



HAL
open science

Développement d'une source de condensats de Bose-Einstein pour l'interférométrie atomique

Maxime Bordoux

► **To cite this version:**

Maxime Bordoux. Développement d'une source de condensats de Bose-Einstein pour l'interférométrie atomique. Physique [physics]. Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2019. Français. NNT : . tel-03131437

HAL Id: tel-03131437

<https://theses.hal.science/tel-03131437>

Submitted on 4 Feb 2021

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 19/11/2019 par :

MAXIME BORDOUX

Développement d'une source de condensats de Bose-Einstein pour
l'interférométrie atomique

JURY

PIERRE PUJOL

ALEXANDRE GAUGUET

MATHILDE FOUCHÉ

DANIEL COMPARAT

PHILIPPE BOUYER

THOMAS LÉVÈQUE

Professeur d'université

Maitre de conférence

Chargé de recherche

Directeur de recherche

Directeur de recherche

Ingénieur CNES

Président du jury

Directeur de thèse

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Invité

École doctorale et spécialité :

SDM : Physique de la matière - CO090

Unité de Recherche :

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité de Toulouse (UMR 5589)

Directeur de Thèse :

Alexandre Gauguet

Rapporteurs :

Mathilde Fouché et Daniel Comparat

Table des matières

Introduction	1
1 Concepts pour l'interférométrie atomique	5
1.1 Principe	6
1.1.1 Atome à deux niveaux	6
1.1.2 Diffraction par un réseau	10
1.1.3 Séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement	12
1.1.4 Interférométrie atomique	17
1.2 Sources d'atomes	20
1.2.1 Mélasses optiques	20
1.2.2 Sources ultra froides	20
1.3 Etat de l'art en interférométrie atomique	21
1.3.1 Interférométrie en micro-gravité	21
1.3.2 Mesure de l'accélération de la pesanteur g	21
1.3.3 Mesure de la constante de gravitation G	22
1.3.4 Test du principe d'équivalence	23
1.3.5 Constante de structure fine	23
1.3.6 Détection d'ondes gravitationnelles	24
1.4 Test de la neutralité de la matière	24
1.4.1 Historiques des mesures	25
1.4.2 Mesure par interférométrie atomique	25
1.5 Conclusion	28
2 Refroidissement laser et piège optique	29
2.1 Description générale	29
2.1.1 Vue d'ensemble	30
2.1.2 Principe du piège magnéto-optique	33
2.1.3 Réalisation expérimentale	35
2.1.4 Système de détection	38
2.2 Piège dipolaire à 1070 nm	41
2.2.1 Rappels sur la force dipolaire	42
2.2.2 Géométrie du piège réservoir	44
2.2.3 Réalisation expérimentale	46
2.2.4 Optimisation du chargement	51
2.3 Conclusion	57
3 De l'évaporation à la condensation	59
3.1 Rappels sur la condensation de Bose-Einstein	60
3.1.1 Condensation d'un gaz idéal	60
3.1.2 Effet des interactions	62
3.2 Modèle de refroidissement par évaporation dans un piège optique	63
3.3 Dispositif expérimental	67

3.3.1	Piège optique fortement confinant	67
3.3.2	Méthode du temps de vol	70
3.3.3	Transfert dans le dimple	71
3.3.4	Rampes d'évaporation	73
3.3.5	Polarisation du nuage condensé	77
3.3.6	Mesure des fréquences du piège	80
3.3.7	Temps de vie et taux de chauffage	82
3.4	Collimation du nuage d'atomes	83
3.4.1	Principe	84
3.4.2	Résultats expérimentaux	84
3.5	Conclusion	87
4	Diffraction dans un réseau optique	89
4.1	Diffraction de Bragg	89
4.1.1	Modèle théorique	90
4.1.2	Influence de la dispersion en vitesse du nuage	92
4.2	Doublage de fréquence	94
4.2.1	Accord de phase	94
4.2.2	Quasi-accord de phase	95
4.3	Réalisation expérimentale du réseau optique	97
4.4	Sensibilité en phase	100
4.4.1	Séquence d'impulsions à grands transferts de quantité de mouvement . . .	100
4.4.2	Fonction de sensibilité	101
4.4.3	Bruit de phase du laser	108
4.5	Conclusion	109
5	Puce à atomes	111
5.1	Présentation de la puce	111
5.1.1	Piège magnéto-optique miroir	112
5.1.2	Piège magnétique	113
5.2	Résultats expérimentaux	118
5.3	Conclusion	122
	Conclusion	125
	Bibliographie	129

Introduction

Le début du 20^{ème} siècle a vu l'émergence de la mécanique quantique permettant notamment d'expliquer deux phénomènes physiques encore incompris à l'époque : le rayonnement du corps noir et l'effet photo-électrique. En 1900, Max Planck postule que les échanges d'énergie entre la matière et la lumière se font par quanta d'énergie [1], ce qui lui a permis d'expliquer la catastrophe ultraviolette du rayonnement du corps noir. En 1905, Albert Einstein explique l'effet photo-électrique, qui lui a valu le prix Nobel en 1921, en postulant que la lumière est constituée de particules possédant chacune un quantum d'énergie $h\nu$, avec h la constante de Planck et ν la fréquence du rayonnement, ces particules sont appelées plus tard photons. Le concept de dualité onde corpuscule de la lumière est étendu aux particules matérielles par Louis de Broglie en 1924 [2]. Il postule qu'à chaque particule de masse m et de quantité de mouvement p , une longueur d'onde $\lambda = h/p$ lui est associée. Une des premières expériences mettant en évidence le caractère ondulatoire de la matière est celle de C. J. Davisson et L. H. Germer [3], consistant à envoyer un faisceau d'électrons sur un cristal de nickel.

La nature ondulatoire de la lumière est exploitée dans les expériences d'interférométrie. Les interféromètres optiques ont servi par exemple à tester la relativité restreinte. L'expérience d'interférométrie optique de Michelson et Morley a permis de réfuter l'existence de l'éther [4], et a mis en évidence l'invariance de la vitesse de la lumière par changement de référentiel galiléen. Plus récemment, les interféromètres LIGO et VIRGO ont détecté des ondes gravitationnelles [5], prédites par la relativité générale établie en 1915.

Les premières expériences d'interférométrie avec des particules de matière ont été réalisées avec des électrons en 1952 [6], et plus tard avec des neutrons en 1974 [7]. Dans les années 90, les premiers interféromètres atomiques ont été réalisés, ils ont notamment bénéficié des techniques de manipulation des états externes des atomes par laser. La diversité des propriétés physiques des atomes telles que leur masse, leur moment magnétique, leur polarisabilité ou leur structure interne, en font des bons candidats pour réaliser des mesures de constantes fondamentales par interférométrie, telles que la constante de structure fine [8, 9], la constante de gravitation G [10, 11], ou pour réaliser des tests de relativité générale tels que le principe d'équivalence [12, 13] ou la détection d'ondes gravitationnelles [14]. L'interférométrie atomique permet aussi de sonder la structure interne des atomes, avec par exemple des mesures de la polarisabilité [15, 16] ou de la longueur d'onde d'extinction [17, 18].

Une des avancées majeures en optique atomique est la réalisation de condensats de Bose-Einstein. Cet état de la matière a été prédit par A. Einstein en 1925 [19] s'inspirant des travaux de S. Bose sur la statistique quantique des photons, et observé pour la première fois en 1995 dans des gaz d'alcalins [20, 21]. L'utilisation des condensats a permis depuis de faire des avancées en physique atomique, ainsi que dans le domaine de la matière condensée, parmi ces avancées nous pouvons noter les expériences d'interférences entre deux condensats [22, 23], la réduction de la vitesse de la lumière par transparence induite électromagnétiquement [24], et l'observation de la transition entre l'état superfluide et isolant de Mott dans un réseau optique [25].

L'utilisation des condensats en interférométrie atomique n'a été envisagée que bien après sa

première réalisation. En effet, comparés aux sources d'atomes thermiques (jet d'atomes, mélasses optiques), les condensats sont plus difficiles à obtenir et fournissent un flux plus faible. De plus, la présence d'interactions peut rajouter des effets systématiques sur la phase en sortie de l'interféromètre [26]. Néanmoins, les interféromètres utilisant des sources d'atomes froids atteignent leurs limites [27, 28]. Or, les propriétés de cohérence temporelle et spatiale (faible dispersion en vitesse longitudinale et transverse) des condensats pourraient permettre de dépasser ces limites, rendant ces sources intéressantes pour l'interférométrie atomique.

Les interféromètres atomiques peuvent aussi être utilisés comme capteurs inertiels, capables de mesurer des accélérations [29], des rotations [30], et des gradients de gravité [31] avec des précisions comparables à l'état de l'art. Des recherches sont alors menées pour réaliser des dispositifs plus compacts pour être transportables, que ce soit pour des applications sur Terre comme en géophysique, ou dans l'espace, pour, par exemple, l'étude du géoïde terrestre. Cette compacité est rendue possible grâce à l'utilisation de puces à atomes, rendant les expériences transportables et moins coûteuses en énergie.

Travail de thèse

Ma thèse s'est déroulée au sein de l'équipe interférométrie atomique du LCAR entre 2016 et 2019. Mon travail a consisté à réaliser une source d'atomes ultra-froids de rubidium 87. Une autre partie de mon travail, réalisée en collaboration avec Julien Alibert pendant ma première année de thèse, a consisté à optimiser et caractériser le piège magnétique de la puce à atomes fabriquée au LCAR. Pendant la deuxième année, j'ai dimensionné et mis en place un piège dipolaire optique en utilisant un laser à 1070 nm et un laser à 1560 nm. En parallèle, j'ai contribué à l'élaboration du système laser qui sera utilisé pour réaliser le réseau optique de diffraction. Par ailleurs, j'ai réalisé des simulations numériques de la diffraction de Bragg à ordre élevé pour dimensionner le système laser. Nous avons aussi développé un modèle analytique pour calculer l'impact d'un bruit de phase sur le signal en sortie d'un interféromètre utilisant de multiples impulsions laser.

Plan du manuscrit

Chapitre 1. J'introduis les concepts permettant de comprendre le fonctionnement d'un interféromètre atomique. Dans une première partie, j'expose le principe d'un interféromètre, les séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement, et l'intérêt de l'utilisation de sources ultra-froides. Je présente ensuite des applications de l'interférométrie atomique et le test de la neutralité de la matière que nous envisageons de réaliser.

Chapitre 2. Dans un premier temps, une vue d'ensemble du dispositif expérimental est présentée, cette partie est suivie d'un rappel sur le processus de refroidissement laser et du piège magnéto-optique. Par la suite, je décris le système de détection permettant d'analyser le nuage d'atomes aux différentes étapes du refroidissement. Finalement, je détaille la mise en place et la caractérisation du piège dipolaire optique obtenu par croisement de deux faisceaux à 1070 nm.

Chapitre 3. Un piège optique à 1560 nm est ajouté au piège à 1070 nm pour augmenter les fréquences de piégeage et ainsi permettre de réaliser une évaporation forcée menant jusqu'à l'obtention d'un condensat. Après un rappel sur la condensation, j'expose un modèle simple d'évaporation dans un piège optique. La configuration du piège et la séquence d'évaporation expérimentale sont ensuite détaillées. Je finis par présenter une étape supplémentaire visant à réduire la dispersion en vitesse du nuage, dans le but d'augmenter l'efficacité de diffraction du nuage par le réseau.

Chapitre 4. Des simulations numériques de la diffraction de Bragg à ordre élevé sont présentées. Ces simulations permettent de dimensionner le système laser utilisé pour réaliser le réseau optique. Dans une deuxième partie, je détaille la mise en place du système laser et son

asservissement en fréquence. Finalement, je présente un modèle analytique que nous avons développé pour calculer l'impact d'un bruit de phase sur le signal en sortie de l'interféromètre. Ce modèle étend le formalisme de la fonction de sensibilité au cas des séquences avec de multiples impulsions laser.

Chapitre 5. Ce chapitre présente la puce à atomes fabriquée au LCAR, qui utilise un piège magnéto-optique miroir et permet de créer un piège magnétique de taille millimétrique. Je décris les caractéristiques de notre piège magnétique de type Ioffé-Pritchard. Dans une dernière partie, je détaille les résultats expérimentaux obtenus avec le piège magnétique, et aussi les performances et limites atteintes avec cette puce.

Chapitre 1

Concepts pour l'interférométrie atomique

Sommaire

1.1 Principe	6
1.1.1 Atome à deux niveaux	6
1.1.2 Diffraction par un réseau	10
1.1.3 Séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement	12
1.1.4 Interférométrie atomique	17
1.2 Sources d'atomes	20
1.2.1 Mélasses optiques	20
1.2.2 Sources ultra froides	20
1.3 Etat de l'art en interférométrie atomique	21
1.3.1 Interférométrie en micro-gravité	21
1.3.2 Mesure de l'accélération de la pesanteur g	21
1.3.3 Mesure de la constante de gravitation G	22
1.3.4 Test du principe d'équivalence	23
1.3.5 Constante de structure fine	23
1.3.6 Détection d'ondes gravitationnelles	24
1.4 Test de la neutralité de la matière	24
1.4.1 Historiques des mesures	25
1.4.2 Mesure par interférométrie atomique	25
1.5 Conclusion	28

L'interférométrie avec des ondes de matière s'étend au delà du domaine des atomes. Des expériences d'interférométrie ont déjà été réalisées avec des molécules, allant de la molécule diatomique comme I_2 [32] aux molécules organiques [33]. L'intérêt d'étudier des particules de plus en plus massives est de mieux comprendre la transition entre le comportement quantique et classique de la matière, et notamment les effets de décohérence [34]. Au delà de la matière ordinaire, des recherches sont menées pour étudier des particules plus exotiques comme l'anti-matière, parmi ces recherches, le projet AEGIS vise à étudier l'effet de la force de gravitation sur l'antihydrogène en utilisant une technique d'interférométrie, le déflectomètre de Moiré [35].

Dans notre expérience, nous utilisons des atomes neutres comme ondes de matière. Ainsi, je présente, dans ce chapitre, les concepts généraux de l'interférométrie atomique. J'explique dans un premier temps le principe d'un interféromètre atomique utilisant des réseaux optiques de diffraction. J'introduis ensuite le principe des séparatrices à grands transferts de quantité de

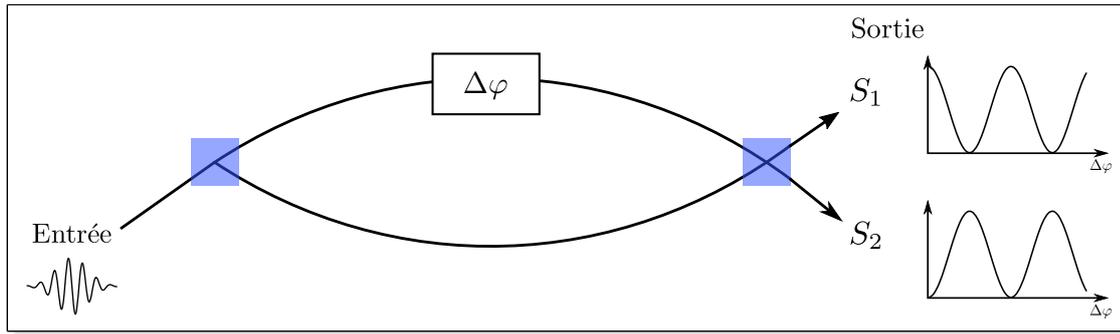


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un interféromètre à deux ondes. Une onde emprunte deux chemins cohérents créés et recombinaisonnés par des lames séparatrices représentées par les carrés bleus. Les signaux en sortie S_1 et S_2 de chaque voie varient de façon sinusoidale avec le déphasage $\Delta\varphi$ entre les chemins, et sont en opposition de phase.

mouvement. Je présente enfin certaines applications de l'interférométrie atomique dont le test de la neutralité de la matière.

1.1 Principe

Le principe d'un interféromètre atomique est similaire à celui d'un interféromètre optique, dans les deux cas, il s'agit de séparer de façon cohérente une onde incidente en au moins deux ondes, et de les laisser se propager avant de les recombinaisonner pour observer des franges d'interférence. Dans le cas de notre interféromètre, les deux chemins sont séparés spatialement, l'onde est alors dans une superposition cohérente de deux états de quantité de mouvement. Le signal de sortie correspond aux nombres d'atomes N_1 et N_2 , mesurés dans chacune des deux sorties avec une imagerie par fluorescence ou par absorption. Comme dans tout interféromètre, la présence d'interférences se traduit par une modulation sinusoidale du signal de sortie en fonction du déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux chemins, voir figure 1.1. La probabilité P_1 de détecter un atome sur la sortie 1 s'écrit alors :

$$P_1 = \frac{N_1}{N_1 + N_2} = \frac{1}{2} [1 + C \cos(\Delta\varphi)] \quad (1.1.1)$$

avec C le contraste des franges d'interférence.

La séparation spatiale d'une onde de matière peut être réalisée par des réseaux matériels [36], des réseaux magnéto-optiques [37], des doubles puits de potentiel [38], des transitions à un photon [39], ou par des réseaux optiques avec des transitions multi-photoniques [40, 41]. Les réseaux matériels présentent l'avantage de ne pas être spécifiques à une espèce atomique, néanmoins, ils ont été délaissés au profit de réseaux optiques présentant un meilleur taux de transmission. Dans les réseaux, le processus de diffraction produit des états de quantité de mouvement qui sont séparés par un multiple entier du vecteur d'onde \mathbf{k} du réseau.

1.1.1 Atome à deux niveaux

Je rappelle dans un premier temps le modèle de l'atome à deux niveaux dans le cas du couplage avec un champ électromagnétique, ce modèle nous permet de comprendre comment il est possible de réaliser des séparatrices et des miroirs. Je traite d'abord le cas sans degrés de liberté externes pour simplifier le problème et ensuite je prends en compte l'échange de quantité

de mouvement entre le champ et l'atome. Un traitement plus détaillé peut être trouvé dans la référence [42].

Modèle sans degrés de liberté externes

Je considère un atome à deux niveaux, avec l'état fondamental $|f\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$, définis par leur énergie E_f et E_e , tel que $E_e - E_f = \hbar\omega_0$. Je me place dans l'approximation semi-classique où le champ électromagnétique est traité comme une onde classique. Supposons que cet atome soit placé dans un champ électromagnétique classique monochromatique $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + \varphi)$, désaccordé par rapport à la transition $|f\rangle \rightarrow |e\rangle$ de $\Delta = \omega - \omega_0$, avec $\mathbf{E}_0(t)$ dépendant de t , car l'intensité lumineuse pendant les impulsions peut être modulée dans le temps. L'interaction peut être vue comme un couplage entre le champ électrique et le moment dipolaire électrique induit $\hat{\mathbf{d}}$ de l'atome. Dans l'approximation dipolaire électrique, l'hamiltonien total du système s'écrit donc :

$$\hat{H} = \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t) \quad (1.1.2)$$

le terme $-\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(t)$ représente l'interaction dipolaire électrique. Ce terme peut s'exprimer en fonction des éléments de matrice d_{fe} . En définissant la pulsation de Rabi $\Omega_0 = -d_{fe}E_0/\hbar$, l'hamiltonien peut se réécrire sous la forme :

$$\hat{H} = \underbrace{\hbar\omega_0 |e\rangle \langle e|}_{\hat{H}_0} + \underbrace{\hbar\Omega_0 (|f\rangle \langle e| + |e\rangle \langle f|)}_{\hat{V}} \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.1.3)$$

L'évolution de la fonction d'onde de l'atome $|\Psi(t)\rangle$ est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle \quad (1.1.4)$$

Pour calculer l'évolution du système, il est plus facile de passer dans la représentation interaction, pour cela, on pose $|\Psi(t)\rangle_I = \hat{U} |\Psi(t)\rangle$ et $\hat{V}_I = \hat{U}^\dagger \hat{V} \hat{U}$ avec $\hat{U} = e^{-i\hat{H}_0 t/\hbar}$. La solution recherchée est alors de la forme :

$$|\Psi(t)\rangle_I = c_f(t) |f\rangle + c_e(t) |e\rangle \quad (1.1.5)$$

et obéit à l'équation :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle_I = \hat{V}_I |\Psi(t)\rangle_I \quad (1.1.6)$$

En projetant l'équation (1.1.6) sur les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$, on peut trouver le système d'équations différentielles régissant l'évolution des coefficients $c_f(t)$ et $c_e(t)$.

$$\frac{dc_f(t)}{dt} = -ic_e(t) \frac{\Omega_0}{2} \left(e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)} \right) e^{-i\omega_0 t} \quad (1.1.7)$$

$$\frac{dc_e(t)}{dt} = -ic_f(t) \frac{\Omega_0}{2} \left(e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)} \right) e^{i\omega_0 t} \quad (1.1.8)$$

Ces expressions peuvent être simplifiées en faisant l'approximation de l'onde tournante qui consiste à négliger les termes $e^{\pm i(\omega + \omega_0)t}$, oscillants à la fréquence du champ optique dont la moyenne s'annule sur des temps caractéristiques de l'évolution du système. Les étapes menant à l'expression des coefficients $c_f(t)$ et $c_e(t)$ sont décrites dans la référence [42], ces expressions

sont :

$$c_f(t) = e^{it\Delta/2} \left[\left(\cos \frac{\Omega_R t}{2} - i \frac{\Delta}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R t}{2} \right) c_f(0) - i e^{i\varphi} \frac{\Omega_0}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R t}{2} c_e(0) \right] \quad (1.1.9)$$

$$c_e(t) = e^{-it\Delta/2} \left[-i e^{-i\varphi} \frac{\Omega_0}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R t}{2} c_f(0) + \left(\cos \frac{\Omega_R t}{2} + i \frac{\Delta}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R t}{2} \right) c_e(0) \right] \quad (1.1.10)$$

où $\Omega_R = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$ est la pulsation de Rabi généralisée. Considérons le cas où l'atome est initialement dans l'état fondamental $|f\rangle$ ($c_f(0) = 1$, $c_e(0) = 0$), la population dans l'état $|e\rangle$ est donnée par $P_e(t) = |c_e(t)|^2$:

$$P_e(t) = \left(\frac{\Omega_0}{\Omega_R} \right)^2 \sin^2 \frac{\Omega_R t}{2} \quad (1.1.11)$$

avec $P_f(t) = 1 - P_e(t)$. La population oscille dans le temps entre les deux états, ce sont les oscillations de Rabi. Pour simplifier les expressions, je me place dans le cas d'une onde résonante avec la transition atomique, $\Delta = 0$. Deux états du système sont alors particulièrement intéressants pour l'interférométrie atomique, il s'agit des états aux instants t tels que $\Omega_0 t = \pi/2$ et $\Omega_0 t = \pi$.

- Pour $\Omega_0 t = \pi/2$, la fonction d'onde du système s'écrit :

$$|\Psi_{\pi/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|f\rangle - i e^{-i\varphi} |e\rangle) \quad \text{pour } c_f(0) = 1 \text{ et } c_e(0) = 0 \quad (1.1.12)$$

$$|\Psi_{\pi/2}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(-i e^{i\varphi} |f\rangle + |e\rangle) \quad \text{pour } c_f(0) = 0 \text{ et } c_e(0) = 1 \quad (1.1.13)$$

L'onde atomique se retrouve alors dans une superposition cohérente équiprobable entre les deux états.

- Pour $\Omega_0 t = \pi$, la fonction d'onde s'écrit :

$$|\Psi_{\pi}\rangle = -i e^{-i\varphi} |e\rangle \quad \text{pour } c_f(0) = 1 \text{ et } c_e(0) = 0 \quad (1.1.14)$$

$$|\Psi_{\pi}\rangle = -i e^{i\varphi} |f\rangle \quad \text{pour } c_f(0) = 0 \text{ et } c_e(0) = 1 \quad (1.1.15)$$

La population des états s'inverse.

On remarque que lors du transfert de l'atome du niveau $|f\rangle$ vers le niveau $|e\rangle$, l'état acquiert une phase $+\varphi$ qui correspond à la phase du laser, et une phase $-\varphi$ pour le transfert de $|e\rangle$ vers $|f\rangle$. En effet lors du transfert, la phase de l'onde laser est imprimée sur la fonction d'onde de l'atome, cette phase est importante car elle contribue au déphasage total en sortie de l'interféromètre.

Modèle avec degrés de liberté externes

Pour comprendre comment séparer spatialement les deux bras de l'interféromètre, il faut aussi prendre en compte les degrés de liberté externes. En effet, lors du couplage entre le champ et l'atome, il se produit aussi un échange de quantité de mouvement. On affecte alors à l'atome une quantité de mouvement \mathbf{p}_0 . Le champ électromagnétique se réécrit en prenant en compte le vecteur d'onde \mathbf{k} :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}} + \varphi) = \frac{\mathbf{E}_0}{2} \left[e^{i(\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}} + \omega t + \varphi)} + e^{-i(\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}} + \omega t + \varphi)} \right] \quad (1.1.16)$$

En considérant que l'atome est dans l'état initial $|\mathbf{p}_0\rangle$, le champ électromagnétique agit sur l'état selon :

$$e^{i\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}}} |\mathbf{p}_0\rangle = |\mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle \quad (1.1.17)$$

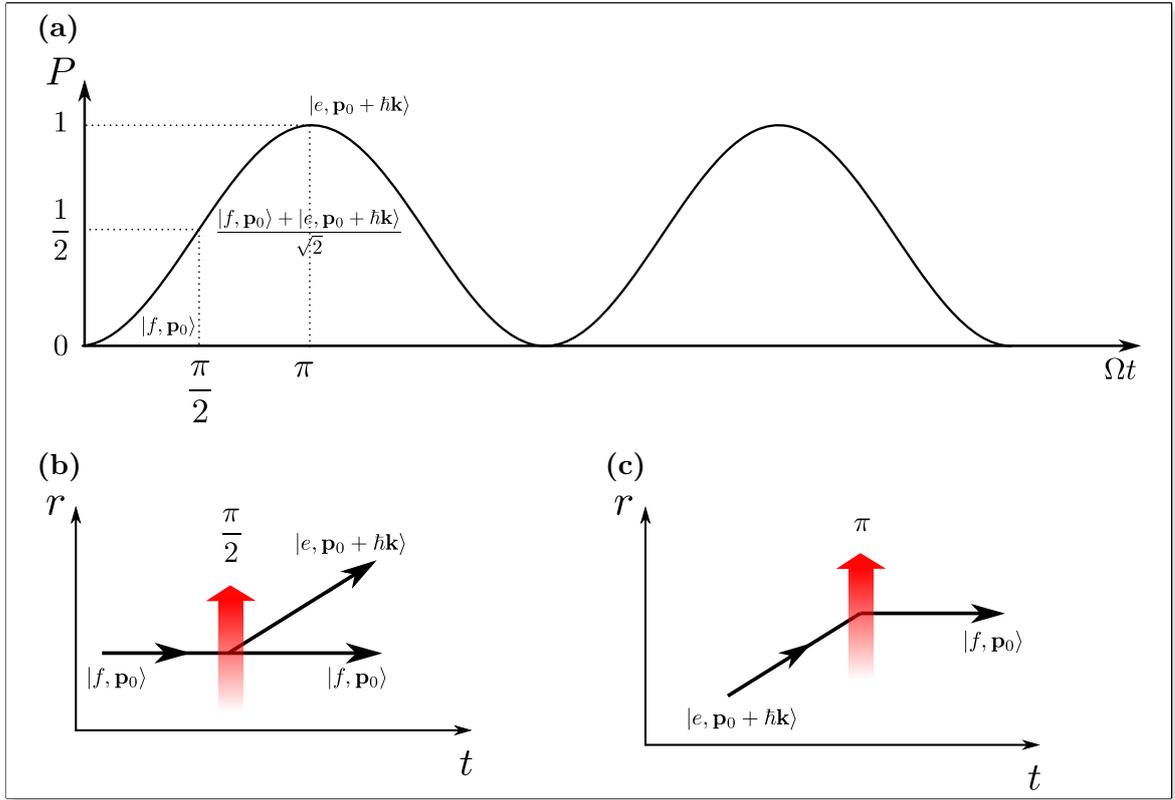


FIGURE 1.2 – (a) Evolution de la probabilité de l'atome de se trouver dans l'état final $|e, \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle$ en fonction du produit Ωt . (b) Impulsion $\pi/2$ créant une superposition cohérente équiprobable entre les deux états de quantité de mouvement $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ et $|e, \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle$, équivalent à une lame séparatrice à atomes. (c) Impulsion π transférant la totalité de la population d'un état à un autre, équivalent à un miroir à atomes.

Le champ électromagnétique couple alors les états $|\mathbf{p}_0\rangle$ et $|\mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle$. Par ailleurs, en considérant les états internes $|f\rangle$ et $|e\rangle$ de l'atome, le couplage se fait entre les états $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ et $|e, \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle$. L'hamiltonien du système prend alors en compte le terme d'énergie cinétique :

$$\hat{H}_t = \hat{H} + \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} \quad (1.1.18)$$

avec \hat{H} l'hamiltonien défini par (1.1.2).

L'énergie de chaque état s'écrit alors :

$$E_{|f, \mathbf{p}_0\rangle} = \frac{\mathbf{p}_0^2}{2m} \quad (1.1.19)$$

$$E_{|e, \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle} = \hbar \omega_0 + \frac{(\mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k})^2}{2m} \quad (1.1.20)$$

Le calcul effectué sans les degrés de liberté externes reste valable en remplaçant les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ par $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ et $|e, \mathbf{p}_0 + \hbar \mathbf{k}\rangle$.

De la même façon que pour les états sans degrés de liberté externes, en ajustant le produit Ωt , il est possible d'appliquer des impulsions π et $\pi/2$, comme représentées figure 1.2.

- Une impulsion $\pi/2$, figure 1.2(b), aura alors pour effet de créer une superposition cohérente entre les états $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ et $|e, \mathbf{p}_0 + \hbar\mathbf{k}\rangle$. Cela crée une séparation spatiale de l'onde atomique, ce qui est équivalent à une lame séparatrice.
- Une impulsion π , figure 1.2(c), transfère toute la population dans un état à un autre, ainsi on réalise l'équivalent d'un miroir à atomes.

Jusqu'à présent, je n'ai considéré que des transitions à un photon, pouvant être utiles en interférométrie atomique pour la détection d'ondes gravitationnelles [43]. Dans ce cas, seuls des atomes ayant des états excités avec une grande durée de vie peuvent être utilisés, comme par exemple les transitions d'horloge optiques d'alcalino-terreux. Pour s'affranchir du problème de la durée de vie de l'état excité, des transitions multi-photoniques sont souvent utilisées, elles couplent alors des états électroniques fondamentaux dont les durées de vie sont grandes devant le temps de l'interféromètre, elles offrent aussi la possibilité d'augmenter le nombre de $\hbar k$ transféré.

