présenté les résultats d’une oscillation de Rabi à l’ordre $n = 1$ et j’ai montré l’importance d’utiliser un pulse gaussien pour les ordres supérieurs à 1. Finalement, j’ai présenté les oscillations de Rabi pour des ordres de diffraction de $n = 2$ à $n = 6$.

À travers ces oscillations de Rabi nous avons observé deux régimes pour des pulses courts et pour des pulses longs. Avec des pulses courts nous avons des pertes non adiabatiques, ce qui se traduit par une distribution des populations dans les différents états d’impulsion en gardant un plus grand nombre d’atomes dans les deux états ciblés. Le régime à pulses longs peut être décrit comme un système à deux niveaux, où l’inefficacité de transfert est liée à des pertes non cohérentes par sélection en impulsion. Ces résultats expérimentaux et ceux de la simulation nous permettent de faire une étude des interféromètres en fonction des deux régimes de pulses. J’ai mis en avant le très bon accord entre les résultats expérimentaux et la simulation numérique, sans l’utilisation de paramètre ajustable. Ce très bon ac-

cord nous donne un appui important pour la compréhension des interféromètres atomiques que nous développons.

Dans la dernière partie, j'ai présenté les résultats d'interféromètres atomiques avec une géométrie Mach-Zehnder utilisant trois pulses. Dans un premier temps j'ai montré les résultats pour un interféromètre avec des pulses d'ordre $n = 1$ et de phases de Rabi : $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$, respectant bien l'approximation à deux ondes. Dans un second temps, nous avons vu les interféromètres avec des pulses d'ordres supérieurs à 1. Pour ces interféromètres nous notons l'importance de considérer les états non résonants. Nous avons d'abord étudié le cas de l'interféromètre $n = 2$ qui nous montre une déformation des franges d'interférences des deux ports de sortie principaux. Par la suite, nous avons mis en évidence que la déformation des franges était plus importante quand nous travaillons dans un régime de pulses courts où la dynamique est dominée par les pertes dans les autres états d'impulsion. Notre équipe s'intéresse actuellement à ces effets au travers d'une collaboration avec des collègues de l'université d'Hanovre : Jan-Niclas Kirsten-Siemß, Naceur Gaaloul et Klemens Hammerer.

Chapitre 4

Séquences cohérentes de diffraction de Bragg pour des interféromètres *LMT*

Sommaire

4.1	Présentation des techniques d'interféromètres <i>LMT</i>	84
4.2	Accélération avec une séquence de pulses de Bragg	87
4.2.1	Efficacité de transfert	87
4.2.2	Pulses de Bragg indépendants	88
4.3	Séquence d'accélération utilisant la méthode <i>CEBS</i>	90
4.3.1	Interféromètre de Ramsey	90
4.3.2	Interférences destructives des pertes	92
4.3.3	Accélération de 37 pulses	94
4.4	Résultats expérimentaux des interféromètres <i>LMT</i>	99
4.4.1	Interféromètres <i>LMT</i> pour N petit	99
4.4.2	Interféromètres <i>LMT-CEBS</i> pour N grand	102
	Conclusion	106

Ce chapitre se concentre sur l'étude d'interféromètres utilisant des séparatrices atomiques avec une grande séparation en impulsion. Le dispositif actuellement en développement dans notre équipe vise à créer des interféromètres dont les bras sont séparés spatialement de plusieurs dizaines de centimètres, afin de pouvoir contrôler les potentiels sur chacun des bras, notamment dans le cadre de tests de neutralité de la matière. Ces expériences nécessitent une séparation en impulsion d'au moins $100\hbar k$. Au-delà des applications envisagées par notre équipe, la manipulation d'une fonction d'onde atomique avec de grands transferts d'impulsion est un prérequis pour de nombreux projets en physique fondamentale, tels que la détection d'ondes gravitationnelles [Abe *et al.*, 2021] et la recherche de nouvelles contraintes sur les théories de la matière noire [Di Pumpo *et al.*, 2024]. Ces projets exigent des séparations qui

vont au-delà de $1000\hbar k$. Par ailleurs, les interféromètres à grands transferts d'impulsion sont envisagés pour améliorer la sensibilité de certains capteurs inertiels, tels que les gradiomètres [Salvi *et al.*, 2023], ainsi que pour des mesures de la constante de structure fine [Estey *et al.*, 2015]. Par la suite, nous utilisons l'acronyme *LMT* de l'anglais *Large Momentum Transfer* pour désigner les interféromètres à grands transferts d'impulsion.

4.1 Présentation des techniques d'interféromètres *LMT*

Dans le chapitre précédent, j'ai présenté des résultats de diffraction dans le régime de quasi-Bragg pour des transferts par pulse de $2n$ -photons allant jusqu'à $12\hbar k$. Des interféromètres atomiques jusqu'à $24\hbar k$ ont été réalisés par l'équipe de Holger Müller [Müller *et al.*, 2008b]. Cependant, aller au-delà semble très compliqué en raison de puissance laser requise et du nombre croissant d'interféromètres parasites.

Pour dépasser cette limite, des séparatrices atomiques en deux étapes sont envisagées. La première étape crée la superposition cohérente entre deux états d'impulsion $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ modérément séparés, avec un pulse $\pi/2$ de Bragg par exemple. Ensuite, une ou les deux composantes subissent une accélération continue à l'aide d'oscillations de Bloch ou de manière séquentielle avec une succession de pulses. Ce principe est illustré sur la figure 4.1 dans le cas d'un interféromètre dans la configuration Mach-Zehnder, où l'accélération se fait sur un seul bras à la fois (seule géométrie utilisée au cours de ma thèse). Dans le cas de la figure 4.1, le paquet d'onde du bras orange est accéléré par un transfert de $2N_a\hbar k$. Une séparatrice atomique est alors obtenue entre un état d'impulsion $|p_0\rangle$ et un état d'impulsion $|p_0 + 2(n + N_a)\hbar k\rangle$. Après un temps de vol libre T' , une séquence de décélération du bras orange est effectuée pour retourner à la séparation initiale produite par le premier pulse. Le pulse miroir inverse la superposition entre les états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2n\hbar k\rangle$ sur chacun des bras. La séquence décrite pour le chemin orange (accélération, vol libre puis décélération) est alors mise en place sur le chemin bleu. Enfin, les deux bras interfèrent sur un dernier pulse séparatrice.

L'accélération cohérente sur chacun des bras peut être réalisée par des oscillations de Bloch. Une observation de ces oscillations a été réalisée pour la première fois en 1996 [Wilkinson *et al.*, 1996] puis une étude détaillée de ces accélérations a été menée par l'équipe de Christophe Salomon en 1997 [Peik *et al.*, 1997], démontrant un transfert de $100\hbar k$. Pour réaliser ce type de séparatrice *LMT*, la séquence commence généralement par un pulse permettant de créer une superposition cohérente, avec une transition de Bragg ou une transition Raman. Ensuite, un des bras est adiabatiquement chargé dans un réseau, puis accéléré par oscillations de Bloch [Denschlag *et al.*, 2002].

Une réalisation expérimentale d'un interféromètre de Ramsey-Bordé de $10\hbar k$ avec

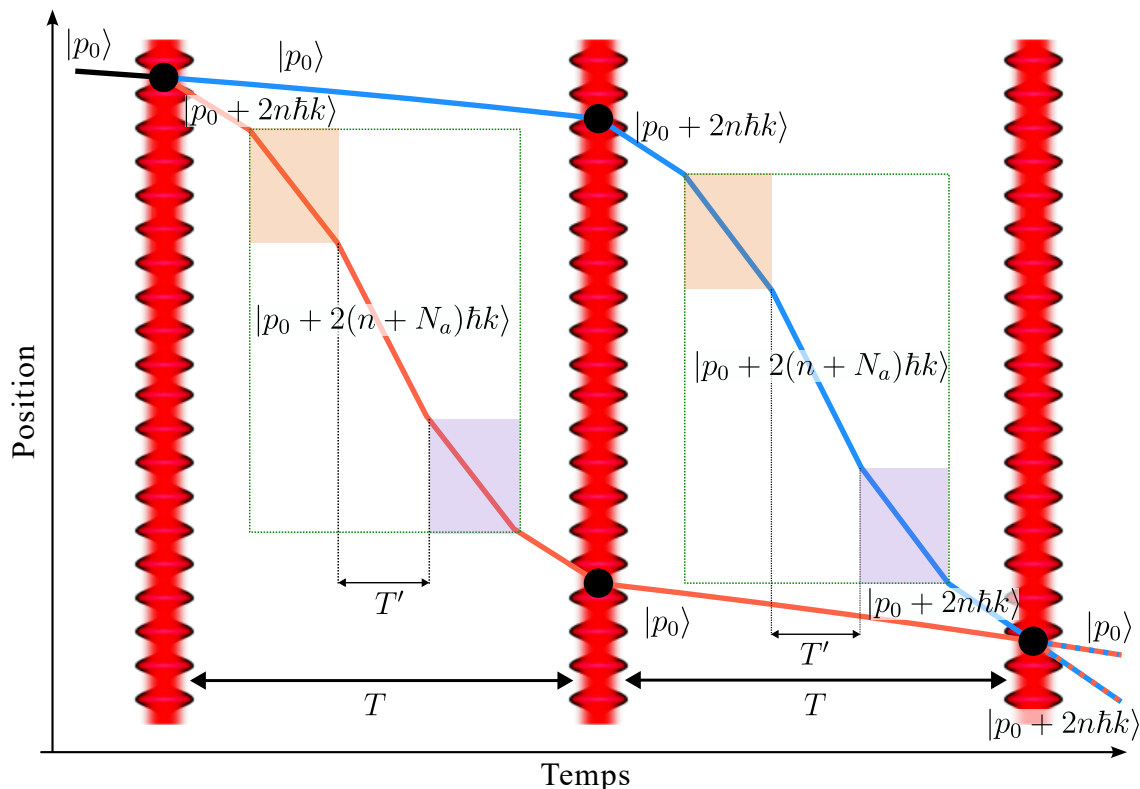


FIGURE 4.1 – Schéma d'un interféromètre *LMT*. Ce schéma est basé sur un interféromètre à trois pulses (séparatrice-miroir-séparatrice). Entre les deux premiers pulses, la séquence (zone verte) composée d'une accélération (zone orange), d'un temps de propagation T' et d'une décélération (zone violette) est appliquée uniquement sur le chemin du bas (trait orange). La même séquence est réalisée après le pulse miroir sur le chemin du haut (trait bleu).

une transition Raman pour le premier pulse, suivie d'une accélération de Bloch, a été effectuée par [Cladé *et al.*, 2009]. Une proposition utilisant un pulse de Bragg pour créer la séparation initiale a également été réalisée [Müller *et al.*, 2009]. L'équipe de John Close à Canberra a démontré un interféromètre avec une séparation en impulsion de $80\hbar k$ avec un pulse de diffraction de Bragg d'ordre $n = 5$, suivi d'une accélération de Bloch [McDonald *et al.*, 2013]. Ils ont également réalisé une séparatrice atomique de $510\hbar k$ avec cette méthode. Une solution, où la séparation préalable à l'accélération est elle aussi réalisée par oscillation de Bloch, a permis à Holger Müller et ses collègues de réaliser un interféromètre avec une séparation entre les deux bras de $240\hbar k$ [Pagel *et al.*, 2020]. Le record avec cette technique a été obtenu par l'équipe de Ernst Rasel, qui a démontré un interféromètre avec une séparation de $408\hbar k$ utilisant une succession de deux pulses de double diffraction d'ordre $n = 1$ suivie d'une accélération de Bloch [Gebbe *et al.*, 2021].

Une méthode alternative aux accélérations par oscillations de Bloch consiste à transférer de l'impulsion de façon séquentielle. Une accélération utilisant des transitions Raman successives a été réalisée en 1994 [Weitz *et al.*, 1994] avec un transfert de $140\hbar k$. Pour cela, il est nécessaire d'inverser la direction de propagation des faisceaux formant le réseau optique. Ce type de transfert a été mis en œuvre dans un interféromètre avec une séparation de $6\hbar k$ [McGuirk *et al.*, 2000].

En 2011, l'équipe de Mark Kasevich [Chiu *et al.*, 2011] a démontré un interféromètre *LMT* de $102\hbar k$ basé sur une succession de transitions de Bragg d'ordre de diffraction $n = 3$. Pour ce faire, ils utilisent des pulses gaussiens relativement longs ($\sigma \sim 100 \mu\text{s}$) afin de rendre négligeables les pertes non adiabatiques. Cette approche entraîne une très grande sélectivité en impulsion des pulses qui doit être compensée par une source atomique très froide (4 nK). Ainsi, ils parviennent à obtenir une efficacité de transfert de 94% par pulse, ce qui correspond à une efficacité de 97% par $\hbar k$ transféré. Avec une méthode similaire, l'équipe de Subhadeep Gupta a réalisé un pulse dans le régime de Raman-Nath pour obtenir une répartition dans trois états. Ensuite, ils ont accéléré simultanément le bras du haut et le bras du bas avec des pulses de diffraction de Bragg d'ordre $n = 3$ et ainsi, ils ont obtenu un interféromètre avec une séparation de $112\hbar k$ [Plotkin-Swing *et al.*, 2018].

Enfin, notons que le transfert d'impulsion séquentiel peut être réalisé à l'aide de transitions à un photon sur des transitions quasi-interdites (transition d'horloge optique). Récemment, l'équipe de Jason Hogan a réalisé un interféromètre avec une séparation en impulsion de $141\hbar k$ en utilisant la transition 1S_0 - 3P_1 du strontium [Rudolph *et al.*, 2020] puis de $400\hbar k$ [Wilkason *et al.*, 2022] avec une efficacité par $\hbar k$ passant de 98,9% à 99,4% en ajoutant une modulation du terme de couplage afin d'adresser les deux bras de l'interféromètre simultanément.

Dans la suite de ce chapitre, je présente une technique d'accélération séquentielle basée sur la mise en évidence de phénomènes d'interférences destructives entre les pertes non adiabatiques à l'issue de pulses successifs. Cette méthode, appelée *Cohherent Enhancement of Bragg pulse Sequences* (*CEBS*), nous a permis de réaliser des

transferts d'impulsion rapides et de démontrer un interféromètre avec une séparation en impulsion de $200\hbar k$. Des résultats de cette étude ont été publiés dans le journal de l'*American Physical Society : Physical Review L* [Béguin *et al.*, 2023].

4.2 Accélération avec une séquence de pulses de Bragg

Dans cette section, je présente les éléments de caractérisation des séquences de transition de Bragg permettant d'augmenter le transfert d'impulsion pulse après pulse. Dans cette étude, nous ne considérons que des transitions d'ordre $n = 1$ car nous avons vu que les pertes par émission spontanée, à désaccord Δ fixé, sont plus importantes dans le cas d'un pulse d'ordre supérieur à 1 (figure 3.12, page 72). Par ailleurs, afin de réaliser un transfert efficace entre deux états de Bragg, il est nécessaire d'adapter pour chaque pulse la condition vue au chapitre précédent (équation (3.18), page 65). Le terme Doppler passe successivement de :

$$k \frac{p_0}{m} \quad \Rightarrow \quad k \frac{p_0 + 2\hbar k}{m} \quad \Rightarrow \quad k \frac{p_0 + 4\hbar k}{m} \quad \Rightarrow \quad \dots \quad (4.1)$$

La différence de pulsations $\Delta\omega$ est donc augmentée de $2k \frac{2\hbar k}{m}$, c'est-à-dire de $8\omega_r$, par pulse d'accélération. Ces transitions sont représentées sur le diagramme énergie-impulsion de la figure 4.2.a et sur le schéma espace-temps de la figure 4.2.b pour le cas de quatre pulses successifs.

4.2.1 Efficacité de transfert

La sensibilité des interféromètres dépend de l'efficacité totale des séquences d'accélération et de décélération. L'efficacité totale est définie comme la probabilité qu'un atome soit détecté dans l'état accéléré ciblé. Pour cela, nous modélisons l'efficacité de la séquence comme une succession de $2N$ processus, ce qui conduit à la loi exponentielle suivante :

$$N_{\text{atomes}} = \prod_{i=1}^{2N} E_i, \quad (4.2)$$

avec N_{atomes} le nombre d'atomes normalisé et E_i l'efficacité du $i^{\text{ème}}$ pulse. Un interféromètre *LMT* est composé d'une séquence de N pulses d'accélération et de N pulses de décélération par bras. Nous effectuons donc $2N$ pulses par bras. Afin d'illustrer ce modèle, nous prenons comme exemple trois valeurs d'efficacité totale : 50%, puis 10% et enfin 1%. Pour simplifier, nous considérons dans un premier temps l'efficacité par pulse identique pour chaque pulse $E_i = E_X \forall i \in [1; N]$. Sur la figure 4.3 l'efficacité par pulse E_X est représentée en fonction de la séparation en impulsion visée pour ces trois valeurs d'efficacité totale. Ces courbes montrent l'importance de pulses individuellement efficaces pour réaliser des grands transferts d'impulsion. À

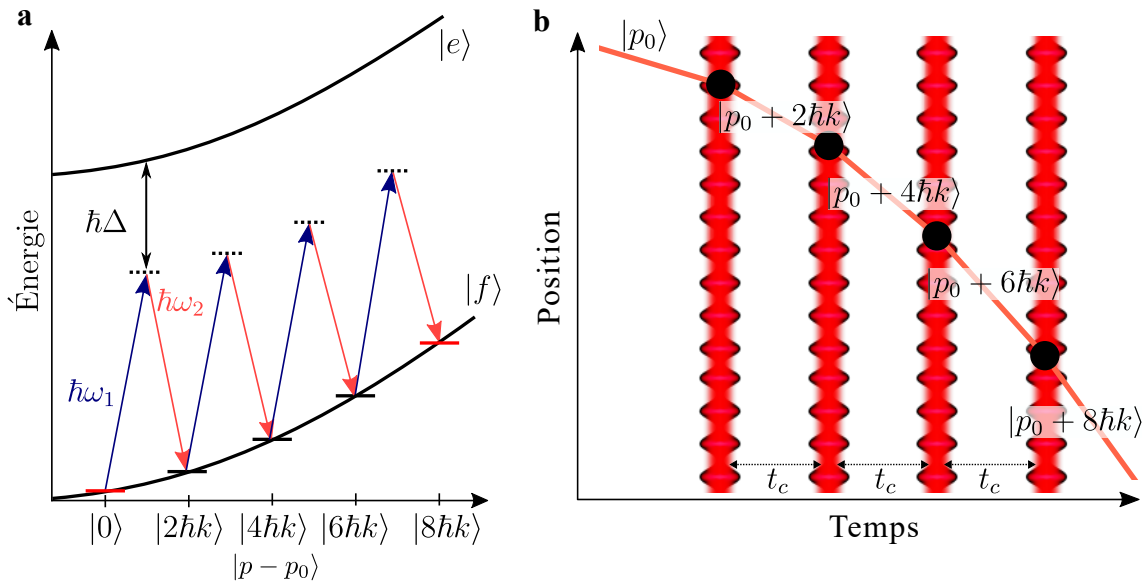


FIGURE 4.2 – Accélération avec une séquence de pulses de Bragg. **(a)** Diagramme énergie-impulsion pour une succession de 4 pulses. La différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2$ est incrémentée d'un pas de $8\omega_r$ d'un pulse à l'autre. **(b)** Schéma espace-temps d'une succession de 4 pulses permettant de passer de l'état $|p_0\rangle$ à l'état $|p_0 + 8\hbar k\rangle$. Les impulsions lasers sont séparées par un temps de propagation libre : t_c .

titre d'exemple, pour réaliser un interféromètre avec une séparation de $100\hbar k$ en détectant 10% des atomes, il faut que chaque pulse soit associé à une efficacité de transfert de $E_X = 97,7\%$. Pour un transfert de $200\hbar k$ cette efficacité doit être au moins de $E_X = 98,9\%$ et pour un interféromètre de $1000\hbar k$ cette efficacité doit être au moins de $E_X = 99,8\%$.

4.2.2 Pulses de Bragg indépendants

Jusqu'à présent, les interféromètres *LMT* utilisant des pulses de diffraction de Bragg [Chiu *et al.*, 2011], [Kovachy *et al.*, 2015a] et [Plotkin-Swing *et al.*, 2018] optimisaient l'efficacité de chaque transition de manière indépendante. La stratégie consiste alors à minimiser autant que possible les pertes non adiabatiques en appliquant des impulsions lasers gaussiennes d'une durée suffisamment longue. Cependant, avoir un pulse long accroît les effets de sélection en impulsion. Il est donc important de travailler avec une source ayant une très faible dispersion en impulsion. Sur la figure 4.4, l'efficacité d'un pulse gaussien permettant le transfert de l'état $|p_0\rangle$ à l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ et de phase de Rabi $\varphi_R = \pi$, est représentée en fonction de sa durée σ pour trois dispersions en impulsion différentes ($\sigma_p = 0,3\hbar k$ ($T \simeq 33$ nK), $\sigma_p = 0,1\hbar k$ ($T \simeq 3,6$ nK) et $\sigma_p = 0,01\hbar k$ ($T \simeq 36$ pK)).

Le graphique de la figure 4.4 met en évidence le compromis nécessaire à trouver entre les pertes non adiabatiques pour des pulses courts et la perte d'efficacité en prenant des pulses plus longs à cause de la sélection en impulsion. L'efficacité

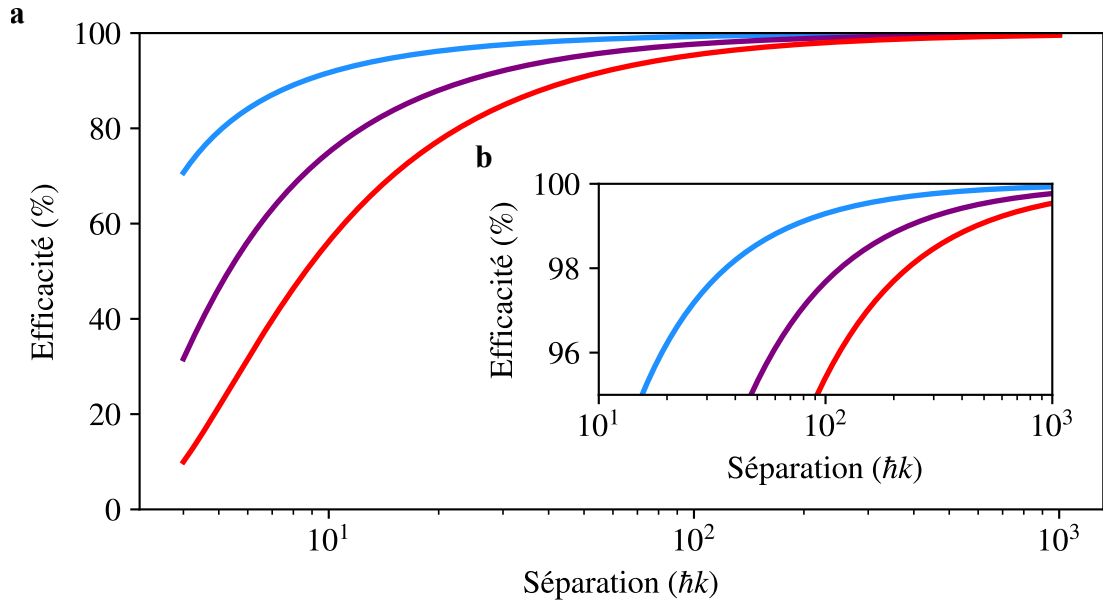


FIGURE 4.3 – (a) Efficacité par pulse E_X pour réaliser un interféromètre en fonction de sa séparation avec pour condition de détecter : 50% des atomes en bleu, 10% des atomes en violet et 1% des atomes en rouge. (b) Encart : zoom entre $E_X = 95\%$ et $E_X = 100\%$.

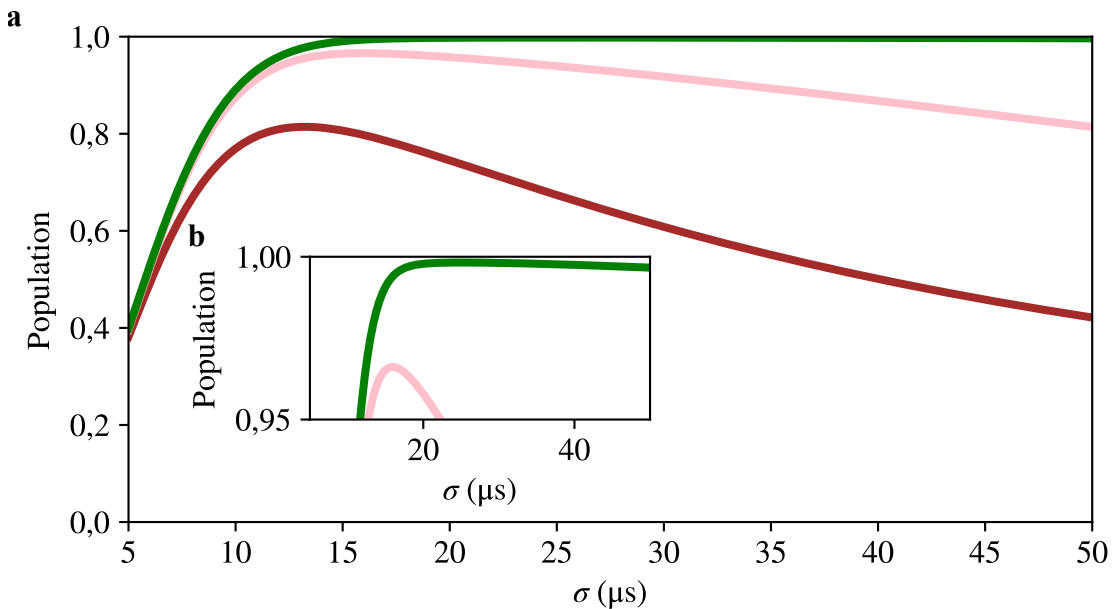


FIGURE 4.4 – (a) Population dans l'état diffracté $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ avec un pulse gaussien en fonction de la durée du profil gaussien σ pour différentes dispersions en impulsions : $\sigma_p = 0,3\hbar k$ en marron, $\sigma_p = 0,1\hbar k$ en rose et $\sigma_p = 0,01\hbar k$ en vert. (b) Encart : zoom entre $P_{|p_0+2\hbar k\rangle} = 0,95$ et $P_{|p_0+2\hbar k\rangle} = 1,00$.

maximale obtenue pour une source avec une dispersion en impulsion de $\sigma_p = 0,3\hbar k$ est de 81,4%, pour une source de $\sigma_p = 0,1\hbar k$ cette efficacité maximale est de 96,6% et pour une dispersion très faible de $\sigma_p = 0,01\hbar k$ l'efficacité d'un pulse atteint 99,8%.

En se basant sur les figures 4.3 et 4.4 et en prenant comme critère de faisabilité que 10% des atomes soient détectés, avec une dispersion de $\sigma_p = 0,3\hbar k$ il est possible de réaliser un interféromètre avec une séparation maximum de $10\hbar k$. Pour une dispersion de $\sigma_p = 0,1\hbar k$ nous pouvons réaliser un interféromètre dont les deux bras sont séparés de $66\hbar k$. Enfin, pour une dispersion en impulsion de $\sigma_p = 0,01\hbar k$ (température effective de 36 pK) il est possible de réaliser un interféromètre avec une séparation supérieure à $1000\hbar k$. Une source atomique avec une dispersion en impulsion aussi faible impose des processus de refroidissement par *Delta Kick Collimation* avec de longs temps de vol [Kovachy *et al.*, 2015b], [Deppner *et al.*, 2021] et [Gaaloul *et al.*, 2022]. Un autre élément important dans ces interféromètres *LMT* est la durée des séquences d'accélération et donc la durée totale de l'interféromètre. Dans l'exemple précédent, le pulse permettant le transfert le plus efficace a une durée $\sigma = 25 \mu\text{s}$, en tronquant la gaussienne à $\pm 5\sigma$ de son centre nous obtenons une durée totale par pulse de $\tau = 250 \mu\text{s}$. Pour maintenir une situation où les pulses sont indépendants et éviter des interféromètres parasites, il est raisonnable de considérer $t_c = 250 \mu\text{s}$ entre chaque pulse. La séquence interférométrique à $1000\hbar k$ a alors une durée totale de l'ordre de la seconde (avec $T' = 0$). Le déplacement pendant la séquence dû à la gravité et à l'accélération du réseau est de l'ordre du mètre, ce qui impose l'utilisation d'un dispositif de très grande taille.