1.1.2 Diffraction par un réseau

Je rappelle le principe des transitions à deux photons, puis je généraliserai au cas des transitions d'ordre plus élevé. Je considère un réseau formé de deux ondes contra-propageantes planes progressives monochromatiques, de même polarisation et amplitude avec des pulsations ajustables ω_1 et ω_2 représentées sur la figure 1.3(a), telles que $\omega_2 - \omega_1 \ll \omega_1, \omega_2$. La différence entre les vecteurs d'onde k_1 et k_2 peut être négligée, les phases des ondes 1 et 2 sont notées respectivement $\phi_1(t)$ et $\phi_2(t)$. Les ondes se propagent suivant l'axe z . La superposition des deux ondes donne naissance à une onde quasi-stationnaire :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}_0(\cos[\omega_1 t + k_1 z + \phi_1(t)] + \cos[\omega_2 t - k_2 z + \phi_2(t)]) \quad (1.1.21)$$

$$\mathbf{E}(z, t) = 2\mathbf{E}_0 \cos[k(z - vt) + \phi(t)] \cos[\omega t + (\phi_1(t) + \phi_2(t))/2] \quad (1.1.22)$$

avec $v = (\omega_2 - \omega_1)/2k$, $k = (k_1 + k_2)/2$, $\phi(t) = (\phi_2(t) - \phi_1(t))/2$ et $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$. L'onde résultante est une onde quasi-stationnaire qui se déplace à la vitesse v par rapport au référentiel du laboratoire.

Il existe deux types de transitions à deux photons. Soit la transition couple deux états internes différents, on parle de transitions Raman stimulées, soit le couplage entre les états de quantité de mouvement se fait avec le même état interne, on parle alors de transitions de Bragg (parfois de transitions Raman dégénérées). Dans le cas des transitions Raman, la détection peut se faire par spectroscopie des états internes et n'a donc pas besoin d'avoir des nuages séparés spatialement, contrairement aux transitions de Bragg. Néanmoins, les effets dépendant des états internes peuvent entraîner un bruit de phase, comme le déplacement lumineux, sensible au bruit d'intensité laser. Ces caractéristiques nous ont conduit à utiliser les transitions de Bragg pour réaliser notre interféromètre.

Transition de Bragg

Les transitions de Bragg se font dans un même état interne que je note $|f\rangle$. Les atomes seront lancés à la verticale, ils auront donc une quantité de mouvement initiale $\mathbf{p}_0 \neq 0$. Lors de la première impulsion, ils sont donc initialement dans l'état $|f, \mathbf{p}_0\rangle$. L'interaction d'un atome avec le réseau couple les états $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ et $|f, \mathbf{p}_0 + \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\rangle$ par l'intermédiaire de l'état $|i, \mathbf{p}_0 + \hbar\mathbf{k}_1\rangle$, le processus peut être vu comme de l'absorption d'un photon du laser 1 et de l'émission stimulée dans le mode du laser 2, cette transition à deux photons est schématisée sur la figure 1.3(b). La quantité de mouvement transférée est alors $\hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) = 2\hbar\mathbf{k}$. Pour minimiser la perte de cohérence par émission spontanée, il faut que le désaccord Δ par rapport à la transition $|f\rangle \rightarrow$

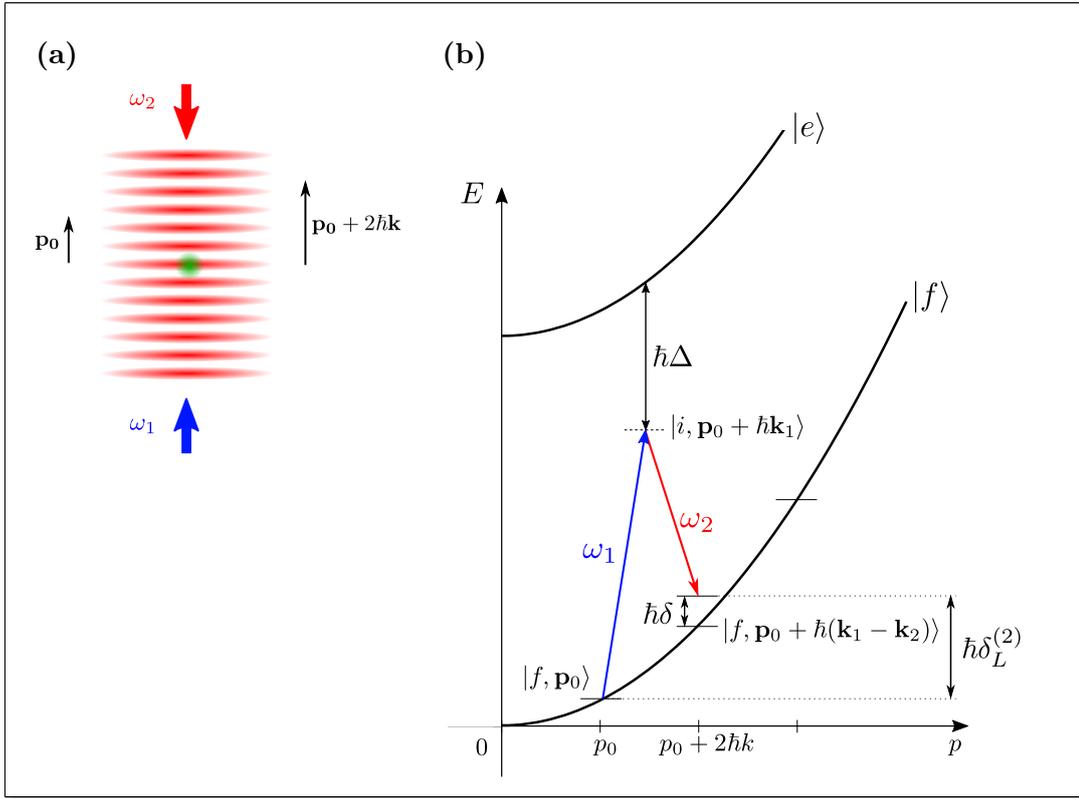


FIGURE 1.3 – (a) Schéma représentant le réseau optique formé par les deux faisceaux laser contra-propageants aux pulsations ω_1 et ω_2 , respectivement en bleu et rouge. Les atomes, en vert, ont une quantité de mouvement initiale \mathbf{p}_0 . (b) Courbes représentant l'énergie en fonction de la quantité de mouvement de l'état excité $|e\rangle$ et fondamental $|f\rangle$.

$|e\rangle$ soit grand devant la largeur naturelle Γ de la raie.

Le transfert de l'état $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ vers l'état $|f, \mathbf{p}_0 + 2\hbar\mathbf{k}\rangle$ est de 100 % pour une impulsion π si la condition de résonance à deux photons est respectée. Pour exprimer cette condition, je définis $\delta_L^{(2)}$ comme la différence de fréquence entre les deux lasers pour une transition à deux photons :

$$\delta_L^{(2)} = \omega_1 - \omega_2 \quad (1.1.23)$$

Par ailleurs, j'introduis aussi le désaccord à la résonance δ :

$$\hbar\delta = \hbar(\omega_1 - \omega_2) - (E_{|f, \mathbf{p}_0 + 2\hbar\mathbf{k}\rangle} - E_{|f, \mathbf{p}_0\rangle}) \quad (1.1.24)$$

La condition de résonance s'écrit $\delta = 0$, soit :

$$\begin{aligned} \hbar\delta_L^{(2)} = E_{|f, \mathbf{p}_0 + 2\hbar\mathbf{k}\rangle} - E_{|f, \mathbf{p}_0\rangle} &= \frac{(\mathbf{p}_0 + 2\hbar\mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}_0^2}{2m} \\ &= 2\hbar \frac{\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{k}}{m} + 4\hbar \frac{\hbar|\mathbf{k}|^2}{2m} \\ \delta_L^{(2)} &= 2\omega_D + 4\omega_r \end{aligned} \quad (1.1.25)$$

avec $\omega_D = \mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{k} / m$ la pulsation Doppler et $\omega_r = \hbar|\mathbf{k}|^2 / 2m$ la pulsation de recul, qui dans le cas

du rubidium 87 est $\omega_r \simeq 2\pi \times 3770$ Hz, ce qui correspond à une vitesse de recul $v_r = 5.9$ mm.s⁻¹ à 780 nm¹.

Nous avons vu le principe des transitions à deux photons qui seront utilisées pour créer les lames séparatrices et l'équivalent des miroirs pour les atomes. Une première impulsion $\pi/2$ crée les deux chemins cohérents, qui sont alors défléchis avec une deuxième impulsion π , et recombinaison avec une dernière impulsion $\pi/2$. Nous allons voir qu'il est possible d'augmenter la séparation spatiale avec la technique des séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement.

1.1.3 Séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement

La sensibilité d'un interféromètre aux effets inertiels dépend de l'aire spatio-temporelle comprise entre les deux bras. Un gain en sensibilité peut soit provenir d'une augmentation du temps de chute libre, celui-ci étant limité par la hauteur des dispositifs, soit provenir d'une augmentation de la séparation spatiale entre les deux bras. Cette dernière solution implique d'augmenter la quantité de mouvement transférée à au moins l'un des deux bras de l'interféromètre. Différentes techniques ont été étudiées et mises en place pour augmenter la quantité de mouvement transférée aux atomes par des impulsions lasers [41, 44, 45]. Nous allons voir qu'une des méthodes consiste à réaliser des séquences d'impulsions de Bragg à ordre élevé. Dans cette partie, j'introduis les notations et le modèle de diffraction, qui est plus détaillé dans le chapitre 4.

Transition multi-photoniques

Le principe est de transférer $2n\hbar\mathbf{k}$ à chaque impulsion laser avec n l'ordre de diffraction. La différence de fréquence $\delta_L^{(n)}$ entre les lasers doit alors satisfaire la nouvelle condition de résonance pour coupler l'état $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ à l'état $|f, \mathbf{p}_0 + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle$, représentés sur la figure 1.4. Cette nouvelle condition de résonance s'écrit :

$$\begin{aligned} n\hbar\delta_L^{(n)} &= E_{|f, \mathbf{p}_0 + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle} - E_{|f, \mathbf{p}_0\rangle} = \frac{(\mathbf{p}_0 + 2n\hbar\mathbf{k})^2}{2m} - \frac{\mathbf{p}_0^2}{2m} \\ &= 2n\hbar\omega_D + 4n^2\hbar\omega_r \end{aligned} \quad (1.1.26)$$

avec ω_r et ω_D les pulsations de recul et Doppler définies précédemment.

Afin de traiter la diffraction d'atomes par un réseau, je considère que les atomes interagissent avec une onde stationnaire $E(z, t) = E_0(t)\cos(\omega t)\cos(kz)$, $E_0(t)$ est modulé dans le temps pour réaliser des impulsions laser. Le traitement qui suit s'appuie sur la référence [46]. Dans la suite, je me place dans le référentiel tournant à la pulsation ω . L'hamiltonien du système {atome, champ} peut alors s'écrire :

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2m} + \hbar\Omega_0(t)\cos(kz)(|f\rangle\langle e| + |e\rangle\langle f|) - \hbar\Delta|e\rangle\langle e| \quad (1.1.27)$$

où $\Omega_0(t)$ est la pulsation de Rabi à un photon, Δ est le désaccord du laser par rapport à la transition $|e\rangle \rightarrow |f\rangle$. Dans ce cas, l'expression de la solution générale de l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$|\psi(z, t)\rangle = c_f(z, t)|f\rangle + c_e(z, t)|e\rangle \quad (1.1.28)$$

1. Au cours de la chute libre des atomes la valeur de \mathbf{p}_0 évolue, il est donc nécessaire de changer la différence de fréquence $\delta_L^{(2)}$ pour que la transition à deux photons reste résonante.

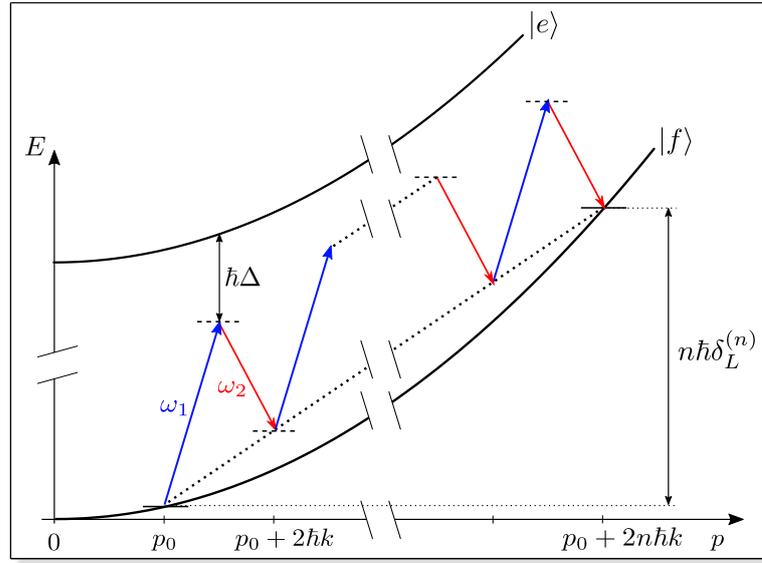


FIGURE 1.4 – *Transitions de Bragg multi-photoniques à $2n$ photons. Le réseau optique couple l'ensemble des états $| \mathbf{p}_0 \rangle, \dots, | \mathbf{p}_0 + 2n\hbar \mathbf{k} \rangle$. La différence de fréquence $\delta_L^{(n)}$ entre les deux laser respecte la condition de résonance (1.1.26).*

La projection de l'équation de Schrödinger sur les deux états donne lieu à un système de deux équations couplées :

$$i\hbar \frac{\partial c_f(z, t)}{\partial t} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} c_f(z, t) + \hbar\Omega_0(t) \cos(kz) c_e(z, t) \quad (1.1.29)$$

$$i\hbar \frac{\partial c_e(z, t)}{\partial t} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} c_e(z, t) + \hbar\Omega_0(t) \cos(kz) c_f(z, t) - \hbar\Delta c_e(z, t) \quad (1.1.30)$$

En se plaçant dans le cas où les atomes sont initialement dans l'état fondamental et en considérant que $\Delta \gg \Gamma$, nous pouvons éliminer de façon adiabatique l'état excité, l'équation se réécrit :

$$\frac{\partial c_f(z, t)}{\partial t} = \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 c_f(z, t)}{\partial z^2} - \frac{i\Omega_0(t)^2}{\Delta} \cos^2(kz) c_f(z, t) \quad (1.1.31)$$

Cette équation est invariante par translation de multiple entier de $2\pi k^{-1}$, nous pouvons alors appliquer le théorème de Bloch [47]. Les solutions peuvent alors s'écrire comme une combinaison linéaire de fonction de Bloch ayant la même périodicité que le réseau :

$$c_f(z, t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l(t) e^{ilkz} \quad (1.1.32)$$

Avec $\cos(kz) = \frac{1}{2}(e^{ikz} + e^{-ikz})$, l'équation (1.1.31) peut se réécrire :

$$\sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\partial c_l(t)}{\partial t} e^{ilkz} = -i \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[(\omega_r l^2 + \Omega(t)) c_l(t) + \frac{\Omega(t)}{2} (c_{l-2}(t) + c_{l+2}(t)) \right] e^{ilkz} \quad (1.1.33)$$

où j'introduis la pulsation de Rabi à deux photons $\Omega(t) = \Omega_0(t)^2/2\Delta$. Cette équation étant valable pour tout l , $c_l(t)$ vérifie alors :

$$\frac{\partial c_l(t)}{\partial t} = -i \left[(\omega_r l^2 + \Omega(t)) c_l(t) + \frac{\Omega(t)}{2} (c_{l-2}(t) + c_{l+2}(t)) \right] \quad (1.1.34)$$

Le système d'équations couple une infinité d'états de quantité de mouvement dont deux états successifs diffèrent de $2\hbar k$. Selon le temps d'interaction, il se distingue principalement deux régimes que nous allons voir par la suite.

Régime de Raman-Nath

Le premier cas limite est le régime de Raman-Nath correspondant au cas des temps d'interaction courts. Or, la largeur ΔE de la transition est reliée à la durée Δt de l'impulsion par une relation de transformée de Fourier :

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.1.35)$$

Pour une transition entre l'état $|f, -n\hbar \mathbf{k}\rangle$ et $|f, n\hbar \mathbf{k}\rangle$, le régime de Raman-Nath correspond au cas où la largeur ΔE est grande par rapport à la différence d'énergie entre l'état ciblé $|f, n\hbar \mathbf{k}\rangle$ et ses états voisins, autrement dit $\Delta E \gg 8n\hbar\omega_r$, voir figure 1.5(a). Dans ce cas, les états voisins peuvent être peuplés, il n'est donc pas possible de transférer la population dans un seul état.

L'amplitude de l'onde diffractée peut être calculée à partir de l'équation de Schrödinger, et conduit à une décomposition sur les fonctions de Bessel :

$$\Psi(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} (-i)^l J_l(\Omega t) |2l\hbar k\rangle \quad (1.1.36)$$

Le régime de Raman-Nath est analogue à la diffraction de la lumière par des réseaux matériels minces [48].

Régime de Bragg

L'autre cas limite correspond à celui des temps d'interaction longs. Pour se placer dans un tel régime, la largeur de la transition ΔE doit être suffisamment petite devant la différence d'énergie entre l'état cible et ses états voisins, ce qui correspond à $\Delta E \ll 8n\hbar\omega_r$, voir figure 1.5(b). Dans ce cas, la transition est résonante seulement avec les états $|f, -n\hbar \mathbf{k}\rangle$ et $|f, n\hbar \mathbf{k}\rangle$, c'est le régime de Bragg. Cela se traduit par une limite inférieure sur la durée de l'impulsion :

$$\Delta t \gg \frac{1}{8n\omega_r} \quad (1.1.37)$$

Pour être dans le régime de Bragg, il faut que le temps de l'impulsion soit grand devant $(4n\omega_r)^{-1} \simeq \frac{1}{n} \times 10 \mu\text{s}$.

Ce raisonnement ne prend pas en compte la pulsation de Rabi du système. Il est donc possible d'affiner la contrainte sur la durée de l'impulsion en utilisant le système d'équations (1.1.34).

Nous avons vu que dans le cas du régime de Bragg, seul deux états étaient couplés, ainsi pour un ordre de diffraction n , seuls les états $|f, -n\hbar \mathbf{k}\rangle$ et $|f, n\hbar \mathbf{k}\rangle$ doivent être couplés, cette condition est vraie si les états intermédiaires ne sont pas peuplés. Or, si la durée de l'impulsion est grande, il est possible d'éliminer de façon adiabatique les états intermédiaires, $\frac{\partial c_{-n+2l}}{\partial t} \simeq 0$. Le système d'équations peut alors s'écrire :

$$i \frac{\partial c_{\pm n}(t)}{\partial t} = \frac{\Omega_{\text{eff}}}{2} c_{\mp n}(t) \quad (1.1.38)$$

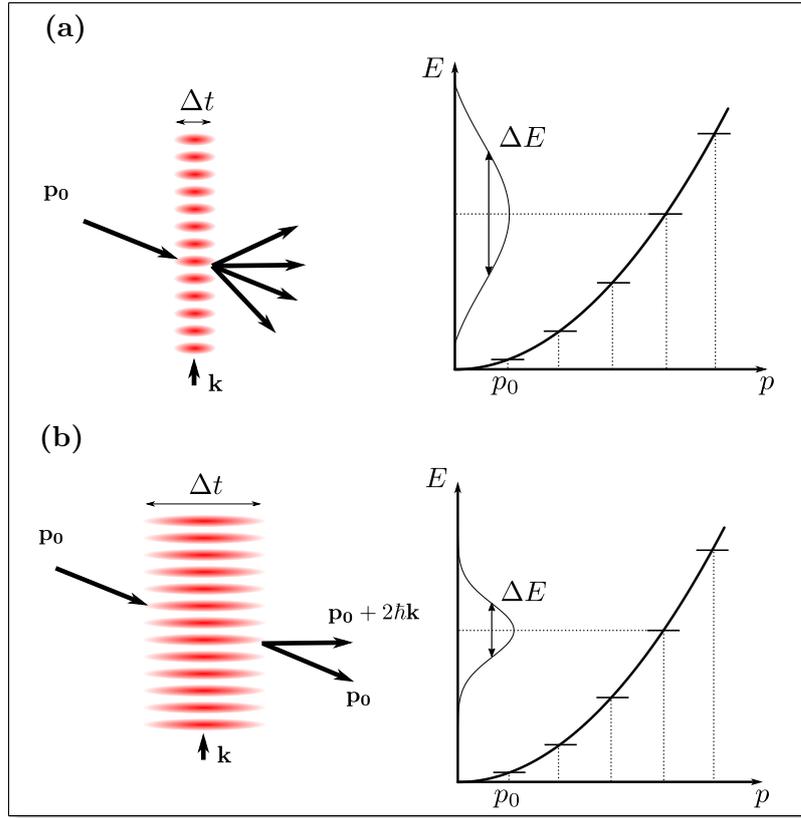


FIGURE 1.5 – Les schémas de gauche représente la trajectoire selon la verticale des atomes en fonction du temps d'interaction Δt avec le réseau optique. Les courbes de droite représentent l'énergie des atomes en fonction de leur impulsion p . Le cas (a) correspond au régime de Raman-Nath pour lequel $\Delta t \ll \frac{1}{8n\omega_r}$, le cas (b) correspond au régime de Bragg pour lequel $\Delta t \gg \frac{1}{8n\omega_r}$.

avec Ω_{eff} la pulsation de Rabi effective donnée par [46] :

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega^n}{(8\omega_r)^{n-1} [(n-1)!]^2} \quad (1.1.39)$$

La condition d'adiabaticité pour éliminer les états intermédiaires est donnée dans [46], elle s'écrit :

$$\Omega_{\text{eff}} \ll \frac{8(n-1)^n \omega_r}{2^n (n-1)!^2} \quad (1.1.40)$$

Cette condition implique que Ω_{eff} diminue quand l'ordre de diffraction n augmente, ce qui signifie que pour une impulsion π , la durée de l'impulsion doit augmenter avec n . Pour $n \geq 5$, $\Omega_{\text{eff}} \ll \omega_r$, la durée de l'impulsion doit alors être nettement supérieure à $\pi/\Omega_{\text{eff}} \simeq 300 \mu\text{s}$. Or, la durée typique des impulsions utilisées sont de l'ordre de (10-100) μs , ainsi en général, le régime de diffraction dans lequel se situe ces expériences est appelé régime de quasi-Bragg. Des études réalisées sur la diffraction de Bragg [49, 50, 51] ont montré qu'il était difficile d'augmenter l'efficacité de diffraction en utilisant des impulsions rectangulaires dans le cas du régime de quasi-Bragg. Dans l'article de H. Müller [46], un traitement analytique montre que l'utilisation d'impulsions gaussiennes permet d'atteindre des efficacités supérieures à 0.99 dans le régime de quasi-Bragg.

Nous verrons, dans le chapitre 4, des simulations numériques de la diffraction dans le régime

Articles	Type	$\hbar k$
H. Müller et al. [44], 2008	Bragg	24
P. Cladé et al. [41], 2009	Bloch	10
S.W. Chiow et al. [52], 2011	Bragg	102
G.M. McDonald et al. [54], 2013	Bloch	80
T. Kovachy et al. [53], 2015	Bragg	90
M. Gebbe et al. [55], 2019	Bragg/Bloch	408
Z. Pagel et al. [56], 2019	Bloch	240

TABLEAU 1.1 – *Liste non-exhaustive des réalisations de lames séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement. Les transferts sont cités par ordre chronologique avec le type de transfert (Bloch ou Bragg) et le nombre de photons de recul transférés.*

de quasi-Bragg servant à dimensionner le système laser utilisé pour créer le réseau optique.

Grands transferts de quantité de mouvement

La relation (1.1.39) fait aussi apparaître une contrainte sur la puissance des faisceaux laser. En effet, nous voyons que pour une durée d'impulsion et une pulsation effective Ω_{eff} fixées, la puissance laser augmente avec l'ordre de diffraction n . Les études ont montré qu'il était difficile de réaliser des transitions d'ordre supérieure à 20.

Une solution pour augmenter la quantité de mouvement transférée avec une puissance laser limitée, consiste à accélérer un des deux bras, après avoir créé les deux chemins cohérents avec une impulsion $\pi/2$. Principalement deux méthodes sont employées pour accélérer les atomes :

- Les atomes peuvent être accélérés continuellement avec un réseau optique, il s'agit de la technique des oscillations de Bloch.
- Une succession d'impulsions π est appliquée à l'un des deux bras pour augmenter la quantité de mouvement transférée.

De telles séquences ont déjà été réalisées et ont donné de très bons résultats. Par exemple, une séquence comprenant des transferts de 6 $\hbar k$ successifs a permis de transférer 102 $\hbar k$ [52], une autre séquence de transitions du premier ordre a conduit au transfert de 90 $\hbar k$ [53]. Un résumé non exhaustif de différentes séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement utilisées dans des interféromètres est présenté dans le tableau 1.1.

Dispersion en vitesse

Jusqu'à présent, j'ai considéré le cas de l'interaction du réseau avec un seul atome, pour lequel il est alors toujours possible de trouver un référentiel dans lequel la condition de résonance est vérifiée. Dans le cas d'un nuage d'atomes, cette condition n'est plus vérifiée, à cause de la dispersion en vitesse non nulle du nuage. En effet, pour un vecteur d'onde du réseau fixé, la condition de résonance est différente selon la classe de vitesses des atomes, l'efficacité de diffraction à chaque impulsion en est donc affectée. Dans ce qui suit, je présente l'influence de la dispersion en vitesse du nuage sur le temps des impulsions, qui sera étudiée numériquement dans le chapitre 4.

Pour un nuage thermique, il est raisonnable de considérer une distribution de Maxwell-Boltzmann en vitesse :

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}} \exp\left(-\frac{(v-v_0)^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad \text{avec} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (1.1.41)$$

où σ_v est la dispersion en vitesse du nuage. Afin que l'ensemble des classes de vitesses du nuage soit adressé par la transition, il faut que la largeur spectrale de l'impulsion soit grande devant l'élargissement Doppler $nk\sigma_v$, ce qui impose une limite supérieure sur la durée de l'impulsion :

$$\tau \ll \frac{1}{nk} \sqrt{\frac{m}{k_B T}} \quad (1.1.42)$$

Si nous considérons un nuage ayant une dispersion en vitesse de $v_r/10$, soit une température de 4 nK, l'effet Doppler impose donc une limite supérieure au temps de l'impulsion de $\frac{1}{n} \times 200 \mu\text{s}$.

Nous avons vu le principe des séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement, qui peuvent être réalisées par des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré ou alors par une succession d'impulsions π . Cette dernière méthode utilise des transitions de Bragg autorisant le transfert de $2n\hbar k$ à chaque impulsion, avec n l'ordre de diffraction.

1.1.4 Interférométrie atomique

Géométrie de Mach Zehnder

Le principe d'un interféromètre atomique peut être compris à partir de l'expérience de Ramsey des champs oscillants séparés [57]. Dans cette expérience, un atome à deux niveaux est soumis à un champ oscillant à deux instants différents. Entre ces instants, l'atome est en propagation libre, le temps entre chaque interaction est appelé temps d'interrogation. Après la première impulsion, l'évolution de la cohérence atomique dans les deux états est alors synchronisée avec la phase du champ électromagnétique, la mesure de la population dans les états finaux nous renseigne donc sur la phase accumulée par l'onde atomique au cours de sa propagation.

Une des configurations d'interféromètre atomique largement utilisée est l'analogie de l'interféromètre de Mach Zehnder en optique, les deux interféromètres sont représentés sur la figure 1.6. Ce type d'interféromètre a été réalisé pour la première fois par M. Kasevich et S. Chu en 1991 [58]. Pour notre expérience, nous prévoyons d'utiliser une configuration similaire. Celle-ci consiste à séparer spatialement l'onde atomique, puis à recombinaison les deux bras de l'interféromètre de façon symétrique. La séparation spatiale de l'onde atomique est assurée par une première impulsion $\pi/2$ qui crée une superposition cohérente de deux états de quantité de mouvement différents, après un temps T de propagation libre de l'onde, une deuxième impulsion π permet d'invertir la population entre les deux états, une dernière impulsion $\pi/2$ ferme l'interféromètre après un temps $2T$.

Dans la perspective de réaliser une mesure de la neutralité de la matière, il est nécessaire de séparer spatialement les bras de l'interféromètre sur une distance de l'ordre du centimètre. Pour cela, nous envisageons de réaliser une séquence comportant une succession d'impulsions de Bragg d'ordre élevé. L'utilisation de quatre impulsions de Bragg d'ordre 5 permet d'atteindre une séparation de l'ordre de 1 cm pour une valeur de $T \sim 50$ ms.

Déphasage en sortie de l'interféromètre

Je considère un interféromètre avec trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$, pour lequel l'onde atomique évolue entre deux états de quantité de mouvement. Ce système effectif évolue comme le système à

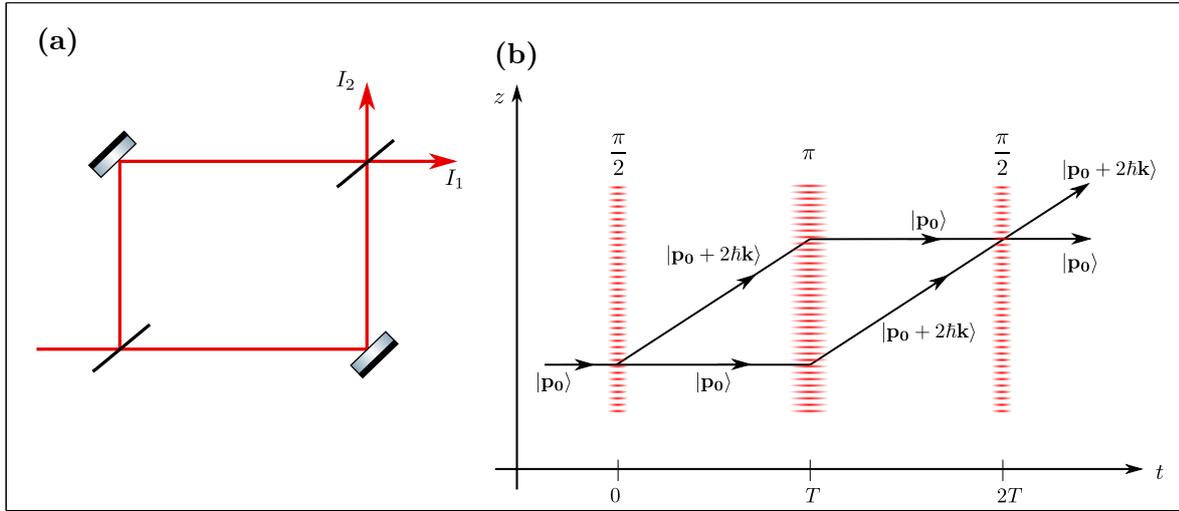


FIGURE 1.6 – (a) Principe d'un interféromètre optique de Mach-Zehnder, les signaux de sortie sont les intensités I_1 et I_2 . (b) Equivalent d'un interféromètre de Mach Zehnder pour les ondes atomiques, les lames séparatrices sont réalisées par des impulsions $\pi/2$, et les miroirs par une impulsion π , séparées par le temps T .

deux niveaux présenté dans la partie 1.1.1. Pour calculer le déphasage en sortie, il faut connaître l'évolution de la fonction d'onde, pour cela, il est possible d'utiliser un formalisme matriciel. L'évolution de la fonction d'onde d'un instant t à un instant $t + \tau$ s'écrit :

$$|\psi(t + \tau)\rangle = S(t, \tau, \varphi) |\psi(t)\rangle \quad (1.1.43)$$

où S est la matrice d'évolution du système, qui se déduit, en présence du réseau de diffraction, des équations (1.1.9) et (1.1.10), en remplaçant Ω_0 par Ω pour des transitions à deux photons. La pulsation de Rabi généralisée devient $\Omega_R = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$, avec δ le désaccord à résonance pour une transition à deux photons, défini par la relation (1.1.24), la phase imprimée sur la phase atomique est $\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2$, d'où :

$$S(t, \tau, \varphi) = \begin{pmatrix} e^{i\tau\delta/2} \left(\cos \frac{\Omega_R \tau}{2} - i \frac{\delta}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right) & e^{i\tau\delta/2} \left(-i e^{i(\varphi + t\delta)} \frac{\Omega}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right) \\ e^{-i\tau\delta/2} \left(-i e^{-i(\varphi + t\delta)} \frac{\Omega}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right) & e^{-i\tau\delta/2} \left(\cos \frac{\Omega_R \tau}{2} + i \frac{\delta}{\Omega_R} \sin \frac{\Omega_R \tau}{2} \right) \end{pmatrix} \quad (1.1.44)$$

Pour des impulsions π et $\pi/2$, dans le cas où le désaccord est nul, $\delta = 0$, elle s'écrit :

$$S_\pi(\varphi) = \begin{pmatrix} 0 & -i e^{i\varphi} \\ -i e^{-i\varphi} & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad S_{\pi/2}(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i e^{i\varphi} \\ -i e^{-i\varphi} & 1 \end{pmatrix} \quad (1.1.45)$$

Il est nécessaire de connaître l'évolution de la fonction d'onde entre deux impulsions, c'est-à-dire lors de la propagation libre. Or, la phase accumulée lors de cette propagation correspond à l'intégrale des énergies propres dans le temps, en notant $|a\rangle$ et $|b\rangle$, les états correspondant aux deux chemins de l'interféromètre, la matrice d'évolution libre peut alors s'écrire :

$$S_{\text{libre}}(T) = \begin{pmatrix} e^{-i \frac{E_a T}{\hbar}} & 0 \\ 0 & e^{-i \frac{E_b T}{\hbar}} \end{pmatrix} \quad (1.1.46)$$

avec $E_a = \mathbf{p}^2/2m$ et $E_b = (\mathbf{p} + 2\hbar\mathbf{k})^2/2m$, car nous nous plaçons dans le cas des transitions de Bragg qui couplent le même état interne.

A partir de ces matrices, nous pouvons exprimer la matrice d'évolution pendant l'interféromètre :

$$S_{\text{total}} = S_{\pi/2}(\varphi_3) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi}(\varphi_2) \times S_{\text{libre}}(T) \times S_{\pi/2}(\varphi_1) \quad (1.1.47)$$

Les phases φ_1 , φ_2 , et φ_3 correspondent à la phase imprimée sur l'onde atomique par le laser au cours des trois impulsions. On peut alors calculer la probabilité qu'un atome soit transféré de l'état $|a\rangle$ vers l'état $|b\rangle$, ce qui donne :

$$P = |\langle b | S_{\text{total}} | a \rangle|^2 = \frac{1 - \cos(\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3)}{2} \quad (1.1.48)$$

La population en sortie de l'interféromètre dépend alors de la phase du laser lors de chaque impulsion. Le modèle de matrice est en fait simplifié car, on considère que l'interféromètre se referme parfaitement. En réalité d'autres déphasages peuvent s'ajouter. Le déphasage total en sortie de l'interféromètre comprend en fait trois contributions :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{laser}} + \Delta\varphi_{\text{propagation}} + \Delta\varphi_{\text{séparation}} \quad (1.1.49)$$

Le terme de propagation $\Delta\varphi_{\text{propagation}}$ correspond à la phase accumulée lors de la propagation des paquets d'onde, elle est liée à la trajectoire des atomes pendant le temps de l'interféromètre. Le terme de séparation $\Delta\varphi_{\text{séparation}}$ apparaît si l'interféromètre ne se referme pas totalement, donc si les paquets d'onde ne se recouvrent pas exactement en sortie de l'interféromètre. Enfin, le terme $\Delta\varphi_{\text{laser}}$ correspond à la phase laser imprimée sur l'onde atomique à chaque impulsion.

Le terme de propagation peut se calculer avec le formalisme de l'intégrale de chemin de Feynmann [59, 60]. Le déphasage dû à la propagation correspond à la différence entre les actions classiques S_{cl} évaluées sur les deux chemins. Le terme de propagation s'exprime comme :

$$\Delta\varphi_{\text{propagation}} = \frac{S_{\text{cl}}^b - S_{\text{cl}}^a}{\hbar} \quad (1.1.50)$$

Dans le cas où le Lagrangien est au plus quadratique en position et en impulsion, le terme de déphasage lié à la propagation et à la séparation se compensent [61].

Dans ce cas, le déphasage total ne comprend que la contribution dépendant de la phase laser. Cette phase dépend notamment de la position du paquet atomique par rapport au réseau optique, et s'écrit $\varphi(t) = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(t)$, avec \mathbf{k}_{eff} le vecteur d'onde du réseau optique, et $\mathbf{r}(t)$ le centre de masse du système. Dans le cas d'un interféromètre à trois impulsions, le déphasage total devient :

$$\Delta\varphi_{\text{laser}} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(0) - 2\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(T) + \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{r}(2T) + (\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3) \quad (1.1.51)$$

avec T le temps d'interrogation entre chaque impulsion. Dans le cas d'atomes en chute libre dans le champ de pesanteur terrestre, le déphasage peut s'écrire :

$$\Delta\varphi = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{g}T^2 + (\varphi_1 - 2\varphi_2 + \varphi_3) \quad (1.1.52)$$

L'expression du déphasage nous indique que l'interféromètre est d'autant plus sensible aux forces d'inertie que le temps d'interrogation ou le transfert de quantité de mouvement aux atomes est grand, ce qui motive l'utilisation des séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement.

1.2 Sources d'atomes

Nous avons vu qu'il était préférable d'utiliser des sources d'atomes avec la plus faible dispersion en vitesse possible. Actuellement, une des sources d'atomes largement utilisée en interférométrie est la mélasse optique. Il est aussi possible d'utiliser des condensats de Bose-Einstein pour améliorer les performances des interféromètres atomiques.

1.2.1 Mélasses optiques

Le refroidissement laser permet d'obtenir des ensembles d'atomes refroidis à quelques μK , la réduction de la dispersion en vitesse transverse et longitudinale améliore l'efficacité de diffraction dans les réseaux optiques. La plupart des interféromètres utilise des mélasses optiques avec des transitions Raman, ce qui a permis de réaliser des mesures au niveau de l'état de l'art. Des mesures de rotation par effet Sagnac ont atteint un niveau de bruit de $100 \text{ nrad}\cdot\text{s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ [30, 62]. L'accélération de la pesanteur g a été mesurée avec une exactitude de $39 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-2}$ [29], la constante de gravitation G avec une incertitude relative de 1.50×10^{-4} [31], et la constante de structure fine α avec une incertitude relative de 6.6×10^{-10} [9].

1.2.2 Sources ultra froides

Une solution pour améliorer la sensibilité des interféromètres consiste à utiliser des sources d'atomes dont la dispersion en vitesse est plus petite que dans les mélasses optiques. C'est pourquoi l'utilisation de gaz quantiques dégénérés suscite un grand intérêt en interférométrie atomique. La condensation de Bose-Einstein a été prédite par A. Einstein et S. N. Bose en 1924 [63], et observée expérimentalement en 1995 [64]. Leur utilisation dans les interféromètres atomiques présente plusieurs avantages.

- La faible dispersion en vitesse longitudinale [65] permet de réaliser de grands transferts de quantité de mouvement grâce à des transitions de Bragg dont l'efficacité de diffraction est proche de 1. Des transferts supérieurs à $100 \hbar k$ dans des séparatrices ont été obtenus avec des températures de nuage de 1 à 100 nK [52, 55, 56].
- La faible dispersion en vitesse transverse aux faisceaux permet d'être moins sensible au profil d'intensité des faisceaux laser et aussi aux aberrations du front d'onde.

Néanmoins, l'utilisation de condensats à des fins métrologiques doit surmonter certaines limites :

- Les dispositifs expérimentaux sont en général plus complexes et le temps de chaque séquence pour atteindre la condensation est plus long que pour des nuages froids. Ce qui implique d'augmenter le temps d'acquisition pour réaliser le même nombre de mesures et donc une sensibilité accrue aux effets de dérive à long terme.
- Le flux d'atomes condensés est en général inférieur à 10^5 atomes/s en raison de l'étape d'évaporation qui est responsable de la baisse du flux par rapport à celui des mélasses optiques typiquement de 10^9 atomes/s.
- Les interactions entre atomes dans le condensat modélisées par un champ moyen induisent des effets systématiques [26, 66].

Néanmoins, les avancées dans le domaine de la condensation ont permis de dépasser ces limites. En effet, l'utilisation de puces micrométriques à atomes a montré qu'il était possible d'augmenter le taux de production de condensats à 1 Hz [67]. De plus, des flux de l'ordre de 10^5 atomes/s ont été démontrés avec des pièges optiques et magnétiques [68, 69]. Par ailleurs, une dilution du nuage d'atomes permet de diminuer le potentiel chimique et ainsi l'effet des interactions [70].

Les condensats de Bose-Einstein présentent donc des propriétés intéressantes permettant d'améliorer la sensibilité des interféromètres actuels. La faible dispersion en vitesse permet d'allonger le temps d'interrogation et la quantité de mouvement transférée, des dispositifs sur Terre de plus en plus grands sont alors construits pour augmenter le temps de chute libre. Ces propriétés motivent la réalisation d'expériences dans l'espace avec des atomes ultra-froids.

1.3 Etat de l'art en interférométrie atomique

Les nombreuses propriétés physiques des atomes (masse, moment dipolaire électrique, magnétique, ...) permettent de sonder un large domaine de processus physiques. Par ailleurs, l'interférométrie atomique a permis de mesurer diverses constantes fondamentales avec des précisions dépassant l'état de l'art pour certaines. L'interférométrie atomique est aussi envisagée pour des applications dans le secteur industriel. Je présente dans cette partie quelques applications de l'interférométrie atomique.

1.3.1 Interférométrie en micro-gravité

Afin d'augmenter la sensibilité des interféromètres, des efforts sont fait pour augmenter le temps de propagation des atomes. Dans cette perspective, certaines équipes construisent des interféromètres de grandes dimensions, comme la tour de 10 m de haut à Stanford [53], ou les tours de 12 m de haut en Chine [71] et celle en cours de construction à Hanovre [72].

Une alternative à la construction de dispositifs de plus en plus grand est d'effectuer des expériences en microgravité, comme à bord de l'avion zéro-g avec l'expérience ICE [73] permettant d'avoir accès à des temps de chute libre allant jusqu'à 20 s, mais présentant des bruits de vibrations importants. La capsule de QUANTUS dans la tour du ZARM de 146 m de haut [74] offre un temps de chute libre de 1.8 s pendant l'interféromètre, ces expériences contribuent à la préparation de l'envoi de dispositifs dans l'espace. L'utilisation des interféromètres atomiques dans des missions spatiales peut servir à des fins d'observation comme la géodésie, ou à réaliser des tests de physique fondamentale, qui bénéficient alors d'un temps d'interaction plus grand que sur Terre. La première réalisation d'un condensat dans l'espace a été faite à bord du missile MAIUS [75] en janvier 2017. En mai 2018, c'est avec le CAL (Cold Atom Laboratory) à bord de la station spatiale internationale, qu'un condensat de ^{87}Rb et ^{41}K a été obtenu [76]. De tels résultats ont pu être obtenus grâce à la miniaturisation des dispositifs expérimentaux et à la réduction de leur consommation électrique. Le développement de la mission spatiale ACES, qui devrait envoyer une horloge atomique PHARAO en orbite, pourrait être la première réalisation d'instruments métrologiques utilisant des atomes froids dans l'espace [77].

1.3.2 Mesure de l'accélération de la pesanteur g

Les mesures de variations de l'accélération de la pesanteur révèlent la structure interne de la croûte terrestre et cela peut être nécessaire pour la recherche de ressources naturelles (eau, gaz, pétrole, ...) [78].

Aujourd'hui, la meilleure exactitude¹ est obtenue avec le gravimètre commercial FG-5 de Micro Solutions, elle est de $2 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ [79], obtenue en mesurant l'accélération g d'un coin de cube par interférométrie optique. Il faut noter que cette valeur provient de la comparaison de plusieurs instruments. Des valeurs comparables sont obtenues par interférométrie atomique,

1. L'exactitude correspond à l'incertitude sur la mesure en tenant compte des effets systématiques. La sensibilité correspond à la plus petite variation mesurable de la grandeur physique.

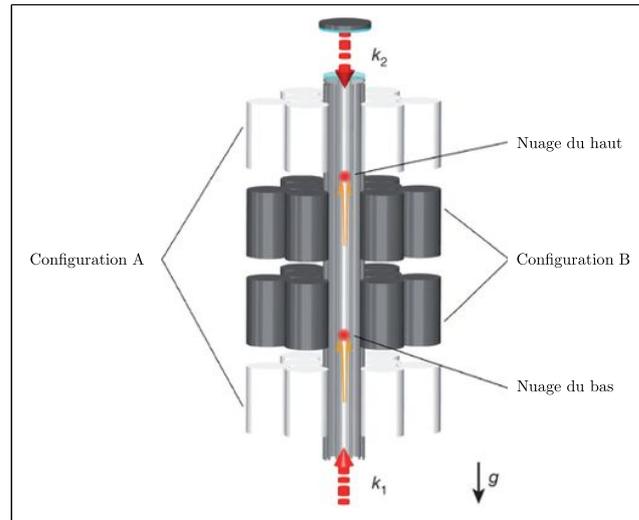


FIGURE 1.7 – Schéma de l'expérience de G.M. Tino visant à mesurer la constante de gravitation G . Deux masses de tungstène sont réparties autour de la fontaine atomique, dans deux configurations différentes A et B. Les nuages du haut et du bas sont utilisés pour réaliser les deux interféromètres permettant d'effectuer une mesure différentielle de la gravitation. Cette figure est extraite de [31].

le gravimètre construit au SYRTE utilise une mélasse optique à $2 \mu\text{K}$ comme source d'atomes et une séquence $\pi/2 - \pi - \pi/2$ avec des transitions Raman. L'exactitude est de $4 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$ [80], cette valeur prend en compte l'ensemble des effets systématiques mesurés.

Le gravimètre construit en Chine a permis d'obtenir une sensibilité de $4.2 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}/\sqrt{\text{Hz}}$ [81], grâce à l'amélioration de l'asservissement du laser pour les transitions Raman, et d'un système d'isolation actif pour limiter les bruits de vibration.

Le gravimètre de l'équipe de N.P. Robins utilise des transitions de Bragg à ordre élevé pour séparer les bras de l'interféromètre [82]. Après 1000 s d'intégration, la mesure atteint une sensibilité de $2.9 \times 10^{-8} \text{ m.s}^{-2}$. Dans leur expérience, deux nuages d'atomes sont lancés à la verticale ce qui permet de réaliser deux interféromètres, et ainsi faire une mesure de la gravité en deux zones différentes de l'espace, c'est le principe d'un gradiomètre.

1.3.3 Mesure de la constante de gravitation G

Une mesure différentielle de la gravité permet notamment de mesurer la constante de gravitation G . Cette mesure consiste à mesurer la force gravitationnelle appliquée aux atomes pour différentes positions d'une masse répartie autour de l'interféromètre, voir figure 1.7. Parmi les constantes fondamentales en physique, la constante de la gravitation est celle qui est la moins bien mesurée. De plus, sa connaissance présente un intérêt pour les théories de la gravitation [83].

La mesure de la constante de la gravitation G par interférométrie atomique a été faite pour la première fois par l'équipe de M. Kasevich en 2007 avec une incertitude de $\delta G/G = 3 \times 10^{-3}$ [10]. L'incertitude de cette mesure a été améliorée par l'équipe de G.M. Tino en 2014 en obtenant $\delta G/G = 1.5 \times 10^{-4}$ en utilisant un dispositif similaire MAGIA [31]. Le principe est de réaliser un gradiomètre avec des atomes de rubidium en la présence de deux masses de tungstène qui peuvent être placées dans différentes configurations représentées sur la figure 1.7.

1.3.4 Test du principe d'équivalence

La mesure de l'accélération de la pesanteur avec des atomes permet aussi de tester le principe d'équivalence faible, sur lequel est basée en partie la théorie de la relativité générale. Celui-ci stipule que la masse inerte et la masse gravitationnelle d'un corps sont égales, ce qui implique l'universalité de la chute libre des corps. Le principe de ce test est d'observer les trajectoires d'atomes de différentes natures soumis à la gravité. Ce test est quantifié en mesurant le paramètre d'Eötvös :

$$\eta = \left| \frac{\Delta a}{\bar{a}} \right| = 2 \left| \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2} \right| \quad (1.3.1)$$

où a_1 et a_2 sont les accélérations des deux masses des corps de composition différente. Une des expériences utilisant la balance de torsion [84] a permis d'obtenir une valeur de $(0.3 \pm 1.8) \times 10^{-13}$ en utilisant des masses de beryllium et de titane. La mission spatiale MICROSCOPE (Micro Satellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) lancée en avril 2016 a permis d'améliorer la sensibilité du test de deux ordres de grandeurs en atteignant une incertitude record de quelques 10^{-15} [85]. Le principe consiste à mesurer la différence d'accélération de deux cylindres concentriques de compositions différentes dont la position est maintenue grâce à des forces électrostatiques.

L'interférométrie atomique a aussi permis de mesurer l'accélération de deux espèces atomiques différentes avec une valeur de $(1.2 \pm 1.7) \times 10^{-7}$ (^{87}Rb , ^{85}Rb) [86], et de $(0.3 \pm 5.4) \times 10^{-7}$ (^{87}Rb , ^{39}K) [87]. L'utilisation de deux interféromètres pour rejeter le bruit dû aux vibrations a permis d'atteindre une valeur de $(2.8 \pm 3.0) \times 10^{-8}$ (^{87}Rb , ^{85}Rb) [88]. L'amélioration de la mesure provient du contrôle des effets systématiques qui peuvent être induits par des champs magnétiques, des gradients de gravité, la force de Coriolis, le bruit de phase laser, ou les distorsions du front d'onde laser. Des mesures au niveau de l'état de l'art sont envisagées avec des interféromètres de grandes dimensions [72, 71]. Des missions spatiales comme STE-QUEST ont été étudiées pour atteindre une incertitude à 10^{-15} sur le test du principe d'équivalence. La mission ICE ayant l'avantage d'avoir accès à de long temps d'interrogation a pour objectif d'atteindre une incertitude de l'ordre de quelques 10^{-11} [89].

1.3.5 Constante de structure fine

La constante de structure fine a été introduite par Arnold Sommerfeld au début du 20^{ème} siècle pour expliquer la structure fine de l'atome d'hydrogène. Cette constante peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\alpha = \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (1.3.2)$$

où q_e est la charge élémentaire de l'électron, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide, et \hbar la constante de Planck réduite. Aujourd'hui la constante de structure fine en électrodynamique quantique (QED) joue le rôle de constante de couplage de l'interaction entre le champ électromagnétique et l'électron. La mesure la plus précise est déduite de la mesure du moment anormal de l'électron associée à des calculs en QED, l'incertitude relative est de 2.3×10^{-10} d'après CODATA (Comittee on Data for Science and Technology) [90]. Une mesure obtenue indépendamment de la théorie constitue un test de la validité de la QED. L'interférométrie atomique a déjà permis de réaliser une telle mesure [9, 44, 91]. En effet, la constante α peut être reliée à d'autres constantes de la physique par la relation :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m}{m_e} \frac{h}{m} \quad (1.3.3)$$

L'incertitude relative sur la valeur de la constante de Rydberg R_∞ mesurée par spectroscopie de l'atome d'hydrogène est de 5.9×10^{-12} et m_e la masse de l'électron est connue avec une incertitude relative de 2.9×10^{-11} . Dans le cas d'une mesure avec le rubidium, sa masse m est connue avec une incertitude relative de 7.5×10^{-11} , ces valeurs proviennent de [90]. Ainsi, l'incertitude sur la valeur de α est limitée par la précision sur la valeur de h/m . Cette valeur peut être déterminée en mesurant la vitesse de recul $\hbar k/m$ d'un atome de masse m associée à l'absorption d'un photon. La mesure par interférométrie atomique détient la meilleure incertitude, soit 2.0×10^{-10} [91].

1.3.6 Détection d'ondes gravitationnelles

La détection directe d'ondes gravitationnelles a été réalisée pour la première fois en 2015 par l'interféromètre optique LIGO. Ces ondes prédites par la théorie de la relativité générale établie par A. Einstein en 1915, pourraient permettre d'étudier des questions fondamentales en astrophysique, et en cosmologie. L'intérêt d'utiliser l'interférométrie atomique est de pouvoir détecter des ondes gravitationnelles à basses fréquences (10^{-3} -10 Hz) [14] générées par des événements astrophysiques plus fréquents (étoiles binaires) qu'à des fréquences de 100 Hz, domaine dans lequel les sensibilités de LIGO et VIRGO sont maximales. En effet, le taux de répétition de la mesure correspond au taux d'échantillonnage d'un signal d'onde gravitationnelle, il limite donc la fréquence maximale qui peut être détectée par les interféromètres atomiques. Or, la sensibilité d'un interféromètre atomique augmente avec le temps d'interrogation, il est donc plus facile d'augmenter la sensibilité des interféromètres pour des taux de répétition faible qui correspondent à des signaux de basse fréquence. Des projets sont en cours de développement pour détecter les variations locales du champ de pesanteur par des phénomènes astrophysiques [14]. Le projet MIGA (Matter-wave laser Interferometric Gravitation Antenna) [92] repose sur trois interféromètres de type Mach Zehnder utilisant des atomes de rubidium 87 interrogés par un laser dans une cavité de 300 m de long. Le principe est de mesurer l'accélération des atomes à trois positions différentes selon l'horizontale, ainsi la propagation d'une onde gravitationnelle devrait modifier la distance entre les trois nuages d'atomes et engendrer un déphasage mesurable. L'avantage de l'utilisation des interféromètres atomiques est de pouvoir différencier le bruit newtonien engendré par les fluctuations du champ de pesanteur terrestre, et l'effet des ondes gravitationnelles à basses fréquences [93]. Le projet AGIS [14] prévoit de faire des mesures avec deux satellites en orbite autour de la Terre permettant ainsi d'augmenter le temps d'interrogation.

1.4 Test de la neutralité de la matière

Notre expérience d'interférométrie atomique est conçue pour étudier l'effet de divers potentiels d'interaction sur la phase atomique. La mise en place de potentiels électriques permettra notamment de mesurer l'effet Aharonov-Bohm scalaire directement lié à la charge des particules étudiées. Dans le cas de l'utilisation d'atomes, la mesure du déphasage lié à cet effet constitue un test de la neutralité électrique de l'atome.

La mesure de la différence de charge entre le proton et l'électron et de la neutralité du neutron est motivée par des questions théoriques autant en astrophysique [94] qu'en physique des particules [95]. La question de la neutralité de la matière est reliée au problème de la quantification de la charge électrique qui dépasse le cadre du modèle standard, et nécessite de nouveaux modèles physiques [96].

1.4.1 Historiques des mesures

Pour comparer les différentes mesures réalisées jusqu'à présent, il est nécessaire de définir la neutralité électrique de l'atome. En effet, l'existence d'une charge résiduelle d'un atome peut provenir de la dissymétrie entre la charge du proton et celle de l'électron ($q_e + q_p \neq 0$) ou/et d'une charge du neutron ($q_n \neq 0$). Ainsi, dans les expériences qui ont été réalisées, j'indique si la mesure porte sur q/q_e , $(q_p + q_e)/q_e$ ou q_n/q_e , les valeurs données dans la suite correspondent à la charge par nucléon.

La recherche d'une possible charge de l'atome a commencé avec Piccard et Kessler en 1925 (cité dans l'article de Unnikrishnan et Gillies [97]) avec leur expérience mesurant le changement de potentiel électrique d'un tube métallique par lequel s'échappait un gaz de CO_2 comprimé. Si les molécules ou atomes ont une charge électrique, alors le potentiel électrique du tube doit changer à mesure que le gaz s'échappe. Cette mesure a permis d'établir une incertitude de $5 \times 10^{-21} q_e$ sur la charge d'un atome, avec q_e la charge élémentaire, $q_e = 1.6 \times 10^{-19}$ C.

D'autres expériences ont été menées utilisant des techniques différentes telles que la lévitation d'objets macroscopiques, un résonateur acoustique, ou la mesure de la déviation d'un flux de neutrons et d'atomes.

La méthode du résonateur acoustique [98] consiste à mesurer l'amplitude des ondes acoustiques dans une cavité, générées par l'excitation d'un gaz soumis à un champ électrique oscillant. Si les molécules ont une charge alors le gaz génère une onde acoustique à la fréquence du champ électrique d'excitation, qui est alors détectée par des capteurs de pression.

L'expérience de lévitation magnétique d'un objet macroscopique [99] est similaire à l'expérience de la goutte d'huile de Millikan. Des objets sont en suspension magnétique, et un champ électrique est appliqué pour induire un déplacement par force électrostatique.

La mesure de la charge du neutron repose sur la déflexion d'un jet collimaté de neutrons soumis à un fort champ électrique [100]. Cette expérience a permis de fixer une limite supérieure à la charge du neutron de $10^{-21} q_e$.

Des expériences similaires avec des jets d'atomes ont été réalisées, l'avantage de l'utilisation des atomes est de pouvoir réaliser une mesure de $(q_p + q_e)/q_e$ et de q_n/q_e . L'expérience décrite dans [101] utilise un jet d'atomes de potassium et de césium.

Certaines de ces méthodes reposent sur la mesure de la charge d'un objet macroscopique, il est donc difficile de discriminer les effets dus à des charges électrostatiques. De plus, l'ensemble de ces expériences requièrent l'utilisation d'un champ électrique, ce qui peut ajouter des effets systématiques dus à des effets de polarisabilité et d'inhomogénéités du champ électrique difficiles à contrôler. Le tableau 1.2 récapitule les mesures les plus significatives avec leur incertitudes, une liste plus complète est donnée dans [102]. La limitation due aux effets systématiques motive l'élaboration de nouvelles méthodes de mesure pour diminuer l'incertitude.

1.4.2 Mesure par interférométrie atomique

Principe

Nous proposons de mesurer l'éventuel charge δq de l'atome en exploitant l'effet Aharonov-Bohm scalaire. Pour cela, un potentiel électrique uniforme $+V$ ou $-V$ est appliqué pendant un temps τ sur chaque chemin de l'interféromètre comme représenté sur la figure 1.8, la matrice de propagation à travers la zone de potentiel s'écrit alors :

$$S_{AB} = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\delta q V \tau}{\hbar}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\delta q V \tau}{\hbar}} \end{pmatrix} \quad (1.4.1)$$

Expériences	q/q_e	$(q_p + q_e)/q_e$	q_n/q_e	Références
Flux d'un gaz, 1925	5×10^{-21}			[97]
Résonateur acoustique, 1973	1.3×10^{-21}			[98]
Lévitiation, 1984	0.8×10^{-21}			[99]
Jet de neutrons, 1988			1.1×10^{-21}	[100]
Jet d'atomes, 1988		5.2×10^{-21}	5.2×10^{-21}	[101]

TABLEAU 1.2 – Comparaison des incertitudes obtenues sur la charge résiduelle de l'atome en fonction des différentes expériences. Selon les expériences l'incertitude est donnée pour q/q_e , $(q_p + q_e)/q_e$ ou q_n/q_e .

En utilisant la relation (1.1.47), le déphasage en sortie de l'interféromètre lié à l'effet Aharonov-Bohm s'écrit :

$$\Delta\varphi_{AB} = \frac{2\delta q V \tau}{\hbar} \quad (1.4.2)$$

Une hypothétique charge de l'atome peut s'écrire $\delta q = \epsilon A q_e$, avec A le nombre de nucléons, et ϵ la charge de l'atome par nucléon en unité de charge élémentaire q_e . Ainsi, pour augmenter la sensibilité de la mesure, il est préférable d'utiliser un atome avec un grand nombre de nucléons, d'augmenter le potentiel V , et le temps τ . Les facilités de manipulation des atomes alcalins avec la lumière laser nous ont conduit à choisir le rubidium pour effectuer ce test. Par ailleurs, l'existence des deux isotopes stables ^{87}Rb et ^{85}Rb , ne différant que de deux neutrons, offre la possibilité de faire une mesure différentielle, ce qui permettra de tester indépendamment la dissymétrie entre la charge du proton et de l'électron et la charge du neutron.

Il est envisagé d'appliquer de forts potentiels de l'ordre de 10^4 V à chaque électrode, ce qui requiert l'utilisation d'électrodes dont la taille est de l'ordre de 1 cm. Cela implique de séparer les bras de l'interféromètre sur une distance supérieure au centimètre, ce qui justifie l'emploi des séparatrices atomiques à grands transferts de quantité de mouvement.

Performances

L'avantage de cette mesure par rapport à l'ensemble des techniques utilisées jusqu'à présent est que les atomes ne sont pas soumis à un champ électrique, cela permet entre autres de s'affranchir du déphasage dû à la polarisabilité de l'atome. De plus, la mesure s'effectue sur chaque atome individuellement, ainsi elle s'affranchit aussi des effets de charges électrostatiques parasites dont pouvaient souffrir les mesures réalisées sur des objets macroscopiques.

Finalement, la configuration fontaine de notre interféromètre permettra de bénéficier d'un long temps d'interaction une fois les atomes à l'apogée de leur trajectoire. Cela permettra d'augmenter la sensibilité sur la mesure de ϵ , s'écrivant :

$$\sigma_\epsilon = \frac{\hbar}{2Aq_e V \tau} \sigma_\varphi \quad (1.4.3)$$

avec σ_φ l'incertitude en phase de l'interféromètre. En considérant une incertitude en phase de 1 mrad, un potentiel électrique $V = 10^4$ V et un temps d'interaction de 20 ms, on obtient une incertitude sur ϵ de 1.9×10^{-23} , ce qui correspond à une amélioration de deux ordres de grandeur sur la sensibilité actuelle. L'incertitude peut être diminuée en réalisant plusieurs fois la même mesure. Dans le cas où la mesure est réalisée N fois, l'incertitude statistique σ_φ sur la moyenne dépend de l'incertitude $\sigma_\varphi^{(1)}$ sur un cycle, du temps de cycle t_c , et du temps total de la mesure

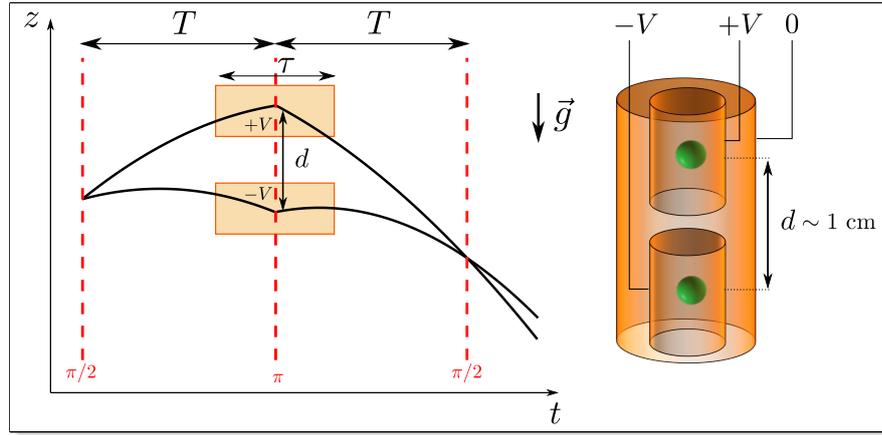


FIGURE 1.8 – Trajectoires des paquets d’ondes le long de la verticale z en fonction du temps. Les électrodes sont schématisées en orange. La disposition des électrodes par rapport aux atomes en vert, est représentée à droite.

t_{mes} selon la relation :

$$\sigma_{\varphi} = \sigma_{\varphi}^{(1)} \sqrt{\frac{t_c}{t_{\text{mes}}}} = \frac{\sigma_{\varphi}^{(1)}}{\sqrt{N}} \quad (1.4.4)$$

Pour donner un ordre de grandeur, nous pouvons raisonnablement considérer une incertitude $\sigma_{\varphi}^{(1)}$ de 200 mrad par coup liée aux vibrations, en se basant sur les performances de gravimètres atomiques présentant des temps d’interrogation comparables [80]. Cela signifie qu’il faut environ 14 heures de temps d’intégration pour atteindre une incertitude de 2 mrad avec un temps de séquence de 5 s.