Nous nous sommes alors intéressés à la mise en place d'une technique permettant de réaliser une succession de pulses avec des durées beaucoup plus courtes et un temps très court entre les pulses. Dans cette situation, d'un pulse à l'autre, deux paquets d'ondes dans deux états d'impulsion voisins se sont écartés l'un de l'autre d'une distance inférieure à la longueur de cohérence de la source. Il devient alors nécessaire de prendre en compte les effets d'interférences entre les états d'impulsions issus de différents pulses.

4.3 Séquence d'accélération utilisant la méthode *CEBS*

4.3.1 Interféromètre de Ramsey

Pour expliquer le principe de l'accélération avec la méthode *CEBS*, nous nous appuyons sur l'interféromètre de Ramsey [Ramsey, 1950]. Il est composé d'une succession de deux pulses, avec une phase de Rabi $\varphi_R = \pi/2$, séparés par un temps t_c . La figure 4.5.a illustre la géométrie d'un interféromètre Ramsey.

Dans cet interféromètre, les populations dans les états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ vont os-

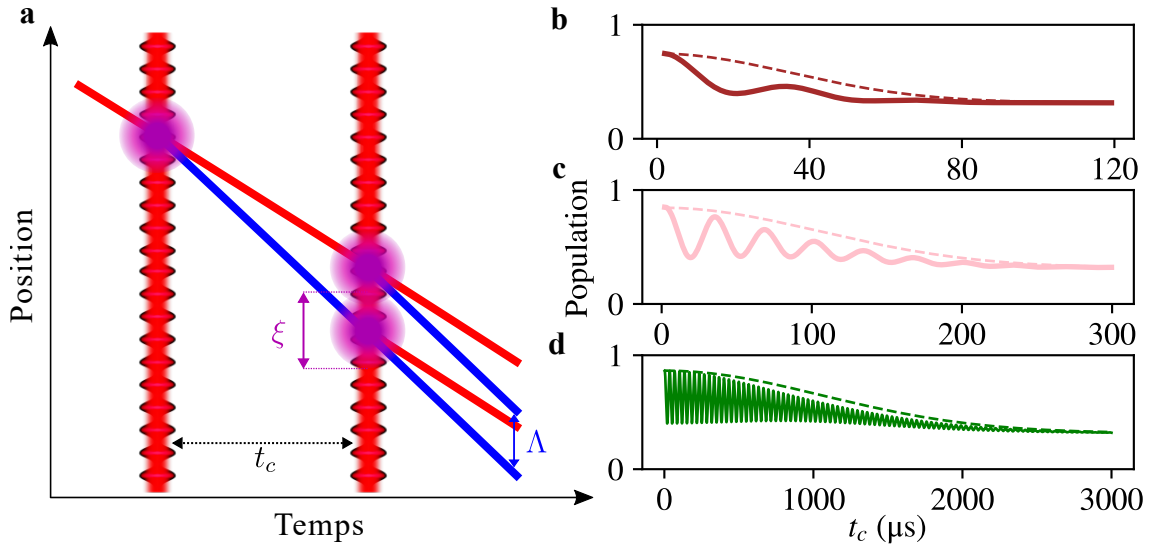


FIGURE 4.5 – (a) Schéma espace-temps de l'interféromètre de Ramsey. Il est composé d'une succession de deux pulses $\pi/2$ à résonance avec les deux états $|p_0\rangle$ (en rouge) et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ (en bleu). Population dans l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ en fonction de la durée entre les deux pulses pour différentes dispersions en impulsions : $\sigma_p = 0,3\hbar k$ (b), $\sigma_p = 0,1\hbar k$ (c) et $\sigma_p = 0,01\hbar k$ (d).

ciller en opposition de phase. La population dans l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ s'exprime comme :

$$P_{|p_0+2\hbar k\rangle} = \Theta (1 + V \cos (\Delta\varphi)) , \quad (4.3)$$

avec $\Delta\varphi$ la différence de phase de l'interféromètre de Ramsey :

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 , \quad (4.4)$$

où φ_i est la phase laser imprimée sur le bras adressé par le laser lors du $i^{\text{ème}}$ pulse. Elle dépend de la position $\vec{r}_i(t)$ du nuage dans les équiphases lasers du réseau : $\varphi_i(t) = 2\vec{k} \cdot \vec{r}_i(t)$. La différence de phase pour une classe d'impulsion δ_p autour de l'impulsion moyenne p_0 est :

$$\Delta\varphi = 2k \left(2v_r + \frac{\Delta\omega}{k} - \frac{p_0 + \delta_p}{m} \right) t_c , \quad (4.5)$$

où $\frac{\Delta\omega}{k}$ est la vitesse du réseau, elle est choisie pour compenser le terme Doppler $\frac{p_0}{m}$. Il en résulte :

$$\Delta\varphi = \left(8\omega_r - \frac{2k}{m}\delta_p \right) t_c . \quad (4.6)$$

Le développement mathématique permettant d'exprimer la population dans l'état diffracté est présenté en annexe. Cette population oscille en fonction de la différence de phase $\Delta\varphi$, donc elle oscille en fonction de la durée t_c . La fréquence de cette oscillation est différente pour chaque classe d'impulsion. En réalisant une moyenne pondérée des contributions de chaque classe d'impulsion sur toute la distribution $D_p(\delta_p)$ (équation (3.16), page 61), le signal moyen est atténué en allant vers des t_c

plus grand. La décroissance est d'autant plus rapide que la taille de la distribution en impulsion σ_p est grande. Les deux grandeurs mises en jeu dans ce phénomène sont la distance entre deux bras de l'interféromètre de Ramsey $\Lambda = 2v_r t_c$ et la longueur de cohérence de la source $\xi = \frac{\hbar}{\sigma_p}$, tel que :

$$P_{|p_0+2\hbar k\rangle} = \Theta \left(1 + V \cos(2k\Lambda) e^{-\frac{\Lambda^2}{2\xi^2}} \right). \quad (4.7)$$

Sur la figure 4.5.a nous représentons les trajectoires des paquets d'ondes, ainsi qu'une illustration de la longueur de cohérence ξ par rapport à la séparation entre les ports de sortie Λ . Il est clair qu'en augmentant t_c la longueur Λ devient plus grande que ξ . Nous avons réalisé la simulation de cet interféromètre de Ramsey, avec deux pulses $\pi/2$ rectangulaires : $\tau = 15 \mu\text{s}$ et $\gamma = 0,5$ ($\Omega = 4\omega_r \simeq 2\pi \times 15 \text{ kHz}$). Sur les graphiques de la figure 4.5.b-d, nous représentons la population dans l'état $|p_0 + 2\hbar k\rangle$. Elle oscille en fonction de t_c et l'amplitude de cette oscillation diminue jusqu'à s'annuler complètement. Nous comparons cette évolution à la formule (4.7) dont le terme $\exp(-\Lambda^2/2\xi^2)$ est représenté en pointillé pour les différents σ_p respectifs. Nous obtenons un bon accord entre les résultats de la simulation numérique et l'atténuation de forme gaussienne décrite par l'équation (4.7).

Un interféromètre de Ramsey décrit le cas d'une succession de deux pulses $\pi/2$ adressant successivement les deux mêmes états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$. Dans le cas de l'accélération que nous mettons en place dans l'interféromètre *LMT-CEBS*, nous réalisons une succession de pulses π adressant les états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, puis les états $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ et $|p_0 + 4\hbar k\rangle$, etc. Dans le cas de cette accélération, il est possible de faire un parallèle avec les interférences précédemment décrites.

4.3.2 Interférences destructives des pertes

Nous étudions des séquences de pulses visant à favoriser les interférences destructives entre les pertes. Deux conditions sont a priori nécessaires à l'observation de ces phénomènes d'interférences. Tout d'abord, les pertes doivent être dominées par des pertes non adiabatiques qui sont cohérentes entre elles. Pour cela, nous utilisons des pulses courts de profil rectangulaire ou tangente hyperbolique (figure 3.8, page 67), caractérisés par des discontinuités marquées. Une autre condition nécessaire pour observer les interférences est que la séparation entre les paquets d'ondes Λ entre deux pulses soit bien inférieure à la longueur de cohérence ξ . Pour cela, nous travaillons dans un régime de pulses très rapprochés ($t_c \ll \frac{\hbar}{2v_r\sigma_p}$).

Nous présentons le principe physique à l'aide d'un modèle simple fondé sur deux pulses π séparés par un intervalle de temps t_c (figure 4.6). Le premier pulse est résonant avec la transition de l'état $|p_0 + 2l\hbar k\rangle$ à l'état $|p_0 + 2(l+1)\hbar k\rangle$, tandis que le suivant l'est entre l'état $|p_0 + 2(l+1)\hbar k\rangle$ et l'état $|p_0 + 2(l+2)\hbar k\rangle$. Pour expliquer le phénomène nous considérons uniquement les pertes dans l'état $|p_0 + 2l\hbar k\rangle$, représentées en traitillés bleus sur la figure 4.6. Ces pertes sont attribuées à une transition imparfaite lors du premier pulse et un couplage non résonant lors du second pulse. Les amplitudes correspondantes à ces deux possibilités ont des valeurs

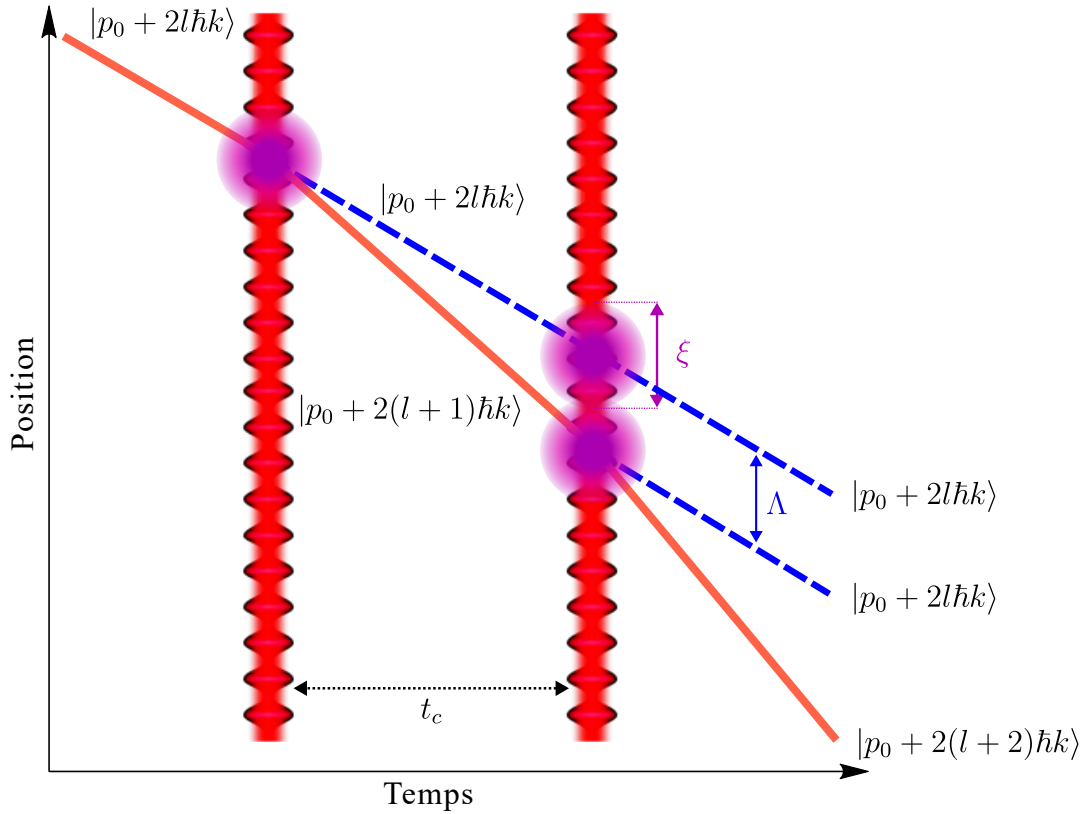


FIGURE 4.6 – Schéma espace-temps d'une succession de deux pulses π .

similaires : ϵ , mais sont déphasées de $\pi - 8\omega_r t_c$. Comme Λ est petit devant ξ , il existe une indétermination quant au chemin suivi, ce qui donne lieu à un phénomène d'interférences à deux ondes (analogue à un interféromètre de Ramsey). La population dans cet état de pertes s'écrit :

$$P_{|p_0+2l\hbar k\rangle} = 2\epsilon^2 (1 + \cos(\pi - 8\omega_r t_c)) . \quad (4.8)$$

Nous étudions le phénomène d'interférences expérimentalement, en prenant $l = 0$, sur une séquence de deux pulses tangentes hyperboliques avec $\tau = 30 \mu\text{s}$ et $\gamma_{\text{max}} = 0,85$ ($\Omega = 6,8\omega_r \simeq 2\pi \times 26 \text{ kHz}$). Les deux pulses sont séparés par un temps t_c pendant lequel les faisceaux lasers sont éteints. La source utilisée a une dispersion en impulsion $\sigma_p = 0,3\hbar k$ correspondant à une longueur de cohérence de $\xi \simeq 400 \text{ nm}$. La séparation entre deux canaux de pertes est alors comparable à la longueur de cohérence pour $t_c = 35 \mu\text{s}$. Les résultats de cette expérience sont représentés sur la figure 4.7.

Ces résultats et la simulation numérique confirment l'importance de tenir compte des phénomènes d'interférences dans ces séquences d'accélération. Cependant, les signaux d'interférences se révèlent plus complexes que la description suggérée par le modèle simple à deux ondes, nécessitant l'intégration de couplages non résonants supplémentaires à chaque pulse. Malgré cette complexité accrue, le modèle de perte de visibilité induite par la cohérence finie du paquet d'ondes ($\exp(-\Lambda^2/2\xi^2)$) est

en accord avec les résultats de la simulation. Cette dernière met en évidence le phénomène d'interférences destructives entre les pertes, illustré sur la figure 4.7.d par l'amplification de la population dans l'état résonant $|p_0 + 4\hbar k\rangle$ (à t_c court) par rapport à celle que nous obtenons pour des transitions indépendantes (à t_c long).

4.3.3 Accélération de 37 pulses

Nous avons caractérisé cette séquence d'accélération en utilisant une série de 37 pulses d'accélération ($74\hbar k$). Pour cette étude, les impulsions lasers ont un profil tangente hyperbolique d'une durée $\tau = 30 \mu\text{s}$. L'amplitude du réseau qui maximise le transfert après N impulsions ne correspond pas nécessairement à celle qui maximise le transfert pour une seule impulsion. En effet, l'efficacité d'une seule impulsion résulte d'un compromis entre la sélectivité en impulsion et les pertes non adiabatiques, tandis que pour une série de plusieurs pulses, les phénomènes d'interférences deviennent significatifs et sont exclusivement liés aux pertes non adiabatiques. Pour déterminer l'amplitude du réseau optimale permettant d'atteindre cette efficacité maximale, nous avons réalisé une étude numérique.

Nous simulons cette séquence, à partir du modèle présenté au chapitre précédent. Une séquence de N pulses nous imposerait d'utiliser des matrices de dimensions : $1 + N + 2l$ par $1 + N + 2l$ (où l est le nombre d'états extérieurs de part et d'autre des états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2N\hbar k\rangle$). De telles matrices, pour le calcul numérique, correspondent à des temps de calculs démesurés avec un ordinateur de bureau. À titre d'exemple pour une succession de 37 pulses le calcul dure 2 heures. C'est pourquoi nous appliquons une méthode de « matrices glissées ». Cette méthode consiste à travailler sur une matrice de petite taille correspondant aux dimensions obtenues à partir du test de convergence, vu au chapitre précédent, pour un seul pulse. Puis, nous décalons la matrice, c'est-à-dire : après le premier pulse nous supprimons les coefficients complexes correspondant au premier état et nous ajoutons de nouveaux termes, nuls initialement, pour l'état d'après et ainsi de suite. Nous conservons donc des matrices de petites tailles pour le calcul numérique en parcourant l'intégralité des états participants à notre accélération. Un schéma explicatif est représenté sur la figure 4.8. Grâce à cette méthode nous réalisons le calcul pour l'accélération de 37 pulses en une dizaine de minutes en obtenant un résultat similaire au calcul utilisant toute la base.

La figure 4.9 présente les résultats de la simulation pour une succession de pulses allant jusqu'à $N = 37$. Pour le cas $N = 37$, l'efficacité maximale est atteinte pour $\gamma_{\max} = 1,00$ ($\Omega = 8\omega_r \simeq 2\pi \times 30 \text{ kHz}$). L'efficacité du pulse seul pour un $\gamma_{\max} = 1,00$ est de 59%, ce n'est pas l'efficacité maximale pour ce pulse seul, qui est obtenue pour $\gamma_{\max} = 0,63$. Nous remarquons sur la figure 4.9.a une convergence vers une valeur de γ_{\max} en augmentant le nombre de pulses N . En pratique, il est raisonnable de considérer les efficacités des $N - 1$ derniers pulses comme égales et de les différencier de celle du premier pulse : $E_1 E_X^{N-1}$. Pour déterminer E_X , nous réalisons un ajustement numérique de cette loi exponentielle. La simulation de cette séquence

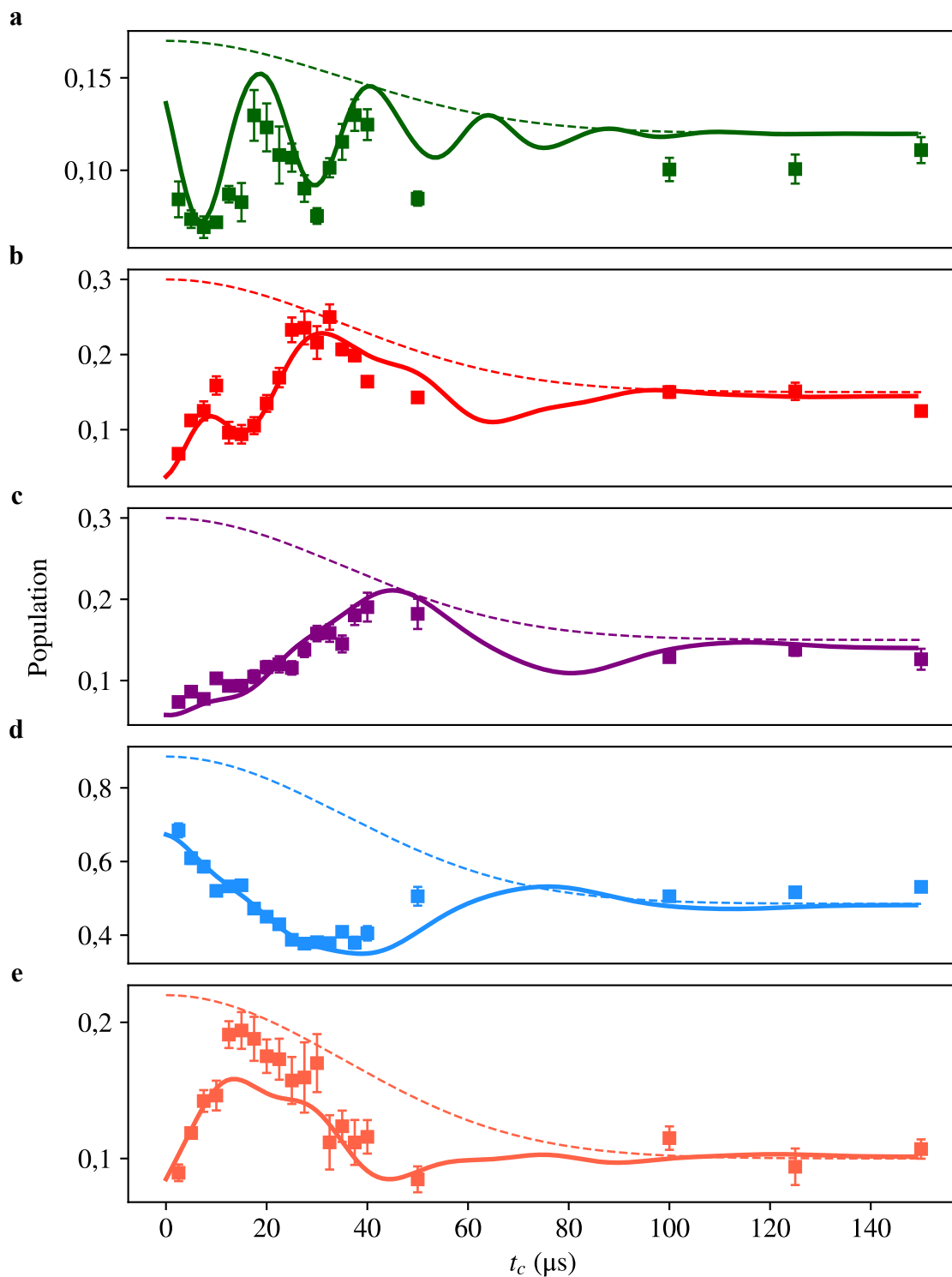


FIGURE 4.7 – Populations dans les différents états d’impulsions après deux pulses séparés par un temps t_c , $|p_0 - 2\hbar k\rangle$ (a), $|p_0\rangle$ (b), $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ (c), $|p_0 + 4\hbar k\rangle$ (d) et $|p_0 + 6\hbar k\rangle$ (e).

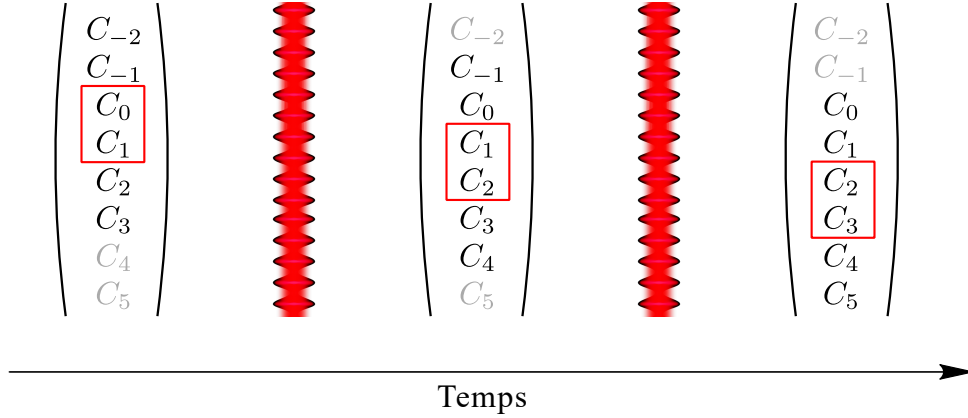


FIGURE 4.8 – Ce schéma illustre les coefficients complexes que nous considérons (en noir) lors d’une succession de deux pulses d’ordre $n = 1$ couplant de façon résonante deux états (en rouge) avec deux états extérieurs avant le premier état mis à résonance et deux états extérieurs après le deuxième mis à résonance. Les autres états (en gris) n’interviennent pas dans le calcul numérique.

de pulses donne une efficacité par pulse de 99,1%, cela correspond sur la figure 4.3 à une séparation en impulsion de $250\hbar k$, pour la condition de détecter 10% des atomes. Par ailleurs, une erreur sur la valeur moyenne de γ_{\max} n’a pas un impact critique sur l’efficacité. Nous avons également évalué la sensibilité aux fluctuations d’amplitude pulse à pulse. La valeur de l’efficacité pulse à pulse E_X est calculée pour une fluctuation de l’amplitude correspondant à une distribution gaussienne d’écart-type $\sigma_{\gamma_{\max}}$ autour de la valeur moyenne $\gamma_{\max} = 1,00$. La figure 4.10 illustre la sensibilité aux fluctuations de puissance pour une accélération de $N = 37$ pulses simulée pour différentes valeurs de $\sigma_{\gamma_{\max}}$. Les fluctuations pulse à pulse typiques mesurées sur notre expérience de quelques pourcents induisent une perte de l’efficacité très faible.

Nous avons mis en œuvre ces séquences expérimentales pour un transfert d’impulsion compris entre $2\hbar k$ et $74\hbar k$ ($N = 1$ à $N = 37$ pulses). Les populations des états d’impulsions sont déterminées après un temps de vol de 14 ms, une durée suffisante pour assurer la séparation effective des états. Sur la figure 4.11.a, le nuage d’atomes accélérés et les diverses pertes sont observables. Nous transférons 30% des atomes vers l’état $|p_0 + 74\hbar k\rangle$. Une proportion notable (40%) est perdue dès le premier pulse. Ces pertes résultent des chemins diffractés ne pouvant pas interférer de manière destructive, faute de pulse antérieur pour générer les autres chemins d’interférence. La population dans l’état accéléré suit la loi exponentielle, avec une efficacité pulse à pulse remarquable de $E_X = 98,3\%$. Cette efficacité est compatible avec une fluctuation, pulse à pulse, de la profondeur du réseau de $\sigma_{\gamma_{\max}} = 7,5\%$.

L’efficacité obtenue avec cette méthode est appropriée pour la réalisation d’un interféromètre avec une séparation supérieure à $100\hbar k$ (figure 4.3). En effet une telle efficacité permet de conserver 18,6% dans les deux ports de sortie pour un interféromètre de $100\hbar k$ et environ 3,4% pour le cas d’un interféromètre de $200\hbar k$.

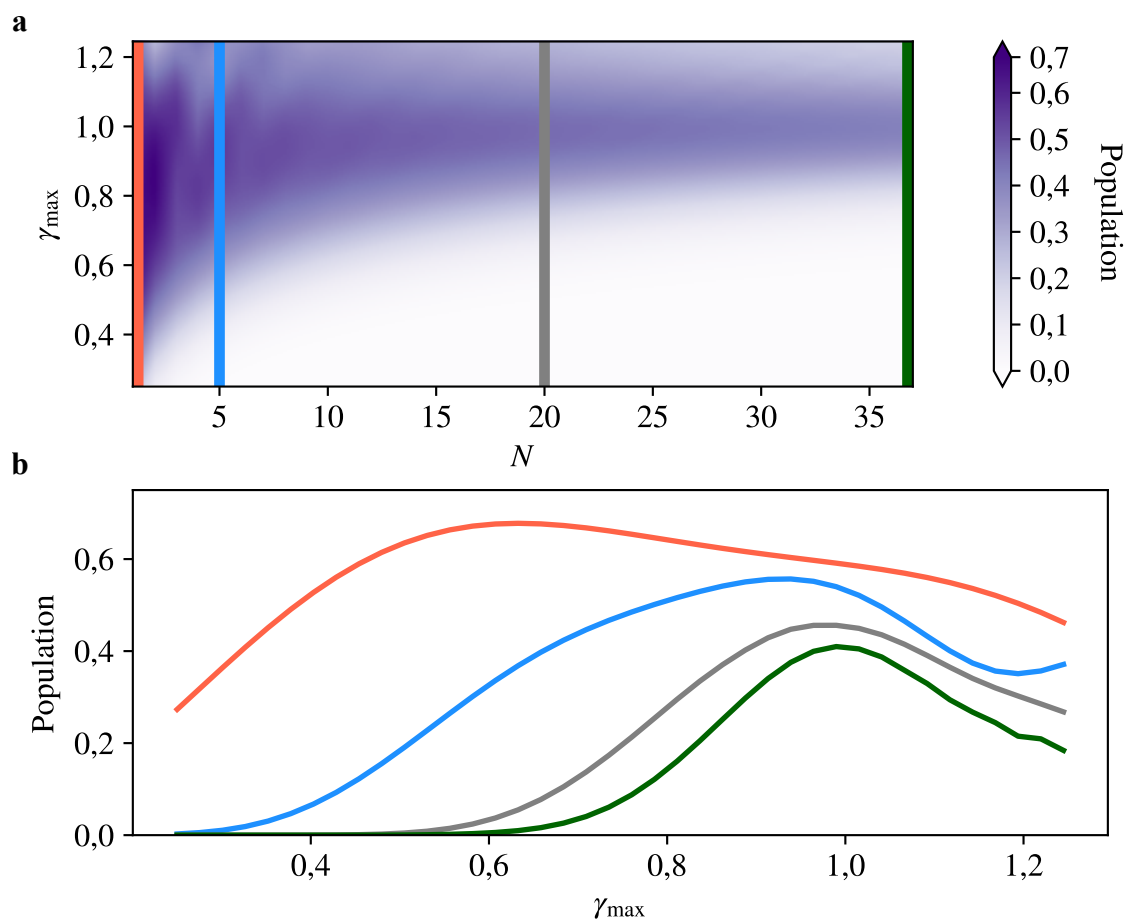


FIGURE 4.9 – (a) Fraction d’atomes restants dans l’état cible $|p_0 + 2N\hbar k\rangle$ après N pulses d’accélération pour différentes profondeurs de réseau γ_{\max} . (b) Résultat pour $N = 1$ pulse en orange, pour $N = 5$ pulses en bleu, pour $N = 20$ pulses en gris et pour $N = 37$ pulses en vert.

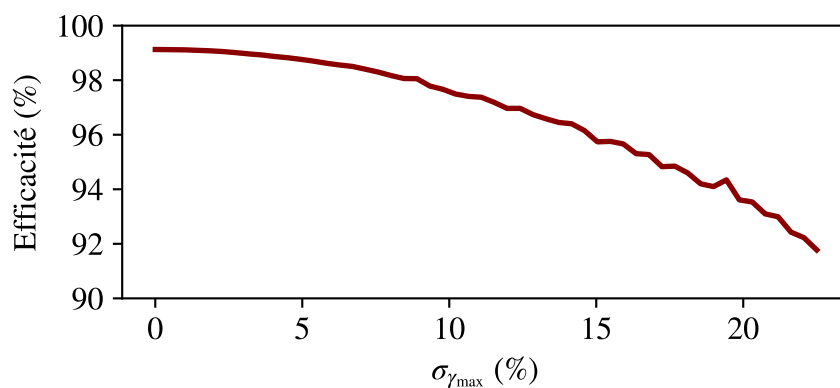


FIGURE 4.10 – Efficacité pulse à pulse d’une accélération de $N = 37$ pulses en fonction d’une fluctuation de la profondeur du réseau.

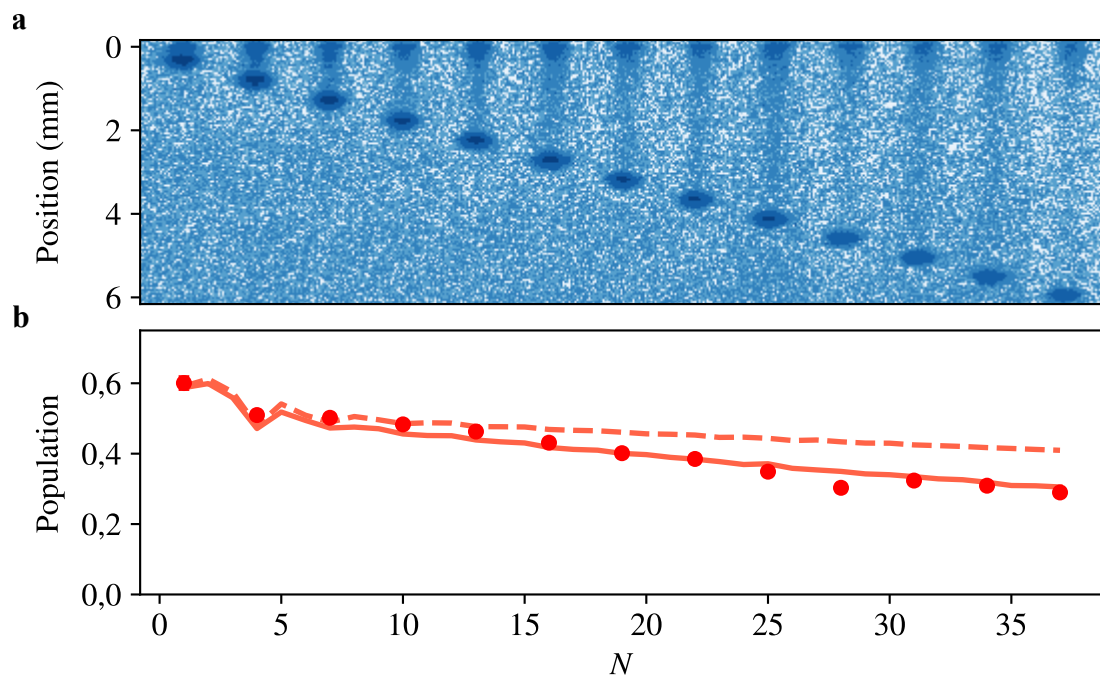


FIGURE 4.11 – Succession de 37 pulses d'accélération : (a) concaténation des images de fluorescence, obtenues en réalisant $N = 1$ à $N = 37$ pulses par pas de 3. (b) Population dans l'état accéléré $|p_0 + 2N\hbar k\rangle$ en fonction du nombre de pulses : le résultat de la simulation sans fluctuation de puissance est représenté en traitillé, le résultat de la simulation pour un $\sigma_{\gamma_{\max}} = 7,5\%$ est en trait plein et les points sont les données expérimentales.

4.4 Résultats expérimentaux des interféromètres *LMT*

Nous avons réalisé des interféromètres *LMT* avec la géométrie dite Mach-Zehnder. Un schéma de cet interféromètre est présenté sur la figure 4.12. La séquence de séparation n'est plus un pulse $\pi/2$ uniquement, mais un pulse $\pi/2$ suivi d'une accélération avec N pulses de l'un des deux bras. Le miroir, lui, devient une succession de N pulses de décélération, puis un pulse π permettant de défléchir les trajectoires des deux bras et enfin une séquence de N pulses d'accélération sur l'autre bras. Finalement, la dernière séparatrice est réalisée par une séquence de décélération et un pulse $\pi/2$. La séparation spatiale est maximale au moment du pulse central. En prenant $v_r = \hbar k/m$ la vitesse de recul, τ_S la durée de chaque pulse séparatrice, τ_M la durée du pulse miroir permettant de dévier les deux trajectoires, τ la durée de chaque pulse d'accélération et de décélération, t'_c la durée séparant les pulses séparatrices et le pulse miroir des pulses d'accélération et de décélération, t_c la durée entre les pulses d'accélération et de décélération et T' le temps de vol libre entre l'accélération et la décélération, cette séparation vaut :

$$\Delta z = 2v_r \left(\frac{\tau_S + \tau_M}{2} + 2t'_c + \tau N(N+2) + t_c(N(N+1) - 2) + T'(N+1) \right). \quad (4.9)$$

Dans nos expériences nous prenons $\tau_S = \tau$ et $\tau_M = \tau$. La séparation spatiale maximale entre les deux bras de l'interféromètre s'écrit alors :

$$\Delta z = 2v_r (2t'_c + \tau(N+1)^2 + t_c(N(N+1) - 2) + T'(N+1)). \quad (4.10)$$

4.4.1 Interféromètres *LMT* pour N petit

Comme pour le cas à trois pulses, nous faisons une détection des populations dans les différents états d'impulsion après un temps de vol. Dans la séquence d'accélération de l'interféromètre *LMT*, certains canaux de pertes sont détectées et peuvent biaiser le signal d'interférences. Pour illustrer ce phénomène nous considérons, sur la figure 4.13, deux interféromètres pour $N = 10$ et $N = 30$. Nous représentons sur ce schéma (en traits verts et noir) des pertes qui ont lieu au moment du premier pulse d'accélération. Prenons l'exemple des pertes dans les états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, ces canaux de pertes ont la même impulsion que les deux ports de sortie de l'interféromètre *LMT*. Pour des interféromètres avec un faible nombre de pulses et donc une faible durée, ces pertes ne sont pas séparées spatialement par rapport aux atomes des ports de sortie de l'interféromètre *LMT*. De même pour les atomes qui n'ont subi aucun processus de diffraction dans $|p_0\rangle$ (en trait noir). Le nuage non diffracté est séparé par le port de sortie du haut de l'interféromètre *LMT* de la distance Δz définie par l'équation (4.10). Pour des petits interféromètres ($N < 20$ i.e. $\Delta z < 160 \mu\text{m}$) le signal mesuré en sortie d'interféromètre est parasité par les pertes issues des premiers pulses. Dans le cas où ces pertes n'interfèrent pas, elles ne font que diminuer la visibilité. Lorsqu'il s'agit de pertes cohérentes (non adiabatiques) elles interfèrent

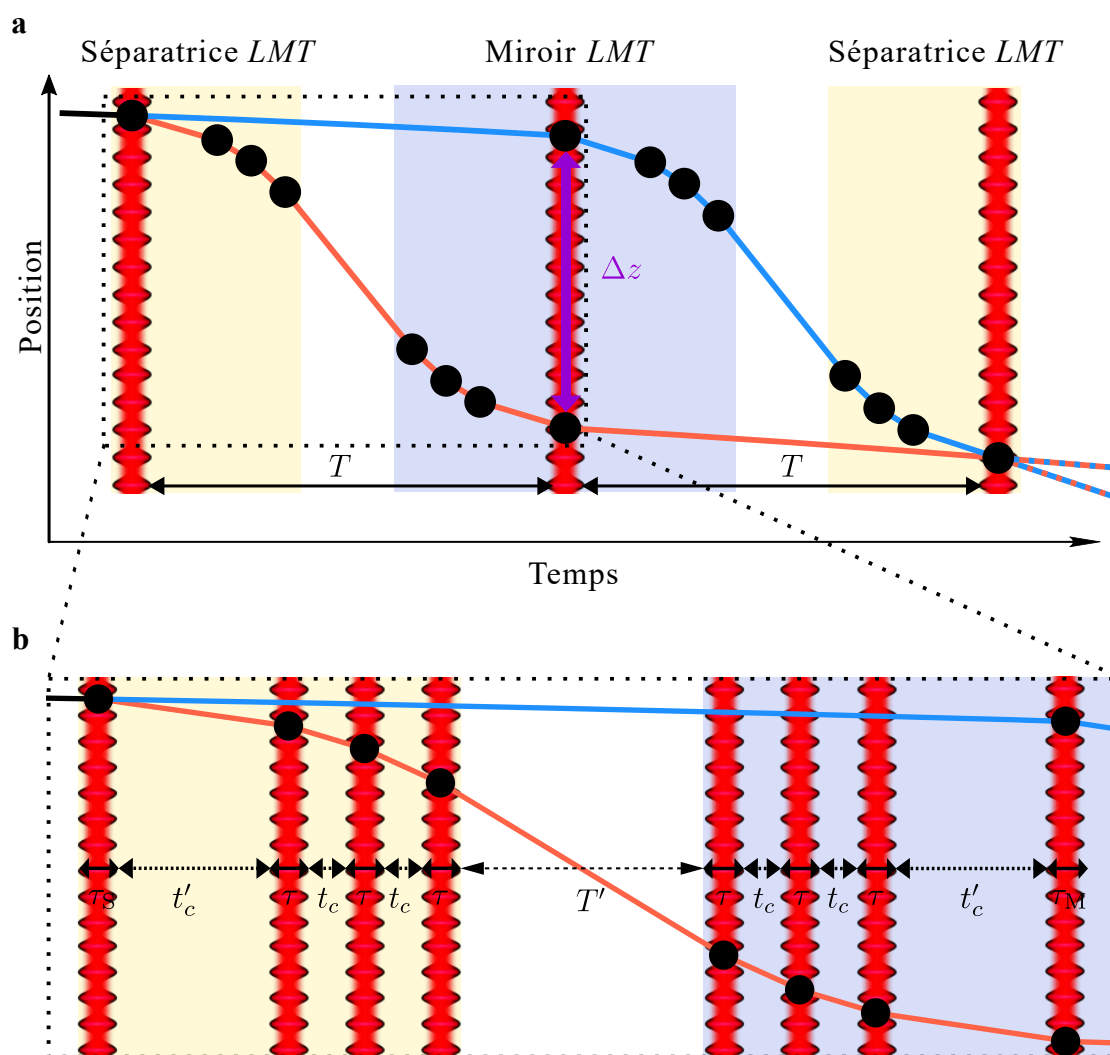


FIGURE 4.12 – Schéma d'un interféromètre *LMT* utilisant la méthode de diffraction de Bragg séquentielle. (a) Interféromètre complet avec un pulse $\pi/2$ au début et à la fin de l'interféromètre, le pulse π au milieu et sur chacun des bras, une séquence de N pulses d'accélération et de N pulses de décélération. (b) Séquence d'accélération et de décélération, pour $N = 3$.

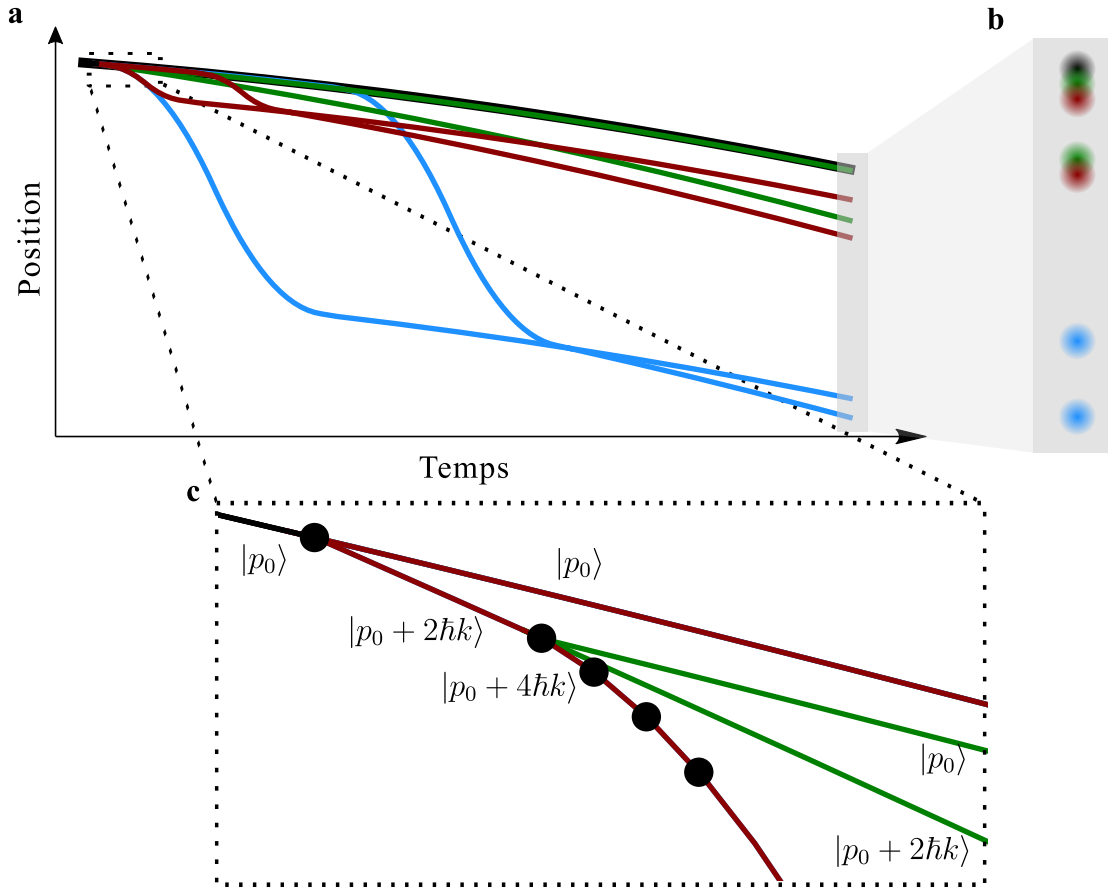


FIGURE 4.13 – (a) Schéma d’interféromètres *LMT* : $N = 10$ en rouge et $N = 30$ en bleu. (c) Deux canaux de pertes, dans les états $|p_0\rangle$ et $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, issus du premier pulse d’accélération sont représentés en vert. En noir, le canal correspond à un atome qui n’a subi aucune diffraction. (b) Les atomes sont détectés après temps de vol. Les pertes ne sont pas distinguables des atomes de l’interféromètre rouge mais ils le sont de l’interféromètre bleu.

et peuvent modifier la forme du signal d’interférence, ce qui peut biaiser l’évaluation de la visibilité des interféromètres *LMT*.

Tout d’abord, nous avons réalisé des interféromètres *LMT* pour un nombre N petit ($N \leq 8$) où le saut de phase est réalisé sur le dernier pulse $\pi/2$. Nous avons vu précédemment que des interférences ont lieu entre les différents états d’impulsion au cours de la séquence d’accélération à condition d’avoir un temps t_c faible. Dans un premier temps, nous utilisons un $t_c > 50 \mu\text{s}$ pour limiter ces effets d’interférences des pertes non adiabatiques et ne quantifier que l’effet lié aux recouvrements des canaux de pertes à la détection (figure 4.14). La visibilité des franges obtenues diminue en allant vers des N plus grands, elle passe de $60,0 \pm 0,7\%$ pour $N = 1$ à $24,3 \pm 0,6\%$ pour $N = 8$. En augmentant le nombre de pulses, nous augmentons la possibilité de créer un canal de perte, comme le montrent les canaux verts de la figure 4.13.a.c. Ces pertes sont alors détectées au niveau des ports de sortie de l’interféromètre *LMT* (figure 4.13.b). Le nombre d’atomes détectés participant à l’interféromètre par rap-

port au nombre d'atomes totaux détectés diminue, ce qui a pour incidence de faire diminuer la visibilité.

Comme pour la séquence d'accélération, nous nous sommes ensuite intéressés aux phénomènes d'interférences pulse à pulse pendant l'interféromètre *LMT*. Nous avons réalisé des interféromètres en modifiant le temps t_c entre chaque pulse et nous le prenons identique pour tout l'interféromètre (figure 4.15). Pour chacun de ces interféromètres, nous regardons la valeur de la visibilité des franges et nous remarquons que ces visibilités oscillent en fonction de t_c . Cette oscillation témoigne du fait que l'interférence observé résulte de la superposition cohérente de plusieurs chemins parasites avec les chemins principaux. Nous avons réalisé un ajustement numérique à partir du modèle d'oscillations d'interférences de Ramsey et du facteur d'atténuation (équation (4.7)) :

$$V(t_c) = A \exp\left(-\frac{t_c^2}{2\sigma_d^2}\right) \sin(\omega t_c + \phi_0) + V_0, \quad (4.11)$$

où la pulsation ω à laquelle la visibilité oscille dépend de N d'une manière non triviale. La valeur de visibilité de l'interféromètre principal, pour un nombre de pulse N d'accélération, est la valeur de visibilité stationnaire V_0 , c'est-à-dire lorsque les chemins parasites n'interfèrent plus.

Nous remarquons qu'en augmentant le nombre de pulses de l'interféromètre, l'amortissement des oscillations se fait pour des t_c de plus en plus courts. Nous avons vu précédemment que les pertes associées aux premiers pulses entraînent un transfert d'atomes plus important vers les chemins non souhaités qui leurs sont associés, par rapport aux chemins liés aux pulses arrivant plus tard dans la séquence. De plus, la distance séparant les premiers canaux du bras accéléré évolue en fonction de $N^2(\tau + t_c)$. Donc, en allant vers des N plus grands, cette distance devient plus grande, jusqu'à être supérieure à la longueur de cohérence. Cela a pour effet d'atténuer les interféromètres parasites. Nous avons tracé sur la figure 4.16 la valeur du facteur d'amortissement σ_d obtenu par l'ajustement numérique en fonction du nombre de pulses N . Un ajustement linéaire obtenu à partir des σ_d donne une valeur nulle de l'amortissement pour $N \geq 7$. Donc, au-delà de $N = 7$, le biais apporté par les interféromètres parasites sur la mesure de la visibilité de l'interféromètre principal devient négligeable et cela peu importe la valeur de t_c .

4.4.2 Interféromètres *LMT-CEBS* pour N grand

Pour la détection de franges d'interférences, dans le cas d'un interféromètre à trois pulses ou pour des interféromètres *LMT* à petit N , nous ajoutons une phase sur l'onde laser au moment du dernier pulse. Cette phase laser s'imprime alors sur toute onde atomique interagissant avec de pulse. En incrémentant la valeur de ce saut de phase, nous détectons des variations de populations en fonction de la valeur de ce saut de phase. Dans le cas d'interféromètres *LMT* avec un grand nombre N de pulses d'accélération, nous appliquons un saut de phase δ_ϕ sur N_{δ_ϕ} pulses. Les franges

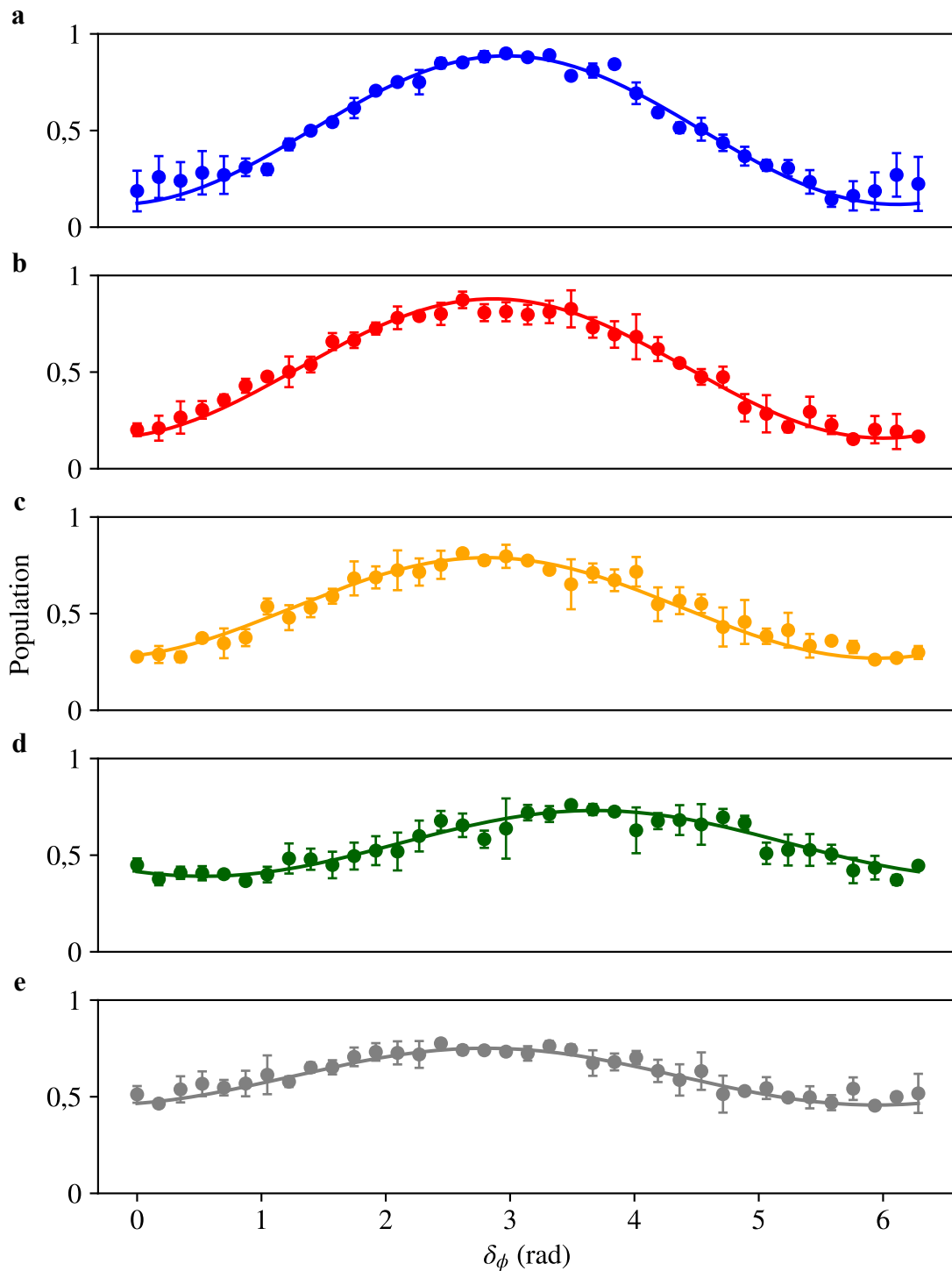


FIGURE 4.14 – Franges d'interférences pour différents N , de haut en bas : $N = 1$ (a), $N = 2$ (b), $N = 3$ (c), $N = 5$ (d) et $N = 8$ (e).

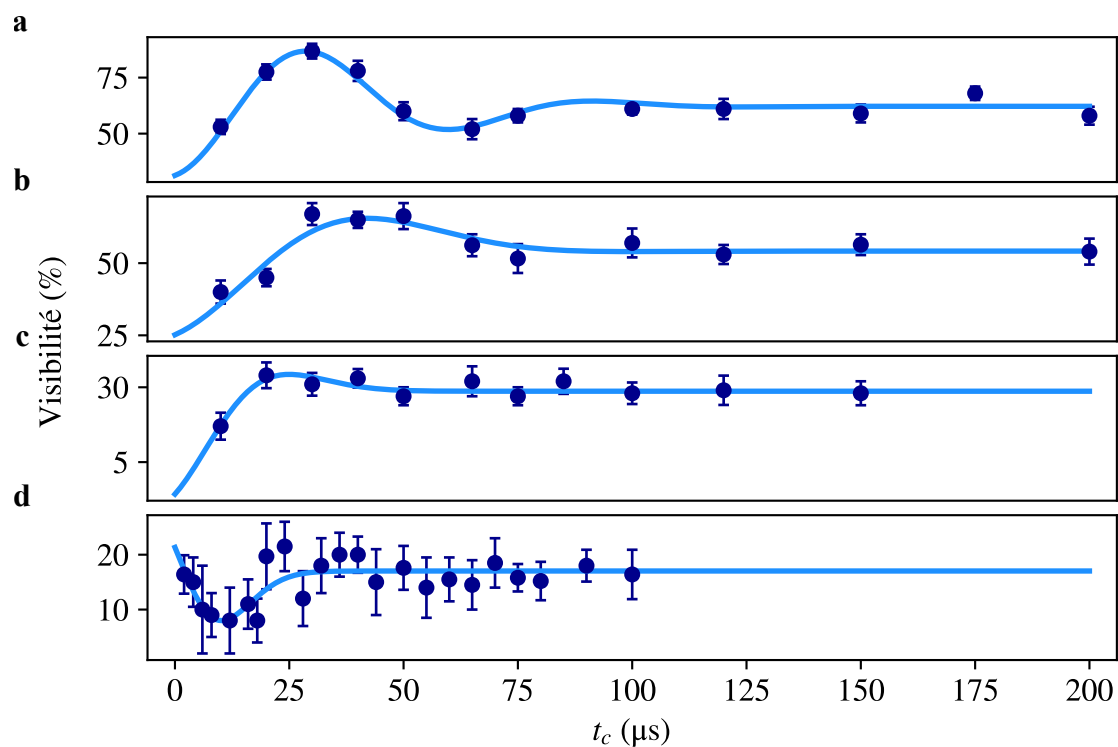


FIGURE 4.15 – Visibilités mesurées pour différents interféromètres, de haut en bas : $N = 1$ (a), $N = 2$ (b), $N = 4$ (c) et $N = 5$ (d), en fonction de t_c . Le trait plein correspond à un ajustement numérique à partir de l'équation (4.11).

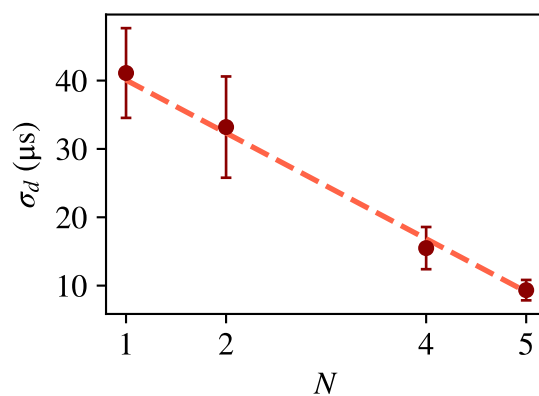


FIGURE 4.16 – Valeur du paramètre d'atténuation σ_d des ajustements numériques de la figure 4.15 en fonction du nombre de pulses N .