En utilisant une source cohérente d’atomes, la plus petite incertitude sur un cycle que nous pouvons obtenir est limitée par le bruit de projection quantique :

$$\sigma_{BPQ} = \frac{1}{C\sqrt{N_a}} \quad (1.4.5)$$

avec C le contraste des franges d’interférence, et N_a le nombre d’atomes détectés. Cette limite peut être atteinte en minimisant les bruits de vibration grâce à un double interféromètre. Dans une version optimale de l’expérience, nous pouvons considérer un contraste $C \simeq 1$, et $N_a = 10^6$, l’incertitude limite sur un temps de cycle est alors de 1 mrad. Après 10 heures de temps d’intégration, l’incertitude atteint 12 μrad , ce qui correspond à une incertitude sur la mesure de la charge de l’atome de $2 \times 10^{-25} q_e$.

Améliorer la sensibilité de la mesure nécessite de prendre en compte les effets systématiques liés à notre protocole expérimental.

L’augmentation du transfert de quantité de mouvement pour séparer les bras de l’interféromètre s’accompagne d’une plus grande sensibilité aux distorsions du front d’onde, celle-ci augmente avec l’ordre de diffraction n . Cet effet peut être réduit en utilisant des sources d’atomes avec une faible expansion spatiale telles que les condensats.

Par ailleurs, il est possible d’effectuer des mesures avec et sans les potentiels, ce qui présente l’avantage de distinguer les effets systématiques ne dépendant pas des potentiels, de l’effet Aharonov-Bohm scalaire. Néanmoins, il existe deux effets majeurs qui peuvent biaiser la mesure.

Le premier concerne les champs électriques résiduels, qui peuvent induire des déphasages dus à la polarisabilité. Les champs électriques peuvent provenir en premier lieu des effets de bords de chaque électrode. Néanmoins, ces effets de bord dépendent de la géométrie des électrodes,

et par conséquent ils peuvent être minimisés avec une géométrie adéquate. Une seconde source de champs électriques résiduels est l'inhomogénéité de la répartition des charges sur les conducteurs métalliques constituant les électrodes. Une simulation par éléments finis d'une première géométrie des électrodes permet de cartographier le champ électrique résiduel. Dans ce cas, la contribution de cet effet à l'incertitude sur la mesure est estimée à $10^{-27}q_e$.

Le second effet systématique que nous prévoyons est le courant transitoire créé lors de la mise sous ou hors tension des électrodes. En considérant l'application d'un potentiel de 40 kV pendant 0.1 ms, le champ magnétique transitoire estimé est de 300 μG , pour la géométrie prévue. Ce champ peut entraîner un déphasage par effet Zeeman du second ordre. Dans le cas où les champs magnétiques ne sont pas corrélés entre les deux électrodes, cela entraîne un déphasage inférieure à 1 μrad , ce qui correspond à une incertitude inférieure à $10^{-26}q_e$. Dans le cas où les électrodes sont identiques, cet effet est supprimé.

1.5 Conclusion

Notre objectif est de réaliser un interféromètre atomique à bras séparés dans la configuration de fontaine atomique, qui permettra d'étudier l'effet de potentiels d'interaction sur la phase atomique, une des mesures envisagées est le test de la neutralité électrique de l'atome. La taille macroscopique des électrodes implique de séparer les bras de l'interféromètre d'une distance supérieure à 1 cm. Pour cela, la stratégie envisagée est de mettre en œuvre des séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement au moyen de séquences de transitions de Bragg à ordre élevé. Une première impulsion est prévue pour créer les deux chemins cohérents, ensuite une série d'impulsions résonantes avec un seul des deux bras sera appliquée pour accélérer le paquet d'ondes. L'efficacité de diffraction est d'autant plus grande que la dispersion en vitesse de la source est faible. Nous utilisons alors des condensats de Bose-Einstein qui permettront par ailleurs de réduire les effets systématiques liés à l'expansion spatiale de la source d'atomes.

Le test de la neutralité de la matière que nous envisageons de réaliser devrait permettre d'améliorer de deux ordres de grandeur la précision obtenue jusqu'à présent. L'utilisation des deux isotopes ^{87}Rb , ^{85}Rb permettra de savoir si l'éventuelle charge de l'atome provient d'une dissymétrie entre la charge du proton et celle de l'électron, ou d'une charge du neutron.

Chapitre 2

Refroidissement laser et piège optique

Sommaire

2.1	Description générale	29
2.1.1	Vue d'ensemble	30
2.1.2	Principe du piège magnéto-optique	33
2.1.3	Réalisation expérimentale	35
2.1.4	Système de détection	38
2.2	Piège dipolaire à 1070 nm	41
2.2.1	Rappels sur la force dipolaire	42
2.2.2	Géométrie du piège réservoir	44
2.2.3	Réalisation expérimentale	46
2.2.4	Optimisation du chargement	51
2.3	Conclusion	57

Les mesures envisagées avec le nouvel interféromètre construit au LCAR requièrent l'utilisation de condensats de Bose-Einstein comme sources d'atomes ultra-froids. Le développement des techniques de refroidissement par laser dans les années 1980 a permis d'atteindre des températures de quelques μK notamment dans des gaz d'alcalins, principalement grâce aux travaux de S. Chu, C. Cohen-Tannoudji, et W. D. Phillips, recevant le prix de Nobel en 1997 [103, 104, 105]. Néanmoins, l'obtention de gaz quantiques dégénérés nécessite d'atteindre des températures de quelques centaines de nK, ce qui a été rendu possible par la méthode de refroidissement par évaporation. L'utilisation de cette méthode a conduit pour la première fois à l'obtention d'un condensat de sodium en 1995 par W. Ketterle, et d'un condensat de rubidium par E. Cornell, et C. Wieman, tous les trois recevant alors le prix Nobel en 2001 pour leurs travaux [20, 21]. Le refroidissement par évaporation nécessite de capturer au préalable les atomes dans un piège conservatif qui peut être magnétique et/ou optique. Dans ce chapitre, je présente dans un premier temps le dispositif expérimental dans son ensemble. Dans une seconde partie, je détaille la mise en place et la caractérisation d'un premier piège optique obtenu par croisement de deux faisceaux laser à 1070 nm.

2.1 Description générale

Dans cette première partie, je présente les chambres à vide dans lesquelles se déroulent les étapes de refroidissement des atomes, et la séquence interférométrique. Les dispositifs de

refroidissement des atomes par laser sont détaillés dans les thèses de Boris Décamps [106] et de Julien Alibert [107]. Ainsi, je rappellerai les caractéristiques de ces systèmes laser.

2.1.1 Vue d'ensemble

Le dispositif expérimental est présenté figure 2.1. La préparation de la source d'atomes commence avec le piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO 2D) dans la chambre à vide repérée par ① sur la figure 2.1. Les atomes sont ensuite chargés dans un piège magnéto-optique à trois dimensions (PMO 3D) ② au croisement des faisceaux laser représentés par des flèches rouges. Ils sont ensuite lancés dans la direction verticale pour réaliser un interféromètre dans la chambre du bas ③ ou dans la chambre du haut ④.

La conception de l'expérience répond aux critères imposés par la réalisation d'atomes ultra-froids et par des mesures de précisions.

- L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein doit se faire dans une chambre ultra-vide où règne une pression inférieure à 10^{-10} mbar, afin de minimiser les collisions avec les particules du gaz résiduel, responsables de pertes d'atomes.
- Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, l'incertitude sur la moyenne de N mesures est donnée par :

$$\sigma_{\varphi} = \sigma_{\varphi}^{(1)} \sqrt{\frac{t_c}{t_{\text{mes}}}} = \frac{\sigma_{\varphi}^{(1)}}{\sqrt{N}} \quad (2.1.1)$$

La réduction du temps de la séquence t_c permet donc de diminuer l'incertitude, cette réduction passe par un chargement efficace des atomes dans le PMO 3D. Or le nombre d'atomes piégés augmente avec la pression partielle de rubidium au sein de la chambre. Il est donc préférable de mettre en place un premier piège dans une chambre séparée où la pression peut être plus élevée, pour ensuite charger les atomes dans le PMO 3D.

- La manipulation d'atomes froids nécessite d'utiliser des champs magnétiques. Pour ne pas perturber l'établissement de ces champs, les matériaux utilisés sont amagnétiques (titane, aluminium, cuivre, ...).
- L'étanchéité entre les hublots et le bâti est assurée par des joints indium, ce métal particulièrement mou épouse les rugosités des surfaces avec lesquelles il est en contact, de plus les forces s'exerçant sur les hublots sont moins intenses qu'avec l'utilisation de brides CF[®], ce qui permet d'amoinrir la distorsion des surfaces, et ainsi les déformations des fronts d'onde des faisceaux laser. Par ailleurs, l'ouverture numérique de chaque hublot est augmentée. Les hublots sont aussi traités anti-reflets aux longueurs d'onde 780 nm, 1560 nm et 1064 nm.

Le piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO 2D)

La capture des atomes commence dans un piège magnéto-optique à deux dimensions à partir d'une vapeur de rubidium. Le dispositif a été construit au SYRTE, il se compose d'une enceinte parallélépipédique en titane avec cinq accès optiques représentée figure 2.2. Quatre hublots rectangulaires identiques répartis sur les faces longues permettent de faire passer les faisceaux du PMO 2D. Sur la face avant se trouve un hublot de 1". Un trou de 0.75 mm de diamètre se situant sur la face opposée du hublot de 1" permet de maintenir un vide différentiel, et aussi de diaphragmer le jet d'atomes en direction du PMO 3D. Le maintien de la pression autour de 10^{-7} mbar est assuré par une pompe ionique 3S-CV-1V-5K Gamma Vacuum[®].

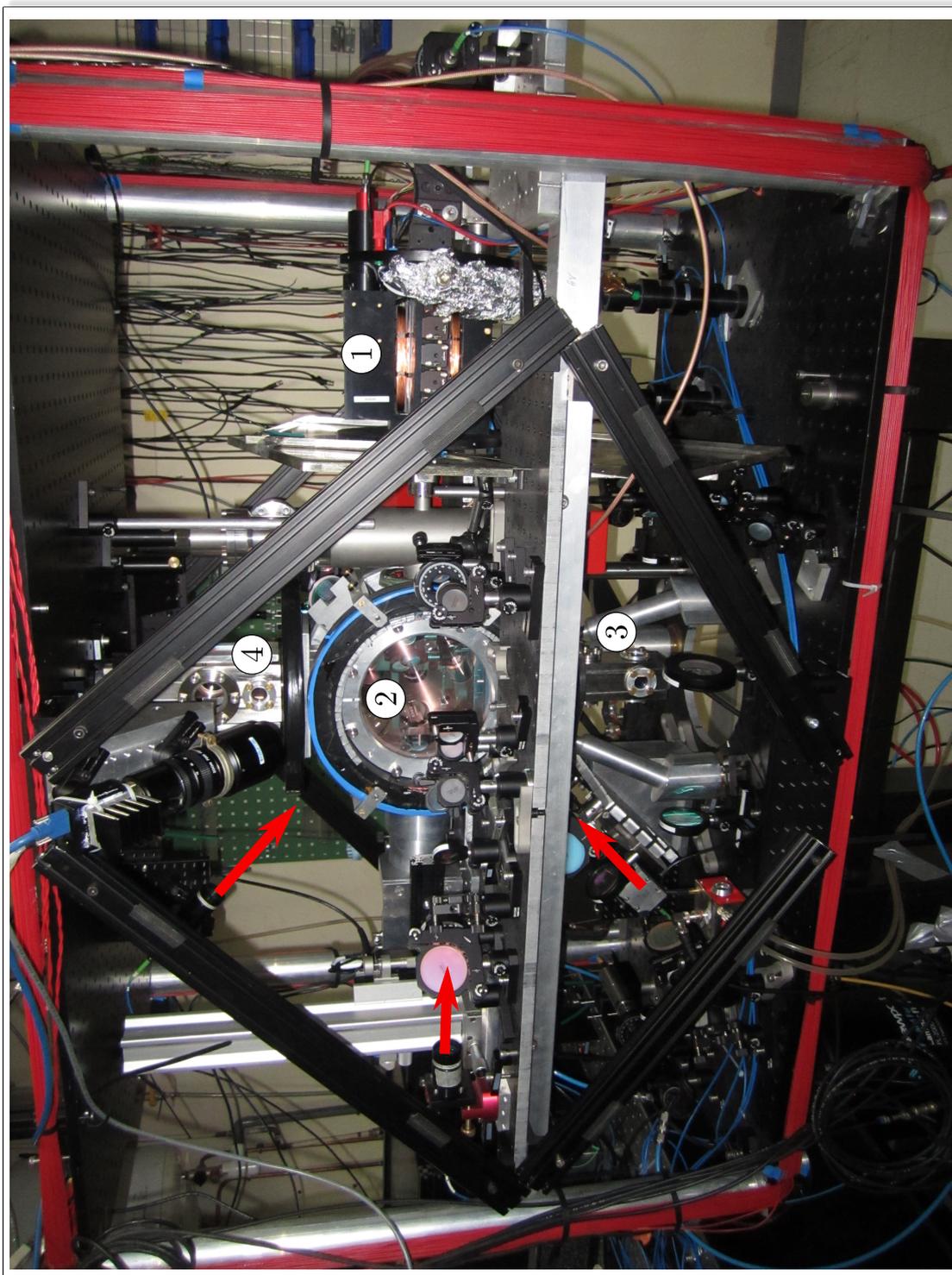


FIGURE 2.1 – Photo du dispositif expérimental. ① représente le PMO 2D, ② est l'enceinte principale où se situe le PMO 3D. Les enceintes ③ et ④ sont les chambres où se produira la séparation spatiale des ondes atomiques.

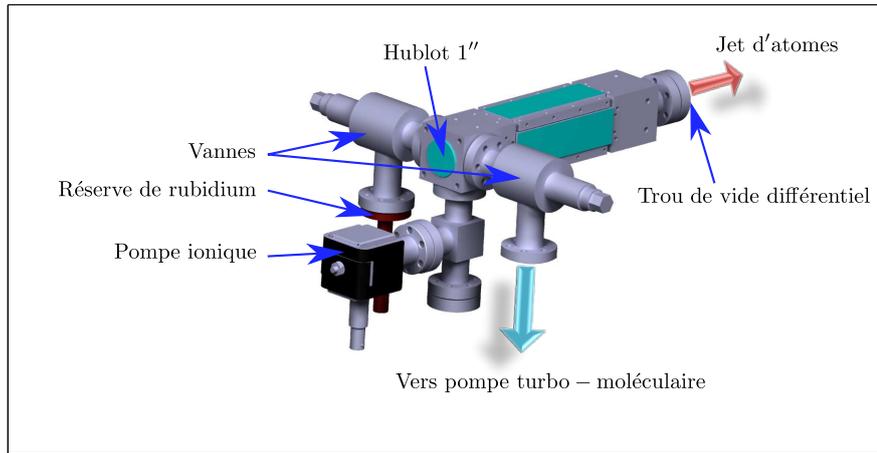


FIGURE 2.2 – Représentation de la chambre à vide du PMO 2D.

Chambre de vide différentiel

Entre la chambre pour les expériences et celle du PMO 2D, se trouve une chambre dans laquelle est maintenu un vide de 10^{-9} mbar à l'aide d'une pompe ionique D100 SAES[®] getter. Cette chambre est un cylindre de 70 mm de diamètre en titane, elle est connectée à un tube de 3 mm de diamètre et de 90 mm de long, ce tube présente alors une faible conductance ($0.08 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$), l'intérêt étant de diminuer la charge de gaz se dirigeant vers la chambre où se trouve les atomes ultra-froids.

Chambre pour les expériences

Cette chambre a la forme d'un octogone, sur la face avant se trouve un hublot de 170 mm de diamètre et de 20 mm d'épaisseur. La face arrière se compose d'une bride CF100 sur laquelle sont fixées une pompe getter CapaciTorr D50[®] et une pompe ionique et getter D200-5 SAES, permettant de maintenir une pression inférieure à 10^{-10} mbar.

Chambres pour l'interférométrie

La chambre du bas permettra de laisser tomber les atomes sur une distance de 300 mm. Cette chambre est un parallépipède rectangle en titane dont les quatre faces longues comportent chacune un hublot de 1". La face du bas possède aussi un hublot de 1" qui laissera passer les faisceaux du réseau optique pour la diffraction de Bragg des atomes.

La chambre du haut sera utilisée pour lancer les atomes vers le haut en configuration fontaine permettant ainsi de doubler le temps de la séquence interférométrique. L'enceinte du haut comporte deux hublots rectangulaires avec des dimensions de 90×40 mm. Un passage pour les électrodes est prévu pour faire passer des tensions de l'ordre de 10^4 V, celles-ci seront situées à 200 mm de la position initiale des atomes. Pour que l'apogée de la trajectoire des atomes coïncide avec la position des électrodes, il faudra lancer les atomes vers le haut avec une vitesse initiale de $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

C'est dans ces différentes chambres à vide que la source d'atomes ultra-froids est élaborée, par la suite je détaille les étapes de sa réalisation, en commençant par expliquer la première étape que nous utilisons pour refroidir les atomes : le piège magnéto-optique.

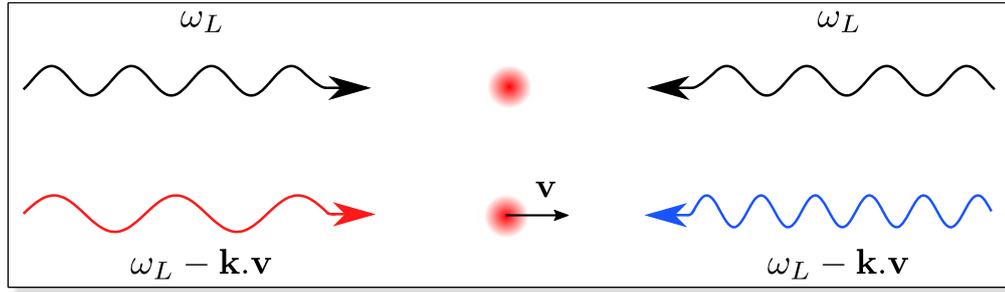


FIGURE 2.3 – Les flèches noires représentent l'onde laser à la fréquence ω_L lorsque l'atome est au repos. Les flèches rouges et bleue représentent les changements de fréquence de l'onde laser perçues par l'atome dus à l'effet Doppler lorsque celui-ci a une vitesse \mathbf{v} .

2.1.2 Principe du piège magnéto-optique

L'intérêt du piège magnéto-optique est de refroidir les atomes et de les piéger spatialement, en utilisant une mélasse optique et l'effet Zeeman pour créer une force de rappel. Le refroidissement d'un gaz d'atomes par laser a été proposé en 1975 par T.W. Hänsch et A.L. Schawlow [108] et réalisé en 1987 par E. L. Raab, S. Chu et D. Pritchard avec des atomes de sodium [109]. Un modèle détaillé du PMO peut se trouver dans [110, 111]. Je rappelle ici le principe d'un tel piège.

Mélasse optique

Pour comprendre le principe du refroidissement dans une mélasse optique, considérons dans un premier temps un atome à deux niveaux. Lorsqu'un atome est placé dans un champ électromagnétique monochromatique de pulsation ω_L , et de vecteur d'onde \mathbf{k} , il se crée un couplage entre le champ et l'atome qui échangent alors des quanta d'énergie $\hbar\omega_L$ et d'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ au cours de cycles d'absorption et d'émission spontanée. Or, le caractère isotrope de l'émission spontanée entraîne une force de recul sur l'atome qui est en moyenne nulle. La force exercée sur les atomes provient alors principalement de l'absorption des photons par l'atome, cette force est donc dirigée dans le sens de propagation de la lumière, et s'écrit :

$$\mathbf{F} = \hbar\mathbf{k}\Gamma\rho_e \quad (2.1.2)$$

où Γ est la largeur naturelle de la transition, et ρ_e la population de l'état excité dont l'évolution est donnée par les équations de Bloch optiques. En régime stationnaire, cette population est donnée par :

$$\rho_e = \frac{1}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.1.3)$$

où $\delta = \omega_L - \omega_0$ est le désaccord entre la fréquence du laser ω_L et la fréquence de la résonance atomique ω_0 , $s_0 = I/I_s$ est le paramètre de saturation avec I l'intensité du laser et I_s l'intensité de saturation.

Un atome avec une vitesse \mathbf{v} dans le champ laser va voir une fréquence décalée par effet Doppler de telle sorte que le désaccord devient $\delta' = \delta - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}$. Un désaccord δ du laser dans le rouge ($\delta < 0$) par rapport à la transition atomique engendre une absorption de photons de préférence pour les atomes se déplaçant en sens opposé à l'onde incidente comme représenté figure 2.3. Ils sont donc ralentis selon la direction de l'onde laser.

En sommant les contributions des forces exercées sur les atomes par deux ondes contrapropagantes et en se plaçant dans le cas de faible vitesse $v \sim 0$, on obtient une force qui s'apparente

à une force de friction :

$$\mathbf{F} = -\alpha\mathbf{v} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{8\hbar k^2 s_0 \delta}{\Gamma(1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)^2} \quad (2.1.4)$$

Avec trois paires de faisceaux laser contra-propageants dans les trois directions de l'espace il est possible de refroidir un nuage d'atomes dans ces trois directions. Le mouvement des atomes devrait donc être amorti jusqu'à ce que leur vitesse soit nulle. En fait, la diffusion de photons par émission spontanée et le caractère poissonien de l'absorption entraîne un mouvement aléatoire des atomes, responsable du chauffage du nuage. En effet, après un temps suffisamment long, ces fluctuations entraînent une dispersion en impulsion Δp . On peut alors en déduire la température du nuage dans le cas du refroidissement Doppler :

$$k_B T = \frac{\Delta p^2}{2m} \quad (2.1.5)$$

Cette température est minimale pour $\delta = -\Gamma/2$ [112], elle correspond à la température dite Doppler :

$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (2.1.6)$$

Pour le rubidium 87, $T_D=144 \mu\text{K}$. Néanmoins, des mécanismes de refroidissement sub-Doppler conduisent à des températures plus basses de l'ordre de quelques μK dans des mélasses optiques, il s'agit d'un refroidissement sub-Doppler. Ce phénomène a été observé pour la première fois par W.D. Phillips en 1988 avec une mélasse d'atomes de sodium [113]. Les différents mécanismes qui peuvent conduire au refroidissement sub-Doppler sont détaillés dans [114].

Confinement magnétique

Pour confiner spatialement les atomes, un champ magnétique inhomogène est ajouté. L'interaction entre le moment magnétique des atomes et le champ s'écrit :

$$U(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = g_F m_F \mu_B B(\mathbf{r}) \quad (2.1.7)$$

où $\mu = g_F m_F \mu_B$ est le moment magnétique de l'atome, avec g_F le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr, et m_F le sous niveau magnétique de l'état hyperfin F considéré. En considérant une seule dimension, le désaccord perçu par les atomes à la position z et ayant une vitesse \mathbf{v} s'écrit :

$$\delta' = \delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + \frac{g_F m_F \mu_B B(z)}{\hbar} \quad (2.1.8)$$

Pour créer une zone de confinement spatiale, la méthode la plus simple consiste à créer un quadrupôle de champ magnétique avec deux bobines placées en configuration anti-Helmholtz. Dans cette configuration, le champ magnétique varie linéairement dans la zone proche du zéro de champ pris en $z = 0$, il peut donc s'écrire $B(z) = b'z$, avec b' le gradient de champ magnétique. Pour effectuer les transitions entre les sous niveaux magnétiques, il est nécessaire de polariser circulairement les ondes contra-propageantes en σ^- et σ^+ comme représenté figure 2.4. Le désaccord dépendant de la position, il en est de même de la force de pression de radiation exercée sur les atomes. Un développement limité sur la variable de position z autour du zéro de champ ($z \sim 0$) permet de montrer qu'une force de rappel s'ajoute à la force de friction, les atomes sont alors confinés dans la zone proche du zéro de champ, et la résultante des forces qui s'exerce sur les atomes peut s'écrire :

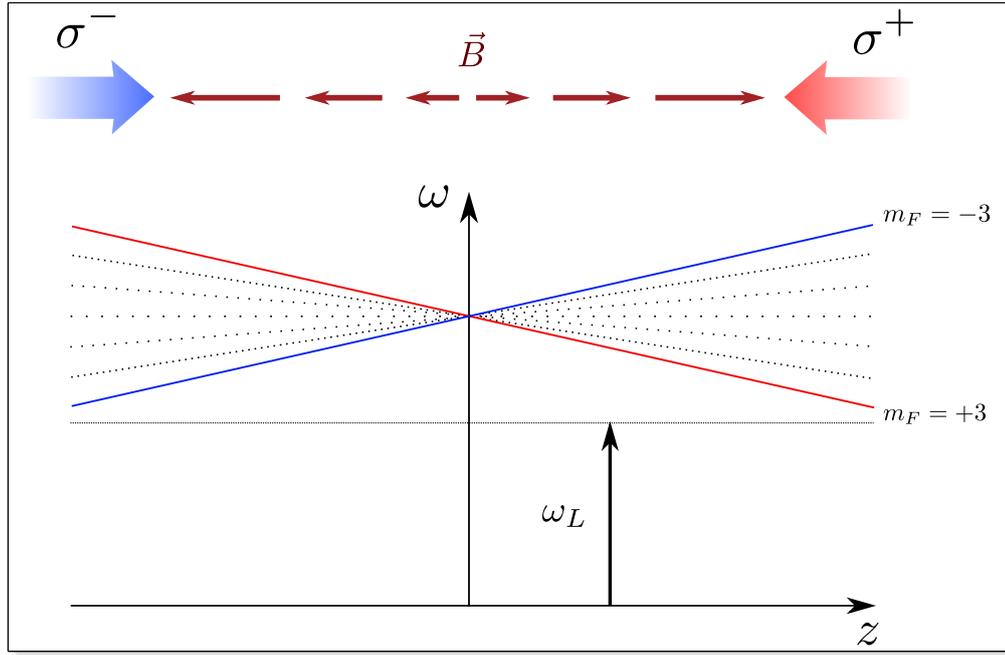


FIGURE 2.4 – Décalage en énergie des sous niveaux magnétiques du niveau hyperfin $F = 3$ pour un gradient linéaire de champ magnétique suivant la dimension d'espace z .

$$\mathbf{F} = -\alpha\mathbf{v} - \kappa z\mathbf{e}_z \text{ avec } \kappa = \frac{g_F m_F \mu_B b'}{\hbar k} \alpha \quad (2.1.9)$$

Si les faisceaux sont désaccordés vers le rouge $\delta < 0$, alors les atomes subissent des oscillations amorties.

Pour le rubidium, la transition atomique utilisée pour refroidir les atomes est la raie D2 correspondant à la transition entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ du rubidium 87, voir figure 2.5. En réalité, l'atome possède une structure hyperfine avec plusieurs niveaux d'énergie. Celle-ci provient du couplage entre le moment magnétique du noyau et le moment magnétique électronique comprenant la contribution du moment cinétique orbital et du spin de l'électron. Le laser "refroidisseur" responsable du refroidissement des atomes est accordé sur la transition cyclante entre les deux niveaux de la structure hyperfine $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$. Néanmoins, le laser peut aussi adresser la transition $F = 2 \leftrightarrow F' = 2$, les atomes peuvent alors se désexciter dans l'état $F = 1$ où ils ne peuvent plus subir de transition avec le laser refroidisseur. Afin de repeupler l'état $F = 2$, un deuxième laser "repompeur" est accordé sur la transition $F = 1 \leftrightarrow F' = 2$.

2.1.3 Réalisation expérimentale

Je présente dans cette partie la réalisation du piège magnéto-optique et ensuite je détaille les systèmes laser permettant le refroidissement des atomes.

Configuration standard

La configuration standard d'un piège magnéto-optique est représentée sur la figure 2.6, elle consiste à placer trois paires de faisceaux laser selon les axes propres du quadropôle magnétique. Il est aussi possible d'utiliser trois faisceaux rétro-réfléchis, ce qui correspond à notre configuration, cela permet d'augmenter la puissance envoyée sur les atomes pour une même puissance

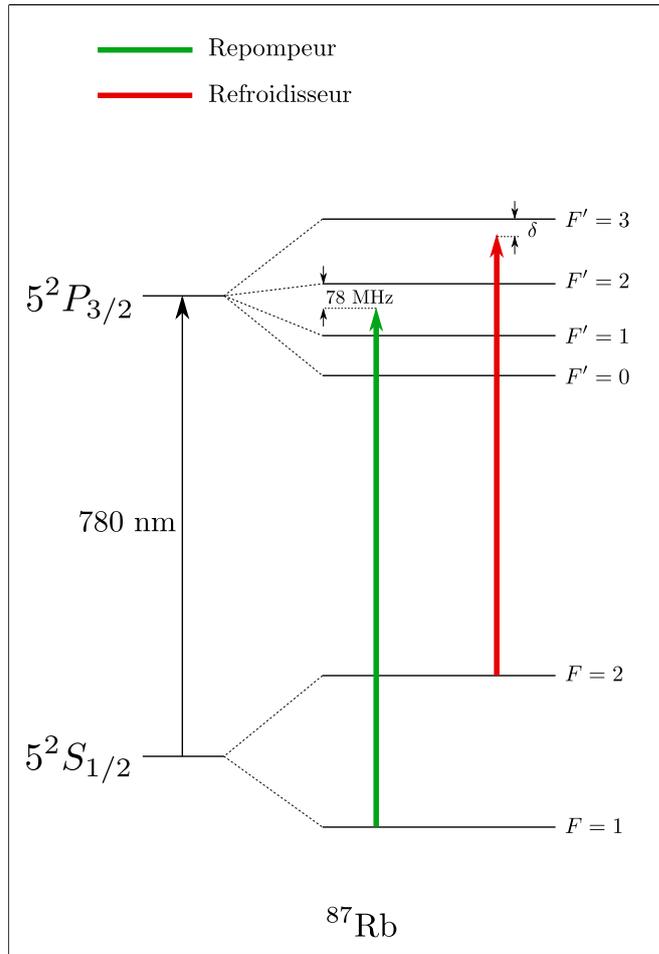


FIGURE 2.5 – Niveaux d'énergie de la structure hyperfine du ^{87}Rb . Les flèches en vert et rouge représentent respectivement les transitions sur lesquelles sont asservies les lasers repompeur et refroidisseur du ^{87}Rb .

délivrée par la source laser. L'inconvénient du PMO rétro-réfléchi est l'effet d'ombre créé lors du premier passage sur le profil d'intensité du faisceau rétro-réfléchi. Nous verrons dans le dernier chapitre une autre configuration qui permet d'augmenter la densité d'atomes capturés avec l'utilisation d'une puce à atomes.

Système laser pour le refroidissement des atomes

Comme je l'ai mentionné auparavant, pour mener à bien le refroidissement des atomes, il est nécessaire d'utiliser un laser "refroidisseur" et un laser "repompeur" dont je détaille les caractéristiques dans la suite. Je présente les systèmes laser pour les deux isotopes du rubidium, 87 et 85, bien que dans la suite, nous réalisons un condensat seulement avec le rubidium 87.

Pour le système laser du ^{87}Rb , les diodes des lasers repompeur et refroidisseur sont à 780 nm. Durant les différentes étapes de refroidissement, seul le laser refroidisseur a besoin d'être agile en fréquence, le laser repompeur garde une fréquence fixe. La fréquence du laser repompeur est asservie sur une transition atomique du ^{87}Rb , et la fréquence du laser refroidisseur est asservie sur celle du repompeur.

Le laser repompeur est une diode à cavité étendue Toptica[®] (DL Pro 100 780-11355) dont la fréquence est asservie par une technique de spectroscopie par modulation de phase à l'aide

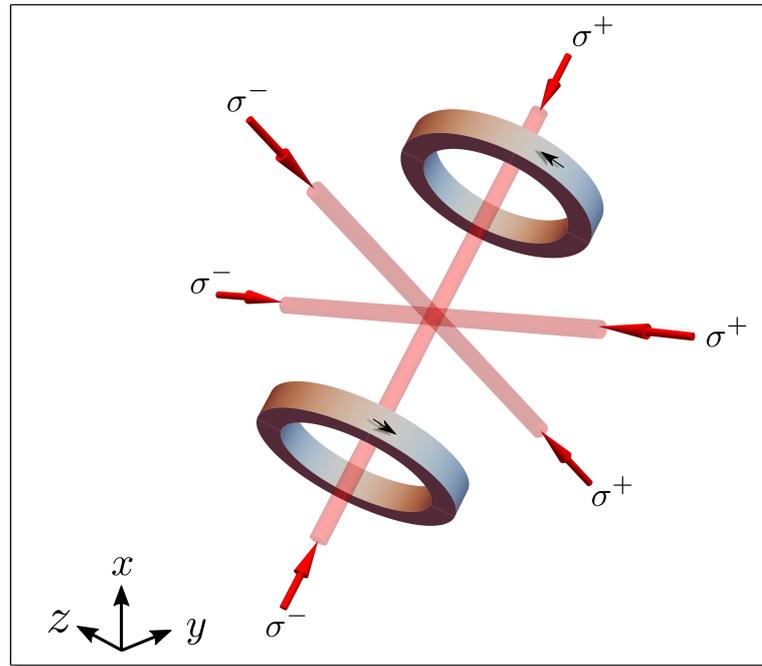


FIGURE 2.6 – Configuration standard d'un piège magnéto optique. Trois paires de faisceaux laser sont placés suivant les axes propres du quadrupôle magnétique formés par deux bobines en configuration anti-Helmholtz.

d'un modulateur électro-optique à 5 MHz. La spectroscopie est réalisée à l'aide d'un montage d'absorption saturée. La fréquence est asservie sur le croisement de la transition $F = 1 \leftrightarrow F' = 1/F' = 2$, représentée sur la figure 2.5. Le signal de l'absorption saturée est détecté par une photodiode Hamamatsu[®] (G4176-03) et démodulé, il en résulte un signal d'erreur utilisé par un régulateur PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) qui envoie alors une correction au courant de la diode laser.

Le laser refroidisseur est une diode Cheetah[®] à cavité étendue de la marque Sacher[®]. L'asservissement de sa fréquence est réalisée avec le signal du battement entre le laser repompeur et le laser refroidisseur. La chaîne de fréquence qui traite le signal du battement et envoie la correction au laser refroidisseur est représentée figure 2.7. Environ 1 mW de puissance est prélevée au faisceau refroidisseur pour réaliser le signal de battement sur une photodiode (Hamamatsu[®] G4176-03) dont la bande passante est de 25 GHz, la fréquence du battement est de 6.569 GHz lorsque le refroidisseur est à résonance. On fait interférer ce signal, après amplification, avec un signal de référence à 6.383 GHz, pour ramener la fréquence à 186 MHz. Ce signal de référence provient d'un VCO (Voltage Controlled Oscillator) dont la fréquence est doublée, puis filtrée, la fréquence du VCO est ajustable et permet de faire varier le désaccord. Un convertisseur fréquence-tension permet alors de créer une tension proportionnelle à la fréquence, on soustrait à cette tension, une tension constante afin d'obtenir un signal d'erreur s'annulant pour une fréquence de battement de 186 MHz. Ce signal d'erreur est utilisé par un régulateur PID Sacher[®] (Servo Controller LB2001), qui délivre une correction au courant de la diode laser. Cet asservissement permet un ajustement du désaccord du laser refroidisseur de $+5 \Gamma$ à -40Γ avec un temps de réponse de 500 μ s, limitée principalement par l'agilité du VCO.

La puissance du faisceau refroidisseur en sortie de la diode laser est amplifiée par un amplificateur optique évasé (TEC-400-0780-2500) fournissant 700 mW de puissance après injection dans une fibre monomode. Cette puissance est répartie entre le PMO 3D et le PMO 2D. Un

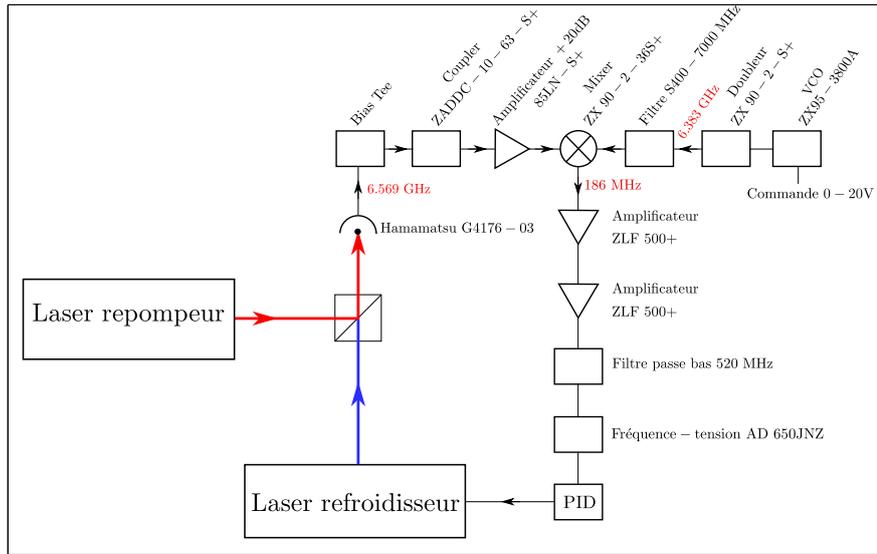


FIGURE 2.7 – Boucle d’asservissement de la fréquence du laser refroidisseur.

autre amplificateur optique permet de fournir 1.5 W de puissance pour les faisceaux du PMO 2D. Environ 30 mW de refroidisseur et 2 mW de repompeur se retrouve en sortie de chacune des trois fibres du PMO 3D.

Le banc optique utilisé pour le refroidissement laser comprend aussi les faisceaux laser refroidisseur et repompeur pour le ^{85}Rb , ainsi quatre faisceaux laser sont injectés dans chaque fibre du PMO 3D. Le système laser utilisé pour le ^{85}Rb , est un système compact commercialisé par Muquans[®]. Il est basé sur les technologies de télécommunication à fibres optiques à 1560 nm. N’ayant pas utilisé le système de refroidissement laser pour le ^{85}Rb pendant ma thèse, je ne détaillerai pas davantage ses caractéristiques. Néanmoins, ce système a fait l’objet d’une caractérisation qui peut être trouvée dans la thèse de B. Décamps [106].

Ce système laser a la particularité d’être robuste et opérationnel pendant plusieurs jours sans aucune intervention. La largeur spectrale des lasers est estimée à moins de 600 kHz grâce à la mesure de la fréquence de battement des deux lasers avec un analyseur de spectre.

2.1.4 Système de détection

Le nombre d’atomes est déterminé en mesurant la fluorescence émise lorsque le nuage est éclairé par de la lumière résonante à 780 nm. La lumière émise par les atomes constituent le signal de fluorescence qui est collecté par deux systèmes de détection représentés sur la figure 2.13.

- Une caméra Grasshopper[®] à transfert de charge (CCD) Pointgrey[®] placée devant le hublot central à 45° de la verticale, permet d’imager le nuage d’atomes dans le PMO 3D. Nous verrons dans la partie 2.2.4 que cette caméra est aussi utilisée pour ajuster le croisement entre les deux faisceaux dipolaires. Je me référerai à cette caméra comme la caméra de profil.
- Une caméra ORCA-Flash4.0 sCMOS de marque Hamamatsu[®] est utilisée pour observer le nuage d’atome en fin de séquence de refroidissement. Cette caméra a été étalonnée pour mesurer le nombre d’atomes, la taille et la position du nuage. Un des avantages de la technologie sCMOS est d’avoir un bruit d’obscurité comparable aux caméras EMCCD ¹

1. Les caméras EMCCD sont capables de détecter un faible flux de photons, voire des photons uniques.

à un moindre coût. Je me référerai à cette caméra comme la caméra de profil.

La séquence de détection consiste à faire une première image avec les atomes, et une deuxième sans les atomes, la soustraction des deux images permet de s'affranchir du bruit de fond dû à la diffusion de la lumière excitant le nuage. Pour générer le signal de fluorescence une impulsion de lumière de 100 μs avec les faisceaux du PMO 3D est envoyée sur les atomes. Cette première impulsion transfère de la quantité de mouvement au nuage d'atomes qui est alors expulsé hors du champ de vue de la caméra.

Gain de la caméra

La caméra image le nuage d'atomes suivant l'axe y , l'image obtenue résulte alors de l'intégration du signal de fluorescence suivant ce même axe. Le capteur sCMOS convertit un signal lumineux en signal électrique par effet photo-électrique. Nous avons étalonné la caméra pour connaître le gain entre le nombre de photons collectés et le nombre d'électrons délivrés par le capteur sCMOS. Un ajustement du gain mesuré pour différents temps d'exposition t_{exp} , à différentes puissances, permet de trouver la loi empirique suivante :

$$G = a(t_{\text{exp}})^{-c} + b \text{ avec } \begin{cases} a = -0.030 \text{ u.a.} \\ b = 0.89 \text{ u.a.} \\ c = 1.14 \\ t_{\text{exp}} \text{ en s} \end{cases} \quad (2.1.10)$$

Connaissant le nombre de photons reçus, il est possible d'en déduire le nombre d'atomes en considérant que tous les atomes du nuage ont émis le même nombre de photons. Le nombre de photons total reçus correspond alors au taux de photons émis par atome dans l'angle solide de collection Ω_s multiplié par le nombre total d'atome, ce qui permet d'en déduire le nombre d'atome N_{at} :

$$N_{\text{at}} = \frac{8\pi[1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2]}{s_0\Gamma\Omega_s t_{\text{exp}}} N_{\text{ph}} \quad (2.1.11)$$

où δ est le désaccord du laser refroidisseur, et Γ la largeur naturelle de la raie D2 du ^{87}Rb . Le paramètre s_0 est le paramètre de saturation défini en 1.1.2. Lors de l'imagerie, le champ magnétique est supposé nul, il est donc difficile de définir un axe de quantification, nous prenons alors la valeur de I_s pour une polarisation isotrope, soit 3.57 $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$.

En réalité, tous les atomes n'émettent pas avec le même taux. Lors de la traversée du nuage, l'intensité du faisceau diminue car les atomes de la couche extérieure absorbent la lumière, les atomes situés au centre du nuage vont donc émettre des photons avec un taux plus faible que ceux à la périphérie du nuage. De plus, les photons émis par les atomes au centre peuvent être réabsorbés par les atomes de la couche extérieure. Ces deux effets conduisent à sous estimer le nombre d'atomes dans le cas de nuage trop dense. Une étude détaillée est menée dans la thèse de J. Alibert [107], et montre que le nombre d'atomes n'est pas connu à mieux que $\pm 60\%$.

Angle solide de collection

L'angle solide Ω_s sous lequel sont perçus les atomes est limité par la première lentille de collection. Le nuage se trouve à une distance d de cette lentille de diamètre D représenté figure

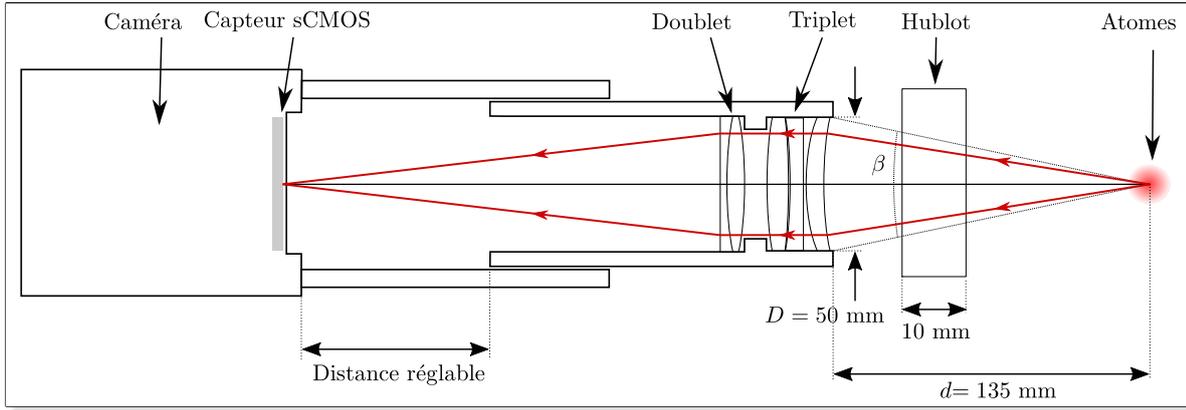


FIGURE 2.8 – Schéma du système de détection composé d'un doublet de lentilles Thorlabs® (AC508-150-B) et d'un triplet Melles Griot® (LAP-250-50-PM + APM-250-50-PM). L'image des atomes est formée sur le capteur sCMOS de la caméra ORCA-Flash 4.0

2.8, ce qui permet de calculer l'angle solide :

$$\Omega_s = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\beta \sin\theta d\theta = 2\pi(1 - \cos\beta) \quad (2.1.12)$$

avec $\beta = \arctan(D/d)$, $D = 50$ mm, et $d = 135$ mm, l'angle solide est de 0.4 sr, ce qui signifie que la caméra reçoit alors 3 % de la lumière émise par l'ensemble des atomes du nuage, en considérant que la diffusion de la lumière par les atomes est isotrope.

Bruit de fond résiduel

Une manière simple de calculer le nombre d'atomes consiste à intégrer le signal sur toute une zone du capteur choisie au préalable. Cette étape est réalisée après avoir soustrait les deux images prises pendant la séquence de détection. Néanmoins, l'image présente un bruit de fond résiduel illustré figure 2.9. Afin de s'en affranchir, nous effectuons un ajustement gaussien sur le profil vertical (axe z). Le bruit de fond est alors estimé par la valeur du minimum de l'ajustement multiplié par la taille de la fenêtre, cette valeur est alors retranchée au signal intégré.

Optiques de collection

L'image des atomes sur la caméra est réalisée par un triplet de lentilles Melles Griot® (LAP-250-50-PM + APM-250-50-PM) qui fait l'image des atomes à l'infini, et un doublet de lentilles Thorlabs® (AC508-150-B) de 150 mm de focale faisant l'image du nuage sur la caméra. Le triplet permet de corriger en partie les aberrations géométriques engendrées par le hublot de 10 mm d'épaisseur. Nous avons conçu un système d'imagerie de telle sorte que la résolution soit inférieure à la taille des pixels de la caméra de 6.5 μm . Les simulations effectuées avec le logiciel Zemax donnent une résolution de 5 μm limitée par les aberrations géométriques. La résolution du système a ensuite été évaluée à l'aide d'une mire de transmission, celle-ci a été déterminée à 6.5 μm , limitée par la taille des pixels. Le grandissement de notre système est de 1, nous verrons qu'il permet de résoudre une double structure caractéristique d'un nuage partiellement condensé, que nous verrons plus en détail dans le chapitre 3.

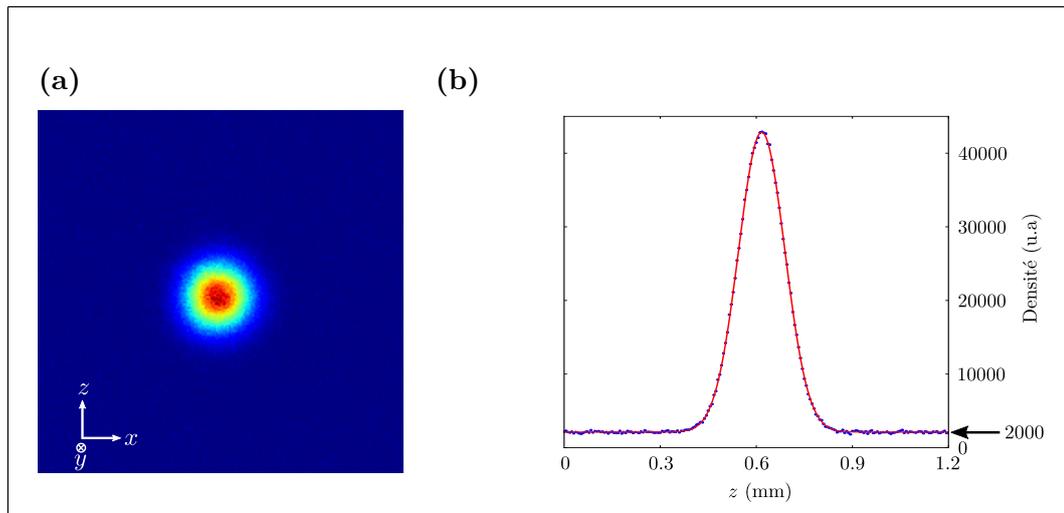


FIGURE 2.9 – (a) Image d'un nuage d'atomes dans le piège dipolaire optique. (b) La courbe représente la densité intégrée suivant l'axe x . Les points expérimentaux sont en bleus, l'ajustement gaussien est en trait plein rouge. La flèche en noire pointe le minimum de l'ajustement gaussien.

Afin d'assurer le centrage des optiques avec le capteur de la caméra, l'ensemble est fixé dans un support mécanique conçu et réalisé au LCAR, dont le schéma est présenté figure 2.8.

Imagerie par fluorescence

La détection des atomes se fait par imagerie par fluorescence en utilisant les faisceaux du PMO 3D. La position et la taille du nuage sont extraites grâce à un ajustement gaussien du profil de densité. Le bruit de fond présent sur chaque image de la caméra est retranché au signal total intégré pour obtenir une meilleure estimation du nombre d'atomes. La résolution du système de détection a été mesurée à $6.5 \mu\text{m}$, elle est limitée par la taille des pixels de la caméra.

2.2 Piège dipolaire à 1070 nm

L'obtention d'un nuage ultra-froid passe par une étape de refroidissement par évaporation [110]. Pour cela, il faut au préalable capturer les atomes dans un piège conservatif. Un refroidissement par évaporation efficace signifie que la température du nuage diminue rapidement et que la perte d'atomes est minimale, ce qui est favorisé par un taux de collisions élastiques élevé dans le piège. Ainsi, notre piège est constitué de deux faisceaux croisés à 1070 nm avec un waist de $120 \mu\text{m}$ auquel on vient ajouter un autre faisceau à 1560 nm avec un waist de $30 \mu\text{m}$, qui permet d'augmenter le confinement des atomes et ainsi le taux de collisions élastiques. Dans cette partie, je décris les caractéristiques et les résultats obtenus avec le piège croisé à 1070 nm que j'appellerai réservoir. Le piège à 1560 nm souvent appelé dimple est décrit dans le chapitre 3.

Le piègeage d'atomes par la force dipolaire a été démontré expérimentalement en 1986 [115] avec des atomes de sodium ^{23}Na . Depuis, les pièges optiques sont utilisés dans les expériences d'atomes froids, permettant par exemple d'étudier des configurations telles que des pièges à deux dimensions [116], ou de simuler des réseaux cristallins [25]. Par ailleurs, l'utilisation de piège

dipolaire a permis d'atteindre le régime de dégénérescence quantique pour la première fois en 2001 avec du ^{87}Rb [117]. Les pièges optiques ont aussi permis d'atteindre le régime d'emballement pour lequel le taux de collisions élastiques augmente au cours de l'évaporation [118].

Ces pièges présentent plusieurs avantages par rapport au piège magnétique. Ils offrent un confinement important lors du chargement, ce qui permet d'atteindre des taux de collisions élevés, de l'ordre de quelques centaines par seconde, et des densités dans l'espace des phases, de l'ordre de 10^{-4} , ainsi le processus d'évaporation se fait plus rapidement que dans des pièges magnétiques de taille macroscopique. De plus, les pièges optiques ne lèvent pas la dégénérescence des sous niveaux magnétiques, ce qui laisse un degré de liberté supplémentaire pour manipuler les atomes. Ils permettent par exemple d'étudier les résonances de Feshbach [119], celles-ci peuvent être utilisées, par exemple, pour créer des condensats de molécules [120, 121].

Les pièges optiques présentent aussi certaines limites comme la difficulté d'atteindre le régime d'emballement à cause de la diminution des fréquences avec la baisse de la profondeur du piège, ou le faible volume de piégeage au chargement. Ils nécessitent par ailleurs des lasers puissants et des bancs optiques volumineux ce qui pose des limites quant à leur utilisation pour des missions embarquées pour lesquelles des pièges magnétiques sur puces sont plus adéquates, dont je reparlerai dans le chapitre 5.

2.2.1 Rappels sur la force dipolaire

Considérons un atome à deux niveaux séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$, en interaction avec un laser de pulsation ω_L . Pour comprendre l'origine de la force dipolaire, on utilise le modèle classique de l'électron élastiquement lié, où l'atome est traité de façon classique comme un oscillateur dont la fréquence de résonance est ω_0 , ce traitement provient de la référence [122]. Le champ électrique du laser $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ de pulsation ω_L induit un moment dipolaire $\mathbf{d}(\mathbf{r}, t)$ de l'atome :

$$\mathbf{d}(\mathbf{r}, t) = \alpha(\omega_L)\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.2.1)$$

où $\alpha(\omega_L)$ est la polarisabilité de l'atome, s'écrivant :

$$\alpha(\omega_L) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_L^2 - i(\omega_L^3/\omega_0^2)\Gamma} \quad (2.2.2)$$

avec Γ le coefficient d'amortissement correspondant à la largeur naturelle de la transition entre les deux niveaux. Ce coefficient est en général calculé dans une approche semi-classique avec les éléments de matrice du moment dipolaire d :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e|d|f\rangle|^2 \quad (2.2.3)$$

On remarque que dans le cas d'un atome à plusieurs niveaux, il faut prendre en compte les contributions des différentes transitions. Dans le cas où l'effet de saturation peut être négligé le calcul semi-classique et classique donne les mêmes résultats au pourcent près, une approche classique est donc suffisante. L'énergie d'interaction avec le champ électrique s'écrit alors :

$$U = -\frac{1}{2}\langle \mathbf{d}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad (2.2.4)$$

$$= -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(\mathbf{r}) \quad (2.2.5)$$

avec $I(\mathbf{r})$ l'intensité lumineuse telle que $I(\mathbf{r}) = \epsilon_0 c |E(\mathbf{r})|^2$.

Le profil du potentiel est donc déterminé par le profil de l'intensité laser. Pour un désaccord du laser dans le rouge ($\omega_L - \omega_0 < 0$), les atomes sont piégés par les maxima d'intensité laser, pour un désaccord dans le bleu ($\omega_L - \omega_0 > 0$), les atomes sont piégés par les minima d'intensité.

Nous utilisons un laser à 1070 nm et un laser à 1560 nm pour piéger des atomes de ^{87}Rb , ils sont donc désaccordés dans le rouge par rapport à la transition atomique à 780 nm. Or, cette espèce atomique présente deux raies D1 et D2 proches en énergie telle que les termes résonants en $1/(\omega_0 - \omega_L)$ dans l'expression (2.2.5) sont comparables, il faut donc prendre en compte la contribution de ces deux raies dans le calcul du potentiel U . Les raies D1 et D2 correspondent respectivement aux transitions entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{1/2}$, et entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ [123]. Par ailleurs, la structure hyperfine n'est pas prise en compte car le désaccord du laser est beaucoup plus grand que l'écart en fréquence entre les niveaux hyperfins. Le potentiel devient alors [122] :

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2} \left[\frac{\Gamma_{D1}}{\omega_{D1}^3} \left(\frac{1}{\omega_{D1} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D1} + \omega_L} \right) + \frac{\Gamma_{D2}}{\omega_{D2}^3} \left(\frac{1}{\omega_{D2} - \omega_L} + \frac{1}{\omega_{D2} + \omega_L} \right) \right] I(\mathbf{r}) \quad (2.2.6)$$

que l'on réécrit :

$$U(\mathbf{r}) = \kappa(\omega_L) I(\mathbf{r}) \quad (2.2.7)$$

avec ω_{D1} et ω_{D2} les pulsations associées aux raies D1 et D2, ω_L la pulsation du laser et Γ_{D1} , Γ_{D2} les largeurs naturelles des raies D1 et D2. Ce potentiel peut aussi être vu comme le déplacement du niveau d'énergie de l'état fondamental $5S_{1/2}$ par l'effet Stark AC, qui crée aussi un déplacement opposé des niveaux d'énergie des états excités $5P_{3/2}$ et $5P_{1/2}$.

Taux de diffusion de photons

Bien que le laser soit loin de résonance, les atomes peuvent absorber des photons, et se désexciter par émission spontanée. Le taux de photons diffusés peut alors être évalué par [122] :

$$\Gamma_{\text{dif}} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.2.8)$$

Cette diffusion entraîne un chauffage du nuage et des pertes d'atomes. En moyenne chaque diffusion de photon augmente l'énergie thermique de deux fois l'énergie de recul, le taux de chauffage s'exprime alors par :

$$\dot{T} = \frac{2E_r\Gamma_{\text{dif}}}{k_B} = \frac{mv_r^2}{k_B}\Gamma_{\text{dif}} \quad (2.2.9)$$

On remarque que le potentiel U diminue avec le désaccord en $1/(\omega_0 - \omega_L)$, alors que le taux de diffusion varie en $1/(\omega_0 - \omega_L)^2$, il est donc préférable d'utiliser des lasers très désaccordés pour réaliser un piège dipolaire.

Pour un faisceau gaussien de waist $w_0 = 100 \mu\text{m}$ et de puissance $P = 1 \text{ W}$ à 1070 nm, le taux de chauffage est estimé à $25 \text{ nK}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour un laser à 1560 nm avec $w_0 = 30 \mu\text{m}$ et $P = 2 \text{ W}$, le taux de chauffage est de $70 \text{ nK}\cdot\text{s}^{-1}$. Or lors de l'évaporation nous passons d'un nuage de quelques dizaines de μK à quelques dizaines de nK en quelques secondes, l'efficacité de l'évaporation ne sera alors que peu affectée par le taux de chauffage.

Cas d'un seul faisceau gaussien

Pour exprimer les paramètres importants pour un piège dipolaire, je considère dans un premier temps le cas d'un seul faisceau gaussien de puissance P , focalisé sur les atomes avec un

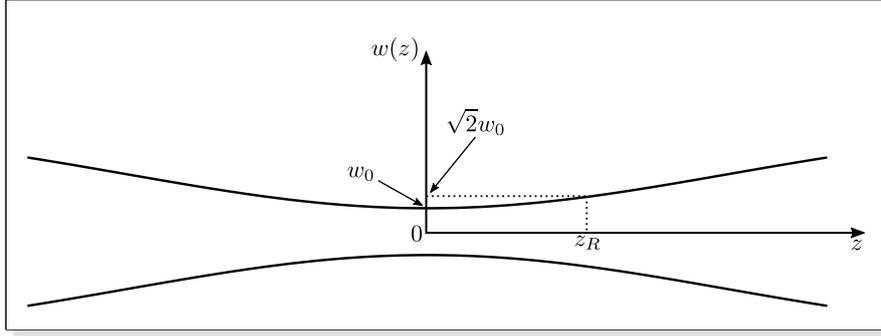


FIGURE 2.10 – Profil d'un faisceau gaussien selon son axe de propagation z , z_R est la longueur de Rayleigh

waist w_0 , ce faisceau se propage suivant l'axe z , l'expression du potentiel $U(x, y, z)$ est alors :

$$U(x, y, z) = U_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right) \quad (2.2.10)$$

avec $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ représenté sur la figure 2.10, $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ la longueur de Rayleigh, et $U_0 = \kappa(\omega_L)2P/\pi w_0^2$.

Lorsque les atomes sont suffisamment froids, ils n'ont pas une énergie suffisante pour explorer les ailes du piège, nous pouvons donc considérer qu'ils sont dans un puits de potentiel infiniment profond et l'approximer par un potentiel harmonique, il est alors possible de calculer les fréquences du piège selon ses axes propres.

$$\omega_{\perp} = \omega_i = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \Big|_{(0,0,0)}} = \sqrt{\frac{-4U_0}{m w_0^2}} \quad i = x, y \quad (2.2.11)$$

$$\omega_{\parallel} = \omega_z = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \Big|_{(0,0,0)}} = \sqrt{\frac{-2U_0}{m z_R^2}} \quad (2.2.12)$$

Le rapport entre les fréquences transverses et la fréquence longitudinale est alors de :

$$\frac{\omega_{\perp}}{\omega_{\parallel}} = \frac{\sqrt{2}\pi w_0}{\lambda} \quad (2.2.13)$$

Pour w_0 de l'ordre de 100 μm et $\lambda = 1070$ nm, le rapport est de 4×10^2 , ainsi un faisceau gaussien présente un confinement beaucoup plus important selon les directions transverses.