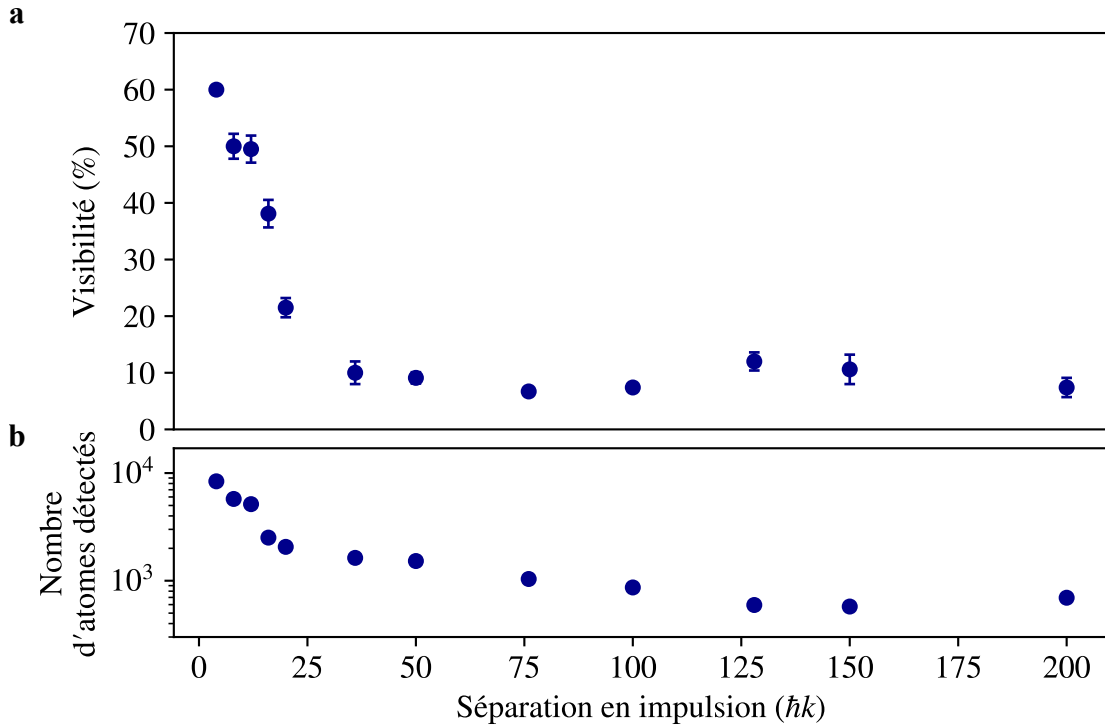


FIGURE 4.17 – (a) Visibilités des interféromètres *LMT* Bragg séquentiel allant de $N = 1$ à $N = 99$, avec une séparation en impulsion de $2(N + 1)\hbar k$. (b) Pour chacun de ces interféromètres nous indiquons le nombre d’atomes détectés.

que nous obtenons ont alors une période dépendante du nombre de pulses concernés par le saut de phase : $2\pi/N_{\delta_\phi}$. La périodicité des franges inversement proportionnelle à N_{δ_ϕ} est une signature d’un signal interférométrique à $2N_{\delta_\phi}\hbar k$ transférés. Pour ces interféromètres *LMT* à plus grand N , nous réalisons le saut de phase laser sur les $N_{\delta_\phi} = N$ pulses d’une séquence d’accélération. Ainsi, nous obtenons, à partir de la fréquence des franges, la signature de la séparation en impulsion correspondant à l’interféromètre *LMT* de N pulses. La très grande majorité des chemins n’ayant pas interagit avec les N pulses de la séquence d’accélération, nous réduisons ainsi drastiquement la sensibilité aux interféromètres parasites décrits précédemment quelque soit la valeur de t_c . Pour optimiser les effets d’interférences destructives des pertes de la méthode *CEBS*, nous choisissons un temps court entre chaque pulse $t_c = 1\ \mu\text{s}$. Nous avons ainsi réalisé des interféromètres *LMT-CEBS* pour des séquences allant de $N = 24$ à $N = 99$ (figure 4.17).

Les graphiques de la figure 4.17 montrent, comment varie la visibilité et le nombre d’atomes détectés avec la séparation en impulsion. Nous observons tout d’abord une décroissance rapide jusqu’à $50\hbar k$. En effet, pour les interféromètres *LMT* à petits N , nous avons utilisé une durée grande entre les pulses ($t_c > 50\ \mu\text{s}$) pour limiter les interférences parasites. Nous ne profitons donc pas de la séquence cohérente des processus de diffraction de Bragg, ce qui réduit le nombre d’atomes participant au signal de l’interféromètre *LMT*. Par ailleurs, les atomes perdus pendant cette séquence vont n’être que faiblement séparés des ports de sortie de l’interféromètre *LMT* comme le montre la figure 4.13. Ils peuvent alors être comptés,

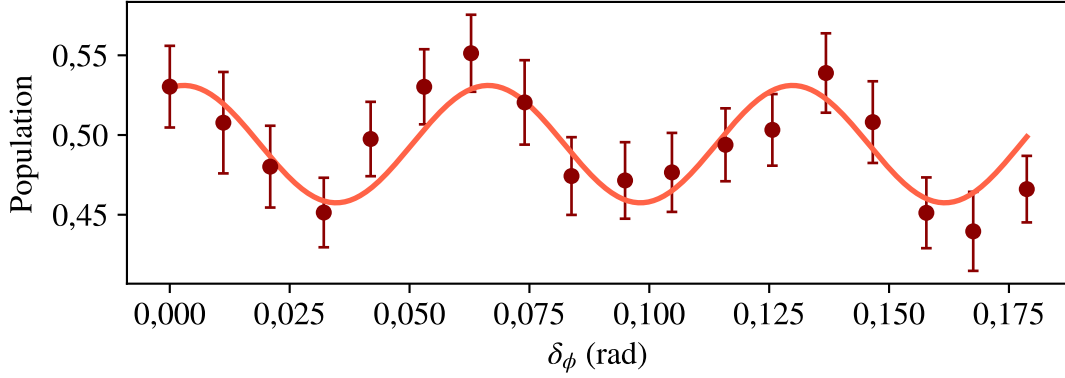


FIGURE 4.18 – Ce graphique représente l'évolution des populations en fonction d'un saut de phase réalisé sur les 99 pulses de la première séquence d'accélération.

mais n'interfèrent pas. Ces deux phénomènes ont pour effet de faire diminuer la valeur de visibilité mesurée. En effet, pour des interféromètres inférieurs à $76\hbar k$, la visibilité décroît allant de 60% à 10%. Pour des interféromètres supérieurs à $76\hbar k$ nous avons une séparation donnée par l'équation (4.10) qui est supérieure à $500\ \mu\text{m}$, ce qui permet de ne plus être impacté par les pertes des premiers pulses. Au delà, en appliquant la méthode *CEBS*, nous produisons une séquence d'accélération efficace. Cela permet de n'obtenir qu'une légère décroissance de la visibilité en allant vers des N très grand ($N = 99$).

La méthode *CEBS* nous a permis d'observer des franges d'interférences pour une séparation entre les deux bras de l'interféromètre de $200\hbar k$ (figure 4.18). La séquence de l'interféromètre dure 12 ms et l'accélération réalisée induit un déplacement des ports de sortie de l'interféromètre de $\Delta z = 3,5\ \text{mm}$. Les points expérimentaux ont été obtenus en réalisant une incrémentation du saut de phase de 11 mrad par expérience, 18 fois. Cela a été répété 55 fois. Nous réalisons un ajustement sinusoïdal et nous obtenons alors une visibilité $V = 7,4 \pm 1,7\%$. Le temps total de la séquence et donc la séparation en impulsion maximale sont limités en pratique par la dimension physique du dispositif expérimental. La décroissance du nombre d'atomes détectés est attribuée à la combinaison des pertes par émission spontanée et de l'inefficacité résiduelle des pulses d'accélération.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai tout d'abord décrit les différentes méthodes permettant de réaliser des grands transferts d'impulsions. Je rappelle ici les différentes techniques avec les publications montrant les plus grandes séparations en impulsion dans un interféromètre atomique. L'interféromètre utilisant des processus continus d'oscillations de Bloch avec la plus grande séparation en impulsion est de $408\hbar k$ [Gebbe *et al.*, 2021]. Parmi les techniques utilisant des processus séquentiels à 1 photon, le plus large interféromètre reporté est de $400\hbar k$ [Wilkason *et al.*, 2022]. Sur des processus séquentiels multiphotoniques, la méthode *CEBS*, développée par l'équipe, a permis d'atteindre une séparation en impulsion de $200\hbar k$ [Béguin *et al.*, 2023].

Avant de présenter la méthode *CEBS*, j'ai défini l'efficacité par pulse nécessaire pour réaliser un interféromètre atomique avec une séparation choisie. Les précédentes approches [Chiuw *et al.*, 2011] et [Plotkin-Swing *et al.*, 2018] sont basées sur des pulses indépendants permettant de s'affranchir d'interférences entre les états d'impulsion pendant la séquence. Dans le but de réaliser des interféromètres avec une séparation de plusieurs centaines de $\hbar k$, cette méthode impose l'utilisation de pulses gaussiens très longs ($> 200 \mu\text{s}$) pour limiter les pertes non adiabatiques et il est nécessaire d'avoir une source atomique très froide ($T < 1 \text{ nK}$) pour limiter les pertes par sélection en impulsion. Les séquences interférométriques sont donc longues ($T_{\text{tot}} > 1 \text{ s}$), cela impose des dispositifs expérimentaux d'une dimension supérieure au mètre.

J'ai ensuite présenté la séquence d'accélération avec la méthode *CEBS*. Les processus mis en œuvre lors de cette séquence sont analogues aux interférences de Ramsey. C'est pourquoi j'ai présenté le modèle d'un interféromètre de Ramsey, celui-ci composé de deux pulses $\pi/2$ adressant successivement les deux mêmes états d'impulsion. La population de chaque état d'impulsion oscille en fonction de la durée séparant les deux pulses. Dans le cas d'une séquence d'accélération cohérente de pulses de Bragg, la résonance est adaptée pour réaliser un transfert de $2\hbar k$ supplémentaires par pulse π . Nous avons alors mis en avant une amélioration de l'efficacité globale en produisant des interférences destructives entre les pertes non adiabatiques. Pour cela nous appliquons des impulsions tangentes hyperboliques, dont la durée séparant deux pulses successifs est très faible, dans le but de conserver une distance faible entre les canaux de pertes par rapport à la longueur de cohérence de la source. Nous avons pu montrer expérimentalement une accélération de $74\hbar k$ avec une efficacité pulse à pulse de 98,3%, soit une efficacité par $\hbar k$ de 99,1%.

Enfin, j'ai présenté la réalisation d'interféromètres *LMT* utilisant une accélération séquentielle de pulses de Bragg pour $N = 1$ jusqu'à $N = 99$. Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux visibilités obtenues pour de faibles N ($N < 20$) en fonction de la durée séparant deux pulses. Dans cette configuration, la visibilité des franges de l'interféromètre *LMT* est biaisée par des interféromètres parasites, issus des pertes non adiabatiques. En effet, en fonction du paramètre t_c , la visibilité mesurée oscille dans un premier temps, puis l'oscillation s'atténue. Pour des séparations en impulsion plus grandes ($N > 20$) ces phénomènes d'interféromètres parasites n'interviennent plus, ce qui nous permet d'appliquer l'accélération cohérente en travaillant avec un $t_c = 1 \mu\text{s}$. Nous avons implémenté cette technique pour des interféromètres allant jusqu'à une séparation en impulsion de $200\hbar k$. Pour cet interféromètre, la séparation spatiale maximale entre les deux bras est $\Delta z = 3,5 \text{ mm}$ et la visibilité mesurée est $V = 7,4 \pm 1,7\%$.

Nous sommes actuellement limités, avec la méthode *CEBS*, par la taille de la zone de détection de notre dispositif. La limite sur la valeur de visibilité est due aux pertes par émission spontanée et par l'efficacité pulse à pulse. Pour l'émission spontanée une solution consiste à travailler avec un désaccord, par rapport à l'état excité,

plus grand, en modifiant la fréquence du laser. Cela implique de travailler avec des faisceaux lasers plus intenses. En ce qui concerne l'efficacité pulse à pulse, une stabilisation des fluctuations de puissances permettrait d'atteindre une efficacité 99,1%. Cette efficacité correspond à une efficacité par $\hbar k$ de 99,5%. D'autres éléments à étudier dans le cadre de ces interféromètres sont les inhomogénéités du faisceau laser produisant un déphasage de l'ensemble atomique tel que le déphasage par effet ac-Stark [Kim *et al.*, 2020] et les distorsions du front d'onde [Bade *et al.*, 2018].

Chapitre 5

Accélération de Floquet pour des interféromètres *LMT*

Sommaire

5.1	Accélération de Floquet	113
5.1.1	Principe de l'accélération de Floquet	113
5.1.2	Préparation de l'état de Floquet robuste	117
5.1.3	Réalisation expérimentale de l'accélération de Floquet	118
5.2	Interféromètre <i>LMT</i> : diffraction de Bragg - <i>CEBS</i> - accélération de Floquet	120
5.2.1	Interféromètre de $600\hbar k$	120
5.2.2	Mesure et analyse de la visibilité	121
5.3	Conclusion	125

Dans ce chapitre, j'aborde une nouvelle approche de la création d'une séparatrice atomique pour des interféromètres *LMT*, basée sur la stabilisation stroboscopique des états quantiques dans un réseau optique accéléré. Ce procédé est décrit dans le formalisme de Floquet [Marin Bukov et Polkovnikov, 2015]. L'état stabilisé correspondant est alors appelé état de Floquet. Cet état est généré par des protocoles de contrôle optimal (*Optimal Control Theory OCT* en anglais) [Boscain *et al.*, 2021]. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec Étienne Dionis et Dominique Sugny du laboratoire interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, à Dijon. Ils nous ont apporté un appui important dans la mise en place des protocoles de contrôle. Des résultats de cette étude sont soumis pour publication (source arXiv : [Rodzinka *et al.*, 2024]).

L'*OCT* quantique est un ensemble de méthodes permettant de transformer des champs électromagnétiques pour effectuer des opérations spécifiques dans un système quantique de la meilleure manière possible. Elle est devenue un outil essentiel pour l'avancement des technologies quantiques [Koch *et al.*, 2022]. Dans le contexte de l'interférométrie atomique, l'*OCT* a été appliquée avec succès aux séparatrices atomiques, mais seulement dans le cas d'un nombre limité d'états d'impulsion. Elle a

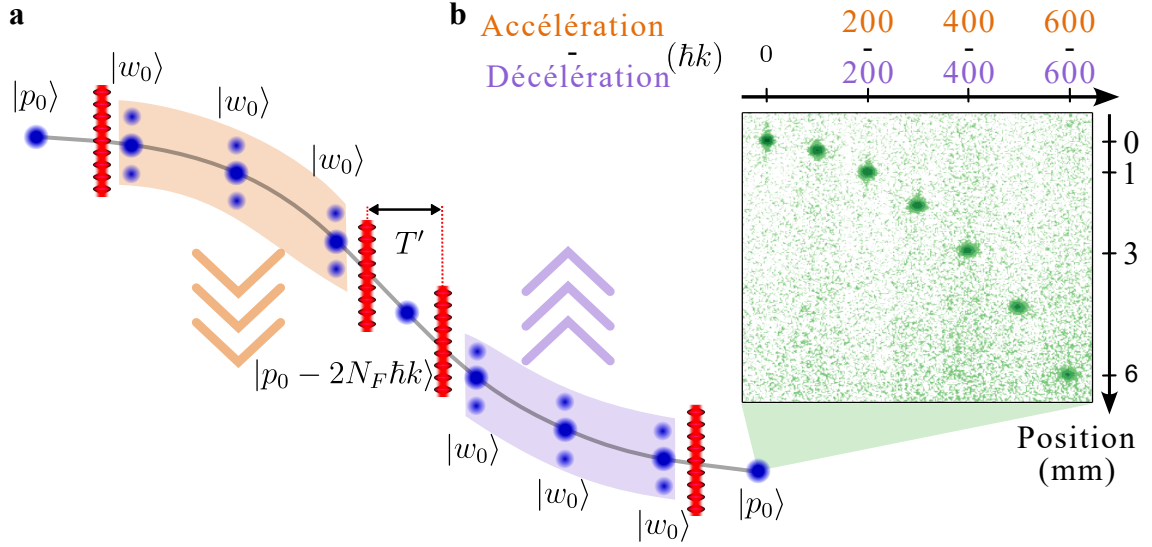


FIGURE 5.1 – (a) Schéma d’une séquence de N_F pulses d’accélération et de N_F pulses de décélération. Les points bleus représentent la décomposition de l’état d’impulsion à différents moments de la séquence. (b) Concaténation d’images de nuages d’atomes pour différentes accélérations et décéléérations. Les images sont prises après une séquence complète d’accélération et de décélération et après un temps de vol de 14 ms. Une séparation maximale de $600\hbar k$ correspond à un transfert de $1200\hbar k$ (accélération + décélération).

plutôt été utilisée pour améliorer la robustesse des interféromètres basés sur une séparatrice Raman [Saywell *et al.*, 2020] ou avec des pulses de diffraction de Bragg d’ordre $n = 3$ [Saywell *et al.*, 2023]. Cependant, l’utilisation de ces protocoles sur des réseaux optiques utilisant du *LMT* reste un défi en raison du nombre important d’états impliqués et de la nécessité d’une robustesse sur une large gamme de paramètres [Goerz *et al.*, 2023] et [Louie *et al.*, 2023]. Dans notre approche, les protocoles de contrôle optimal sont utilisés pour avoir une robustesse dans la préparation des états de Floquet contre la dispersion en impulsion du nuage. La formulation du problème en termes d’états de Floquet réduit de façon significative la complexité du système à traiter. Cela permet l’utilisation de l’*OCT* dans des situations où le problème de contrôle ne pourrait pas être résolu numériquement sans ce formalisme.

Avec cette méthode, nous avons mis en œuvre un interféromètre *LMT* sans précédent, avec une séparation de 600 vitesses de recul entre ses deux bras. Chaque séparatrice atomique est réalisée en un temps remarquablement court (2 ms) et a l’avantage d’être très robuste contre la dispersion en impulsion initiale du paquet d’atomes ainsi que contre les fluctuations de profondeur du réseau. De plus, cette nouvelle approche basée sur le formalisme de Floquet unifie les méthodes d’accélération discrètes et continues. La séparation en impulsion est seulement limitée par les dimensions de notre enceinte à vide. La figure 5.1 montre une séquence d’accélération et de décélération sur l’un des deux bras de l’interféromètre.

Dans ce chapitre, je présente tout d’abord le principe de l’accélération basée

sur ce formalisme, en décrivant l'interaction entre l'atome et le réseau dans le référentiel accéléré, où il apparaît périodique. Puis, je décris la robustesse de cet état de Floquet en fonction de la dispersion en impulsion. Je montre ensuite les résultats expérimentaux de séquences d'accélération-décélération allant jusqu'à un transfert total de $1200\hbar k$. Dans la dernière partie, je présente les résultats d'un interféromètre *LMT* avec une séparation en impulsion de $600\hbar k$. Cet interféromètre est basé sur l'utilisation de toutes les méthodes de transferts d'impulsion présentées dans ce manuscrit : Bragg, *CEBS* et accélération de Floquet.

5.1 Accélération de Floquet

5.1.1 Principe de l'accélération de Floquet

Le principe de l'accélération de Floquet est similaire à celui décrit dans le chapitre précédent. L'accélération de l'atome est obtenue par une séquence de pulses π chacune d'une durée τ (figure 5.2.a). Chaque impulsion laser transfère une quantité de mouvement de $2\hbar k$ à l'atome. Il en résulte une accélération moyenne de $a_l = \frac{2\hbar k}{m\tau}$. La condition de résonance à 2 photons doit donc être ajustée pour chaque pulse pour s'assurer d'une bonne efficacité du transfert d'impulsion. La pulsation du réseau optique dans le référentiel en chute libre (réf. cl) est par conséquent une fonction constante par morceaux avec une décroissance de $8\omega_r = 4\frac{\hbar k^2}{m}$ entre chaque pulse, comme représenté dans la figure 5.2.b. Nous définissons le référentiel accéléré (réf. acc.) comme le référentiel suivant l'accélération moyenne a_l . Dans ce référentiel, la pulsation du réseau est une fonction périodique en dents de scie avec pour période τ , comme montré dans la figure 5.2.c. Dans le référentiel accéléré, l'hamiltonien est périodique : $\hat{H}(t) = \hat{H}(t + \tau)$ et la dynamique du système est naturellement décrite par le formalisme de Floquet.

Le théorème de Floquet stipule qu'il existe un ensemble complet de solutions pour l'équation de Schrödinger dépendante du temps, appelé « états de Floquet ». Ces états peuvent être obtenus en diagonalisant le propagateur sur une période [Shirley, 1965]. Ici le théorème de Floquet se simplifie car le système est observé de manière stroboscopique à différents τ . En particulier si le système est préparé dans un unique état de Floquet $|w_j(t_0)\rangle$ à un temps t_0 , son évolution temporelle est périodique avec une période τ à un facteur de phase près :

$$|w_j(t_0 + \tau)\rangle = |w_j(t_0)\rangle e^{i\theta_j}. \quad (5.1)$$

À chaque période τ , c'est-à-dire après chaque pulse, l'atome retourne donc dans l'état de Floquet initial $|w_j\rangle$. Cela revient à une stabilisation stroboscopique du système dans le référentiel accéléré (figure 5.2.d) et donc à une accélération cohérente sans perte du paquet d'ondes atomiques dans le référentiel en chute libre.

Parmi tous les états de Floquet existants, un choix pertinent est celui de l'état $|w_0\rangle$ représenté sur la figure 5.3. Il a la particularité d'être localisé à la fois en position et en impulsion et il a la projection la plus élevée sur l'état d'impulsion

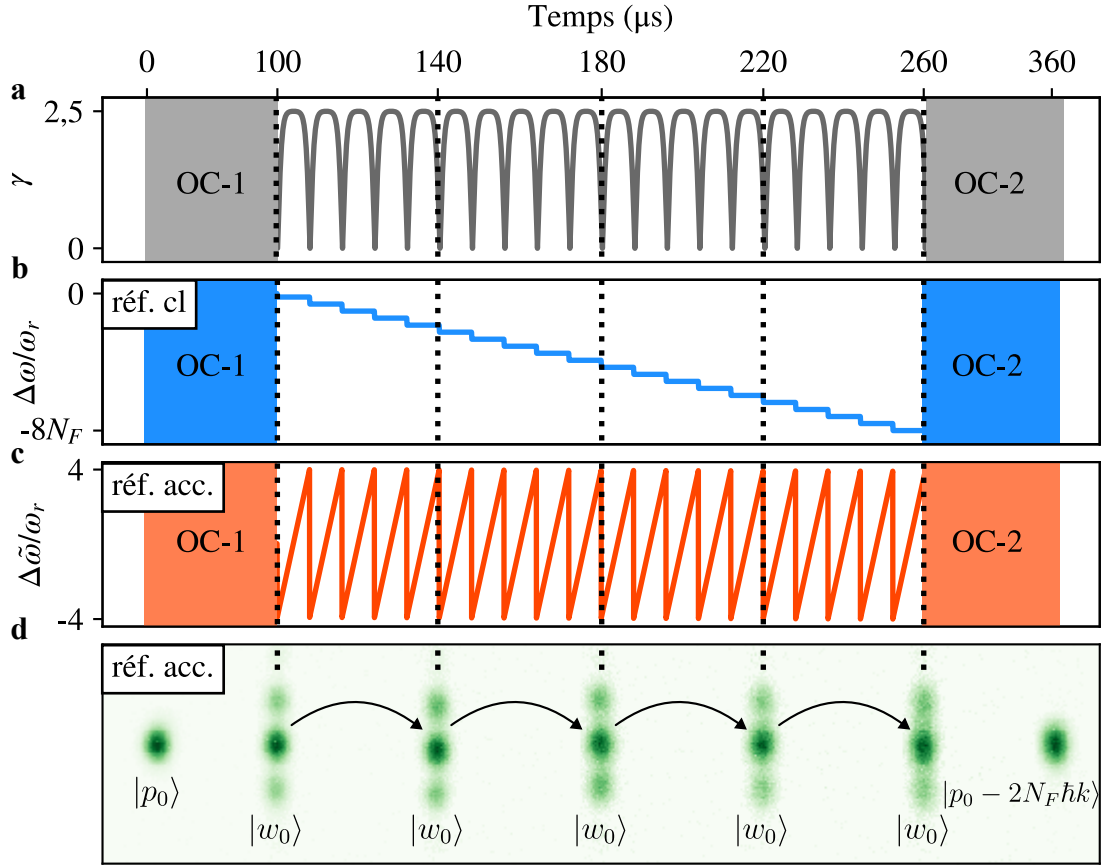


FIGURE 5.2 – OC-1 et OC-2 représentent les pulses de préparation de l'état de Floquet optimal. (a) La variation temporelle de l'amplitude du réseau optique consiste en une série périodique d'impulsions π de durée τ et d'amplitude γ_{\max} , illustrée ici avec des pulses tangentes hyperboliques. (b) La condition de résonance dans le référentiel en chute libre (réf. cl) est ajustée pour chaque pulse, ce qui entraîne une évolution progressive de la pulsation du réseau. (c) Dans le référentiel accéléré (réf. acc.), la pulsation du réseau $\Delta\tilde{\omega}$ présente une forme périodique en dents de scie, avec une période τ . (d) Concaténation d'images expérimentales montrant l'évolution des états accélérés à différentes étapes de la séquence d'accélération pour $N_F = 20$. Les images sont prises après un temps de vol montrant les distributions d'impulsion de l'état d'entrée $|p_0\rangle$, l'état de sortie $|p_0 - 2N_F\hbar k\rangle$ et l'état de Floquet préparé $|w_0\rangle$ pendant la séquence d'accélération périodique. Les images sont décalées pour illustrer la stabilisation stroboscopique $|w_0\rangle$ dans le référentiel accéléré.

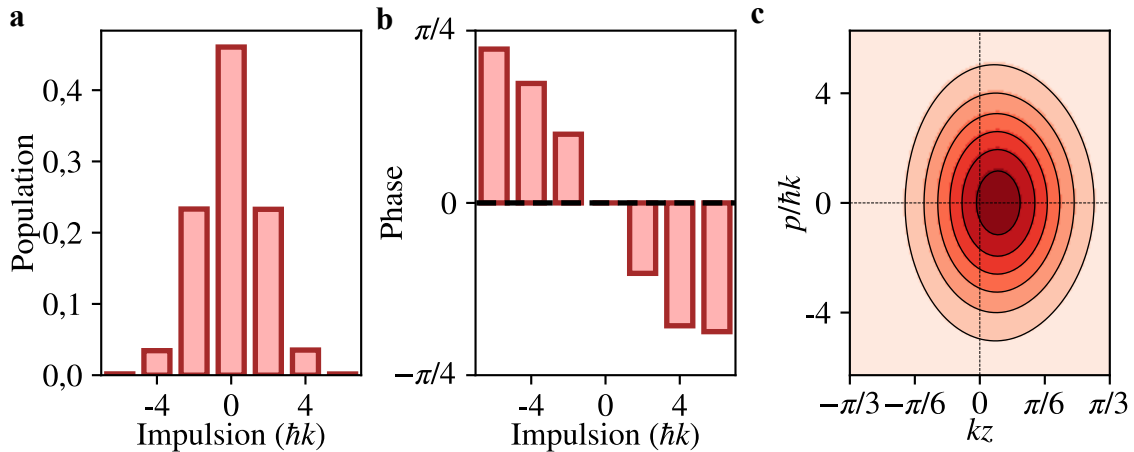


FIGURE 5.3 – (a) Population et (b) phase d’un état de Floquet dans la base des impulsions pour une séquence de pulses rectangulaires de $\tau = 5,3 \mu\text{s}$. (c) Représentation de Husimi.

initial $|p_0\rangle$. Cet état de Floquet spécifique apparaît en particulier pour un pulse π et dépend de la forme temporelle du pulse. Pour une durée d’impulsion laser τ suffisamment courte, cet état est très similaire à un état déplacé et comprimé dans l’espace des phases. Une description intuitive d’un état approché a été proposée dans [Cladé *et al.*, 2017]. La figure 5.3.c en donne un exemple avec la représentation de Husimi [Husimi, 1940] de l’état de Floquet. Le déplacement en position de l’état quantique résulte d’un équilibre entre la force d’inertie $-ma_l$ dans le référentiel accéléré et la force de rappel due au réseau optique $m\omega_{\text{osc}}^2 \delta z$, où ω_{osc} est la pulsation de l’oscillateur harmonique associé et δz est le déplacement en position. À l’équilibre, en égalisant les forces, nous obtenons :

$$\delta z = \frac{2\hbar k}{\tau} \frac{1}{m\omega_{\text{osc}}^2}. \quad (5.2)$$

La pulsation de l’oscillateur peut être reliée à la profondeur adimensionnée γ du réseau par $\omega_{\text{osc}} = 8\omega_r \sqrt{\gamma}$ [Champenois *et al.*, 2001a]. Les pulses sont choisis pour la condition $8\omega_r \gamma \tau = \pi$. Nous obtenons donc :

$$k\delta z = \frac{1}{2\pi} \simeq 0,16. \quad (5.3)$$

Ce déplacement correspond à celui observé sur la figure 5.3.c.

L’efficacité de l’accélération est grandement améliorée par l’ajout d’un pulse de forme appropriée pour préparer l’état de Floquet. En pratique, cette impulsion laser est conçue en utilisant l’*OCT* pour ajuster à la fois l’amplitude et la pulsation du réseau optique. Cette étape est réalisée avant (et à la fin) de la séquence d’accélération et transforme l’état initial $|p_0\rangle$ en l’état de Floquet correspondant $|w_0\rangle$ défini pour un pulse π de la séquence d’accélération (et vice versa). Les protocoles de contrôle optimal correspondants sont désignés par (OC-1) et (OC-2) sur la figure 5.2. La même procédure est appliquée pendant la séquence de décélération.

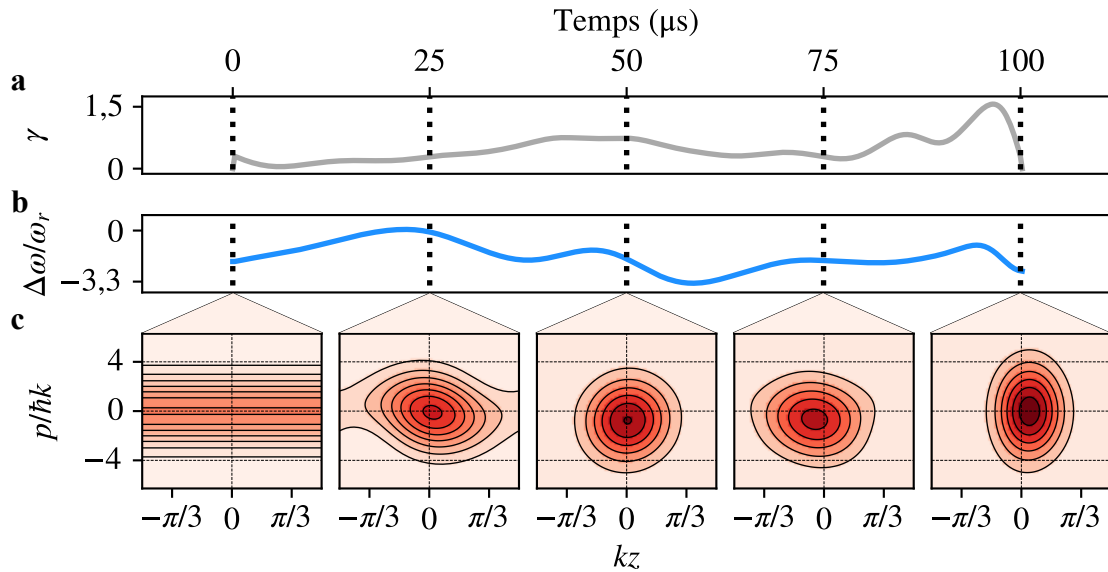


FIGURE 5.4 – Profils de contrôle optimal pour la préparation de l'état de Floquet. (a) Profils d'amplitude et (b) de pulsation utilisés pour préparer l'état de Floquet $|w_0\rangle$ pour une séquence de pulses rectangulaires de période $\tau = 5,3 \mu\text{s}$. (c) Évolution de l'état au cours de la séquence de préparation de l'OC-1 dans la représentation de Husimi. L'état initial (pour $t = 0$) est l'onde plane $|p_0\rangle$. L'état de Floquet cible $|w_0\rangle$ est obtenu à $t = 100 \mu\text{s}$ et est très similaire à un état comprimé déplacé dans l'espace des phases.

La figure 5.2 illustre le principe de l'accélération de Floquet avec une séquence de $N_F = 20$ pulses tangentes hyperboliques qui transfèrent $40\hbar k$. À chaque étape de la séquence, une mesure par temps de vol permet de visualiser les états atomiques sur la base des états d'impulsion $|p_0 + 2a\hbar k\rangle$, avec $a \in \mathbb{Z}$. Dans la figure 5.2.d, les différents états sont affichés dans le référentiel accéléré pour améliorer la lisibilité des images. Nous observons bien la stabilisation stroboscopique de l'état $|w_0\rangle$, préparé par le pulse OC-1, qui reste identique à lui même après 5, 10, 15 ou 20 pulses. L'état d'impulsion pure, efficacement accéléré, est lui même observé après OC-2.

L'état de Floquet $|w_0\rangle$ peut être identifié pour différents types d'impulsions lasers : des pulses de Bragg séquentiels, des accélérations continues (telles que des impulsions rectangulaires adjacentes avec une fréquence constante dans le référentiel accéléré) et une combinaison de ces impulsions. Dans notre cas, nous utilisons une évolution discrète de la pulsation et une évolution discrète (pulses tangentes hyperboliques) ou continue (pulses rectangulaires adjacents) de l'amplitude. Les profils détaillés d'amplitude et de pulsation du réseau pour le pulse OC-1 sont présentés sur la figure 5.4 (pour l'obtention de l'état de Floquet associé à une séquence de pulses rectangulaires de $\tau = 5,3 \mu\text{s}$). Notons que les profils pour le pulse OC-2 transformant l'état $|w_0\rangle$ en l'état d'impulsion pure accéléré sont très proches de la symétrie temporelle des profils OC-1.

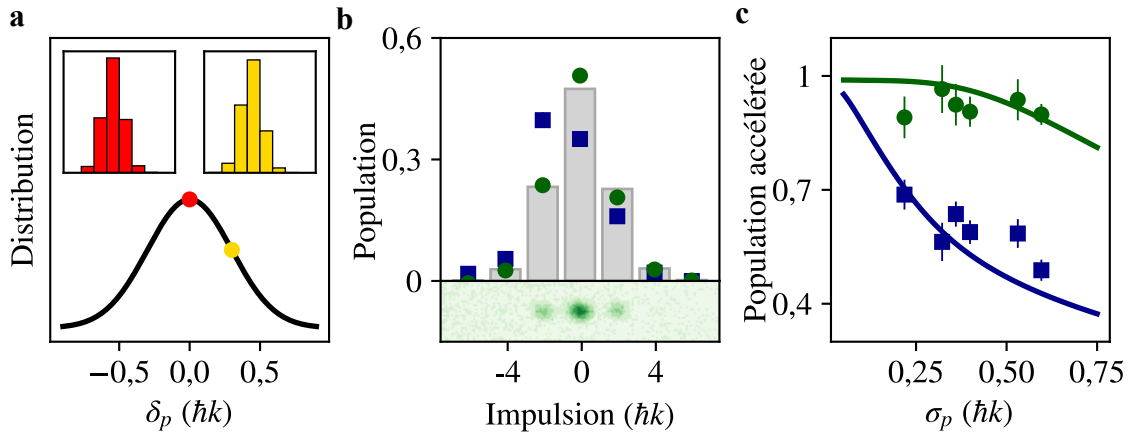


FIGURE 5.5 – Robustesse de la préparation de l’état de Floquet. (a) Pour une séquence d’accélération donnée, l’état de Floquet dépend du moment initial de l’atome p_0 . Les encarts illustrent les états de Floquet correspondants à une séquence de pulses tangentes hyperboliques π d’une durée de $\tau = 8 \mu\text{s}$ pour $\delta_p = 0\hbar k$ (rouge) et $\delta_p = 0,3\hbar k$ (jaune). (b) Histogramme de la distribution des états d’impulsion théoriques de Floquet $|w_0(\delta_p)\rangle$ moyennée sur la distribution d’impulsion $D_p(\delta_p)$ et les états de Floquet préparés expérimentalement. Les ronds verts (respectivement les carrés bleus) correspondent à l’état obtenu avec la préparation robuste (respectivement non robuste). Image du bas : Image de l’état de Floquet obtenue expérimentalement avec la préparation robuste. (c) Population restante d’atomes accélérés à $20\hbar k$ pour la préparation robuste de l’état de Floquet dans $|w_0\rangle$ (ronds verts) et sans optimisation robuste (carrés bleus) en fonction de la dispersion de la quantité de mouvement σ_p du nuage atomique. Les barres d’erreur représentent l’erreur statistique standard de la moyenne sur 20 réalisations. Les exemples ci-dessus correspondent à une séquence d’accélération basée sur des pulses tangentes hyperboliques de $8 \mu\text{s}$.

5.1.2 Préparation de l’état de Floquet robuste

J’ai introduit le principe de l’accélération de Floquet pour un état d’impulsion initial pur $|p_0\rangle$. Cependant, le nuage d’atomes est défini par une distribution en impulsion gaussienne $D_p(\delta_p)$ (équation (3.16) page 61), où $\delta_p = p - p_0$ est l’écart par rapport à la quantité de mouvement moyenne p_0 . De plus à chaque classe d’impulsion δ_p est associée un état de Floquet spécifique $|w_0(\delta_p)\rangle$. Par exemple, la figure 5.5.a montre la décomposition en états d’impulsion de deux états de Floquet correspondant à $\delta_p = 0\hbar k$ et $\delta_p = 0,3\hbar k$, dans le cas de séquence d’accélération utilisant des pulses tangentes hyperboliques de $\tau = 8 \mu\text{s}$. Par conséquent, pour mettre en œuvre efficacement cette approche, nous devons trouver un pulse OC capable de préparer simultanément les états de Floquet $|w_0(\delta_p)\rangle$ pour toute la distribution D_p .

Pour les séquences d’accélération basées sur des pulses π courts, l’état de Floquet n’est que légèrement modifié en fonction de δ_p et des pulses OC robustes peuvent être conçus pour une distribution d’impulsion raisonnablement large. L’équipe de Dominique Sugny utilise la théorie du contrôle optimal [Boscain *et al.*, 2021] et un

5.1. ACCÉLÉRATION DE FLOQUET

algorithme basé sur le gradient, GRAPE [Khaneja *et al.*, 2005], pour concevoir les pulses de contrôle OC-1 et OC-2. L'objectif du contrôle optimal consiste à maximiser le facteur de mérite F défini comme suit :

$$F = \int_{-\Delta_p}^{+\Delta_p} |\langle \psi(\tau_c) | w_0(\delta_p) \rangle|^2 D_p(\delta_p) d\delta_p, \quad (5.4)$$

où $|\psi(t)\rangle$ est la solution de l'équation de Schrödinger au temps t dans le référentiel en chute libre pour une valeur donnée des paramètres δ_p et τ_c la durée du contrôle optimal. La solution de contrôle correspondante est dite robuste à δ_p dans le sens où le même protocole de contrôle est utilisé pour toutes les valeurs de ce paramètre dans l'intervalle $[-3\sigma_p; 3\sigma_p]$ et atteint au mieux l'état stable pour chaque δ_p . Dans la figure 5.5.b, nous montrons dans un exemple illustratif que la distribution mesurée dans la base des états d'impulsion avec le contrôle optimal robuste est très proche de la distribution théorique moyenne des $|w_0(\delta_p)\rangle$, alors que des différences significatives sont observées dans le cas du contrôle non robuste, qui n'a été optimisé que pour réaliser une préparation de l'état $|w_0(p_0)\rangle$. La robustesse de ce contrôle simultané est confirmée par les mesures de la population d'atomes accélérés à $20\hbar k$ pour différentes dispersions en impulsion du nuage. Les différentes dispersions sont obtenues soit en ajoutant une étape de *Delta Kick Collimation* (pour le point à $\sigma_p = 0,2\hbar k$), soit en changeant les paramètres du piège pendant les étapes finales de refroidissement par évaporation (pour les points à $\sigma_p > 0,3\hbar k$). Ces résultats sont présentés sur la figure 5.5.c. Nos résultats expérimentaux sont en bon accord avec les simulations réalisées sans paramètre ajustable pour les deux cas. L'efficacité de l'accélération obtenue avec la préparation non robuste montre une diminution rapide avec l'augmentation de la dispersion en impulsion, contrairement au cas robuste, qui maintient une efficacité élevée jusqu'à $0,35\hbar k$, soit une température effective de $T \simeq 45$ nK. Au-delà de cette dispersion en impulsion, l'algorithme *OCT* ne parvient pas à conserver cette robustesse pour des durées de contrôle $\tau_c = 100 \mu\text{s}$.

5.1.3 Réalisation expérimentale de l'accélération de Floquet

Nous évaluons l'efficacité de l'accélération de Floquet en utilisant une séquence d'accélération et de décélération pour différents nombres de pulses N_F , jusqu'à une accélération-décélération de $600\text{-}600\hbar k$ (c'est-à-dire un transfert total de $1200\hbar k$). Pour ces mesures, notre nuage a une dispersion en impulsion de $0,3\hbar k$ pour laquelle un contrôle robuste peut être trouvé. La figure 5.6 montre la fraction d'atomes restants après deux séquences d'accélération-décélération différentes, l'une basée sur des pulses tangentes hyperboliques d'une durée de $8 \mu\text{s}$ et de profondeur de réseau $\gamma_{\text{max}} = 2,5$ ($\Omega = 20\omega_r \simeq 2\pi \times 75$ kHz) et l'autre sur des pulses rectangulaires d'une durée de $5,3 \mu\text{s}$ et de profondeur de réseau $\gamma_{\text{max}} = 3,1$ ($\Omega = 24,8\omega_r \simeq 2\pi \times 94$ kHz). Les contrôles sont adaptés pour chacune de ces deux séquences. Nous avons appliqué un ajustement numérique sur les données avec la fonction :

$$N_{\text{atomes}} = E_0 E_X^{2N_F}, \quad (5.5)$$

avec N_{atomes} le nombre d'atomes normalisé, N_F est le nombre de pulses d'accélération. Le paramètre E_0 représente principalement l'efficacité globale des étapes OC-1 et

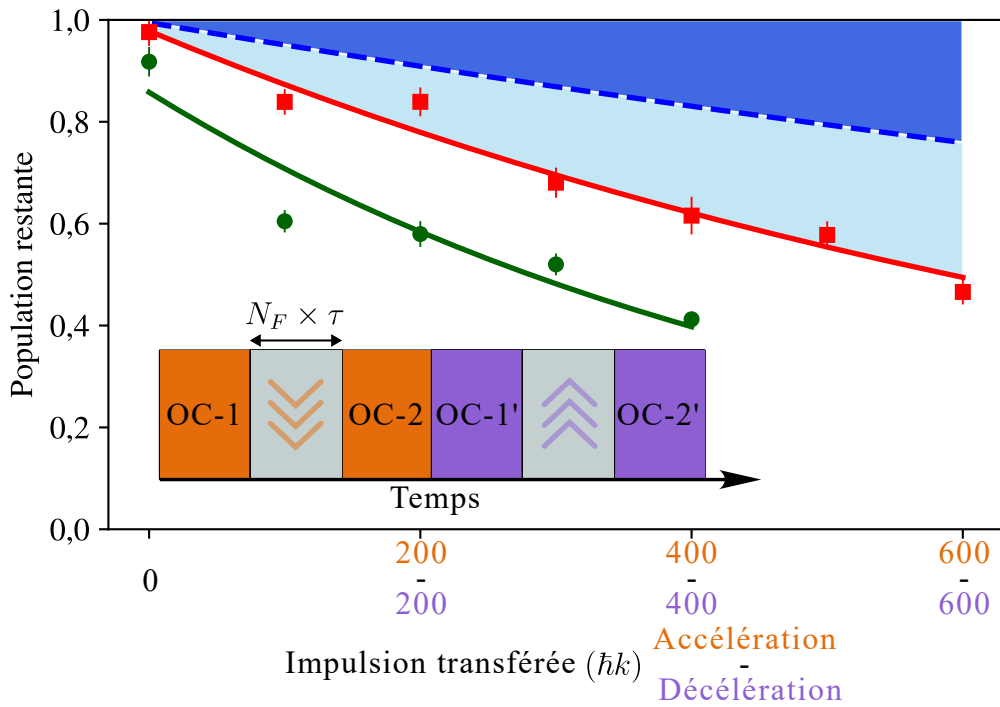


FIGURE 5.6 – Population après une accélération et une décélération. Les carrés rouges (respectivement les ronds verts) correspondent à une séquence de pulses rectangulaires (respectivement tangentes hyperboliques). Les barres d’erreur représentent une erreur statistique sur la moyenne de 20 réalisations. Les lignes pleines montrent les ajustements numériques des données avec la fonction $E_0 E_X^{2N_F}$. Les zones colorées indiquent les pertes dues à l’émission spontanée (bleu foncé) et dues aux fluctuations d’amplitude pulse à pulse, numériquement estimées avec un écart-type de 4% (bleu clair). Encadré : Schéma de la séquence d’accélération-décélération de $2 \times N_F$ pulses incluant les pulses OC.

OC-2 pour l’accélération et OC-1’ et OC-2’ pour la décélération. E_X est l’efficacité pulse à pulse du processus d’accélération. Nous obtenons une efficacité par $\hbar k (\sqrt{E_X})$ de 0,99945(5) (respectivement 0,9990(2)) pour la séquence de pulses rectangulaires (respectivement tangentes hyperboliques).

L’efficacité observée est la plus élevée rapportée à ce jour [Kovachy *et al.*, 2012], [Jaffe *et al.*, 2018], [McAlpine *et al.*, 2020] et [Wilkason *et al.*, 2022]. En outre, il est possible de l’améliorer en atténuant l’émission spontanée, qui est une limitation importante comme le montre la figure 5.6, en augmentant le désaccord et la puissance du laser [Kim *et al.*, 2020]. Un autre facteur important à prendre en compte est la réduction de l’efficacité liée aux fluctuations d’amplitude du réseau optique. Les simulations numériques d’un modèle de bruit simple basé sur des fluctuations d’amplitude d’un pulse d’accélération à l’autre, caractérisées par un écart-type de 4% (typique sur notre dispositif expérimental), peuvent expliquer l’efficacité observée. Ce problème peut être atténué par des techniques de stabilisation de la puissance du laser. Cela suggère que l’efficacité intrinsèque de l’accélération de Floquet permet la

réalisation de grands transferts d'impulsions bien au delà de la borne des $1000\hbar k$.

Le transfert de 2 fois $600\hbar k$ avec une efficacité de 0,5 est réalisé en 3,6 ms, en incluant les quatre pulses OC de $\tau_c = 100 \mu\text{s}$ chacun. Deux d'entre eux sont utilisés ici pour inverser le sens de l'accélération, ce qui permet aux atomes de revenir à une vitesse détectable (voir l'encadré de la figure 5.6). Il en résulte un taux moyen de transfert de quantité de mouvement de $1\hbar k$ toutes les $3 \mu\text{s}$. C'est la plus grande accélération démontrée jusqu'à présent avec des transitions multiphotoniques.

5.2 Interféromètre *LMT* : diffraction de Bragg - *CEBS* - accélération de Floquet

Enfin, nous avons réalisé un interféromètre *LMT* utilisant cette accélération de Floquet pour augmenter la séparation en impulsion entre les deux bras. Les séparatrices atomiques de diffraction de Bragg $\pi/2$ utilisées dans l'interféromètre créent deux bras avec une séparation d'impulsion de seulement $2\hbar k$. Pour mettre en œuvre efficacement les accélérations de Floquet dans un interféromètre *LMT*, il est essentiel de maintenir le découplage entre les processus d'accélération dans chaque bras. Cependant, l'état de Floquet $|w_0\rangle$ est généralement décomposé en de nombreux états d'impulsion, comme il est possible de le voir, par exemple, sur la figure 5.5.b. Ainsi, au début de la séquence d'accélération, lorsque la différence de quantité de mouvement entre les deux bras de l'interféromètre est minime, typiquement quelques $\hbar k$, les composantes d'impulsion de l'état de Floquet du bras accéléré coïncident avec celles du bras non accéléré. Ce chevauchement fait que les pulses d'accélération vont perturber le bras que nous ne souhaitons pas adresser, ce qui conduit à une réduction significative de l'efficacité de la séparatrice atomique. Pour atténuer cet effet, il faut adapter la séparatrice initiale, en produisant une séparation en impulsion suffisante avant d'entamer le processus de Floquet. Cela peut se faire avec de la diffraction de Bragg d'ordre élevé, avec une accélération de Bloch ou avec des pulses de contrôle optimal supplémentaires. Nous avons choisi de mettre en œuvre la stratégie de pré-accélération, schématisée sur la figure 5.7, où nous utilisons l'amélioration cohérente des séquences de Bragg, décrite au chapitre précédent, jusqu'à ce que la différence de quantité de mouvement Δp entre les bras de l'interféromètre atteigne $22\hbar k$. Cela correspond à la quantité de mouvement combinée transférée par le pulse de diffraction de Bragg $\pi/2$ et 10 pulses *CEBS*. Ces pulses ont une durée de $40 \mu\text{s}$ chacun, ce qui garantit que seul un nombre très limité d'états de quantité de mouvement est peuplé pendant chaque pulse. Nous passons ensuite à une accélération de Floquet de N_F pulses pour le reste de la séquence d'accélération. Par conséquent, la séparation maximale en quantité de mouvement est de $2N\hbar k = (22 + 2N_F)\hbar k$.

5.2.1 Interféromètre de $600\hbar k$

Pour obtenir des franges d'interférences nous appliquons la même méthode que celle décrite dans le chapitre précédent. Nous appliquons un saut de phase laser δ_ϕ

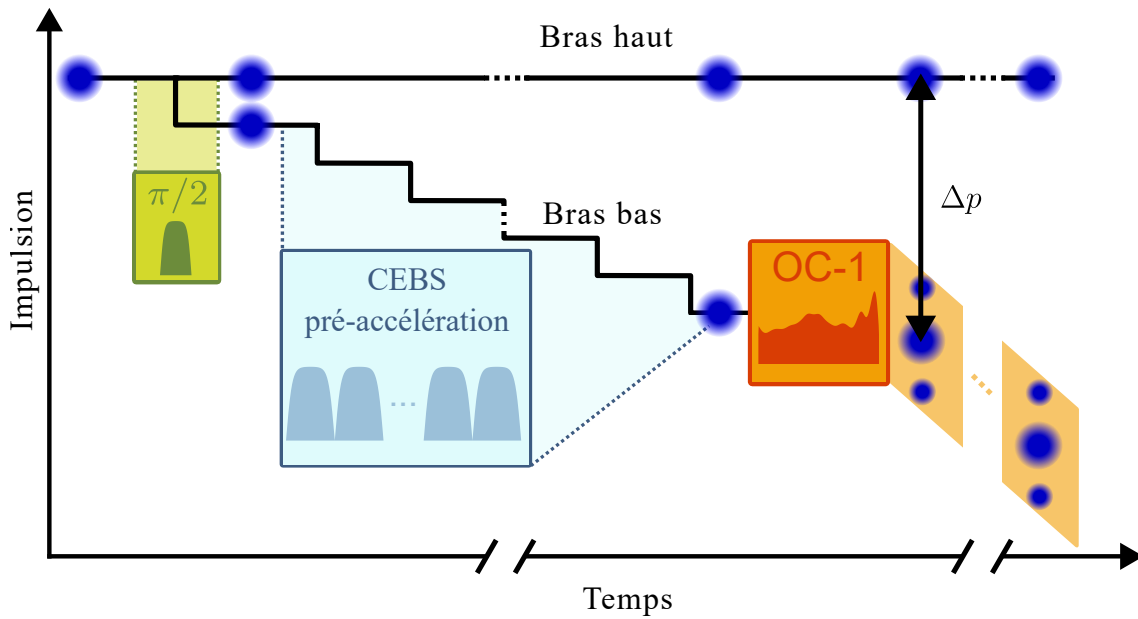


FIGURE 5.7 – Diagramme temps-impulsion de la séparatrice atomique hybride : pulse de Bragg $\pi/2$, pré-accélération de 10 pulses de *CEBS* et N_F pulses d'accélération de Floquet conduisant à une séparation maximale de $(22 + 2N_F)\hbar k$. Les points bleus représentent les états d'impulsion peuplés pendant la séquence.

sur l'une des deux ondes formant le réseau optique. Cette phase est appliquée sur N_{δ_ϕ} pulses parmi les N_F pulses d'une accélération de Floquet. Nous mesurons les populations dans chacun des ports de sortie de l'interféromètre et nous extrayons une visibilité à partir de la formule (3.26), page 74. La valeur de la période des franges en fonction du paramètre N_{δ_ϕ} fournit une preuve irréfutable que l'interférence est spécifique à l'interféromètre entièrement séparé et non aux signaux associés aux interféromètres parasites. En prenant $N_{\delta_\phi} = N_F = 289$, nous démontrons un interféromètre atomique avec une séparation de $600\hbar k$ et une visibilité de $18 \pm 4\%$ (figure 5.8).

5.2.2 Mesure et analyse de la visibilité

Après ces séquences interférométriques pour des grandes séparations en impulsion le nombre d'atomes dans les ports de sortie est suffisamment faible pour ne pas pouvoir discerner correctement les nuages correspondant aux ports de sortie. Pour pouvoir placer correctement les boîtes aux bons endroits, nous déterminons dans un premier temps la position attendue des atomes. Celle-ci peut être déterminée à partir du temps de chute et du déplacement des atomes dû à la séquence d'accélération et de décélération. Ce déplacement correspond à la séparation spatiale maximale entre les deux bras. Pour la séparatrice hybride (diffraction de Bragg, pré-accélération *CEBS* et accélération de Floquet) l'expression vue au chapitre précédent (équation

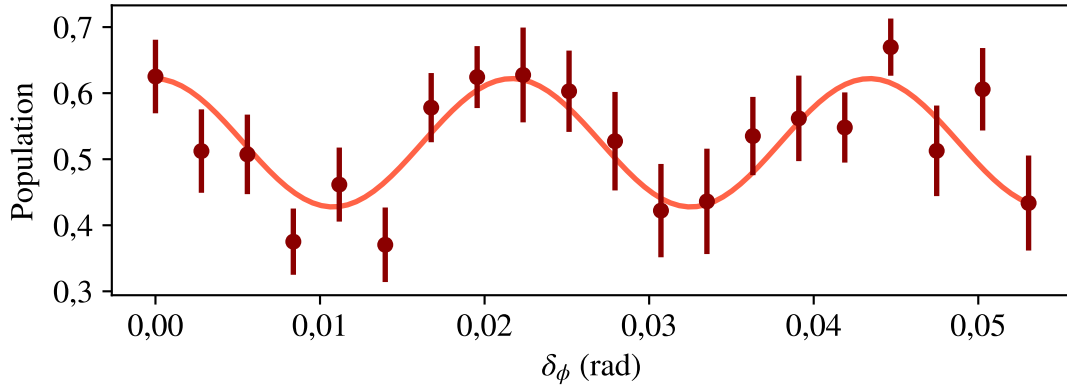


FIGURE 5.8 – Franges pour un interféromètre *LMT* de $600\hbar k$. Chaque point est la mesure moyenne sur environ 10 réalisations et les barres d’erreur sont les erreurs standard sur la moyenne. La ligne continue est un ajustement numérique sinusoïdal des données.