2.2.2 Géométrie du piège réservoir

Afin de mieux confiner les atomes suivant l'axe longitudinal, il est possible de rajouter un second faisceau pour augmenter le confinement longitudinal [118, 68, 117]. Ce faisceau peut provenir d'un autre laser, ou alors du recyclage du premier faisceau en le refocalisant au waist du premier. Les potentiels créés s'ajoutant, la profondeur du piège est alors augmentée (en considérant qu'il n'y ait pas d'interférences). Considérons deux faisceaux focalisés au même point et faisant un angle 2α entre eux comme représenté sur la figure 2.11(a), les fréquences du nouveau piège deviennent :

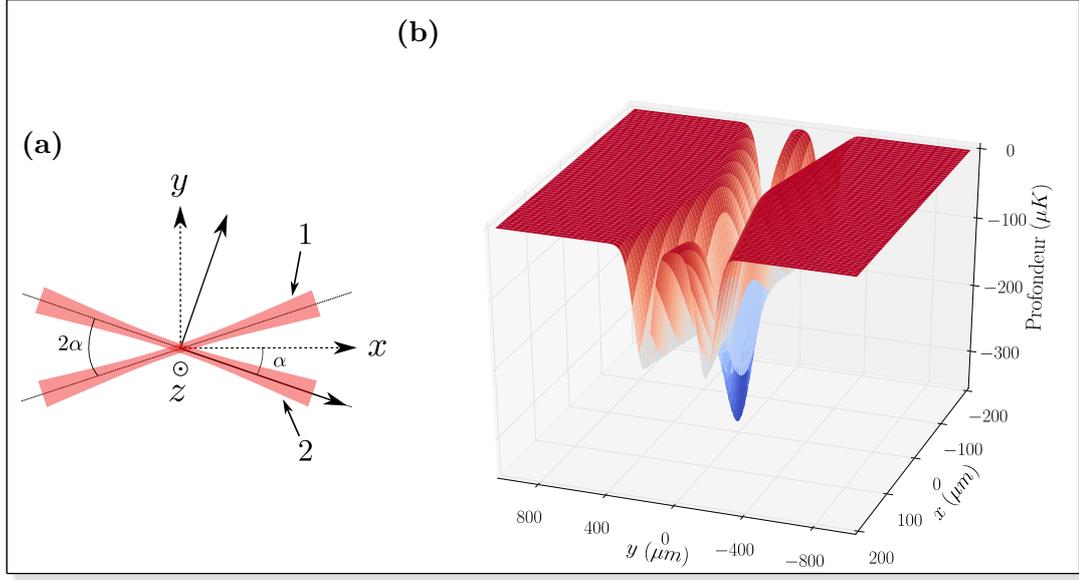


FIGURE 2.11 – (a) Vue dans le plan (xOy) de deux faisceaux focalisés au même point, formant un angle 2α entre eux. (b) Représentation de la profondeur du piège dans le plan (xOy) .

$$\begin{cases} \omega_x^2 = (1 - \cos 2\alpha)\omega_{\perp}^2 + (1 + \cos 2\alpha)\omega_{\parallel}^2 \\ \omega_y^2 = (1 + \cos 2\alpha)\omega_{\perp}^2 + (1 - \cos 2\alpha)\omega_{\parallel}^2 \\ \omega_z^2 = 2\omega_{\perp}^2 \end{cases} \quad (2.2.14)$$

Le confinement est maximal et presque isotrope quand les deux faisceaux sont orthogonaux.

Dans notre expérience, les faisceaux se propagent dans le plan horizontal, dans cette configuration la force dipolaire compense au mieux la gravité, et la profondeur du piège est maximisée. L'angle entre les deux faisceaux de 12° est limité par la taille du hublot de la face arrière de 35 mm de diamètre. Ce piège sera qualifié de réservoir dans la suite. L'ensemble est représenté sur la figure 2.13, le second piège dipolaire, le dimple, est représenté en bleu.

Les caractéristiques du piège sont modélisées en prenant en compte la gravité. Dans le modèle, je considère deux faisceaux à 1070 nm croisés en leur waist d'intensité I_1 et I_2 et de waist w_1 , et w_2 , formant un angle 2α entre eux. Les deux faisceaux sont dans le plan horizontal (xOy) , la gravité est suivant l'axe z . Le potentiel créé par le croisement des deux faisceaux s'écrit alors :

$$\begin{aligned} U(x, y, z) = & \frac{U_1}{1 + \left(\frac{x\cos\alpha + y\sin\alpha}{z_{R_1}}\right)^2} \exp \left[\frac{-2(z^2 + (-x\sin\alpha + y\cos\alpha)^2)}{\left[1 + \left(\frac{x\cos\alpha + y\sin\alpha}{z_{R_1}}\right)^2\right] w_1^2} \right] \\ & + \frac{U_2}{1 + \left(\frac{x\cos\alpha - y\sin\alpha}{z_{R_2}}\right)^2} \exp \left[\frac{-2(z^2 + (x\sin\alpha + y\cos\alpha)^2)}{\left[1 + \left(\frac{x\cos\alpha - y\sin\alpha}{z_{R_2}}\right)^2\right] w_2^2} \right] \\ & + mgz \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

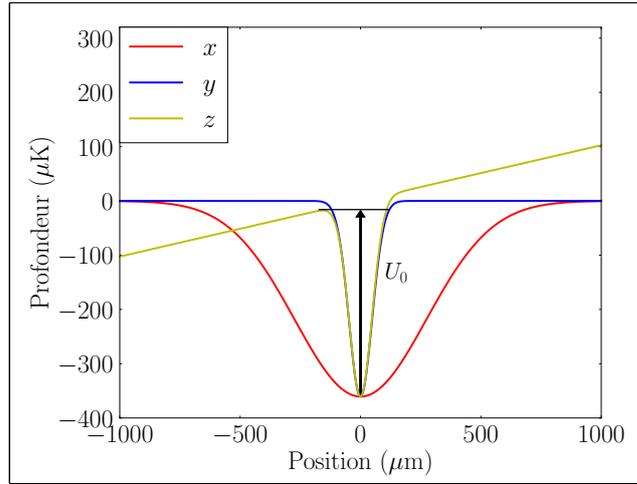


FIGURE 2.12 – Profil du potentiel selon les axes propres du piège réservoir, x , y , et z . La profondeur U_0 est représentée par la flèche noire. Le potentiel est tracé pour une puissance de 17 W et un waist de 95 μm .

avec $U_{1,2} = \kappa(\omega)I_{1,2}$.

Le potentiel $U(x, y, z)$ est représenté sur la figure 2.11(b) pour $z = 0$ en fonction de x et de y . Nous pouvons déterminer les fréquences du piège ainsi que sa profondeur. Comme nous l'avons vu auparavant, le potentiel peut être approximé par un potentiel harmonique dont nous déterminons les fréquences propres en diagonalisant la matrice hessienne du potentiel en son minimum, les termes de la matrice correspondent aux dérivées partielles secondes du potentiel, elle s'écrit :

$$H(U(x, y, z)) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial x} & \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial y} & \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \end{pmatrix} \quad (2.2.16)$$

Les valeurs propres sont les carrés des pulsations propres, et les vecteurs propres correspondent aux axes propres, ce qui permet de tracer les profils du potentiel suivant ces axes, représentés sur la figure 2.12. A partir de ces profils, il est possible de calculer la profondeur du piège qui correspond à l'énergie minimale que les atomes situés au fond du piège doivent acquérir pour s'échapper. Sur la figure 2.12, nous voyons que l'axe selon lequel la barrière d'énergie à franchir est la plus faible est selon la gravité.

Les fréquences obtenue par la modélisation sont $\omega_x \simeq 2\pi \times 110$ Hz, $\omega_y \simeq 2\pi \times 610$ Hz, et $\omega_z \simeq 2\pi \times 620$ Hz, ce qui donne une fréquence moyenne de $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} \simeq 2\pi \times 340$ Hz.. Ces fréquences sont obtenues pour une puissance de 17 W et un waist de 95 μm , la valeur du waist pour cette puissance est déduite de mesures détaillées dans le chapitre 3, la profondeur du piège pour ces mêmes paramètres est de 340 μK .

2.2.3 Réalisation expérimentale

Dans cette partie je présente les caractéristiques du laser utilisé pour créer le piège. Je détaille ensuite la mise en forme du faisceau et le contrôle en puissance en vue de l'optimisation des rampes d'évaporation.

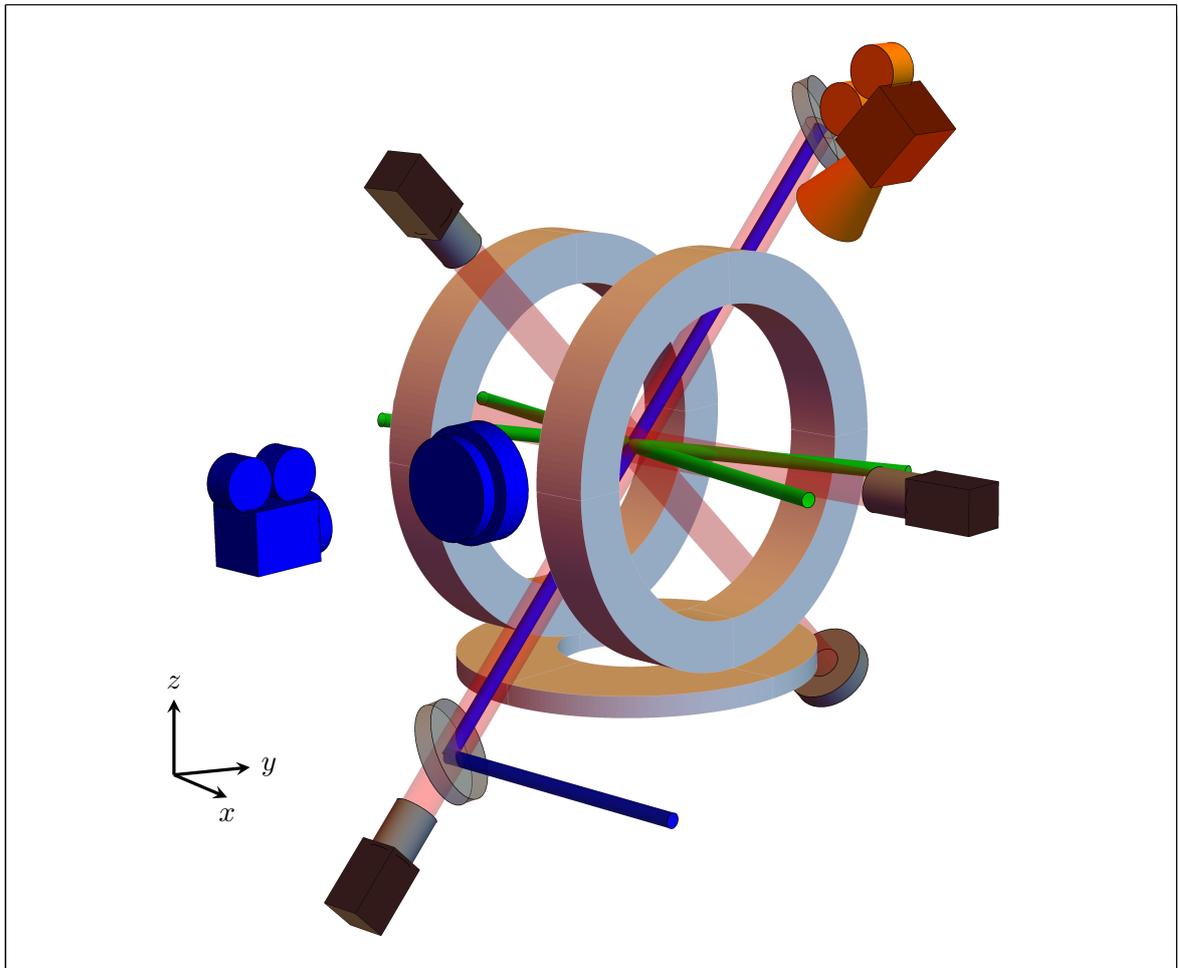


FIGURE 2.13 – Les faisceaux rouges transparents sont les faisceaux du PMO 3D. Le piège croisé est représenté par les faisceaux verts, le second piège dipolaire utilisé pour l'évaporation est représenté en bleu, il sera décrit en détail dans le chapitre 3. La caméra sCMOS est représentée en bleu, et la caméra de face en orange.

Source laser

Le piège réservoir est réalisé avec un laser à fibre¹ dopée à l'ytterbium à 1070 nm avec une largeur spectrale d'environ 1 nm. Il s'agit d'un laser multimode capable d'émettre une puissance maximale de 100 W. Le mode spatial en sortie de la fibre est caractérisé par un $M^2 = 1.1$, celui-ci a été mesuré après avoir focalisé le faisceau avec une lentille de 100 mm de distance focale, voir figure 2.14.

Mise en forme des faisceaux

Le schéma du montage optique est donné figure 2.15. Le manque d'espace dans le plan horizontal du PMO 3D nous contraint à installer le montage sur deux niveaux.

Le premier élément installé après le collimateur de fibre est un cube à séparation de polarisation précédé d'une lame demi-onde, cela permet de contrôler la puissance envoyée sur les atomes sans modifier le point de fonctionnement du laser, et aussi de filtrer la polarisation. La

1. IPG YLR-100

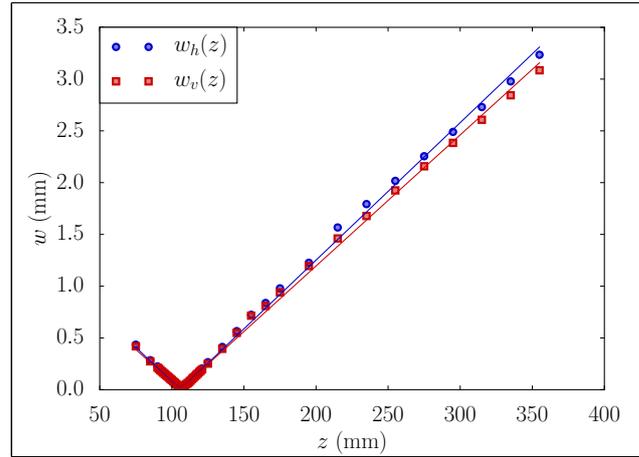


FIGURE 2.14 – Le waist du faisceau est mesuré avec une caméra CCD en faisant un ajustement gaussien sur le profil du faisceau après une lentille de 100 mm de distance focale. L'abscisse correspond à la distance à la lentille. Les points bleus et rouges représentent le profil du waist suivant deux directions orthogonales. Les courbes en trait plein sont les ajustements permettant d'en déduire la valeur du M^2 .

puissance non utile est transmise par le cube et dissipée dans un bloqueur de faisceau refroidi à l'eau. Un système afocal composé des lentilles L_1 et L_2 permet ensuite d'ajuster la taille du waist afin d'optimiser l'efficacité de diffraction dans le modulateur acousto-optique (MAO). L'ordre 1 de diffraction est utilisé pour générer le piège, l'ordre 0 est alors dirigé vers un bloqueur de faisceau aussi refroidi à l'eau. Le MAO joue alors le rôle d'interrupteur optique dont le temps de commutation est de l'ordre de $1 \mu\text{s}$, sachant que la fréquence la plus grande du piège au chargement est environ de 600 Hz, ce temps est donc beaucoup plus court que la période d'oscillation des atomes dans le piège, ceux-ci voient alors une extinction quasi-instantanée du piège. L'efficacité de diffraction est améliorée par l'ajout d'une lame demi-onde devant le MAO et permet d'atteindre 65 % de diffraction dans l'ordre 1.

L'utilisation d'un deuxième système afocal ($L_3 - L_4$) permet de faire varier la taille du waist avant la focalisation sur les atomes. Une étude qualitative nous a permis de voir que le nombre d'atomes chargés était maximal pour un waist d'environ $120 \mu\text{m}$ avec une puissance de 17 W, une meilleure compréhension du chargement est apportée par un modèle décrit dans la section 2.2.4.

La focalisation sur les atomes est assurée par la lentille L_5 de 500 mm de distance focale. Après être passé à travers l'enceinte, le faisceau est de nouveau collimaté et refocalisé avec les lentilles L_6 et L_7 de 500 mm de distance focale, ce qui permet d'avoir le même waist sur les atomes au retour. Avant chaque passage sur les atomes, deux miroirs sont installés après les lentilles de focalisation afin d'ajuster l'angle et la position de chacun des faisceaux formants le piège.

Un autre point important a été de rendre orthogonales les polarisations des faisceaux à leur croisement, sans cette précaution, le temps de vie du nuage d'atomes piégés passe d'environ 10 s à quelques secondes. Cela s'explique par la présence d'interférences entre les deux faisceaux. Ces interférences forment un réseau, or la phase de l'onde n'étant pas contrôlée, le réseau se déplace de manière aléatoire, ce qui cause un réchauffement du nuage. Ces interférences peuvent être évitées en croisant les polarisations. Bien que la polarisation en sortie du cube soit linéaire, les nombreuses réflexions sur les différents miroirs du montage optique la transforme en une polarisation elliptique, l'ajout d'une lame quart d'onde permet de retrouver une polarisation

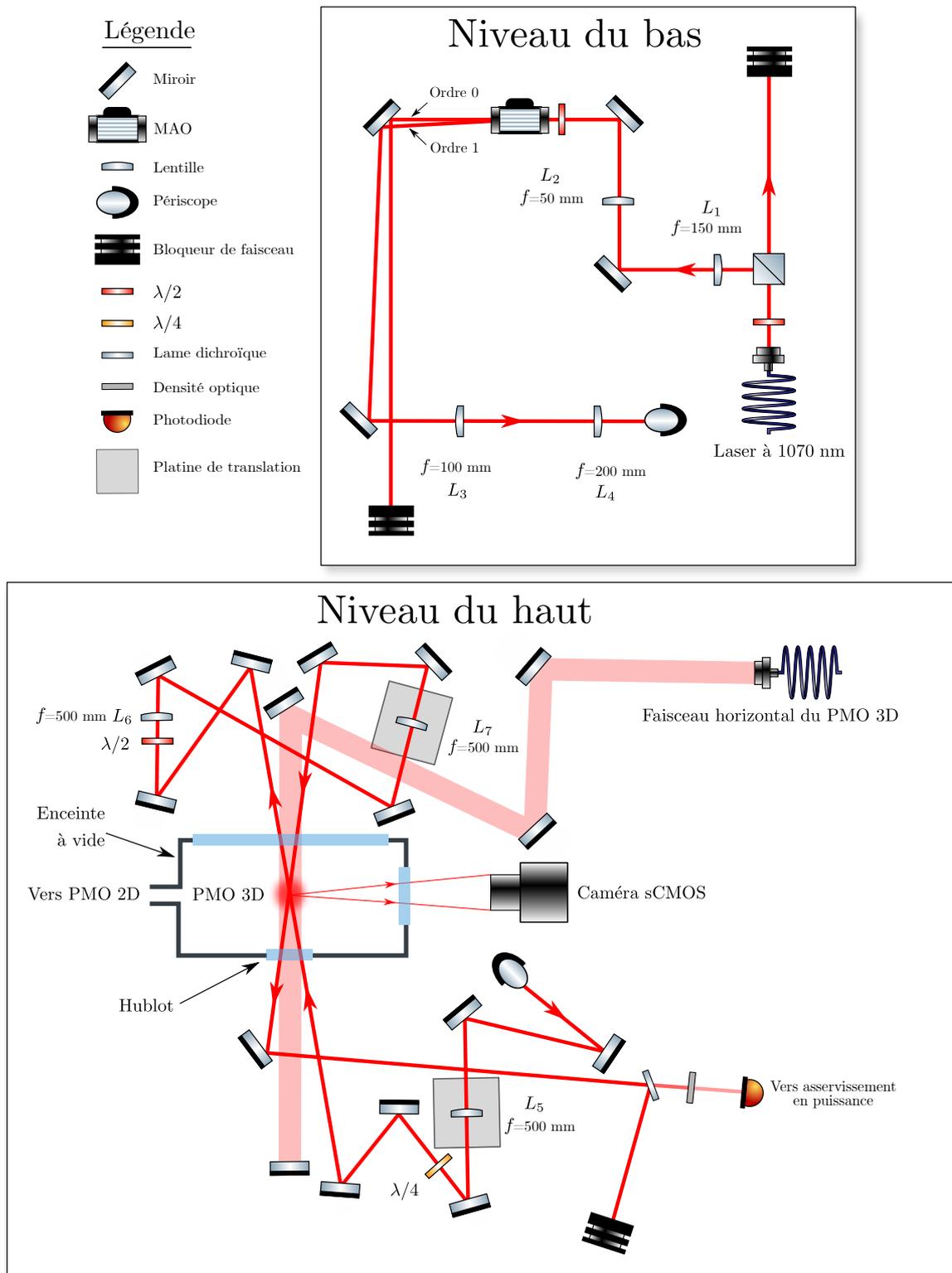


FIGURE 2.15 – Schéma montrant les étapes de mise en forme du faisceau utilisé pour créer le piège réservoir. Les flèches rouges représentent le trajet du laser à 1070 nm. La bande transparente rouge représente le trajet du faisceaux horizontal du PMO 3D.

linéaire juste avant le premier passage sur les atomes. Finalement, une lame demi-onde placée après le premier passage permet de croiser la polarisation du deuxième faisceau avec celle du premier.

Mesure du waist

Les waists des faisceaux aller et retour sont mesurés avec une caméra CCD, en appliquant un ajustement gaussien sur le profil vertical et horizontal du faisceau. Ces mesures ont été effectuées pour une puissance de 3 W, nous verrons dans le chapitre 3 que la valeur du waist mesuré est en accord avec la valeur obtenue par la modélisation du piège pour cette puissance. Des images sont prises à différentes positions suivant l'axe de propagation du faisceau, un ajustement selon l'équation $w(z) = w_0 \sqrt{1 + M^2 z^2 / z_R^2}$ nous permet alors de déduire le waist et la longueur de Rayleigh. Nous en déduisons un waist de $120 \pm 10 \mu\text{m}$, et une longueur de Rayleigh de $42 \pm 4 \text{ mm}$, ce qui permet d'estimer la tolérance sur la position des lentilles de focalisation à environ 10 mm. Le réglage fin de la position du plan focal sur les atomes est assuré par des platines de translation disposant d'une course de 15 mm.

Contrôle en puissance

Afin de contrôler la forme des rampes d'évaporation nécessaires à l'obtention d'un condensat, il est nécessaire de contrôler la puissance du laser, ce qui est réalisé avec un asservissement.

La rétroaction s'effectue sur l'efficacité de diffraction par le biais de la puissance de l'onde radiofréquence (RF) envoyée au MAO. Le signal RF est généré par un synthétiseur QMODP140 68-B-45-03 de la marque AA Opto Electronic®. Ce module délivre une onde RF de fréquence fixée à 40.68 MHz et de 30 W de puissance. Une partie de la puissance étant dissipée sous forme de chaleur, le module est fixé sur une plaque en laiton sur laquelle est soudé un circuit de refroidissement à eau. Le contrôle de la puissance de l'onde RF se fait par deux entrées de tension, une de 0-5 V qui commande un interrupteur RF, et une entrée de modulation agissant sur la puissance RF délivrée, c'est sur cette dernière que l'asservissement agit. L'information sur la puissance du faisceau est récupéré grâce à un photodiode. Après le deuxième passage sur les atomes, une partie de la puissance est prélevée par l'intermédiaire d'une lame partiellement réfléchissante disposée devant la photodiode. Celle-ci réfléchit la quasi-totalité de la puissance en direction d'un bloqueur de faisceau, et transmet environ 2% de la puissance incidente, ce qui représente 400 mW pour la puissance maximale du faisceau, il est donc nécessaire de rajouter des densités optiques pour ne pas saturer la photodiode.

Un montage électronique, représenté sous forme de schéma bloc sur la figure 2.16(b), permet alors de créer un signal d'erreur ϵ en soustrayant le signal de la photodiode à la tension de commande désirée. La correction est ensuite ajoutée à la tension de commande du MAO. Les tensions de commande sont délivrées par une plate-forme PXI (Peripheral Component Interconnect eXtensions) National Instruments, et présentent un bruit d'environ 20 mV. Pour minimiser l'influence de ce bruit sur l'intensité du laser, il est nécessaire d'envoyer une tension suffisamment grande au MAO, de l'ordre de 1 V. Le bruit sur la puissance est alors au plus de 10 % pendant la séquence d'évaporation. Par ailleurs, la composante fréquentielle principale de ce bruit est de l'ordre de 100 kHz qui est donc bien supérieures aux fréquences les plus élevées que peut avoir le piège ($\sim 2 \text{ kHz}$), ce bruit est alors moyenné sans causer de chauffage du nuage.

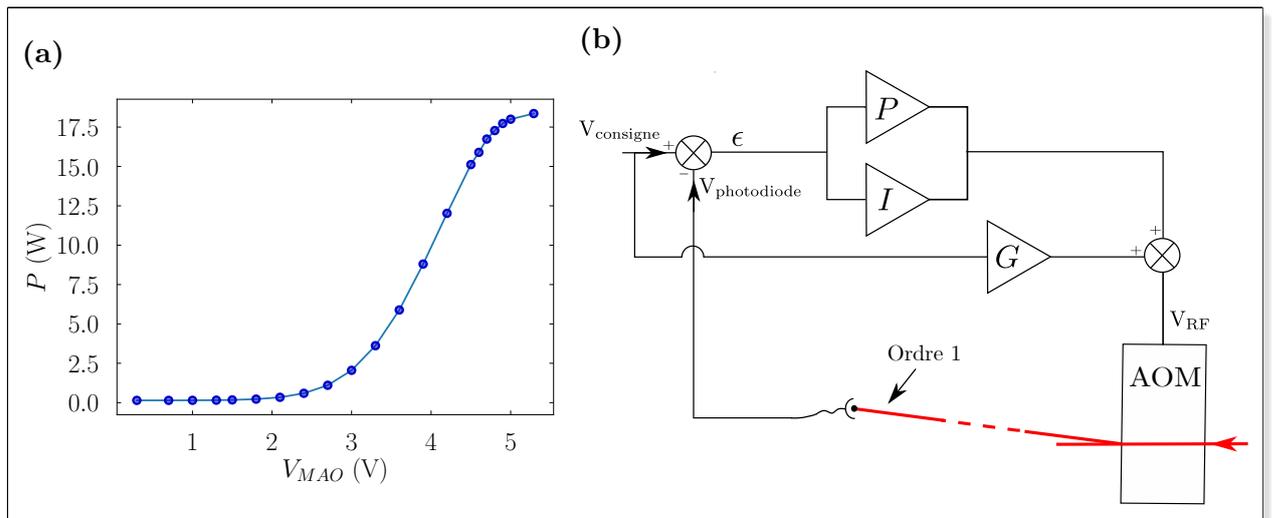


FIGURE 2.16 – (a) Courbe de la puissance du laser à 1070 nm en sortie de l'ordre 1 du MAO en fonction de la tension d'entrée V_{MAO} . (b) Schéma de principe de l'asservissement de la puissance des faisceaux du piège réservoir. Le signal d'erreur est créé par la soustraction de la tension de la photo diode à la tension de consigne.

Piège dipolaire optique à 1070 nm

Le piège dipolaire optique réservoir est formé par le croisement de deux faisceaux provenant d'un même laser à 1070 nm, le faisceau est recyclé, ce qui permet d'optimiser la puissance utilisée. Le contrôle de la puissance du laser se fait grâce à une boucle d'asservissement agissant sur l'efficacité de diffraction du MAO.

2.2.4 Optimisation du chargement

Le chargement des atomes dans le piège dipolaire à partir de la mélasse optique avec un nombre et une densité spatiale d'atomes suffisamment élevés est primordial pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Le nombre d'atomes, et la température du nuage chargé dépendent de la taille et de la forme du piège, il est donc essentiel d'optimiser les paramètres du piège pour réaliser un chargement efficace. La mélasse contient 2×10^9 atomes à 15 μK , nous capturons 2×10^7 atomes avec une température de 25 μK dans le piège.

L'objectif est de maximiser la densité dans l'espace des phases du nuage piégé. Cela se produit quand la distribution en position et en impulsion du nuage est la même que celle du piège (adaptation de mode). Afin de mieux comprendre le processus de capture des atomes, je présente un modèle thermodynamique s'appuyant sur la référence [124]. Ce modèle a déjà été utilisé dans le cas du chargement d'atomes dans le piège magnétique de notre puce à atomes que je décris dans le chapitre 5, et il a montré de bons résultats en accord avec l'expérience [107, 125]. Ainsi, je reprends ce modèle en l'appliquant à notre piège dipolaire optique.

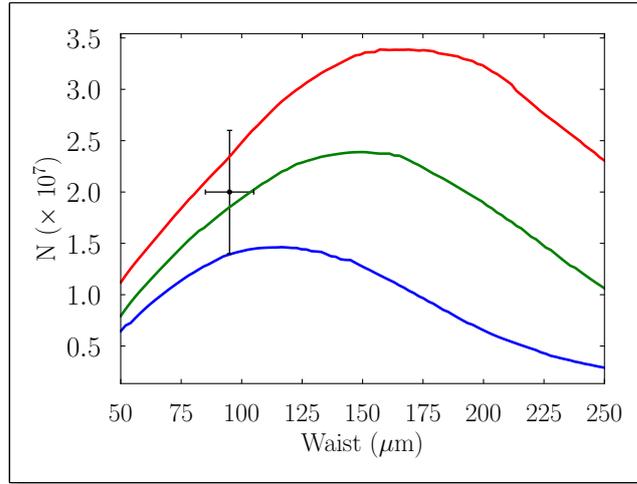


FIGURE 2.17 – Nombre d’atomes chargés en fonction du waist du faisceau du piège réservoir. Les courbes rouge, verte et bleu sont les résultats d’une simulation numérique, pour des puissances laser respectives de 25 W, 18 W, et 10 W. Le point noir représente le nombre d’atomes chargés dans notre configuration avec les barres d’erreurs associées.

Modèle de chargement

Considérons un nuage de N atomes à l’équilibre thermique dont la distribution des atomes dans l’espace des phases est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_p^3} \exp\left(-\frac{\mathbf{p}^2}{2\sigma_p^2}\right) \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad (2.2.17)$$

avec σ_p et σ_i , les largeurs des distributions respectivement en impulsion et en position.

Nous considérons que le piège est allumé de façon instantanée, car le temps de commutation du MAO de l’ordre de $1 \mu\text{s}$ est court devant le taux de collisions élastiques de l’ordre de 10 ms, il communique alors aux atomes à la position \mathbf{r} une énergie $U(\mathbf{r})$. Le piège a une profondeur finie U_0 , donc tous les atomes ayant une énergie $\epsilon = \mathbf{p}^2/2m + U(\mathbf{r}) > U_0$ ne sont pas capturés. Le nuage d’atomes restants dans le piège rethermalise par collisions élastiques entre atomes. Il est alors possible d’estimer le nombre d’atomes restants et l’énergie restante du nuage.

$$N_{\text{restant}} = \int_{\epsilon < U_0} d\mathbf{r} d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (2.2.18)$$

$$E_{\text{restant}} = \int_{\epsilon < U_0} d\mathbf{r} d\mathbf{p} \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r}) \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (2.2.19)$$

Je réécris ces intégrales pour les calculer numériquement. En intégrant dans le domaine des

impulsions et en posant $\mathbf{p}^2/2m = \epsilon - U(\mathbf{r})$, j'obtiens :

$$N_{\text{restant}} = \frac{N}{\pi^2\sqrt{2}} \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_i} \int_{U(\mathbf{r}) < U_0} d\mathbf{r} \exp\left(-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}\right) \Gamma_c\left(3/2, \frac{U_0 - U(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \quad (2.2.20)$$

$$E_{\text{restant}} = \frac{N}{\pi^2\sqrt{2}} \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_i} \int_{U(\mathbf{r}) < U_0} d\mathbf{r} \exp\left(-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}\right) \times \quad (2.2.21)$$

$$\left(U(\mathbf{r}) \Gamma_c\left(3/2, \frac{U_0 - U(\mathbf{r})}{k_B T}\right) + k_B T_0 \Gamma_c\left(5/2, \frac{U_0 - U(\mathbf{r})}{k_B T}\right) \right)$$

avec $\Gamma_c(x, n) = \Gamma(x) - \Gamma(x, 0)$ la fonction gamma complémentaire.