(4.10), page 99) devient plus complexe, elle s’écrit :

$$\begin{aligned} \Delta z = 2v_r \left(\frac{\tau_S + \tau_M}{2} + 2t'_c + \tau_{CEBS} (N_{CEBS} (N_{CEBS} + 2)) \right. \\ \left. + \tau (N_F (N_F + 2 (N_{CEBS} + 1))) + 2\tau_c (N_F + 2 (N_{CEBS} + 1)) \right. \\ \left. + T' (N_F + N_{CEBS} + 1) \right). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Dans les mesures présentées ici, les paramètres choisis sont les suivants. Pour le temps t'_c séparant les pulses séparatrices et le pulse miroir des pulses d’accélération et de décélération est $t'_c = 100 \mu\text{s}$. Les pulses séparatrices ont une durée $\tau_S = 50 \mu\text{s}$ et le pulse miroir permettant de défléchir les deux trajectoires a une durée $\tau_M = 60 \mu\text{s}$. Nous utilisons $N_{CEBS} = 10$ pulses utilisant la technique *CEBS* d’une durée de $\tau_{CEBS} = 40 \mu\text{s}$. La durée de chaque séquence de contrôle est $\tau_c = 100 \mu\text{s}$ et les pulses utilisés pour l’accélération de Floquet ont une durée $\tau = 5,3 \mu\text{s}$. Enfin, nous prenons $T' = 0$ dans le but d’effectuer le plus de pulses possible. Pour compléter ce calcul et déterminer précisément la position des atomes, l’ensemble des images est sommé. Le résultat de cette somme est présenté sur la figure 5.9. Nous réalisons un ajustement numérique à deux gaussiennes pour déterminer la position des deux ports de sortie (figure 5.9.b). Les positions des deux boîtes mesurant les populations sont légèrement ajustées à la taille du nuage afin d’optimiser le rapport signal sur bruit de la visibilité. Les changements de position ont un effet marginal sur le nombre d’atomes détectés ou sur les valeurs des paramètres obtenues par l’ajustement numérique (visibilité et phase φ_0).

La validité statistique de la visibilité obtenue a également été vérifiée (figure 5.10). Nous avons simulé un grand nombre ($N_s = 10^6$) d’ensembles de données totalement aléatoires (sans visibilité), chacun ayant le même nombre de données que les mesures représentées sur la figure 5.8. La variance de la distribution normale est choisie pour correspondre au bruit de détection observé. Chaque ensemble de données est ensuite analysé selon la même procédure que pour la mesure présentée, à partir

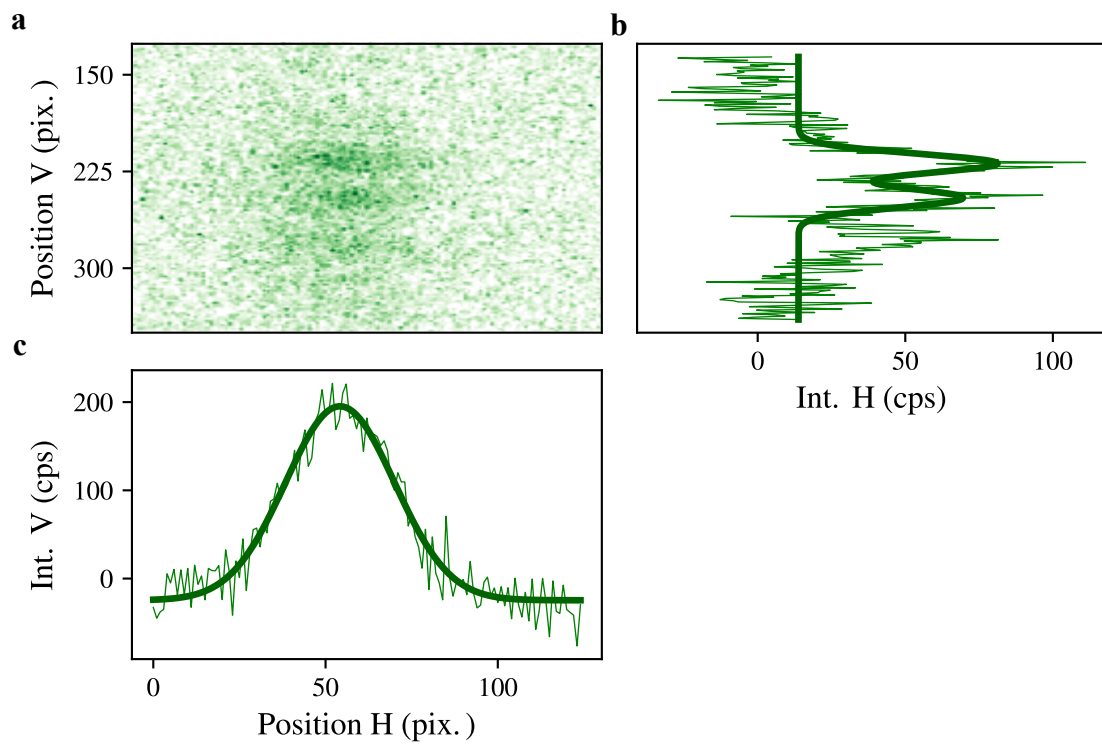


FIGURE 5.9 – (a) Image moyennée des deux ports de sortie d'un interféromètre avec une séparation en impulsion de $600\hbar k$. (b) Intégration horizontale et ajustement numérique avec deux gaussiennes et (c) intégration verticale et ajustement numérique avec une gaussienne.

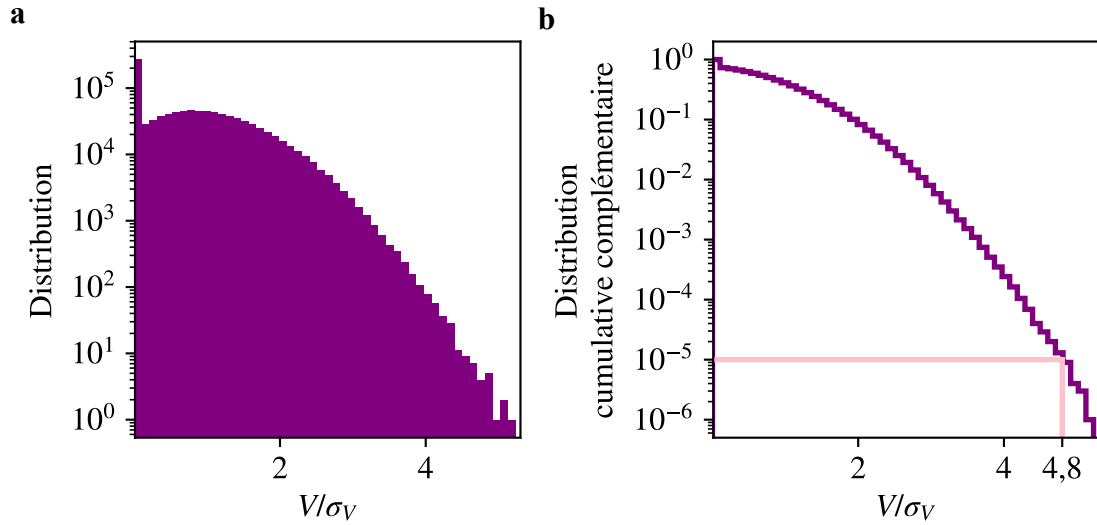


FIGURE 5.10 – (a) Distribution des rapports V/σ_V après $N_s = 10^6$ tirages aléatoires, où chaque V/σ_V est obtenu avec un ajustement sur un tirage. (b) Distribution cumulative complémentaire, le trait rose correspond à la valeur $x = 4,8$ mesurée pour l’expérience de la figure 5.8.

de laquelle nous obtenons un nombre V/σ_V où V est la visibilité de l’ajustement et σ_V l’incertitude correspondante. À partir de l’histogramme des N_s valeurs de V/σ_V , nous calculons la fonction de distribution cumulative complémentaire. Pour une valeur donnée x , cette fonction est la probabilité d’obtenir un V/σ_V ajusté supérieur ou égal à x sur un ensemble de données purement aléatoires. L’évaluation de la fonction de distribution cumulative complémentaire, représentée sur la figure 5.10.b, pour la valeur mesurée de V/σ_V (*i.e.* $x = 4.8$) donne la probabilité d’obtenir une valeur au moins aussi extrême à partir d’un ensemble de données à visibilité exactement nulle. Pour la mesure présentée, nous estimons que cette probabilité est inférieure à 10^{-5} , ce qui permet de rejeter de manière significative l’hypothèse de l’absence de visibilité.

Afin de renforcer encore plus la mesure de la visibilité, nous avons réalisé des expériences avec la même séparation maximale en impulsion $2N\hbar k = (22 + 2N_F)\hbar k$ mais pour deux nouvelles valeurs du facteur d’échelle N_{δ_ϕ} . Ce facteur correspond au nombre de pulses d’accélération qui subissent le saut de phase δ_ϕ parmi les N_F pulses de la séquence d’accélération. Les franges pour $N_{\delta_\phi} = 200$ et $N_{\delta_\phi} = 100$ sont présentées sur la figure 5.11. Les trois mesures montrent un comportement sinusoïdal avec le facteur d’échelle attendu sur la période des franges et des visibilités cohérentes ($V = 18 \pm 4\%$ pour $N_{\delta_\phi} = 289$, $V = 27 \pm 5\%$ pour $N_{\delta_\phi} = 200$ et $V = 21 \pm 4\%$ pour $N_{\delta_\phi} = 100$). Cela confirme que la mesure de la visibilité n’est pas biaisée par des interféromètres parasites à ce niveau d’incertitude.

Ce résultat représente la plus grande séparation d’impulsion jamais obtenue dans un interféromètre atomique. La valeur de visibilité est principalement limitée par les atomes détectés subissant une émission spontanée atteignant le volume de détection et par les fluctuations du niveau de fond des images. En outre, la séparation maxi-

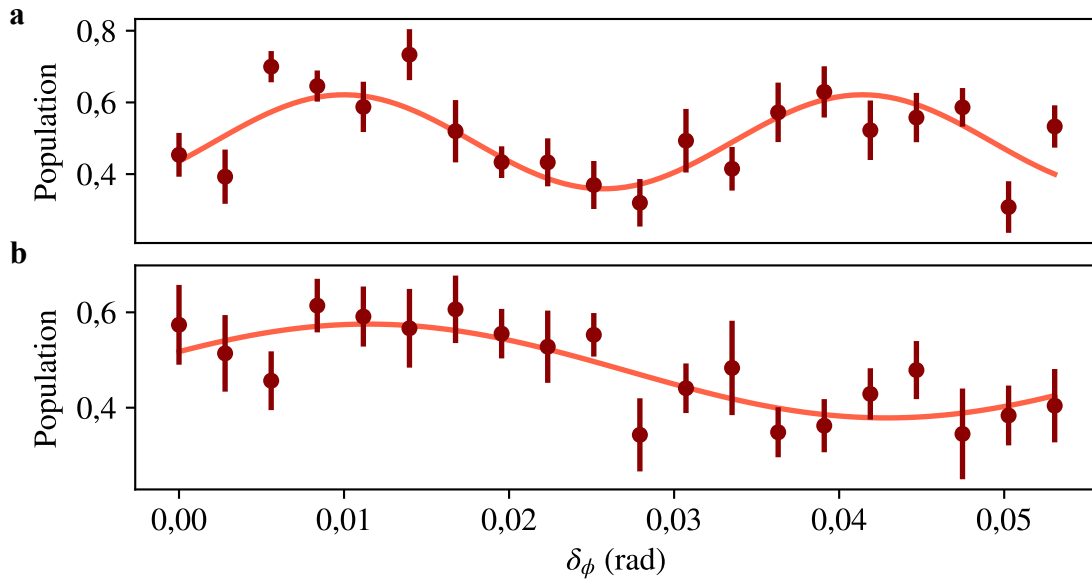


FIGURE 5.11 – Franges pour une séparation maximale de $600\hbar k$ pour deux facteurs d’échelles différents. (a) (respectivement (b)) Le saut de phase δ_ϕ est appliqué pendant $N_{\delta_\phi} = 200$ (respectivement $N_{\delta_\phi} = 100$) derniers pulses de la première séquence d’accélération de Floquet.

male de l’impulsion résulte des contraintes de temps de vol inhérentes à la taille du dispositif expérimental.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j’ai introduit une nouvelle approche qui combine le formalisme de Floquet et les protocoles de contrôle optimal pour accélérer les atomes dans un réseau optique, couvrant à la fois les méthodes d’accélération continues et discrètes. En particulier, nous identifions un régime remarquable caractérisé par une amplitude constante et une évolution discrète de la pulsation du réseau. Notre approche permet d’atteindre une efficacité et une vitesse sans précédent dans l’accélération par un réseau, ce qui se traduit par la séparation maximale d’impulsion la plus élevée et la plus rapide jamais démontrée de $600\hbar k$ dans un interféromètre atomique. La valeur de séparation en impulsion n’est limitée que par les dimensions de notre chambre à vide.

Malgré cette efficacité déjà élevée, une limitation majeure de notre dispositif expérimental, l’émission spontanée, pourrait être surmontée en augmentant le désaccord avec l’état excité, tout en maintenant la même profondeur de réseau avec une plus grande puissance laser. En outre, nous montrons que l’état de Floquet peut être approximé avec précision par un état comprimé dans l’espace des phases. Cette paramétrisation simple devrait permettre une amélioration de la séquence d’accélération, conduisant à une meilleure robustesse des séparatrices atomiques, en

particulier en ce qui concerne les fluctuations de la puissance laser et un contrôle fin des effets systématiques associés aux déphasages de la diffraction atomique. Par conséquent, cette méthode a le potentiel de supporter des interféromètres bien au-delà de $1000\hbar k$, ouvrant de nouvelles voies pour de futures applications dans la métrologie de précision, les technologies quantiques et répondant à l'un des défis critiques pour les interféromètres atomiques à très grande échelle envisagés pour les détecteurs d'ondes gravitationnelles.

Ces résultats ne font pas seulement progresser les applications en interférométrie atomique mais introduisent également une approche innovante qui étend les capacités du contrôle optimal quantique pour naviguer dans des espaces de Hilbert de grande dimension [Koch *et al.*, 2022] et [Larrouy *et al.*, 2020]. Dans notre approche, la complexité du problème est résumée par un unique état de Floquet, ce qui permet une préparation d'état à état remarquablement rapide et robuste dans un vaste espace de Hilbert à près de 300 dimensions. La capacité de manipuler avec précision des états quantiques dans des systèmes aussi complexes présente un grand potentiel pour les technologies quantiques, que ce soit pour la détection ou pour l'informatique et la simulation quantique [van Frank *et al.*, 2016], [Larrouy *et al.*, 2020] et [Dupont *et al.*, 2023]. Par conséquent, au-delà des applications en interférométrie atomique, nous pensons que notre approche fournit une solution efficace dans le domaine du contrôle quantique.

5.3. CONCLUSION

Chapitre 6

Conclusion

Sommaire

6.1	Bilan par chapitre	129
6.2	Perspectives	131
6.2.1	Étude en cours : Phase multi-chemins	132
6.2.2	Nouveau réseau optique	132
6.2.3	Amélioration de la source atomique	132
6.2.4	Nouveau dispositif expérimental	133

Les différentes études menées au cours de ma thèse contribuent à une avancée dans la compréhension et la réalisation d'interféromètres atomiques à grands transferts d'impulsion. J'ai présenté dans ce manuscrit deux approches permettant de réaliser des interféromètres avec une séparation en impulsion entre les deux bras au-delà de la centaine de vitesses de recul. Ce type d'interféromètre constitue un axe de recherche actif dans la communauté. Notre équipe au LCAR envisage de les utiliser dans le but de réaliser un test de neutralité de la matière. Ces interféromètres améliorent grandement la sensibilité aux effets inertiels et peuvent donc être utilisés dans des capteurs quantiques. Ces méthodes peuvent également être utilisées pour des études de physique fondamentale : tests de relativité et de physique quantique, détections d'ondes gravitationnelles et études de la matière noire.

6.1 Bilan par chapitre

Après un chapitre introductif, j'ai tout d'abord décrit le dispositif expérimental nous permettant d'obtenir un condensat de Bose-Einstein de rubidium 87 avec une température effective de $T \simeq 30$ nK. Pour obtenir cette source nous utilisons tout d'abord des techniques de refroidissement laser et de piégeage magnéto-optique. Une fois le nuage d'atomes refroidi à des dizaines de microkelvins, nous procédons à un refroidissement par évaporation et à une distillation de spin, pour obtenir un nuage

de $5,5 \times 10^4$ atomes à une température de 200 nK et dans le sous-niveau $m_F = 0$ de l'état $F = 1$. Nous procédons finalement à une décompression du piège pour obtenir notre source typique de $2,5 \times 10^4$ atomes à une température effective, dans l'axe d'intérêt par rapport à nos réseaux optiques, de 30 nK. J'ai ensuite présenté les deux techniques (le *Delta Kick Collimation* et la sélection en impulsion) nous permettant de produire un nuage d'atomes dont la dispersion en impulsion correspond à une température effective inférieure au nanokelvin. Dans la suite de ce chapitre, j'ai présenté les réseaux optiques de notre expérience. L'un d'entre eux nous permet de réaliser tous les processus de diffraction que je décris dans ce manuscrit. Le second est un réseau de lancement, il est notamment utilisé pour la mise en œuvre du *Delta Kick Collimation* et constitue un élément clé pour l'augmentation future du temps d'interrogation lors des séquences interférométriques. Ce chapitre se termine par la présentation du système d'imagerie et de ses différents modes de fonctionnement utilisés pour optimiser le rapport signal à bruit de la détection.

Dans le chapitre suivant, j'ai présenté une description de la diffraction dans le régime de quasi-Bragg. J'ai tout d'abord présenté le principe d'une séparatrice atomique et j'ai décrit les méthodes, les plus couramment utilisées, permettant de produire une superposition cohérente d'états d'impulsion. Dans la suite de ce chapitre, j'ai décrit le modèle théorique sur lequel nous nous sommes appuyés pour développer une simulation numérique. Cette simulation est essentielle pour décrire la dynamique des atomes dans le réseau optique et concevoir des géométries d'interféromètres performantes. Ensuite, j'ai montré les résultats de diffraction dans le régime de quasi-Bragg pour des transitions allant jusqu'à l'ordre $n = 6$, soit des transferts de $12\hbar k$. Je mets en évidence deux sous-régimes en fonction de la durée de l'impulsion. Le premier pour des interactions courtes est dominée par des pertes non adiabatiques. Le second sous-régime correspond à des interactions longues, dans ce cas nous retrouvons des oscillations entre les deux états couplés de façon résonantes. Dans ce sous-régime, l'efficacité de transfert est limitée par la sélection en impulsion des processus de diffraction. Ces deux sous-régimes ont été étudiés dans le cadre d'interféromètres atomiques à trois pulses : séparatrice - miroir - séparatrice. Dans le cas d'un pulse miroir de phase de Rabi $\varphi_R = 3\pi$, c'est-à-dire dans le sous-régime de pulses longs, nous observons des franges d'interférences parfaitement sinusoidales, typiques d'un interféromètre à deux ondes. Dans le cas d'un pulse miroir de phase de Rabi $\varphi_R = \pi$, c'est-à-dire dans le sous-régime de pulses courts favorisant les interféromètres parasites, nous observons une déformation des franges d'interférences. Cette déformation donne lieu à un biais dans l'estimation de la phase de l'interféromètre qui est appelé « phase de diffraction » dans la littérature est attribuée à un caractère multi-chemins de ces interféromètres [Kirsten-Siemß *et al.*, 2023]. Ce phénomène est actuellement en cours d'étude par notre équipe.

Dans une section introductive du quatrième chapitre, j'ai présenté différentes méthodes permettant de réaliser des séparatrices atomiques avec des grands transferts d'impulsion utilisant des successions de pulses π . Pour ce type d'interféromètre il est nécessaire d'avoir une très bonne efficacité individuelle de transfert. Dans le cas de la diffraction de Bragg séquentielle, cela implique notamment d'avoir une

source avec une très faible dispersion en impulsion. Pour s'affranchir de ce problème, nous avons développé une nouvelle technique, mettant à profit la cohérence de l'onde atomique entre les pulses de diffraction de quasi-Bragg lors de la séquence d'accélération. En effet, lors de pulses successifs, des interférences destructives entre les canaux de pertes ont lieu dans la condition où les durées entre les pulses sont faibles. Cela nous a permis de produire une séquence d'accélération avec une efficacité par $\hbar k$ de 99,1%. Avec cette méthode nous avons réalisé un interféromètre atomique avec une séparation entre les deux bras de $200\hbar k$. Les franges de cet interféromètre ont une visibilité de 7,4%.

Le dernier chapitre est consacré à l'interféromètre que nous avons développé reposant sur un nouveau schéma d'accélération : l'accélération de Floquet. Cette méthode, basée sur la stabilisation stroboscopique d'un d'état de Floquet dans le référentiel accéléré, préparé par contrôle optimal, permet de réaliser une accélération avec une efficacité 0,99945(5) par $\hbar k$. Ce transfert est réalisé en un temps très court et permet une accélération de $2 \times 10^3 \text{ m.s}^{-2}$, soit environ $200g$. Avec cette méthode nous avons réalisé un interféromètre avec la plus grande séparation en impulsion trouvée dans la littérature : $600\hbar k$. L'efficacité des transferts avec cette méthode est limitée sur notre dispositif par l'émission spontanée et par les fluctuations de la profondeur du réseau optique. La séparation en impulsion, quant à elle, est uniquement limitée par le volume de détection.

6.2 Perspectives

Le dispositif expérimental utilisé pendant ma thèse sera employé pour explorer les limites d'efficacité des séparatrices LMT et leur utilisation dans des expériences de métrologie. Nos simulations démontrent que les limitations actuelles, telles que l'émission spontanée et les fluctuations de puissance, pourraient être améliorées avec un nouveau système laser. Les études menées permettront de mieux appréhender la faisabilité de séparatrices atomiques à plus de $1000\hbar k$, envisagées dans les projets d'interféromètres à très longues bases pour la détection d'ondes gravitationnelles. Par ailleurs, l'utilisation de ces séparatrices LMT pour des expériences de métrologie nécessite une très bonne caractérisation des déphasages induits. Des études numériques et expérimentales sont actuellement en cours pour répondre à cette exigence. Enfin, nous envisageons l'exploration de différentes géométries d'interféromètres afin de trouver les meilleurs compromis en termes de LMT , de durée des interféromètres, *etc.*, en vue de la réalisation d'interféromètres dont les bras sont séparés de plusieurs centimètres, ouvrant ainsi la voie à de nouvelles mesures fondés sur la mise en place de potentiels d'interaction contrôlés sur chacun des bras. Dans les paragraphes suivants, j'aborde quelques éléments sur les travaux en cours dans notre équipe concernant ces perspectives.

6.2.1 Étude en cours : Phase multi-chemins

Dans le cadre de notre collaboration avec une équipe théorique de l'IQO-Hannover nous procédons aux premières campagnes de mesures dans le but de mettre en évidence les phases multi-chemins et pour étudier des stratégies pour les minimiser [Kirsten-Siemß *et al.*, 2023]. L'expérience consiste à la mise en œuvre de deux interféromètres : un où le signal de phase multi-chemins est détectable et l'autre où il est grandement atténué. Les deux configurations d'interféromètres pour ces mesures sont proches. Elles utilisent toutes les deux des pulses gaussiens d'ordre $n = 3$, où les pulses séparatrices ont une phase de Rabi $\varphi_R = \pi/2$ et le pulse miroir à une phase de Rabi $\varphi_R = 3\pi$. Les deux configurations diffèrent légèrement sur les valeurs des couples $\{\gamma_{\max}, \sigma\}$ utilisées pour le pulse miroir. L'effet de ces phases multi-chemins est observable sous la forme d'une oscillation de la phase interférométrique en fonction de la durée de l'interféromètre. L'amplitude de ces oscillations passe de 30 mrad pic à pic, pour la configuration maximisant l'effet multi-chemins, à moins d'1 mrad pic à pic pour l'autre.

6.2.2 Nouveau réseau optique

Nous avons identifié deux limitations majeures à l'efficacité des séparatrices LMT que nous avons mises en œuvre : l'émission spontanée et les fluctuations de puissance. Pour atténuer l'impact de ces effets, nous avons entrepris l'étude d'un nouveau système laser. Avec ce nouveau système laser, notre objectif est d'atteindre une puissance supérieure à 20 W à 780 nm, soit dix fois plus élevée que celle de la configuration actuelle. En effet, avec plus de puissance, il est possible d'utiliser un désaccord plus grand tout en conservant la même profondeur de réseau. Cela est dû au fait que le taux d'émission spontanée est proportionnel à $\frac{I}{\Delta^2}$, tandis que la profondeur du réseau est proportionnelle à $\frac{I}{\Delta}$. Ainsi, en augmentant la puissance du laser, nous pouvons augmenter le désaccord pour réduire l'émission spontanée tout en conservant la même profondeur de réseau. Pour accroître encore la puissance du laser, l'utilisation de cavités optiques pourrait être une option intéressante [Sabulsky *et al.*, 2024]. Cependant, cette solution est délicate à mettre en œuvre pour des faisceaux de tailles importantes, notamment dans la direction verticale, où la condition de résonance change significativement. Nous prévoyons aussi d'asservir la puissance laser. Nous étudions actuellement ces fluctuations de puissance pour en comprendre les principales caractéristiques et dimensionner de manière optimale le système d'asservissement.

6.2.3 Amélioration de la source atomique

Sur notre dispositif, l'imagerie est réalisée par fluorescence avec les trois faisceaux du piège magnéto-optique 3D de *waist* $w_0 = 7$ mm. Par construction les atomes sont refroidis au centre des trois faisceaux. Le nombre d'atomes détectés dépend du paramètre de saturation $s = I/I_{\text{sat}}$, où I est l'intensité locale des faisceaux servant à la fluorescence. Ce paramètre vaut 1 pour $z \simeq 1$ cm, correspondant à

l'altitude des ports de sortie de l'interféromètre de $600\hbar k$ que nous avons démontré. Il en résulte une détectivité dégradée qui contribue à diminuer le rapport signal à bruit et donc diminuer la visibilité. Un faisceau d'imagerie dans l'axe vertical permet alors de réaliser une détection de nos nuages d'atomes sans considération de la position dans l'axe vertical. Cela permet en outre d'avoir accès à un temps de vol plus grand et ainsi d'augmenter encore la séparation en impulsion des deux bras d'un interféromètre.

À plus long terme, l'équipe envisage d'augmenter le rapport signal à bruit en travaillant avec une source comptant un plus grand nombre d'atomes. Pour augmenter le nombre d'atomes, différentes méthodes existent, en voici quelques exemples. Une méthode consiste à réaliser un piège dipolaire avec un faisceau laser en mouvement rapide, cette technique est appelée *painting potential* [Henderson *et al.*, 2009]. Elle permet d'adapter la taille du piège aux différentes étapes de chargement et d'évaporation et donc d'atteindre l'état de condensation de Bose-Einstein plus rapidement et plus efficacement [Roy *et al.*, 2016] et [Condon *et al.*, 2019]. Une autre solution est de modifier la géométrie du piège. Par exemple, une équipe de Kyoto a produit un condensat de Bose-Einstein de 10^6 atomes en 3,6 s. Pour réaliser cette performance, ils utilisent un double piège dipolaire compressible [Yamashita *et al.*, 2017]. Une autre méthode pour augmenter le nombre d'atomes de notre expérience est l'utilisation de protocoles d'optimisation. Ils sont utilisés pour améliorer les séquences d'évaporation et pour les rendre robustes face à des variations d'intensité par exemple [Wigley *et al.*, 2016] et [Barker *et al.*, 2020].

6.2.4 Nouveau dispositif expérimental

Un des projets à plus long terme de l'équipe est de réaliser une mesure de neutralité de la matière [Champenois *et al.*, 2001b] et [Arvanitaki *et al.*, 2008]. Un nouveau dispositif expérimental est en cours de dimensionnement pour pouvoir accueillir des électrodes, elles-mêmes en cours de conception. Dans le plan de fabrication de cette nouvelle enceinte à vide, il est prévu d'avoir une chambre qui puisse être isolée du reste du dispositif pour ajouter des électrodes. Ce nouveau système disposera des accès optiques adaptés à la mise en œuvre des techniques visant à améliorer la source, comme cela a été exposé dans le paragraphe précédent.

Ce nouveau dispositif est également pensé pour développer d'autres géométries d'interféromètres. En particulier, nous envisageons de maintenir la grande séparation spatiale obtenue par les techniques *LMT* présentées dans ce manuscrit pendant une longue durée en faisant léviter les atomes à l'aide d'un réseau optique continuellement accéléré, comme c'est illustré sur la figure 6.1. Cette géométrie a été proposée dans [Cladé *et al.*, 2005] et a été réalisée par [Xu *et al.*, 2019] avec un temps de maintien de 20 s. Cette configuration d'interféromètre piégé permet d'augmenter considérablement le temps d'interaction avec les potentiels électrostatiques et ainsi améliorer la sensibilité de la mesure.