A partir de ces intégrales, nous pouvons calculer le nombre d'atomes chargés en fonction des paramètres du piège. Le potentiel du piège $U(\mathbf{r})$ est modélisé numériquement dont les profils et la profondeur U_0 sont représentés sur la figure 2.12.

Nous pouvons évaluer le nombre d'atomes chargés en fonction du waist pour différentes puissances. Sur la figure 2.17, les courbes rouge, verte, et bleu sont tracées respectivement pour des puissances de 25 W, 18 W, et 10 W. Ces courbes de chargement ont été tracées en considérant une mélasse de 2×10^9 atomes avec une taille $\sigma = 1.2 \text{ mm}^1$, à une température de 20 μK . Nous constatons qu'il existe un waist optimal de chargement. En effet, l'augmentation de la taille du waist augmente le volume du piège et donc la valeur de l'intégrale de recouvrement (2.2.20), en revanche la profondeur du piège diminue, il existe donc une valeur de waist à partir de laquelle l'augmentation du volume du piège ne compense plus la diminution de la profondeur. Comme attendue, cette valeur augmente avec la puissance du faisceau. Dans notre cas, nous avons utilisé un waist de $95 \pm 10 \mu\text{m}$ et une puissance de $17 \pm 4 \text{ W}$, ce qui nous permet de capturer $(2.0 \pm 0.6) \times 10^7$ atomes après un temps de maintien de 100 ms. Cette valeur expérimentale, représentée par le point noir sur la figure 2.17, est en accord avec le modèle.

Une étude plus systématique des paramètres du modèle sera menée pour affiner l'optimisation du chargement. Néanmoins la concordance des résultats entre le modèle et l'expérience nous permet de conforter notre compréhension de la capture des atomes dans le piège dipolaire optique.

Séquence expérimentale

Pour optimiser le nombre d'atomes chargés dans le piège à partir du PMO 3D, le centre du piège dipolaire doit coïncider avec le centre du PMO 3D. De cette manière, l'énergie cinétique acquise par les atomes lors du chargement est minimisée, et les atomes sont moins susceptibles de s'échapper. Nous utilisons une séquence pour optimiser l'alignement du premier faisceau en maximisant le nombre d'atomes chargés. Un premier réglage consiste à positionner le centre du piège au centre de la mélasse où la densité d'atomes est maximale, ensuite le croisement des faisceaux est réalisé avec l'aide des deux systèmes d'imagerie, leur disposition orthogonale permet d'ajuster la position des faisceaux sur une distance de l'ordre du waist, cette procédure est illustrée sur la figure 2.18.

L'alignement du piège étant réalisé, une séquence expérimentale représentée figure 2.19 permet de transférer les atomes dans le piège dipolaire, les paramètres de la séquence sont optimisés en maximisant le nombre d'atomes chargés. Avec une puissance de 17 W dans chaque bras et des waists de 95 μm , la profondeur du piège est d'environ 340 μK . Il faut alors charger le nuage d'atomes du PMO 3D ayant une taille $\sigma \simeq 2 \text{ mm}$ avec une température d'environ 150 μK dans

1. La taille du nuage est définie comme l'écart type de la distribution gaussienne utilisée comme loi d'ajustement du profil de densité du nuage.

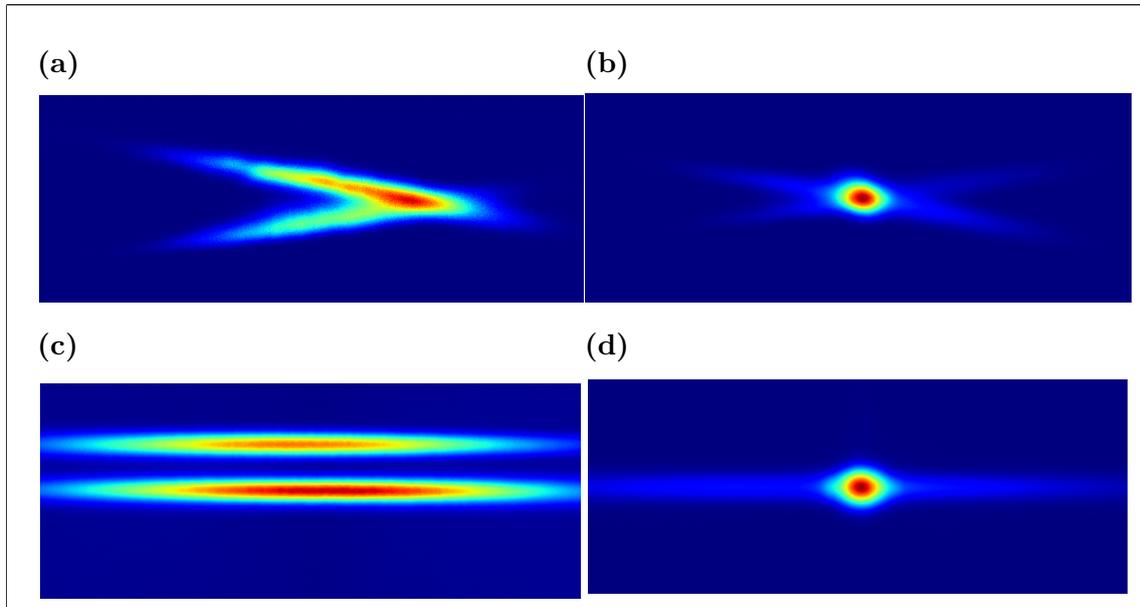


FIGURE 2.18 – Les photos montrent le principe du réglage du croisement des deux faisceaux. Les photos (a) et (b) sont prises avec la caméra de face, les photos (c) et (d) sont prises avec la caméra de profil. Les photos de la colonne de gauche représentent les atomes piégés dans chacun des faisceaux qui ne se croisent pas. Les photos de la colonne de droite représentent les atomes dans le piège formé par le croisement des deux faisceaux. L'ensemble des photos sont prises après un temps de vol de 5 ms.

un piège dont la taille caractéristique correspond au waist des faisceaux soit environ $100 \mu\text{m}$ de large. Il est donc nécessaire d'augmenter la densité spatiale du nuage grâce à une étape de compression. Il s'en suit une étape de mélasse optique permettant d'atteindre des températures plus basses.

Les gradients de champ magnétique sont augmentés de 37 G.cm^{-1} à 56 G.cm^{-1} dans l'axe des bobines et de 18 G.cm^{-1} à 30 G.cm^{-1} dans l'axe orthogonal pendant une durée de 10 ms. Le volume du piège est alors diminué. Or, dans le PMO la densité est limitée par la force de pression de radiation due à la réabsorption des photons diffusés. La force créée dans le nuage est équivalente à une force de répulsion de Coulomb. Afin de limiter la diffusion de photons dans le nuage, le désaccord du laser dans le rouge est augmenté de -3Γ à -10Γ , ce qui contribue à augmenter la densité du nuage. Un désaccord optimal à -10Γ est repéré sur la figure 2.20.

Après cette phase de compression, le piège croisé est alors allumé pendant la phase de mélasse optique. Comme nous l'avons vu, la présence des faisceaux à 1070 nm induit un déplacement lumineux sur les niveaux d'énergie du ^{87}Rb , ainsi dans la zone d'espace où se trouve le piège, le faisceau refroidisseur n'est plus résonant avec la transition $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$. Les atomes qui tombent dans le piège ne subissent plus de cycle d'absorption et d'émission de photons, ce qui évite de réchauffer le nuage. En pratique, nous gagnons un facteur deux sur le nombre d'atomes chargés par rapport à un allumage juste après la mélasse.

La mélasse se fait en deux étapes, dans un premier temps, le désaccord est augmenté jusqu'à -38Γ , la puissance du laser refroidisseur est maintenue maximale, tandis que celle du laser repompeur est maintenue constante à 1.5 % de sa valeur maximale, cela en 10 ms. Dans un deuxième temps, la puissance du repompeur est diminuée linéairement jusqu'à l'extinction, et celle du refroidisseur est diminuée jusqu'à 10 %, en 20 ms. L'intérêt est de limiter le chauffage

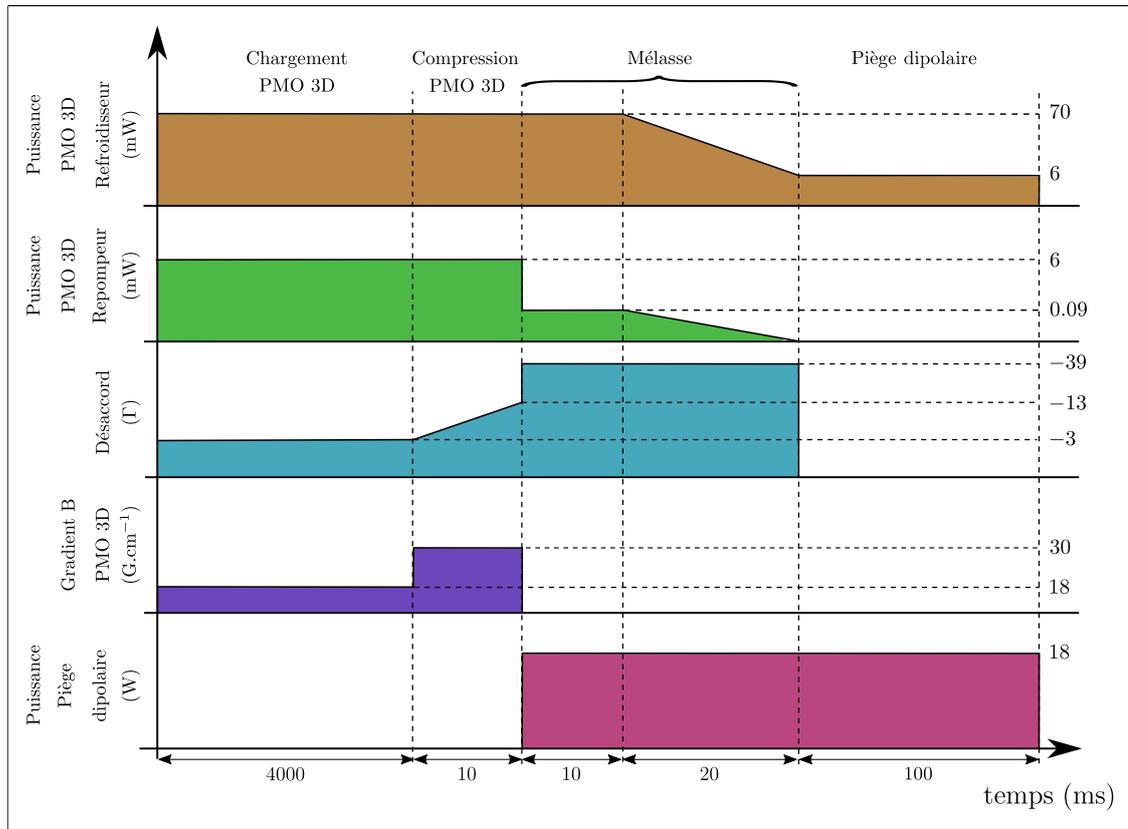


FIGURE 2.19 – Cette séquence expérimentale commence au début du chargement du PMO 3D et s'arrête 100 ms après la fin de la phase de mélasse.

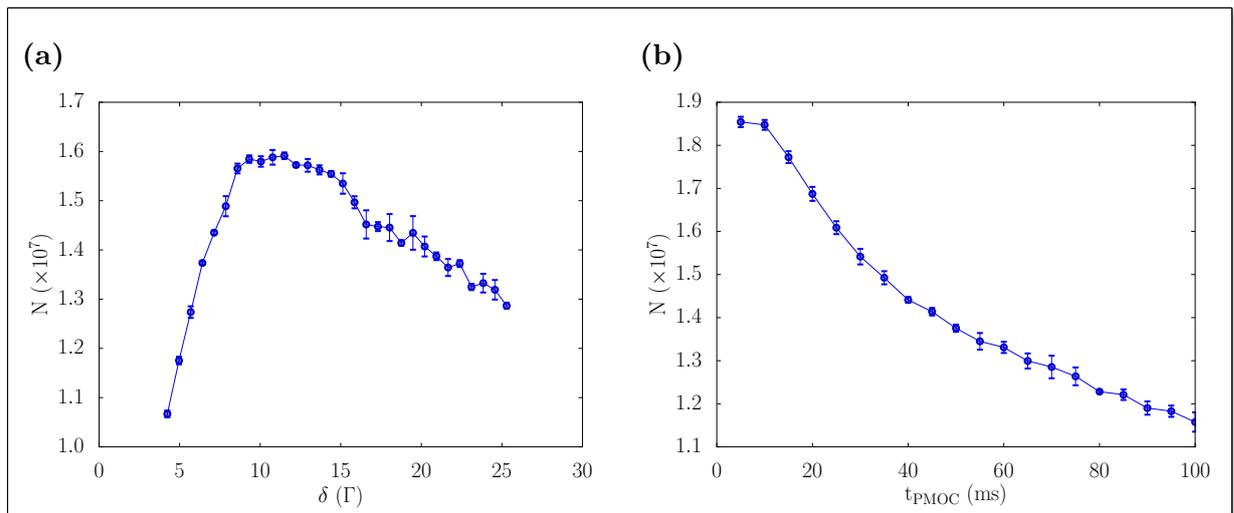


FIGURE 2.20 – (a) Variation du nombre d'atomes en fonction du désaccord des faisceaux refroidisseur pendant l'étape de compression du PMO 3D, la mesure est réalisé pour un temps $t_{PMOC}=10$ ms. (b) Variation du nombre d'atomes en fonction du temps de l'étape de compression du PMO 3D, le désaccord est fixé à $\delta = -10\Gamma$.

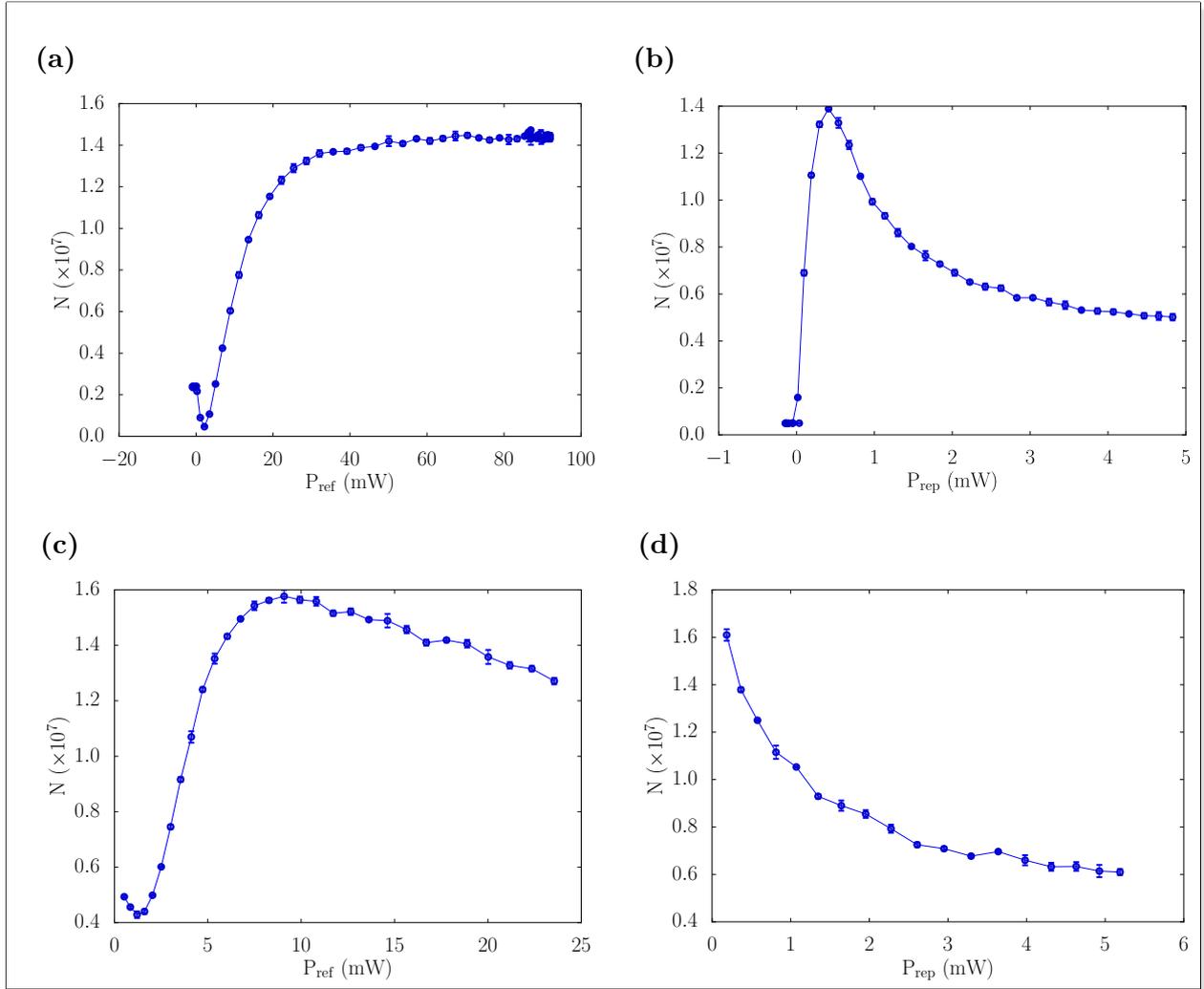


FIGURE 2.21 – Variation du nombre d’atomes chargés dans le piège dipolaire après 5 ms de temps de vol. (a), (b) représentent l’optimisation de la puissance du refroidisseur et du repompeur pendant les 10 premières ms de la mélasse, et (c), (d) pendant les 20 dernières ms.

du nuage par diffusion de photons et ainsi d’augmenter la densité d’atomes. L’optimisation des différents paramètres de la séquence est montrée figure 2.21. De plus, en l’absence de repompeur durant la deuxième étape, les atomes sont dépompés dans le niveau $F = 1$. Finalement, on obtient une mélasse optique à $15 \mu\text{K}$ composée de 2×10^9 atomes, la densité dans l’espace des phases est alors de 8×10^{-6} .

Après l’étape de mélasse, les faisceaux des lasers refroidisseur et repompeur sont éteints. Après 100 ms de temps de maintien du piège dipolaire, on mesure un nombre d’atomes de 2×10^7 chargés à une température de $25 \mu\text{K}$, les caractéristiques du piège réservoir à cette étape sont résumées dans le tableau 2.1. La taille σ du nuage, contrainte par le confinement dans le piège, est alors de $300 \mu\text{m}$, beaucoup plus faible que celui de la mélasse. Il en résulte une augmentation de la densité dans l’espace des phases qui est alors de 2×10^{-3} à la fin du chargement.

	Puissance	Fréquences	N	Température du nuage	U_0
Réservoir	17 W	(620, 610, 110) Hz	2×10^7	25 μ K	340 μ K

TABLEAU 2.1 – *Tableau récapitulatif des caractéristiques du piège réservoir et du nuage d’atomes au moment du chargement dans le piège réservoir à partir de la mélasse optique.*

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j’ai présenté l’expérience dans son ensemble avec les principales étapes de refroidissement laser qui nous a permis d’obtenir une mélasse optique de 2×10^9 atomes de rubidium 87 à 15 μ K. Dans un deuxième temps, j’ai détaillé la mise en place d’un piège dipolaire optique à 1070 nm créé par le croisement de deux faisceaux en leur waist. Environ 2×10^7 atomes sont chargés dans le piège avec une température de 25 μ K. Ce piège a été conçu pour charger le plus d’atomes possible à partir de la mélasse, néanmoins les fréquences du piège ne permettent pas de réaliser un refroidissement par évaporation efficace. C’est pourquoi, un deuxième piège beaucoup plus confinant doit être ajouté pour mener le refroidissement par évaporation jusqu’à la condensation de Bose-Einstein, la mise en place de ce piège et les étapes menant à la condensation font l’objet du prochain chapitre.

Chapitre 3

De l'évaporation à la condensation

Sommaire

3.1	Rappels sur la condensation de Bose-Einstein	60
3.1.1	Condensation d'un gaz idéal	60
3.1.2	Effet des interactions	62
3.2	Modèle de refroidissement par évaporation dans un piège optique	63
3.3	Dispositif expérimental	67
3.3.1	Piège optique fortement confinant	67
3.3.2	Méthode du temps de vol	70
3.3.3	Transfert dans le dimple	71
3.3.4	Rampes d'évaporation	73
3.3.5	Polarisation du nuage condensé	77
3.3.6	Mesure des fréquences du piège	80
3.3.7	Temps de vie et taux de chauffage	82
3.4	Collimation du nuage d'atomes	83
3.4.1	Principe	84
3.4.2	Résultats expérimentaux	84
3.5	Conclusion	87

La réalisation d'une source ultra froide se poursuit par l'étape de refroidissement par évaporation. Le piège dipolaire réservoir nous a permis de capturer environ 2×10^7 atomes à une température de $30 \mu\text{K}$. L'ajout d'un piège plus confinant permet d'augmenter l'efficacité du refroidissement par évaporation et d'atteindre la condensation de Bose-Einstein. Ce type de piège a déjà permis d'atteindre le seuil de condensation dans d'autres expériences [126, 127, 128, 129]. Par ailleurs, afin de diminuer la dispersion en vitesse du nuage condensé, des techniques de manipulation du nuage dans l'espace des phases sont utilisées [130, 131, 132]. Nous verrons dans ce chapitre la mise en place du second piège à 1560 nm qui permet de mener l'évaporation jusqu'au régime de dégénérescence quantique. Dans un premier temps, je présente un modèle simple d'évaporation, et je rappelle quelques éléments théoriques sur la condensation de Bose-Einstein. Dans un deuxième temps, je détaille les différentes étapes de l'évaporation. Finalement, j'expose les résultats obtenus avec le condensat, et les étapes de manipulation dans l'espace des phases pour diminuer la dispersion en vitesse.

3.1 Rappels sur la condensation de Bose-Einstein

Le sujet de la condensation de Bose-Einstein étant largement traité dans la littérature [133, 134, 135, 136], je présenterai dans cette partie uniquement les éléments théoriques qui seront utiles pour caractériser la transition de phase expérimentalement.

Le phénomène de condensation peut se comprendre en considérant un gaz de bosons à l'équilibre thermique à une température T . A cet ensemble d'atomes, est associée une longueur d'onde thermique de de Broglie :

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (3.1.1)$$

Cette longueur d'onde thermique est de l'ordre de 0.01 nm pour une vapeur de rubidium à $T = 300$ K, celle-ci est alors très faible devant la distance inter-atomique moyenne. En refroidissant le gaz, l'extension spatiale de l'onde associée à chaque particule augmente jusqu'à ce que la longueur d'onde thermique soit de l'ordre de grandeur de la distance inter-atomique. Les fonctions d'onde se recouvrent et interfèrent pour former une seule et même onde macroscopique, la densité dans l'espace des phases $D = n\lambda_T^3$ est alors proche de 1, ce qui signifie que le nombre d'atomes occupant un volume de l'espace λ_T^3 est de l'ordre de 1, il s'agit du phénomène de condensation. Dans la suite, je présente une description quantitative succincte de la condensation dans le cas d'un gaz sans interaction, puis nous verrons l'effet des interactions.

3.1.1 Condensation d'un gaz idéal

Dans notre expérience nous utilisons des pièges qui peuvent être considérés en première approximation comme des pièges harmoniques, je considère donc dans la suite un gaz de N bosons indiscernables à la température T dans un piège harmonique caractérisé par des pulsations propres $\omega_1, \omega_2, \omega_3$. On fait l'hypothèse que le gaz est suffisamment dilué pour négliger l'effet des interactions entre atomes. Dans ce cas, l'hamiltonien à une particule s'écrit :

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2} m\omega_i \hat{x}_i^2 \quad (3.1.2)$$

avec $\{x_i\}_{i \in \{1,2,3\}}$ les variables d'espace et \mathbf{p} la quantité de mouvement de la particule. Les énergies des états propres de l'hamiltonien sont caractérisées par les nombres quantiques $(n_1, n_2, n_3) = n$. Chaque combinaison correspond à un état vibratoire de l'oscillateur dont l'énergie s'écrit :

$$\epsilon_n = \sum_{i=1}^3 \hbar\omega_i \left(n_i + \frac{1}{2}\right) \quad (3.1.3)$$

On considérera dans la suite que l'énergie de l'état fondamental est nulle, $\epsilon_0 = 0$. Le gaz étant constitué de bosons, le nombre de particules se calcule en utilisant la fonction de distribution de Bose. En se plaçant dans l'ensemble grand canonique où le nombre de particules n'est pas fixé, on obtient :

$$N = \sum_n f(\epsilon_n) \quad \text{avec} \quad f(\epsilon_n) = \frac{1}{e^{(\epsilon_n - \mu)/k_B T} - 1}, \quad z = e^{\frac{\mu}{k_B T}} \in [0, 1] \quad (3.1.4)$$

z est la fugacité et $\mu < 0$, le potentiel chimique du gaz.

On se place dans le cas où $\hbar\bar{\omega} \ll k_B T$, on note $\bar{\omega} = (\omega_1\omega_2\omega_3)^{1/3}$, la moyenne géométrique des pulsations propres du piège. Le taux d'occupation varie peu d'un niveau à un autre, nous pouvons donc remplacer la somme discrète par une somme continue sur les états excités, ainsi

le nombre d'atomes N devient :

$$N = \int_0^\infty f(\epsilon)\rho(\epsilon)d\epsilon \quad (3.1.5)$$

Pour un nuage d'atomes dans un piège dont l'énergie potentielle est $U(\mathbf{r})$, la densité d'état $\rho(\epsilon)$ est définie par :

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \iint d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{p}\delta[\epsilon - (U(\mathbf{r}) + \mathbf{p}^2/2m)] \quad (3.1.6)$$

avec δ la distribution de dirac. Pour un piège harmonique, elle devient :

$$\rho(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2(\hbar\bar{\omega})^3} \quad (3.1.7)$$

Or, en écrivant la somme continue, chaque niveau est pondéré par la densité d'état $\rho(\epsilon)$ qui est nul pour $\epsilon_0 = 0$, ce calcul néglige donc la population dans l'état fondamental, l'équation (3.1.5) donne alors seulement le nombre d'atomes dans les états excités N_e :

$$N_e = \left(\frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3 g_3(z) \quad (3.1.8)$$

où nous avons introduit la fonction polylogarithmique $g_\alpha(z) = \sum_m z^m/m^\alpha$. Pour prendre en compte la population dans l'état fondamental, on calcule séparément le nombre d'atomes N_0 dans l'état fondamental et le nombre d'atomes N_e , en utilisant l'équation (3.1.4) pour calculer N_0 , on trouve :

$$N = N_0 + N_e = \frac{z}{1-z} + \left(\frac{k_B T}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3 g_3(z) \quad (3.1.9)$$

Or, nous pouvons constater que le nombre d'atomes dans les états excités atteint une valeur maximale lorsque $z \rightarrow 1$, égale à $N_e^{\max} = g_3(1)(k_B T/\hbar\bar{\omega})^3$. Cela signifie que la population dans les états excités sature, ainsi les atomes supplémentaires s'accumulent dans l'état fondamental, il s'agit du phénomène de condensation de Bose-Einstein. Cette transition se produit lorsque la température T est égale à la température critique T_c , qui se calcule à partir de l'équation (3.1.9) en considérant que le nombre dans l'état fondamental est encore négligeable $N_0 \ll N_e$, on obtient alors :

$$T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B} \left(\frac{N}{g_3(1)}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.1.10)$$

Dans notre cas, le nombre d'atomes au seuil de condensation est de l'ordre de 10^4 , avec une fréquence moyenne $\bar{\omega} = 2\pi \times 300$ Hz, ce qui correspond à une température critique $T_c = 500$ nK. Il faut remarquer que ce phénomène se produit dans le cas où l'énergie thermique $k_B T$ est grande devant l'énergie $\hbar\bar{\omega}$, classiquement nous nous attendons à ce que les états excités soient peuplés de façon macroscopiques, ce qui n'est pas le cas, il s'agit donc d'un phénomène dû uniquement à la statistique quantique des bosons.

Lorsque $T < T_c$, la fraction d'atomes dans l'état fondamental peut se déduire des équations (3.1.9) et (3.1.10) :

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 \quad (3.1.11)$$

Pour un piège harmonique, la densité dans l'espace des phases s'écrit :

$$D = N \left(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T}\right)^3 \quad (3.1.12)$$

pour atteindre le seuil de condensation il faut que $T < T_c$, donc que $D > g_3(1) \simeq 1.202$. Ce résultat conforte l'approche qualitative que nous avons vu auparavant qui nous a permis de conclure que le phénomène de condensation avait lieu lorsque la densité dans l'espace des phases était proche de 1, c'est-à-dire $n\lambda_{dB}^3 \sim 1$.

La fonction d'onde du condensat sans interaction peut s'écrire comme le produit des fonctions d'onde décrivant chaque atome dans l'état fondamental, $\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{N}\varphi(\mathbf{r})$, $\varphi(\mathbf{r})$ correspond à la fonction d'onde à un corps d'énergie E et soumis à une énergie potentielle $U(\mathbf{r})$, elle est solution de l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\varphi(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}) = E\varphi(\mathbf{r}) \quad (3.1.13)$$

La fonction d'onde dans l'état fondamental a alors une forme gaussienne :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{\pi}a_{h1}} \frac{1}{\sqrt{\pi}a_{h2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}a_{h3}}} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_i \frac{m\omega_i x_i^2}{\hbar}\right) \quad (3.1.14)$$

où la longueur $a_{hi} = \sqrt{\hbar/m\omega_i}$ correspond à l'extension spatiale de la fonction d'onde selon les axes i . La densité atomique du condensat est donnée par $n_c(\mathbf{r}) = N|\varphi(\mathbf{r})|^2$. Dans notre cas nous verrons que le piège est très anisotrope car une des fréquences est plus petite que les deux autres.