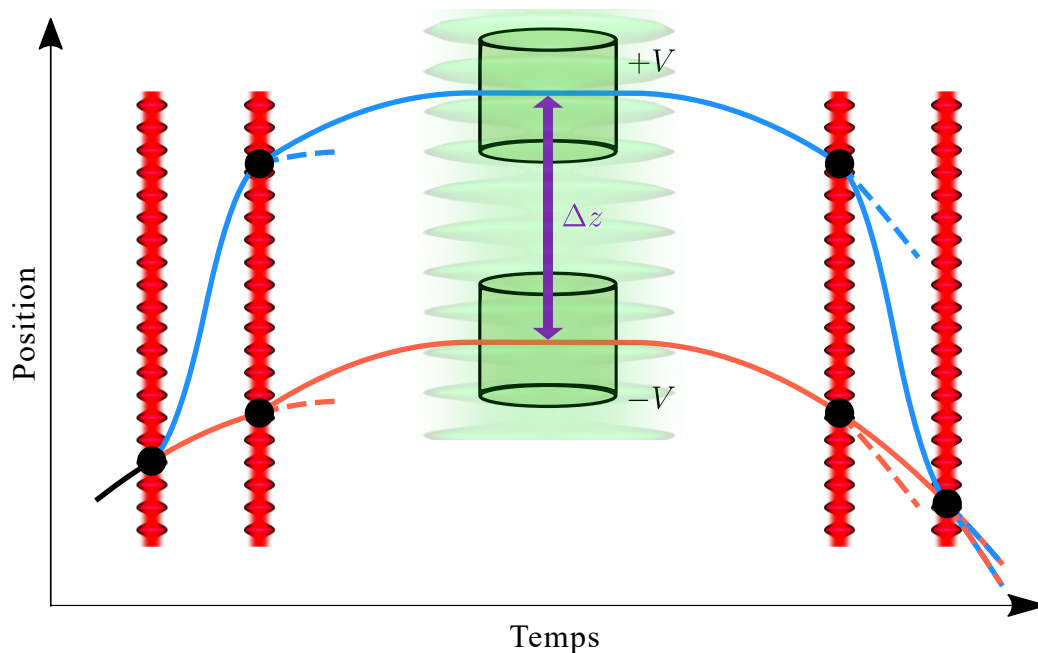


FIGURE 6.1 – Schéma spatio-temporel d'un interféromètre *LMT* piégé. Après un premier pulse $\pi/2$, une accélération et une décélération d'un des bras est réalisé pour augmenter la séparation spatiale Δz . Un deuxième pulse $\pi/2$ ramène les deux bras dans le même état d'impulsion (au prix de pertes d'atomes dans les chemins représentés en traitillés). Ces deux paquets d'ondes sont maintenus contre la gravité par accélération continue pendant un temps suffisamment grand pour appliquer les potentiels électrostatiques. Ensuite, un troisième pulse $\pi/2$ est appliqué dans la direction opposée, suivi d'une nouvelle séquence d'accélération et de décélération. Enfin, un dernier pulse $\pi/2$ est effectué pour recombiner les chemins.

Il est également prévu de développer une source double-espèces dans le cadre de la mesure de neutralité. En effet, nous souhaitons réaliser un condensat de rubidium 87 et de rubidium 85, dans le but de réaliser une mesure comparative. Ces deux isotopes ne diffèrent que de deux neutrons. Par conséquent, un test de neutralité indépendant sur chacun, donnant une borne supérieure au défaut de charge global, permettra de placer également une borne supérieure au défaut de charge du neutron. C'est pourquoi nous souhaitons adapter notre système de production de condensat de Bose-Einstein au rubidium 85 [Cornish *et al.*, 2000]. Il est possible d'utiliser le rubidium 87 pour procéder au refroidissement sympathique [Bloch *et al.*, 2001] du rubidium 85.

Ce nouveau dispositif permettra la création d'interféromètres avec des chemins séparés de plusieurs dizaines de centimètres, offrant ainsi la possibilité d'installer des potentiels contrôlés sur chacun des bras. Outre les tests de neutralité de la matière que j'ai déjà mentionnés, d'autres applications peuvent être envisagées, telles que l'utilisation de potentiels optiques pour des mesures spectroscopiques de type longueur d'onde « tune-out » [Trubko *et al.*, 2015], [Leonard *et al.*, 2015] et [Décamps *et al.*, 2020] ou encore l'exploitation de potentiels gravitationnels pour la mesure de la constante gravitationnelle G [Fixler *et al.*, 2007] et [Rosi *et al.*, 2014]. De plus, ce dispositif sera utilisé pour mettre au point et étudier de nouveaux concepts en interférométrie atomique, tels que l'amélioration des mesures à l'aide d'états comprimés ou l'étude d'interféromètres guidés dans des réseaux optiques pour accroître la durée des interféromètres.

Annexe

Dans cette annexe, je présente le calcul permettant d'exprimer l'évolution de la population de l'état diffracté $|p_0 + 2\hbar k\rangle$, dans un interféromètre de Ramsey, sur l'ensemble de la distribution en impulsion de la source. La différence de phase s'écrit :

$$\Delta\varphi = 4kv_r t_c - \frac{2k}{m} t_c \delta_p. \quad (6.1)$$

Cette expression peut être exprimée en fonction de la séparation entre deux chemins $\Lambda = 2v_r t_c$:

$$\Delta\varphi = 2k\Lambda - \frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p. \quad (6.2)$$

La population pour une classe d'impulsion δ_p est :

$$P_{|p_0+2\hbar k\rangle, \delta_p} = \Theta \left(1 + V \cos \left(2k\Lambda - \frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p \right) \right). \quad (6.3)$$

Pour obtenir la population moyenne nous faisons l'intégrale sur toute la distribution D_p :

$$D_p(\delta_p) = \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2}}. \quad (6.4)$$

L'évolution de la population prend alors la forme :

$$P_{|p_0+2\hbar k\rangle} = \Theta \left(1 + V \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2}} \cos \left(2k\Lambda - \frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p \right) d\delta_p \right). \quad (6.5)$$

Nous nous intéressons au terme d'intégrale de cette équation que nous appelons A :

$$A = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2}} \cos \left(2k\Lambda - \frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p \right) d\delta_p. \quad (6.6)$$

Pour résoudre cette intégrale nous nous intéressons à la partie réelle d'une intégrale complexe :

$$A = \mathcal{R} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2}} e^{i(2k\Lambda - \frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p)} d\delta_p \right], \quad (6.7)$$

$$A = \mathcal{R} \left[e^{i2k\Lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2} - i\frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p} d\delta_p \right]. \quad (6.8)$$

Nous nous intéressons au terme présent dans l'exponentielle de l'intégrale :

$$B = -\frac{\delta_p^2}{2\sigma_p^2} - i\frac{\Lambda}{\hbar}\delta_p. \quad (6.9)$$

Il peut s'écrire :

$$B = -\frac{1}{2\sigma_p^2} \left(\delta_p^2 + i2\sigma_p^2 \frac{\Lambda}{\hbar} \delta_p \right). \quad (6.10)$$

$$B = -\frac{1}{2\sigma_p^2} \left(\left(\delta_p + i\sigma_p^2 \frac{\Lambda}{\hbar} \right)^2 + \sigma_p^4 \left(\frac{\Lambda}{\hbar} \right)^2 \right). \quad (6.11)$$

Nous réintroduisons B dans A :

$$A = \mathcal{R} \left[e^{i2k\Lambda - \frac{\sigma_p^2 \Lambda^2}{2\hbar^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\delta_p + i\sigma_p^2 \frac{\Lambda}{\hbar})^2}{2\sigma_p^2}} d\delta_p \right]. \quad (6.12)$$

En introduisant la longueur de cohérence $\xi = \frac{\hbar}{\sigma_p}$, nous obtenons l'expression :

$$A = \mathcal{R} \left[e^{i2k\Lambda - \frac{\Lambda^2}{2\xi^2}} \right]. \quad (6.13)$$

Nous gardons uniquement la partie réelle de cette formule pour obtenir :

$$A = \cos(2k\Lambda) e^{-\frac{\Lambda^2}{2\xi^2}}. \quad (6.14)$$

L'évolution de la population de l'état diffracté $|p_0 + 2\hbar k\rangle$ s'écrit alors :

$$P_{|p_0+2\hbar k\rangle} = \Theta \left(1 + V \cos(2k\Lambda) e^{-\frac{\Lambda^2}{2\xi^2}} \right). \quad (6.15)$$

Bibliographie

- [Abbott et al., 2016] Abbott, B. P. et al.. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116:061102 (2016).
- [Abe et al., 2021] Abe, M., Adamson, P., Borcean, M., Bortoletto, D., Bridges, K., Carman, S. P., Chattopadhyay, S., Coleman, J., Curfman, N. M., DeRose, K., Deshpande, T., Dimopoulos, S., Foot, C. J., Frisch, J. C., Garber, B. E., Geer, S., Gibson, V., Glick, J., Graham, P. W., Hahn, S. R., Harnik, R., Hawkins, L., Hindley, S., Hogan, J. M., Jiang, Y., Kasevich, M. A., Kellett, R. J., Kiburg, M., Kovachy, T., Lykken, J. D., March-Russell, J., Mitchell, J., Murphy, M., Nantel, M., Nobrega, L. E., Plunkett, R. K., Rajendran, S., Rudolph, J., Sachdeva, N., Safdari, M., Santucci, J. K., Schwartzman, A. G., Shipsey, I., Swan, H., Valerio, L. R., Vasonis, A., Wang, Y. et Wilkason, T. Matter-wave atomic gradiometer interferometric sensor (magis-100). *Quantum Science and Technology*, 6(4):044003 (2021).
- [Abend et al., 2020] Abend, S., Gersemann, M., Schubert, C., Schlippert, D., Rasel, E. M., Zimmermann, M., Efremov, M. A., Roura, A., Narducci, F. A. et Schleich, W. P. Atom interferometry and its applications. *arXiv*, 2001.10976 (2020).
- [Aharonov et Bohm, 1959] Aharonov, Y. et Bohm, D. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys. Rev.*, 115:485–491 (1959).
- [Akatsuka et al., 2017] Akatsuka, T., Takahashi, T. et Katori, H. Optically guided atom interferometer tuned to magic wavelength. *Applied Physics Express*, 10(11):112501 (2017).
- [Alibert, 2017] Alibert, J. Une nouvelle source pour l’interférométrie atomique avec un condensat de bose-einstein double espèce. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier* (2017).
- [Altin et al., 2013] Altin, P. A., Johnsson, M. T., Negnevitsky, V., Dennis, G. R., Anderson, R. P., Debs, J. E., Szigeti, S. S., Hardman, K. S., Bennetts, S., McDonald, G. D., Turner, L. D., Close, J. D. et Robins, N. P. Precision atomic gravimeter based on bragg diffraction. *New Journal of Physics*, 15(2):023009 (2013).
- [Altshuler et al., 1966] Altshuler, S., Frantz, L. M. et Braunstein, R. Reflection of atoms from standing light waves. *Phys. Rev. Lett.*, 17:231–232 (1966).
- [Ammann et Christensen, 1997] Ammann, H. et Christensen, N. Delta kick cooling : A new method for cooling atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2088–2091 (1997).

- [Antoni-Micollier *et al.*, 2022] Antoni-Micollier, L., Carbone, D., Ménoret, V., Lautier-Gaud, J., King, T., Greco, F., Messina, A., Contrafatto, D. et Desruelle, B. Detecting volcano-related underground mass changes with a quantum gravimeter. *Geophysical Research Letters*, 49(13):e2022GL097814 (2022). e2022GL097814 2022GL097814.
- [Arthur et Hermann, 1959] Arthur, L. R. et Hermann, B. Physical consequences of a general excess of charge. *Proc. R. Soc. Lond.* (1959).
- [Arvanitaki *et al.*, 2008] Arvanitaki, A., Dimopoulos, S., Geraci, A. A., Hogan, J. et Kasevich, M. How to test atom and neutron neutrality with atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 100:120407 (2008).
- [Asenbaum *et al.*, 2020] Asenbaum, P., Overstreet, C., Kim, M., Curti, J. et Kasevich, M. A. Atom-interferometric test of the equivalence principle at the 10^{-12} level. *Phys. Rev. Lett.*, 125:191101 (2020).
- [Bade *et al.*, 2018] Bade, S., Djadaojee, L., Andia, M., Cladé, P. et Guellati-Khelifa, S. Observation of extra photon recoil in a distorted optical field. *Phys. Rev. Lett.*, 121:073603 (2018).
- [Badurina *et al.*, 2020] Badurina, L., Bentine, E., Blas, D., Bongs, K., Bortoletto, D., Bowcock, T., Bridges, K., Bowden, W., Buchmueller, O., Burrage, C., Coleman, J., Elert, G., Ellis, J., Foot, C., Gibson, V., Haehnelt, M., Harte, T., Hedges, S., Hobson, R., Holynski, M., Jones, T., Langlois, M., Lellouch, S., Lewicki, M., Maiolino, R., Majewski, P., Malik, S., March-Russell, J., McCabe, C., Newbold, D., Sauer, B., Schneider, U., Shipsey, I., Singh, Y., Uchida, M., Valenzuela, T., van der Grinten, M., Vaskonen, V., Vossebeld, J., Weatherill, D. et Wilmut, I. Aion : an atom interferometer observatory and network. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020(05):011 (2020).
- [Barker *et al.*, 2020] Barker, A. J., Style, H., Luksch, K., Sunami, S., Garrick, D., Hill, F., Foot, C. J. et Bentine, E. Applying machine learning optimization methods to the production of a quantum gas. *Machine Learning : Science and Technology*, 1(1):015007 (2020).
- [Barrett *et al.*, 2022] Barrett, B., Condon, G., Chichet, L., Antoni-Micollier, L., Arguel, R., Rabault, M., Pelluet, C., Jarlaud, V., Landragin, A., Bouyer, P. et Battelier, B. Testing the universality of free fall using correlated 39K–87Rb atom interferometers. *AVS Quantum Science*, 4(1):014401 (2022).
- [Béguin *et al.*, 2023] Béguin, A., Rodzinka, T., Calmels, L., Allard, B. et Gauguier, A. Atom interferometry with coherent enhancement of bragg pulse sequences. *Phys. Rev. Lett.*, 131:143401 (2023).
- [Béguin *et al.*, 2022] Béguin, A., Rodzinka, T., Vigué, J., Allard, B. et Gauguier, A. Characterization of an atom interferometer in the quasi-bragg regime. *Phys. Rev. A*, 105:033302 (2022).

- [Ben Dahan *et al.*, 1996] Ben Dahan, M., Peik, E., Reichel, J., Castin, Y. et Salomon, C. Bloch oscillations of atoms in an optical potential. *Phys. Rev. Lett.*, 76:4508–4511 (1996).
- [Berman, 1997] Berman, P. Atom interferometry. *Elsevier Science* (1997).
- [Bidel *et al.*, 2018] Bidet, Y., Zahzam, N., Blanchard, C., Bonnin, A., Cadoret, M., Bresson, A., Rouxel, D. et Lequentrec-Lalancette, M. F. Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 9(1):627 (2018).
- [Bloch *et al.*, 2008] Bloch, I., Dalibard, J. et Zwirger, W. Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 80:885–964 (2008).
- [Bloch *et al.*, 2001] Bloch, I., Greiner, M., Mandel, O., Hänsch, T. W. et Esslinger, T. Sympathetic cooling of ^{85}Rb and ^{87}Rb . *Phys. Rev. A*, 64:021402 (2001).
- [Bonnin *et al.*, 2013] Bonnin, A., Zahzam, N., Bidet, Y. et Bresson, A. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. *Phys. Rev. A*, 88:043615 (2013).
- [Bordé *et al.*, 1984] Bordé, C. J., Salomon, C., Avrillier, S., van Lerberghe, A., Bréant, C., Bassi, D. et Scoles, G. Optical Ramsey fringes with traveling waves. *Phys. Rev. A*, 30:1836–1848 (1984).
- [Bordé, 2003] Bordé, P. Détection et caractérisation de planètes extrasolaires par photométrie visible et interférométrie infrarouge à très haute précision. Theses, *Université Pierre et Marie Curie - Paris VI* (2003). Membres du jury : Pierre Encrenaz (président), Vincent Coudé du Foresto, Pierre Léna, Pierre Barge (rapporteur), Didier Queloz (rapporteur), Alain Léger (examineur).
- [Bordoux, 2019] Bordoux, M. Développement d’une source de condensats de Bose-Einstein pour l’interférométrie atomique. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier* (2019).
- [Boscain *et al.*, 2021] Boscain, U., Sigalotti, M. et Sugny, D. Introduction to the Pontryagin maximum principle for quantum optimal control. *PRX Quantum*, 2:030203 (2021).
- [Béguin, 2023a] Béguin, A. Interférométrie atomique à grands transferts d’impulsion dans le régime de quasi-Bragg. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier*. Chapitre 1 Interférométrie atomique, pages 37–51 (2023a).
- [Béguin, 2023b] Béguin, A. Interférométrie atomique à grands transferts d’impulsion dans le régime de quasi-Bragg. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier* (2023b).
- [Béguin, 2023c] Béguin, A. Interférométrie atomique à grands transferts d’impulsion dans le régime de quasi-Bragg. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier*. Chapitre annexe B, pages 187–189 (2023c).
- [Canuel *et al.*, 2018] Canuel, B., Bertoldi, A., Amand, L., Pozzo di Borgo, E., Chantreau, T., Danquigny, C., Dovale Álvarez, M., Fang, B., Freise, A., Geiger, R.,

- Gillot, J., Henry, S., Hinderer, J., Holleville, D., Junca, J., Lefèvre, G., Merzougui, M., Mielec, N., Monfret, T., Pelisson, S., Prevedelli, M., Reynaud, S., Riou, I., Rogister, Y., Rosat, S., Cormier, E., Landragin, A., Chaibi, W., Gaffet, S. et Bouyer, P. Exploring gravity with the miga large scale atom interferometer. *Scientific Reports*, 8(1):14064 (2018).
- [Carnal et Mlynek, 1991] Carnal, O. et Mlynek, J. Young’s double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2689–2692 (1991).
- [Castin et Dum, 1996] Castin, Y. et Dum, R. Bose-einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.*, 77:5315–5319 (1996).
- [Cennini *et al.*, 2003] Cennini, G., Ritt, G., Geckeler, C. et Weitz, M. All-optical realization of an atom laser. *Phys. Rev. Lett.*, 91:240408 (2003).
- [Champenois *et al.*, 2001a] Champenois, C., Büchner, M., Delhuille, R., Mathevet, R., Robilliard, C., Rizzo, C. et Vigué, J. Atomic diffraction by a laser standing wave : Analysis using bloch states. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 13(2):271–278 (2001a).
- [Champenois *et al.*, 2001b] Champenois, C., Büchner, M., Delhuille, R., Mathevet, R., Robilliard, C., Rizzo, C. et Vigué, J. Matter neutrality test using a mach-zehnder interferometer, pages 554–563. *Springer Berlin Heidelberg* (2001b).
- [Cheinet, 2006] Cheinet, P. Conception et réalisation d’un gravimètre à atomes froids. Thèse de doctorat, *Paris VI*. Chapitre 3 Dispositif expérimental, pages 57–70 (2006).
- [Cheiney *et al.*, 2018] Cheiney, P., Fouché, L., Templier, S., Napolitano, F., Battelier, B., Bouyer, P. et Barrett, B. Navigation-compatible hybrid quantum accelerometer using a kalman filter. *Phys. Rev. Appl.*, 10:034030 (2018).
- [Chiu *et al.*, 2011] Chiu, S.-w., Kovachy, T., Chien, H.-C. et Kasevich, M. A. $102\hbar k$ large area atom interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 107:130403 (2011).
- [Cladé *et al.*, 2017] Cladé, P., Andia, M. et Guellati-Khélifa, S. Improving efficiency of bloch oscillations in the tight-binding limit. *Phys. Rev. A*, 95:063604 (2017).
- [Cladé *et al.*, 2009] Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Nez, F. m. c. et Biraben, F. m. c. Large momentum beam splitter using bloch oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 102:240402 (2009).
- [Cladé *et al.*, 2005] Cladé, P., Guellati-Khélifa, S., Schwob, C., Nez, F., Julien, L. et Biraben, F. A promising method for the measurement of the local acceleration of gravity using bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical standing wave. *Europhysics Letters*, 71(5):730 (2005).
- [Clément *et al.*, 2009] Clément, J.-F., Brantut, J.-P., Robert-de Saint-Vincent, M., Nyman, R. A., Aspect, A., Bourdel, T. et Bouyer, P. All-optical runaway evaporation to bose-einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 79:061406 (2009).

- [Cohen-Tannoudji et Guéry-Odelin, 2016] Cohen-Tannoudji, C. et Guéry-Odelin, D. Avancées en physique atomique. du pompage optique aux gaz quantiques, Chapitre 2, pages 26–29. Hors collection. *Hermann*, Paris (2016).
- [Condon *et al.*, 2019] Condon, G., Rabault, M., Barrett, B., Chichet, L., Arguel, R., Eneriz-Imaz, H., Naik, D., Bertoldi, A., Battelier, B., Bouyer, P. et Landragin, A. All-optical bose-einstein condensates in microgravity. *Phys. Rev. Lett.*, 123:240402 (2019).
- [Cornish *et al.*, 2000] Cornish, S. L., Claussen, N. R., Roberts, J. L., Cornell, E. A. et Wieman, C. E. Stable ^{85}Rb bose-einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1795–1798 (2000).
- [Cronin *et al.*, 2009] Cronin, A. D., Schmiedmayer, J. et Pritchard, D. E. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, 81:1051–1129 (2009).
- [Dalibard, 2013] Dalibard, J. Des cages de lumière pour les atomes - le potentiel dipolaire. *Cours du Collège de France* (2013).
- [Dalibard, 2015] Dalibard, J. Une brève histoire des atomes froids - le refroidissement doppler et le piège magnéto-optique. *Cours du Collège de France* (2015).
- [D’Amico *et al.*, 2016] D’Amico, G., Borselli, F., Cacciapuoti, L., Prevedelli, M., Rosi, G., Sorrentino, F. et Tino, G. M. Bragg interferometer for gravity gradient measurements. *Phys. Rev. A*, 93:063628 (2016).
- [Davisson, 1928] Davisson, C. Are electrons waves? *Journal of the Franklin Institute*, 205(5):597–623 (1928).
- [de Broglie, 1924] de Broglie, L. Recherches sur la théorie des Quanta. Theses, *Migration - université en cours d’affectation* (1924).
- [Décamps *et al.*, 2020] Décamps, B., Vigué, J., Gauguet, A. et Büchner, M. Measurement of the 671-nm tune-out wavelength of ^7Li by atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 101:033614 (2020).
- [Denschlag *et al.*, 2002] Denschlag, J. H., Simsarian, J. E., Häffner, H., McKenzie, C., Browaeys, A., Cho, D., Helmerson, K., Rolston, S. L. et Phillips, W. D. A bose-einstein condensate in an optical lattice. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 35(14):3095 (2002).
- [Deppner *et al.*, 2021] Deppner, C., Herr, W., Cornelius, M., Stromberger, P., Sterneke, T., Grzeschik, C., Grote, A., Rudolph, J., Herrmann, S., Krutzik, M., Wenzlawski, A., Corgier, R., Charron, E., Guéry-Odelin, D., Gaaloul, N., Lämmerzahl, C., Peters, A., Windpassinger, P. et Rasel, E. M. Collective-mode enhanced matter-wave optics. *Phys. Rev. Lett.*, 127:100401 (2021).
- [Di Pumpo *et al.*, 2024] Di Pumpo, F., Friedrich, A. et Giese, E. Optimal baseline exploitation in vertical dark-matter detectors based on atom interferometry. *AVS Quantum Science*, 6(1):014404 (2024).

- [Dimopoulos *et al.*, 2008] Dimopoulos, S., Graham, P. W., Hogan, J. M. et Kasevich, M. A. General relativistic effects in atom interferometry. *Phys. Rev. D*, 78:042003 (2008).
- [Dubetsky et Berman, 2001] Dubetsky, B. et Berman, P. R. Atom gratings produced by large-angle atom beam splitters. *Phys. Rev. A*, 64:063612 (2001).
- [Dupont *et al.*, 2023] Dupont, N., Gabardos, L., Arrouas, F., Ombredane, N., Billy, J., Peaudecerf, B. et Guéry-Odelin, D. Hamiltonian ratchet for matter-wave transport. *Phys. Rev. Lett.*, 131:133401 (2023).
- [Dutta *et al.*, 2016] Dutta, I., Savoie, D., Fang, B., Venon, B., Garrido Alzar, C. L., Geiger, R. et Landragin, A. Continuous cold-atom inertial sensor with 1 nrad/sec rotation stability. *Phys. Rev. Lett.*, 116:183003 (2016).
- [Décamps, 2016a] Décamps, B. Atom interferometry : experiments with electromagnetic interactions and design of a bose einstein condensate setup. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier* (2016a).
- [Décamps, 2016b] Décamps, B. Atom interferometry : experiments with electromagnetic interactions and design of a bose einstein condensate setup. Thèse de doctorat, *Université Toulouse 3 Paul Sabatier*. Chapitre 6 Experimental setup, pages 212–226 (2016b).
- [Estermann et Stern, 1930] Estermann, I. et Stern, O. Beugung von molekularstrahlen. *Zeitschrift für Physik*, 61(1):95–125 (1930).
- [Estey *et al.*, 2015] Estey, B., Yu, C., Müller, H., Kuan, P.-C. et Lan, S.-Y. High-resolution atom interferometers with suppressed diffraction phases. *Phys. Rev. Lett.*, 115:083002 (2015).
- [Fixler *et al.*, 2007] Fixler, J. B., Foster, G. T., McGuirk, J. M. et Kasevich, M. A. Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity. *Science*, 315(5808):74–77 (2007).
- [Fizeau, 1851] Fizeau, H. mémoire de h. fizeau. c.r. t.33. pages 349–355 (1851).
- [Gaaloul *et al.*, 2022] Gaaloul, N., Meister, M., Corgier, R., Pichery, A., Boegel, P., Herr, W., Ahlers, H., Charron, E., Williams, J. R., Thompson, R. J., Schleich, W. P., Rasel, E. M. et Bigelow, N. P. A space-based quantum gas laboratory at picokelvin energy scales. *Nature Communications*, 13(1):7889 (2022).
- [Gauguet *et al.*, 2009] Gauguet, A., Canuel, B., Lévêque, T., Chaibi, W. et Landragin, A. Characterization and limits of a cold-atom sagnac interferometer. *Phys. Rev. A*, 80:063604 (2009).
- [Gebbe *et al.*, 2021] Gebbe, M., Siemß, J.-N., Gersemann, M., Müntinga, H., Herrmann, S., Lämmerzahl, C., Ahlers, H., Gaaloul, N., Schubert, C., Hammerer, K., Abend, S. et Rasel, E. M. Twin-lattice atom interferometry. *Nature Communications*, 12(1):2544 (2021).

- [Gochnauer *et al.*, 2019] Gochnauer, D., McAlpine, K. E., Plotkin-Swing, B., Jamison, A. O. et Gupta, S. Bloch-band picture for light-pulse atom diffraction and interferometry. *Phys. Rev. A*, 100:043611 (2019).
- [Goerz *et al.*, 2023] Goerz, M. H., Kasevich, M. A. et Malinovsky, V. S. Robust optimized pulse schemes for atomic fountain interferometry. *Atoms*, 11(2) (2023).
- [Gould *et al.*, 1986] Gould, P. L., Ruff, G. A. et Pritchard, D. E. Diffraction of atoms by light : The near-resonant kapitza-dirac effect. *Phys. Rev. Lett.*, 56:827–830 (1986).
- [Greiner et Fölling, 2008] Greiner, M. et Fölling, S. Optical lattices. *Nature*, 453(7196):736–738 (2008).
- [Gupta *et al.*, 2002] Gupta, S., Dieckmann, K., Hadzibabic, Z. et Pritchard, D. E. Contrast interferometry using bose-einstein condensates to measure h/m and α . *Phys. Rev. Lett.*, 89:140401 (2002).
- [Hartmann *et al.*, 2020] Hartmann, S., Jenewein, J., Giese, E., Abend, S., Roura, A., Rasel, E. M. et Schleich, W. P. Regimes of atomic diffraction : Raman versus bragg diffraction in retroreflective geometries. *Phys. Rev. A*, 101:053610 (2020).
- [Henderson *et al.*, 2009] Henderson, K., Ryu, C., MacCormick, C. et Boshier, M. G. Experimental demonstration of painting arbitrary and dynamic potentials for bose-einstein condensates. *New Journal of Physics*, 11(4):043030 (2009).
- [Hess, 1986] Hess, H. F. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, 34:3476–3479 (1986).
- [Houde *et al.*, 2000] Houde, O., Kadio, D. et Pruvost, L. Cold atom beam splitter realized with two crossing dipole guides. *Phys. Rev. Lett.*, 85:5543–5546 (2000).
- [Hu *et al.*, 2019] Hu, L., Wang, E., Salvi, L., Tinsley, J. N., Tino, G. M. et Poli, N. Sr atom interferometry with the optical clock transition as a gravimeter and a gravity gradiometer. *Classical and Quantum Gravity*, 37(1):014001 (2019).
- [Hu *et al.*, 2013] Hu, Z.-K., Sun, B.-L., Duan, X.-C., Zhou, M.-K., Chen, L.-L., Zhan, S., Zhang, Q.-Z. et Luo, J. Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter. *Phys. Rev. A*, 88:043610 (2013).
- [Husimi, 1940] Husimi, K. Some formal properties of the density matrix. *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series*, 22(4):264–314 (1940).
- [Jaffe *et al.*, 2018] Jaffe, M., Xu, V., Haslinger, P., Müller, H. et Hamilton, P. Efficient adiabatic spin-dependent kicks in an atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 121:040402 (2018).
- [Jansen *et al.*, 2007] Jansen, M. A. H. M., Domen, K. F. E. M., Beijerinck, H. C. W. et van Leeuwen, K. A. H. Off-resonance atomic bragg scattering. *Phys. Rev. A*, 76:053629 (2007).

- [Janvier *et al.*, 2022] Janvier, C., Ménoiret, V., Desruelle, B., Merlet, S., Landragin, A. et Pereira dos Santos, F. Compact differential gravimeter at the quantum projection-noise limit. *Phys. Rev. A*, 105:022801 (2022).
- [Jolidon, 2021] Jolidon. I.2. spectroscopie à l'aide d'un interféromètre de fabry-perot, pages 40–46. Enseignement SUP-Physique. *EDP Sciences*, Les Ulis (2021).
- [Kasevich et Chu, 1991] Kasevich, M. et Chu, S. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 67:181–184 (1991).
- [Kasevich et Chu, 1992] Kasevich, M. et Chu, S. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Applied Physics B*, 54(5):321–332 (1992).
- [Keith *et al.*, 1991] Keith, D. W., Ekstrom, C. R., Turchette, Q. A. et Pritchard, D. E. An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2693–2696 (1991).
- [Keller *et al.*, 1999] Keller, C., Schmiedmayer, J., Zeilinger, A., Nonn, T., Dürr, S. et Rempe, G. Adiabatic following in standing-wave diffraction of atoms. *Applied Physics B*, 69(4):303–309 (1999).
- [Khaneja *et al.*, 2005] Khaneja, N., Reiss, T., Kehlet, C., Schulte-Herbrüggen, T. et Glaser, S. J. Optimal control of coupled spin dynamics : design of NMR pulse sequences by gradient ascent algorithms. *J. Magn. Res.*, 172(2):296–305 (2005).
- [Kim *et al.*, 2020] Kim, M., Notermans, R., Overstreet, C., Curti, J., Asenbaum, P. et Kasevich, M. A. 40 w, 780 nm laser system with compensated dual beam splitters for atom interferometry. *Opt. Lett.*, 45(23):6555–6558 (2020).
- [Kirsten-Siemß *et al.*, 2023] Kirsten-Siemß, J.-N., Fitzek, F., Schubert, C., Rasel, E. M., Gaaloul, N. et Hammerer, K. Large-momentum-transfer atom interferometers with μrad -accuracy using bragg diffraction. *Phys. Rev. Lett.*, 131:033602 (2023).
- [Koch *et al.*, 2022] Koch, C. P., Boscain, U., Calarco, T., Dirr, G., Filipp, S., Glaser, S. J., Kosloff, R., Montangero, S., Schulte-Herbrüggen, T., Sugny, D. et Wilhelm, F. K. Quantum optimal control in quantum technologies. strategic report on current status, visions and goals for research in europe. *EPJ Quantum Technology*, 9:19 (2022).
- [Kovachy *et al.*, 2015a] Kovachy, T., Asenbaum, P., Overstreet, C., Donnelly, C. A., Dickerson, S. M., Sugarbaker, A., Hogan, J. M. et Kasevich, M. A. Quantum superposition at the half-metre scale. *Nature*, 528(7583):530–533 (2015a).
- [Kovachy *et al.*, 2012] Kovachy, T., Chiow, S.-w. et Kasevich, M. A. Adiabatic-rapid-passage multiphoton bragg atom optics. *Phys. Rev. A*, 86:011606 (2012).
- [Kovachy *et al.*, 2015b] Kovachy, T., Hogan, J. M., Sugarbaker, A., Dickerson, S. M., Donnelly, C. A., Overstreet, C. et Kasevich, M. A. Matter wave lensing to picokelvin temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, 114:143004 (2015b).

- [Kozuma *et al.*, 1999] Kozuma, M., Deng, L., Hagley, E. W., Wen, J., Lutwak, R., Helmerson, K., Rolston, S. L. et Phillips, W. D. Coherent splitting of bose-einstein condensed atoms with optically induced bragg diffraction. *Phys. Rev. Lett.*, 82:871–875 (1999).
- [Larrouy *et al.*, 2020] Larrouy, A., Patsch, S., Richaud, R., Raimond, J.-M., Brune, M., Koch, C. P. et Gleyzes, S. Fast navigation in a large hilbert space using quantum optimal control. *Phys. Rev. X*, 10:021058 (2020).
- [Leonard *et al.*, 2015] Leonard, R. H., Fallon, A. J., Sackett, C. A. et Safronova, M. S. High-precision measurements of the ^{87}Rb -line tune-out wavelength. *Phys. Rev. A*, 92:052501 (2015).
- [Lévêque *et al.*, 2023] Lévêque, T., Fallet, C., Lefebvre, J., Piquereau, A., Gauguet, A., Battelier, B., Bouyer, P., Gaaloul, N., Lachmann, M., Piest, B., Rasel, E., Müller, J., Schubert, C., Beaufils, Q. et Santos, F. P. D. (2023). CARIOQA : definition of a Quantum Pathfinder Mission. In Minoglou, K., Karafolas, N. et Cugny, B., éditeurs : *International Conference on Space Optics — ICSO 2022*, volume 12777, page 127773L. International Society for Optics and Photonics, SPIE.
- [Li *et al.*, 2023] Li, C.-Y., Long, J.-B., Huang, M.-Q., Chen, B., Yang, Y.-M., Jiang, X., Xiang, C.-F., Ma, Z.-L., He, D.-Q., Chen, L.-K. et Chen, S. Continuous gravity measurement with a portable atom gravimeter. *Phys. Rev. A*, 108:032811 (2023).
- [Louie *et al.*, 2023] Louie, G., Chen, Z., Deshpande, T. et Kovachy, T. Robust atom optics for bragg atom interferometry. *New Journal of Physics*, 25(8):083017 (2023).
- [Marin Bukov et Polkovnikov, 2015] Marin Bukov, L. D. et Polkovnikov, A. Universal high-frequency behavior of periodically driven systems : from dynamical stabilization to floquet engineering. *Advances in Physics*, 64(2):139–226 (2015).
- [Marinelli et Morpurgo, 1984] Marinelli, M. et Morpurgo, G. The electric neutrality of matter : A summary. *Physics Letters B*, 137(5):439–442 (1984).
- [Martin *et al.*, 1988] Martin, P. J., Oldaker, B. G., Miklich, A. H. et Pritchard, D. E. Bragg scattering of atoms from a standing light wave. *Phys. Rev. Lett.*, 60:515–518 (1988).
- [McAlpine *et al.*, 2020] McAlpine, K. E., Gochnauer, D. et Gupta, S. Excited-band bloch oscillations for precision atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 101:023614 (2020).
- [McDonald *et al.*, 2013] McDonald, G. D., Kuhn, C. C. N., Bennetts, S., Debs, J. E., Hardman, K. S., Johnsson, M., Close, J. D. et Robins, N. P. $80\hbar k$ momentum separation with bloch oscillations in an optically guided atom interferometer. *Phys. Rev. A*, 88:053620 (2013).
- [McGuirk *et al.*, 2000] McGuirk, J. M., Snadden, M. J. et Kasevich, M. A. Large area light-pulse atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 85:4498–4501 (2000).

- [Michelson et Morley, 1887] Michelson, A. A. et Morley, E. W. Lviii. on the relative motion of the earth and the luminiferous Æther. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 24(151):449–463 (1887).
- [Moler *et al.*, 1992] Moler, K., Weiss, D. S., Kasevich, M. et Chu, S. Theoretical analysis of velocity-selective raman transitions. *Phys. Rev. A*, 45:342–348 (1992).
- [Morel *et al.*, 2020] Morel, L., Yao, Z., Cladé, P. et Guellati-Khélifa, S. Determination of the fine-structure constant with an accuracy of 81 parts per trillion. *Nature*, 588(7836):61–65 (2020).
- [Müller *et al.*, 2008a] Müller, H., Chiow, S.-w. et Chu, S. Atom-wave diffraction between the raman-nath and the bragg regime : Effective rabi frequency, losses, and phase shifts. *Phys. Rev. A*, 77:023609 (2008a).
- [Müller *et al.*, 2009] Müller, H., Chiow, S.-w., Herrmann, S. et Chu, S. Atom interferometers with scalable enclosed area. *Phys. Rev. Lett.*, 102:240403 (2009).
- [Müller *et al.*, 2008b] Müller, H., Chiow, S.-w., Long, Q., Herrmann, S. et Chu, S. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters. *Phys. Rev. Lett.*, 100:180405 (2008b).
- [Okun *et al.*, 1984] Okun, L., Voloshin, M. et Zakharov, V. Electrical neutrality of atoms and grand unification models. *Physics Letters B*, 138(1):115–120 (1984).
- [Pagel *et al.*, 2020] Pagel, Z., Zhong, W., Parker, R. H., Olund, C. T., Yao, N. Y. et Müller, H. Symmetric bloch oscillations of matter waves. *Phys. Rev. A*, 102:053312 (2020).
- [Panda *et al.*, 2023] Panda, C. D., Tao, M., Egelhoff, J., Ceja, M., Xu, V. et Müller, H. Minute-scale gravimetry using a coherent atomic spatial superposition. *arXiv*, 2210.07289 (2023).
- [Parker *et al.*, 2016] Parker, R. H., Yu, C., Estey, B., Zhong, W., Huang, E. et Müller, H. Controlling the multiport nature of bragg diffraction in atom interferometry. *Phys. Rev. A*, 94:053618 (2016).
- [Parker *et al.*, 2018] Parker, R. H., Yu, C., Zhong, W., Estey, B. et Müller, H. Measurement of the fine-structure constant as a test of the standard model. *Science*, 360(6385):191–195 (2018).
- [Peik *et al.*, 1997] Peik, E., Ben Dahan, M., Bouchoule, I., Castin, Y. et Salomon, C. Bloch oscillations of atoms, adiabatic rapid passage, and monokinetic atomic beams. *Phys. Rev. A*, 55:2989–3001 (1997).
- [Peters *et al.*, 2001] Peters, A., Chung, K. Y. et Chu, S. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1):25 (2001).
- [Pfau *et al.*, 1993] Pfau, T., Kurtsiefer, C., Adams, C. S., Sigel, M. et Mlynek, J. Magneto-optical beam splitter for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 71:3427–3430 (1993).

- [Piccard et Kessler, 1925] Piccard, A. et Kessler, E. Détermination du rapport des charges électrostatiques du proton et de l'électron. *Archives des Sciences Physique et Naturelles (Genève)*, 7:340 (1925).
- [Piccon *et al.*, 2022] Piccon, R., Sarkar, S., Gomes Baptista, J., Merlet, S. et Pereira Dos Santos, F. Separating the output ports of a bragg interferometer via velocity selective transport. *Phys. Rev. A*, 106:013303 (2022).
- [Plotkin-Swing *et al.*, 2018] Plotkin-Swing, B., Gochnauer, D., McAlpine, K. E., Cooper, E. S., Jamison, A. O. et Gupta, S. Three-path atom interferometry with large momentum separation. *Phys. Rev. Lett.*, 121:133201 (2018).
- [Ramsey, 1950] Ramsey, N. F. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78:695–699 (1950).
- [Riehle *et al.*, 1991] Riehle, F., Kisters, T., Witte, A., Helmcke, J. et Bordé, C. J. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67:177–180 (1991).
- [Rodzinka *et al.*, 2024] Rodzinka, T., Dionis, E., Calmels, L., Beldjoudi, S., Béguin, A., Guéry-Odelin, D., Allard, B., Sugny, D. et Gauguier, A. Optimal floquet engineering for large scale atom interferometers. *arXiv*, 2403.14337 (2024).
- [Rosi *et al.*, 2017] Rosi, G., D'Amico, G., Cacciapuoti, L., Sorrentino, F., Prevedelli, M., Zych, M., Brukner, Č. et Tino, G. M. Quantum test of the equivalence principle for atoms in coherent superposition of internal energy states. *Nature Communications*, 8(1):15529 (2017).
- [Rosi *et al.*, 2014] Rosi, G., Sorrentino, F., Cacciapuoti, L., Prevedelli, M. et Tino, G. M. Precision measurement of the newtonian gravitational constant using cold atoms. *Nature*, 510(7506):518–521 (2014).
- [Roy *et al.*, 2016] Roy, R., Green, A., Bowler, R. et Gupta, S. Rapid cooling to quantum degeneracy in dynamically shaped atom traps. *Phys. Rev. A*, 93:043403 (2016).
- [Rudolph *et al.*, 2020] Rudolph, J., Wilkason, T., Nantel, M., Swan, H., Holland, C. M., Jiang, Y., Garber, B. E., Carman, S. P. et Hogan, J. M. Large momentum transfer clock atom interferometry on the 689 nm intercombination line of strontium. *Phys. Rev. Lett.*, 124:083604 (2020).
- [Ruschewitz *et al.*, 1998] Ruschewitz, F., Peng, J. L., Hinderthür, H., Schaffrath, N., Sengstock, K. et Ertmer, W. Sub-kilohertz optical spectroscopy with a time domain atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 80:3173–3176 (1998).
- [Sabulsky *et al.*, 2019] Sabulsky, D. O., Dutta, I., Hinds, E. A., Elder, B., Burrage, C. et Copeland, E. J. Experiment to detect dark energy forces using atom interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 123:061102 (2019).
- [Sabulsky *et al.*, 2024] Sabulsky, D. O., Junca, J., Zou, X., Bertoldi, A., Prevedelli, M., Beaufils, Q., Geiger, R., Landragin, A., Bouyer, P. et Canuel, B. Multi-photon

- atom interferometry via cavity-enhanced bragg diffraction. *arXiv*, 2201.11693 (2024).
- [Salvi *et al.*, 2023] Salvi, L., Cacciapuoti, L., Tino, G. M. et Rosi, G. Atom interferometry with rb blue transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 131:103401 (2023).
- [Santra *et al.*, 2004] Santra, R., Christ, K. V. et Greene, C. H. Properties of metastable alkaline-earth-metal atoms calculated using an accurate effective core potential. *Phys. Rev. A*, 69:042510 (2004).
- [Saywell *et al.*, 2020] Saywell, J., Carey, M., Belal, M., Kuprov, I. et Freearde, T. Optimal control of raman pulse sequences for atom interferometry. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 53(8):085006 (2020).
- [Saywell *et al.*, 2023] Saywell, J. C., Carey, M. S., Light, P. S., Szigeti, S. S., Milne, A. R., Gill, K. S., Goh, M. L., Perunicic, V. S., Wilson, N. M., Macrae, C. D., Rischka, A., Everitt, P. J., Robins, N. P., Anderson, R. P., Hush, M. R. et Biercuk, M. J. Enhancing the sensitivity of atom-interferometric inertial sensors using robust control. *Nature Communications*, 14(1):7626 (2023).
- [Schlippert *et al.*, 2014] Schlippert, D., Hartwig, J., Albers, H., Richardson, L. L., Schubert, C., Roura, A., Schleich, W. P., Ertmer, W. et Rasel, E. M. Quantum test of the universality of free fall. *Phys. Rev. Lett.*, 112:203002 (2014).
- [Schlippert *et al.*, 2020] Schlippert, D., Meiners, C., Rengelink, R., Schubert, C., Tell, D., Wodey, E., Zipfel, K., Ertmer, W. et Rasel, E. Matter-wave interferometry for inertial sensing and tests of fundamental physics. *In CPT and Lorentz Symmetry*, pages 37–40. World Scientific, Singapore (2020).
- [Schumm *et al.*, 2005] Schumm, T., Hofferberth, S., Andersson, L. M., Wildermuth, S., Groth, S., Bar-Joseph, I., Schmiedmayer, J. et Krüger, P. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nature Physics*, 1(1):57–62 (2005).
- [Shirley, 1965] Shirley, J. H. Solution of the schrödinger equation with a hamiltonian periodic in time. *Phys. Rev.*, 138:B979–B987 (1965).
- [Siemß *et al.*, 2020] Siemß, J.-N., Fitzek, F., Abend, S., Rasel, E. M., Gaaloul, N. et Hammerer, K. Analytic theory for bragg atom interferometry based on the adiabatic theorem. *Phys. Rev. A*, 102:033709 (2020).
- [Snadden *et al.*, 1998] Snadden, M. J., McGuirk, J. M., Bouyer, P., Haritos, K. G. et Kasevich, M. A. Measurement of the earth’s gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer. *Phys. Rev. Lett.*, 81:971–974 (1998).
- [Steck, 2023] Steck, D. A. Rubidium 87 d line data. <http://steck.us/alkalidata>, (revision 2.3.2) (2023).
- [Szigeti *et al.*, 2012] Szigeti, S. S., Debs, J. E., Hope, J. J., Robins, N. P. et Close, J. D. Why momentum width matters for atom interferometry with bragg pulses. *New Journal of Physics*, 14(2):023009 (2012).

- [Tarallo *et al.*, 2014] Tarallo, M. G., Mazzoni, T., Poli, N., Sutyryn, D. V., Zhang, X. et Tino, G. M. Test of einstein equivalence principle for 0-spin and half-integer-spin atoms : Search for spin-gravity coupling effects. *Phys. Rev. Lett.*, 113:023005 (2014).
- [Templier *et al.*, 2022] Templier, S., Cheiney, P., d’Armagnac de Castanet, Q., Gouraud, B., Porte, H., Napolitano, F., Bouyer, P., Battelier, B. et Barrett, B. Tracking the vector acceleration with a hybrid quantum accelerometer triad. *Science Advances*, 8(45):eadd3854 (2022).
- [Thomson et Reid, 1927] Thomson, G. P. et Reid, A. Diffraction of cathode rays by a thin film. *Nature*, 119(3007):890–890 (1927).
- [Trubko *et al.*, 2015] Trubko, R., Greenberg, J., Germaine, M. T. S., Gregoire, M. D., Holmgren, W. F., Hromada, I. et Cronin, A. D. Atom interferometer gyroscope with spin-dependent phase shifts induced by light near a tune-out wavelength. *Phys. Rev. Lett.*, 114:140404 (2015).
- [Unnikrishnan et Gillies, 2004] Unnikrishnan, C. S. et Gillies, G. T. The electrical neutrality of atoms and of bulk matter. *Metrologia*, 41(5):S125 (2004).
- [Van Camp *et al.*, 2017] Van Camp, M., de Viron, O., Watlet, A., Meurers, B., Francis, O. et Caudron, C. Geophysics from terrestrial time-variable gravity measurements. *Reviews of Geophysics*, 55(4):938–992 (2017).
- [van Frank *et al.*, 2016] van Frank, S., Bonneau, M., Schmiedmayer, J., Hild, S., Gross, C., Cheneau, M., Bloch, I., Pichler, T., Negretti, A., Calarco, T. et Montangero, S. Optimal control of complex atomic quantum systems. *Scientific Reports*, 6(1):34187 (2016).
- [Weitz *et al.*, 1994] Weitz, M., Young, B. C. et Chu, S. Atomic interferometer based on adiabatic population transfer. *Phys. Rev. Lett.*, 73:2563–2566 (1994).
- [Werner *et al.*, 2024] Werner, M., Schwartz, P. K., Kirsten-Siemß, J.-N., Gaaloul, N., Giulini, D. et Hammerer, K. Atom interferometers in weakly curved spacetimes using bragg diffraction and bloch oscillations. *Phys. Rev. D*, 109:022008 (2024).
- [Wigley *et al.*, 2016] Wigley, P. B., Everitt, P. J., van den Hengel, A., Bastian, J. W., Sooriyabandara, M. A., McDonald, G. D., Hardman, K. S., Quinlivan, C. D., Manju, P., Kuhn, C. C. N., Petersen, I. R., Luiten, A. N., Hope, J. J., Robins, N. P. et Hush, M. R. Fast machine-learning online optimization of ultra-cold-atom experiments. *Scientific Reports*, 6(1):25890 (2016).
- [Wilkason *et al.*, 2022] Wilkason, T., Nantel, M., Rudolph, J., Jiang, Y., Garber, B. E., Swan, H., Carman, S. P., Abe, M. et Hogan, J. M. Atom interferometry with floquet atom optics. *Phys. Rev. Lett.*, 129:183202 (2022).
- [Wilkinson *et al.*, 1996] Wilkinson, S. R., Bharucha, C. F., Madison, K. W., Niu, Q. et Raizen, M. G. Observation of atomic wannier-stark ladders in an accelerating optical potential. *Phys. Rev. Lett.*, 76:4512–4515 (1996).

- [Witten, 1979] Witten, E. Dyons of charge $e\theta/2\pi$. *Physics Letters B*, 86(3):283–287 (1979).
- [Xu *et al.*, 2019] Xu, V., Jaffe, M., Panda, C. D., Kristensen, S. L., Clark, L. W. et Müller, H. Probing gravity by holding atoms for 20 seconds. *Science*, 366(6466): 745–749 (2019).
- [Yamashita *et al.*, 2017] Yamashita, K., Hanasaki, K., Ando, A., Takahama, M. et Kinoshita, T. All-optical production of a large bose-einstein condensate in a double compressible crossed dipole trap. *Phys. Rev. A*, 95:013609 (2017).
- [Young, 1802] Young, T. Ii. the bakerian lecture. on the theory of light and colours. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 92:12–48 (1802).
- [Zhan *et al.*, 2020] Zhan, M.-S., Wang, J., Ni, W.-T., Gao, D.-F., Wang, G., He, L.-X., Li, R.-B., Zhou, L., Chen, X., Zhong, J.-Q., Tang, B., Yao, Z.-W., Zhu, L., Xiong, Z.-Y., Lu, S.-B., Yu, G.-H., Cheng, Q.-F., Liu, M., Liang, Y.-R., Xu, P., He, X.-D., Ke, M., Tan, Z. et Luo, J. Zaiga : Zhaoshan long-baseline atom interferometer gravitation antenna. *International Journal of Modern Physics D*, 29(04):1940005 (2020).
- [Zhou *et al.*, 2015] Zhou, L., Long, S., Tang, B., Chen, X., Gao, F., Peng, W., Duan, W., Zhong, J., Xiong, Z., Wang, J., Zhang, Y. et Zhan, M. Test of equivalence principle at 10^{-8} level by a dual-species double-diffraction raman atom interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 115:013004 (2015).

Titre : Amélioration de la séparation en impulsion dans les interféromètres atomiques : séquences cohérentes de diffraction de Bragg et accélération de Floquet.

Mots clés : Interférométrie atomique, Atomes froids, Physique quantique, Diffraction de Bragg, Optique atomique, Formalisme de Floquet

Résumé : Mon travail de thèse, mené au LCAR, porte sur le développement d'interféromètres atomiques exploitant des condensats de Bose-Einstein manipulés par des réseaux optiques. Je présente diverses méthodes pour créer des interféromètres avec une grande séparation en impulsion entre les deux bras de l'interféromètre. Une première approche repose sur la diffraction d'onde atomique à ordre élevé, dans le régime dit de quasi-Bragg. Un chapitre est consacré à cette étude, mettant en évidence l'importance des transitions multiphotoniques non résonantes sur les signaux d'interféromètres. Le chapitre suivant décrit un schéma de séparatrices atomiques, fondé sur une succession d'impulsions π qui transfère chacune $2\hbar k$. Nous avons ainsi mis en évidence un nouveau régime d'accélération particulièrement efficace grâce à un phénomène d'interférence destructive entre les pertes. Cette méthode a permis la réalisation d'un interféromètre avec une séparation de 200 impulsions de recul. Enfin, le dernier chapitre de mon manuscrit introduit une nouvelle technique exploitant le formalisme de Floquet, qui généralise les séparatrices atomiques précédentes ainsi que celles fondées sur les oscillations de Bloch. Pour préparer de manière optimale les états de Floquet transportés par le réseau optique, nous avons mis en œuvre des techniques de contrôle optimal. Cette approche a permis de démontrer expérimentalement des interféromètres avec une séparation en impulsion de $600\hbar k$, avec une visibilité de 20%. Ce résultat représente la plus grande séparation en impulsion obtenue dans un interféromètre. Les séparatrices atomiques développées dans cette thèse peuvent potentiellement améliorer les mesures de la constante de structure fine et la sensibilité des capteurs inertiels exploitant des techniques d'interférométrie atomique. Par ailleurs, ces séparatrices ouvrent la voie à des interféromètres présentant une très grande séparation spatiale. Ces interféromètres suscitent un intérêt croissant en physique fondamentale, offrant diverses possibilités pour tester la relativité générale, la neutralité de la matière, ainsi que des modèles de matière noire. L'objectif à plus long terme de l'expérience sur laquelle j'ai travaillé consistera à effectuer des tests de la neutralité de l'atome en utilisant une nouvelle méthode basée sur la phase d'Aharonov-Bohm. Nous prévoyons une amélioration de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux limites actuelles.

Title: Enhancement of momentum separation in atom interferometers: coherent sequences of Bragg diffraction and Floquet acceleration.

Key words: Atom interferometry, Cold Atoms, Quantum physics, Bragg diffraction, Atom optics, Floquet formalism

Abstract: My thesis work, carried out at LCAR, focuses on the development of atom interferometers exploiting Bose-Einstein condensates manipulated by optical lattices. I present various methods for creating interferometers with a large momentum separation between the two arms of the interferometer. A first approach is based on high-order diffraction, in the so-called quasi-Bragg regime. One chapter is dedicated to this description, highlighting the importance of non-resonant multiphoton transitions on interferometer signals. The next chapter describes an atom beam splitter scheme, based on a succession of π pulses each transferring $2\hbar k$. We have thus demonstrated a new, particularly efficient acceleration regime thanks to a destructive interference phenomenon between the losses. This method has enabled us to produce an interferometer with a separation of 200 recoil momentum. Finally, the last chapter of my manuscript introduces a new technique exploiting the Floquet formalism, which generalizes previous atom beam splitters as well as those based on Bloch oscillations. To optimally prepare the Floquet states transported by the optical lattice, we implemented optimal control techniques. This approach has enabled us to experimentally demonstrate interferometers with a momentum separation of $600\hbar k$, with a visibility of 20%. This result represents the largest momentum separation achieved in an interferometer. The beam splitter developed in this thesis can potentially improve fine structure constant measurements and the sensitivity of inertial sensors exploiting atomic interferometry techniques. In addition, these separators pave the way for interferometers with very high spatial separation. These interferometers are attracting growing interest in fundamental physics, offering various possibilities for testing general relativity, matter neutrality and dark matter models. The longer-term aim of the experiment I've been working on will be to test the neutrality of the atom using a new method based on the Aharonov-Bohm phase. We expect an improvement of several orders of magnitude over current limits.