3.1.2 Effet des interactions

Les collisions entre atomes dans le condensat sont des sources d'interactions qui modifient la fonction d'onde. La méthode couramment utilisée pour résoudre l'équation de Schrödinger est de faire l'approximation du champ moyen qui consiste à considérer l'interaction effective sur un atome des $N - 1$ autres atomes, ainsi seules les interactions à deux corps sont prises en compte. La dérivation qui suit s'appuie sur la référence [135]. Si le condensat est suffisamment dilué, l'hamiltonien d'interaction peut être approximé par un potentiel de contact $V(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) = g\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$, car la distance séparant les atomes est en général grande devant la portée des forces attractives ou répulsives entre atomes. Dans ce cas, seules les collisions en ondes s contribuent de manière significative à la section efficace totale de collision qui dépend alors du seul paramètre a , la longueur de diffusion en onde s . L'équation décrivant alors l'état du condensat est l'équation de Gross-Pitaevskii :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi(\mathbf{r}, t) + U(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}, t) + gN|\varphi(\mathbf{r}, t)|^2 \varphi(\mathbf{r}, t) \quad (3.1.15)$$

Cette équation est une équation de Schrödinger avec un terme non linéaire correspondant au terme d'interaction avec le champ moyen. L'état fondamental est un condensat pur, les parties dépendantes du temps et de l'espace peuvent être séparées $\varphi(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r})e^{-i\mu t/\hbar}$. La partie $\varphi(\mathbf{r})$ est alors solution de l'équation de Gross-Pitaevskii indépendante du temps :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r})\varphi(\mathbf{r}) + gN|\varphi(\mathbf{r})|^2 \varphi(\mathbf{r}) = \mu\varphi(\mathbf{r}) \quad (3.1.16)$$

où la densité d'atomes est $n(\mathbf{r}) = N|\varphi(\mathbf{r})|^2$. La constante de couplage g dépend de la longueur de diffusion a par la relation :

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (3.1.17)$$

Lorsque que $a, g > 0$, les interactions sont répulsives ce qui est le cas du rubidium 87 en

l'absence de champs magnétiques, dont la longueur de diffusion est $a = 5.77$ nm. Dans le cas où $a < 0$, les interactions effectives sont attractives, le condensat n'est alors pas stable, et il peut alors, par exemple, se former des molécules, entraînant des pertes d'atomes.

La condition de gaz dilué ou faiblement interagissant, pour laquelle cette équation est valable, peut se traduire par $n|a|^3 \ll 1$. Néanmoins, cela ne signifie pas que les interactions soient nécessairement négligeables. On peut en effet distinguer deux régimes dans le cas d'interactions répulsives ($a > 0$). Le premier correspond au cas où les interactions sont négligeables devant l'énergie cinétique des atomes, dans ce cas $Na/a_h \ll 1$, avec $a_h = \sqrt{\hbar/m\omega}$ la taille caractéristique du nuage condensé dans un piège harmonique de pulsation ω . L'équation (3.1.16) se ramène alors à une équation de Schrödinger linéaire qui a été présentée dans la section 1.1.1, les atomes se condensent alors dans l'état fondamental du piège harmonique, dont la fonction d'onde présente un profil gaussien. Dans le second cas, les interactions sont importantes par rapport à l'énergie cinétique, il s'agit du régime de Thomas-Fermi, l'équation de Gross-Pitaevskii prend alors la forme d'une équation algébrique :

$$U(\mathbf{r}) + gN|\varphi(\mathbf{r})|^2 = \mu \quad (3.1.18)$$

Dans le cas d'un potentiel harmonique $U(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_i m\omega_i^2 x_i^2$, la densité d'atome a le profil d'une parabole inversée et s'écrit :

$$n_c(\mathbf{r}) = N|\varphi(\mathbf{r})|^2 = \max\left(\frac{\mu - U(\mathbf{r})}{g}, 0\right) \quad (3.1.19)$$

La taille du condensat est donnée selon chaque direction par le rayon de Thomas-Fermi au delà duquel la densité d'atome devient nulle.

$$R_i^{TF} = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{\frac{2\mu}{m}} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2} \left(15Na\sqrt{\frac{m\bar{\omega}}{\hbar}}\right)^{\frac{2}{5}} \quad (3.1.20)$$

L'établissement du profil de la densité du nuage condensé nous permet d'analyser les images obtenues lors de la condensation. Nous avons donc vu qu'il est nécessaire d'atteindre une densité dans l'espace des phases de l'ordre de 1 pour obtenir un condensat. Si nous partons d'un nuage confiné dans un piège dipolaire avec une densité dans l'espace des phases d'environ 10^{-3} , il est nécessaire de gagner plusieurs ordres de grandeur sur la densité dans l'espace des phases pour atteindre le seuil de condensation.

3.2 Modèle de refroidissement par évaporation dans un piège optique

Afin de dépasser la limite du refroidissement sub-Doppler, nous utilisons la technique du refroidissement par évaporation imaginée par H. F. Hess et mise en pratique avec un piège magnétique d'atomes d'hydrogène [137]. L'évaporation consiste à retirer sélectivement du piège les atomes les plus énergétiques en diminuant progressivement sa profondeur. Ainsi, ils emportent avec eux une énergie supérieure à l'énergie moyenne par atome. Grâce aux collisions élastiques entre atomes restants, l'énergie est redistribuée et les atomes se retrouvent avec une énergie moyenne plus faible, la température du nuage diminue. Cette méthode permet de gagner plusieurs ordres de grandeur sur la densité dans l'espace des phases.

Dans un piège optique, la diminution de la profondeur du piège se fait en diminuant l'intensité I des faisceaux laser. Or, les fréquences du piège sont proportionnelles à \sqrt{I} , donc elles diminuent aussi au cours de l'évaporation qui est alors de moins en moins efficace, voir figure 3.1. Pour palier à cet effet, il est nécessaire d'avoir des conditions initiales favorables à l'évaporation.

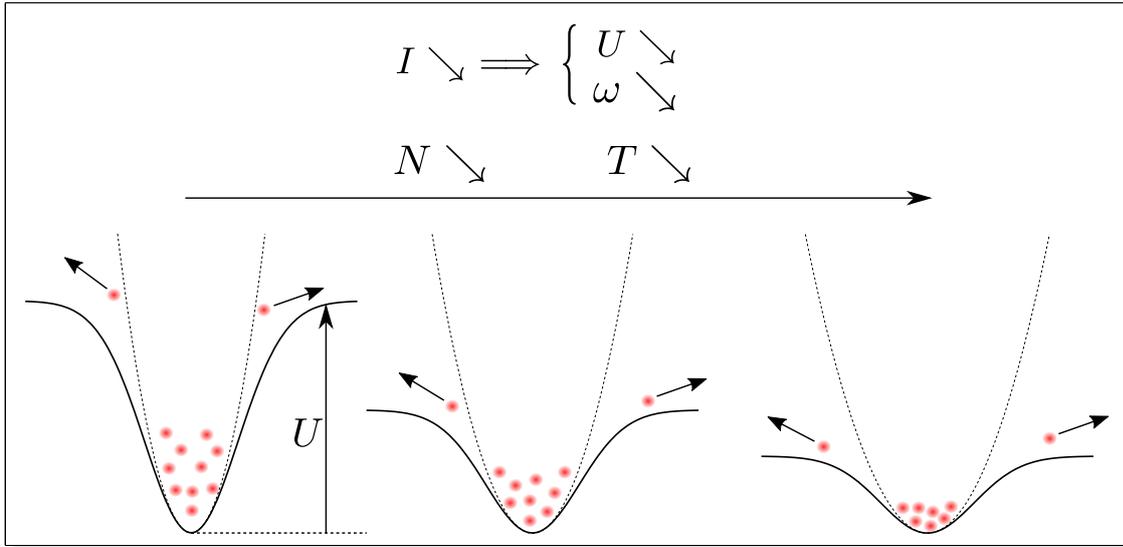


FIGURE 3.1 – Représentation du profil du piège pour trois étapes de l'évaporation. Lors de la diminution de la profondeur, les atomes les plus énergétiques sortent du piège, et le nuage restant thermalise à une température plus basse. Les traits pleins noirs représentent le profil gaussien du piège, les traits en pointillé correspondent à l'approximation harmonique au centre du piège.

Afin de mieux appréhender l'évolution des différentes grandeurs caractéristiques du nuage (nombre d'atomes, température, densité dans l'espace des phases, ...), j'utilise un modèle simple d'évaporation s'appuyant sur les références [135, 138]. Il est basé sur les hypothèses suivantes :

- L'énergie thermique $k_B T$ des atomes reste suffisamment faible devant la profondeur du piège U_0 de telle sorte que ce dernier peut être approximé par un piège harmonique isotrope tronqué à l'énergie U_0 .
- Le gaz d'atomes est dans un état de quasi-équilibre. Cela est vrai si le temps entre deux collisions est suffisamment court devant l'échelle de temps de l'évaporation.
- Le mouvement des atomes est ergodique, ce qui implique que la fonction de distribution ne dépend alors que de l'énergie.

Dans ces conditions, la densité de particules peut être modélisée par une distribution de Maxwell-Boltzmann tronquée à une énergie U_0 correspondant à la profondeur du piège, d'un gaz de N bosons indiscernables sans interaction à la température T :

$$f(\epsilon) = Z e^{-\epsilon/k_B T} \theta(U_0 - \epsilon) \quad (3.2.1)$$

avec $\epsilon = \mathbf{p}^2/2m + U(\mathbf{r})$, l'énergie d'une particule ayant une impulsion \mathbf{p} et se trouvant dans le piège avec une énergie potentielle $U(\mathbf{r})$. Z est une constante de normalisation déterminée par la condition $\int \rho(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon = N$, θ est la fonction de Heaviside. Les différentes grandeurs du système sont ensuite déduites de la fonction de distribution et de la densité d'état en énergie $\rho(\epsilon)$ définie par (3.1.6).

Il est intéressant d'introduire le paramètre $\eta = U_0/k_B T$, dont la valeur détermine la dynamique d'évaporation. En effet, nous voulons diminuer la température en perdant le moins d'atomes possible. Plus le paramètre η est grand, plus l'énergie que doit avoir un atome pour sortir du piège est grande, et moins il y a de probabilité qu'un atome puisse s'échapper. Ainsi, l'évaporation est plus efficace, mais elle se produit sur des temps plus longs, or d'autres mécanismes de pertes d'atomes entrent en jeu telles que les collisions inélastiques avec les particules

du gaz résiduel. Cette perte d'atomes se fait sur un temps caractéristique correspondant au taux de collisions inélastiques τ_{in} , or le refroidissement est d'autant plus rapide que le taux de collisions élastiques τ_{el} est court, pour minimiser les pertes il faut donc que $\tau_{\text{el}} \ll \tau_{\text{in}}$, il existe donc un compromis sur la valeur du facteur η . Le développement qui suit permet d'établir des lois d'échelle sur les grandeurs du système et s'appuie sur la référence [138].

Commençons par calculer l'énergie interne E du système :

$$E = \int_0^\infty \epsilon \rho(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \quad (3.2.2)$$

Pour un piège harmonique, l'énergie interne devient :

$$E = 3CNk_B T \quad (3.2.3)$$

où $C = \Gamma(4, \eta)/\Gamma(3, \eta)$, avec $\Gamma(4, \eta)$ la fonction gamma incomplète, la constante C tend vers 1 quand η tend vers l'infini. Nous prendrons donc $C = 1$ pour la suite.

Nous faisons l'hypothèse que la profondeur du piège est abaissée de manière à garder η constant au cours de l'évaporation, donc la profondeur du piège U_0 est proportionnelle à la température T , bien que cela ne soit pas rigoureusement respecté expérimentalement. La variation d'énergie totale de N atomes à la température T dans un potentiel harmonique s'écrit :

$$\dot{E} = 3\dot{N}k_B T + 3Nk_B \dot{T} \quad (3.2.4)$$

Lors de l'évaporation, les atomes qui s'échappent du piège ont une énergie légèrement supérieure à la profondeur qui s'écrit $(\eta + \kappa)k_B T$, avec $\kappa \ll \eta$. La variation d'énergie totale due à la variation du nombre d'atome s'écrit alors :

$$\dot{E}|_N = (\eta + \kappa)\dot{N}k_B T \quad (3.2.5)$$

Pour un piège optique, diminuer la profondeur entraîne un changement de la forme de l'énergie potentielle U . Cette énergie potentielle peut s'écrire :

$$U(\mathbf{r}, t) = U_0(t)f(\mathbf{r}) \quad (3.2.6)$$

avec $f(\mathbf{r}) \xrightarrow{\mathbf{r} \rightarrow \infty} 0$ et $f(0) = 1$. En considérant que le changement est adiabatique, la variation de l'énergie totale due à la variation de U s'écrit :

$$\dot{E}|_{U_0} = \frac{E}{2} \frac{\dot{U}_0}{U_0} \quad (3.2.7)$$

avec $E = 3Nk_B T$, la valeur de l'énergie potentielle pour un piège harmonique. La variation d'énergie totale s'écrit donc :

$$\dot{E} = (\eta + \kappa)\dot{N}k_B T + \frac{3}{2} \frac{\dot{U}_0}{U_0} Nk_B T \quad (3.2.8)$$

En négligeant les pertes par collisions inélastiques, la conservation de l'énergie implique l'égalité entre les expressions (3.2.4) et (3.2.8), ce qui donne :

$$\frac{\dot{N}}{N} = \frac{1}{2} \frac{3}{\eta + \kappa - 3} \frac{\dot{U}_0}{U_0} \quad (3.2.9)$$

En considérant que $\eta \simeq \eta + \kappa$ est constant, avec $U_0 = \eta k_B T$, l'intégration de la relation (3.2.9) donne :

$$\frac{T}{T_i} = \left(\frac{N}{N_i} \right)^{\frac{2(\eta-3)}{3}} \quad (3.2.10)$$

Les variables indicées par i correspondent à l'état initial du nuage. On voit que la température T et le nombre d'atome N sont reliés par une loi de puissance, qui nous indique que la perte d'atomes pendant l'évaporation s'accompagne d'un refroidissement uniquement pour $\eta > 3$. L'équilibre thermodynamique est réalisé grâce aux collisions élastiques, qui se font principalement à deux corps aux échelles de température considérées (< 1 mK). Le taux de collisions élastiques correspond à la probabilité qu'un atome entre en collision avec un des $N - 1$ atomes restants, il s'écrit :

$$\gamma = n\sigma\bar{v} \quad (3.2.11)$$

où n est la densité spatiale au centre du nuage d'atome, σ la section efficace de collisions, et \bar{v} la vitesse moyenne des atomes du nuage à une température T , égale à $\sqrt{8k_B T/\pi m}$, le taux de collisions peut alors s'exprimer en fonction de $\bar{\omega}$ et de N [112] :

$$\gamma = \frac{m\bar{\omega}^3\sigma}{2\pi^2k_B} \frac{N}{T} \quad (3.2.12)$$

A partir de l'équation (3.2.10), on peut déduire l'évolution du taux de collisions élastiques γ en fonction de la température T , en rappelant que $\bar{\omega} \propto \sqrt{U_0}$ pour un piège optique.

$$\frac{\gamma}{\gamma_i} = \left(\frac{U_0}{U_{0i}} \right)^{\frac{\eta}{2(\eta-3)}} \quad (3.2.13)$$

Dans un piège optique standard, la diminution de la profondeur se fait en diminuant la puissance, cela entraîne une diminution de la pulsation moyenne du piège $\bar{\omega}$, comme représenté sur la figure 3.1. Or, d'après l'équation (3.2.10), pour $\eta > 3$, la température du nuage diminue, mais aussi le taux de collisions élastiques d'après (3.2.13). En général, il est préférable d'atteindre un régime où le taux de collisions augmente au cours de l'évaporation, il s'agit du régime d'emballement. Ce régime est souvent recherché car il correspond au cas où la diminution de la température entraîne une augmentation de la densité atomique, et aussi du taux de collisions élastiques, la densité dans l'espace des phase augmente alors plus rapidement. Un tel régime est donc difficile à atteindre avec des pièges optiques, néanmoins, dans la référence [118], l'utilisation de deux pièges optiques croisés avec un des waist grand par rapport à l'autre a permis d'atteindre le régime d'emballement, en contrôlant la profondeur indépendamment des fréquences du piège. Le découplage entre la profondeur et les fréquences du piège optique est aussi possible en modulant spatialement la position du centre du piège. Dans [139], cette technique a permis d'obtenir un condensat de 1.2×10^6 atomes en moins de 2 s d'évaporation. Récemment la même technique a été utilisée dans une expérience en microgravité [140], permettant d'obtenir un condensat de 4×10^4 atomes en 1.2 s d'évaporation. Cette technique offre l'avantage de diminuer le nombre de sources laser et s'avère ainsi adéquate pour des expériences transportables.

Une autre grandeur dont nous voulons connaître l'évolution lors du processus d'évaporation est la densité dans l'espace des phases définie par (3.1.12). En utilisant l'équation (3.2.10), on en déduit :

$$\frac{D}{D_i} = \left(\frac{U_0}{U_{0i}} \right)^{\frac{3(4-\eta)}{2(\eta-3)}} \quad (3.2.14)$$

Nous remarquons que pour augmenter la densité dans l'espace des phases, il faut que $\eta > 4$, ce qui constitue une condition plus forte que celle pour refroidir le nuage. Dans un piège optique

le gain étant limité, il est donc nécessaire de commencer l'évaporation avec une densité dans l'espace des phases initiale élevée ce qui est réalisé en chargeant les atomes dans un piège très confinant au début de l'évaporation. Pour $\eta = 10$, avec une densité initiale $D_i = 3 \times 10^{-2}$, il faut baisser la profondeur du piège d'un facteur 15 pour atteindre une densité dans l'espace des phases de 1. Cette ordre de grandeur correspond bien à notre séquence expérimentale que nous verrons dans la suite.

Cette partie a permis d'établir des lois d'échelle entre les différentes grandeurs d'intérêt lors de l'évaporation. Ces lois montrent que la difficulté rencontrée avec les pièges optiques standard est la baisse du taux de collisions due à la diminution des fréquences du piège lors de l'abaissement de l'intensité lumineuse. Nous allons voir que dans notre dispositif expérimental, l'ajout d'un piège plus confinant, le dimple, permet de commencer l'évaporation avec un taux de collisions plus élevés, de plus notre configuration permet de découpler partiellement les fréquences et la profondeur du piège.

3.3 Dispositif expérimental

3.3.1 Piège optique fortement confinant

Dans le chapitre 2, j'ai présenté le piège optique à 1070 nm dans lequel 2×10^7 atomes sont capturés. Ce piège possède une fréquence moyenne de 340 Hz au chargement, la densité dans l'espace des phases est alors de 2×10^{-3} . D'après la relation (3.2.14), cette densité n'est pas suffisante pour effectuer une évaporation efficace menant jusqu'à la condensation avec un piège optique. Une façon d'augmenter le taux de collisions est de rajouter un piège plus confinant qui croise le piège réservoir. Ce piège est souvent créé en focalisant un faisceau laser à un waist beaucoup plus petit que celui du premier piège, en général de l'ordre de la dizaine de micromètres. L'utilisation de ce type de piège, souvent appelé dimple ("fossette"), a déjà permis d'atteindre la condensation [141, 129, 142, 68].

Le dimple dont la vocation est d'augmenter le confinement a été réalisé en utilisant un faisceau laser à 1560 nm. Ce faisceau provient d'un laser de marque Keopsys qui est utilisé pour réaliser le réseau optique de diffraction. Il s'agit d'un laser continu avec une fibre monomode dopée à l'Erbium, capable de délivrer une puissance maximale de 13 W. Nous utilisons le laser à une puissance de 10 W en sortie de fibre. Un cristal non linéaire permet de doubler la fréquence du laser dont les caractéristiques sont données dans le chapitre 4. Nous utilisons alors les 8 W de puissance non doublée à 1560 nm pour le piège optique. Comme pour le piège réservoir, le contrôle de la puissance se fait grâce à un MAO MTS40-A3-1550 de la marque AA Opto Electronic[®] dont l'efficacité de diffraction atteint 70 %, ce qui permet d'avoir 5 W de puissance en sortie du MAO, qui est ensuite injectée dans une fibre monomode, celle-ci amène le faisceau sur l'expérience. Nous arrivons à obtenir un couplage de 60% menant à 3 W en sortie de fibre ¹.

Le faisceau utilisé pour créer le piège dimple doit être davantage focalisé que celui du piège réservoir pour obtenir un confinement beaucoup plus grand, comme nous l'avons vu précédemment. Avec une puissance de 3 W, et un waist de 30 μm , au niveau des atomes, le piège présente des fréquences transverses de 2 kHz, notons néanmoins que le confinement longitudinal reste faible avec une fréquence de 20 Hz au plus. Pour obtenir un waist de 30 μm , il faut un faisceau suffisamment large en amont de la lentille de focalisation, le schéma du montage est représenté sur la figure 3.2. En sortie de fibre, le faisceau a un waist de moins d'un millimètre, il est donc

1. Bien que la limite de puissance recommandée en entrée de fibre par le constructeur (P3-780PM-FC-5) soit de 300 mW, la fibre supporte les 5 W en entrée en prenant beaucoup de précautions.

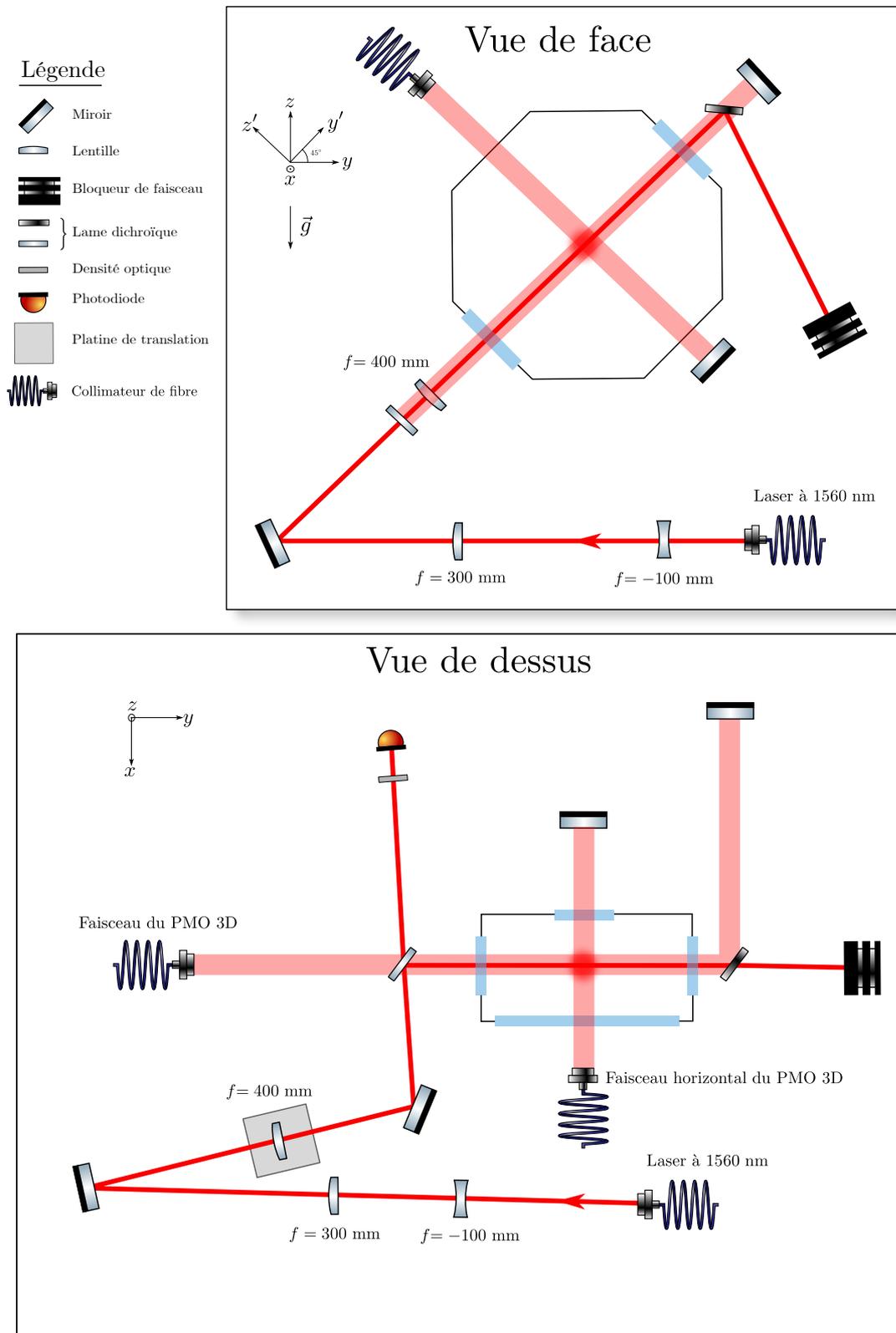


FIGURE 3.2 – Schéma montrant les étapes de la mise en forme du faisceau à 1560 nm utilisé pour créer le piège dimple. Le faisceau à 1560 nm est représenté par des flèches rouges. Il provient de l'injection dans une fibre de l'ordre 1 de diffraction en sortie d'un MAO non représenté ici. Les bandes transparentes rouges représentent les faisceaux du PMO 3D.

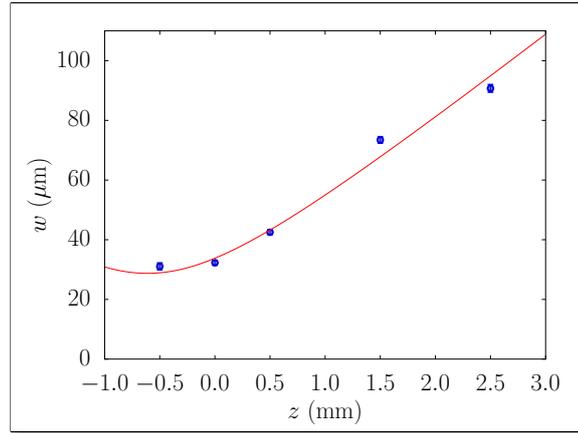


FIGURE 3.3 – Tracé du waist du faisceau dimple en fonction de la position longitudinale. Les points expérimentaux sont en bleu, l’ajustement du modèle est en rouge, il permet d’en déduire un waist de $28 \pm 6 \mu\text{m}$.

agrandi par un système afocal composé d’une lentille divergente de -100 mm de distance focale, et d’une lentille convergente de 300 mm de distance focale. Une lentille de 400 mm de distance focale permet de focaliser le faisceau sur les atomes, dont le waist de $28 \pm 6 \mu\text{m}$ est mesuré par la méthode du “knife-edge”, voir figure 3.3. Cette lentille est fixée sur une platine de translation, ce qui permet d’ajuster à quelques microns près la position du waist sur les atomes.

Ensuite, le faisceau est envoyé sur les atomes selon une des diagonales de l’enceinte principale, à 45° de la verticale de bas en haut. Il est superposé au faisceau du PMO 3D grâce à une lame dichroïque dont le coefficient de transmission à 780 nm et le coefficient de réflexion pour un angle d’incidence de 45° à 1560 nm sont supérieures à 98 %. Le faisceau du PMO est récupéré par un autre miroir dichroïque en sortie de l’enceinte et rétro-réfléchi. Le faisceau du dimple est quant à lui envoyé en direction d’un bloqueur de faisceau.

Une partie de la puissance transmise par la première lame dichroïque est envoyée sur une photodiode pour réaliser l’asservissement en puissance. Des densités atténuent le signal, de plus un filtre avec une étroite bande passante ($\sim 10 \text{ nm}$) centrée sur 1560 nm permet d’atténuer la lumière diffusée à 1070 nm. En effet, celle-ci peut s’ajouter au signal vu par la photodiode qui possède un capteur InGaAs identique à celui utilisé pour l’asservissement de la puissance du piège réservoir. L’asservissement est réalisé grâce à un montage proportionnel intégrateur qui rétroagit sur la tension de commande du MAO. Celui-ci est piloté par un signal RF de fréquence fixée à 80 MHz fournit par un VFG (Versatile Frequency Generator).

Alignement du piège dimple sur le piège réservoir

Pour aligner le faisceau du piège dimple sur le piège réservoir, nous faisons l’image du piège réservoir et de la mélasse simultanément sur la caméra de face et de profil. Pour cela, nous attendons 25 ms après avoir éteint les faisceaux du PMO 3D, la mélasse tombe alors de 3 mm et se situe juste sous le piège réservoir. Lorsque le faisceau à 1560 nm traverse la mélasse, il laisse une empreinte due à la présence du potentiel créé par le dimple, nous pouvons alors observer une légère ombre sur le nuage de la mélasse. Cette procédure est illustrée sur la figure 3.4. Une fois que nous avons un premier signal de la superposition du dimple sur le réservoir, le centrage du dimple sur le réservoir se fait principalement en ajustant l’angle du dernier miroir. La position du point focal est repéré en regardant la forme du nuage dans le dimple. Sachant que le nuage s’étale suivant l’axe longitudinal du dimple, il suffit alors de déplacer le waist avec la platine de translation pour obtenir un nuage symétrique par rapport au piège réservoir, de cette manière

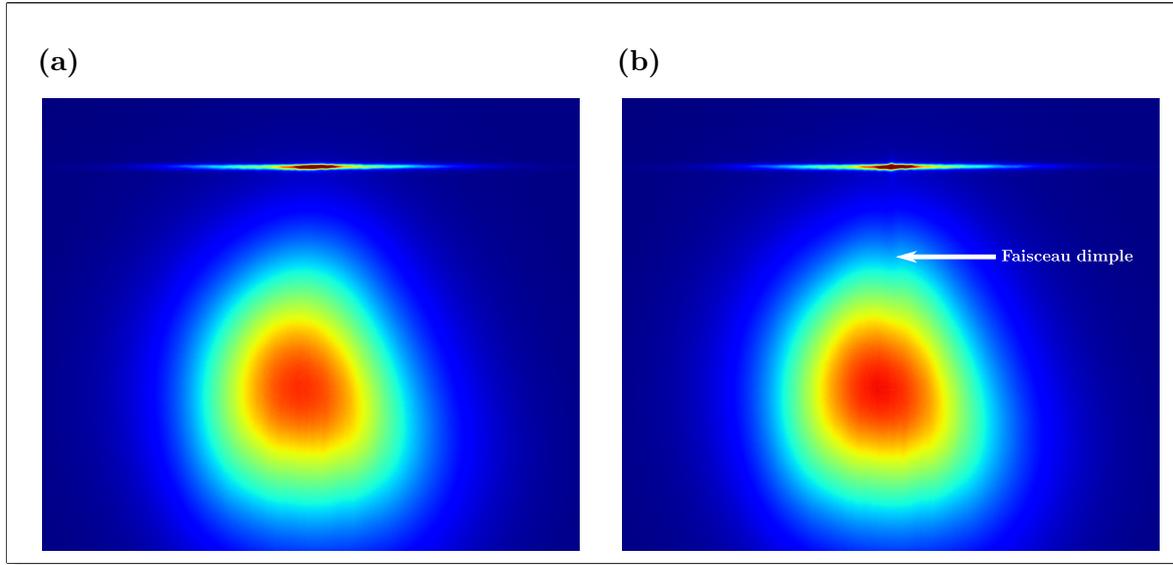


FIGURE 3.4 – *Alignement du faisceau du piège dimple sur le piège croisé, les photos sont prises après 0 ms de temps de vol. La mélasse tombe pendant 25 ms après coupure des faisceaux du PMO 3D, pendant que le piège réservoir est maintenu. Le faisceau du piège dimple est allumé au début de l'étape de mélasse au maximum de sa puissance. La photo (a) correspond à une séquence sans dimple, la photo (b) montre la présence du dimple signalée par une légère discontinuité sur l'image de la mélasse.*

nous pouvons superposer le centre du dimple avec le centre du réservoir comme illustré sur la figure 3.5(a). Une méthode plus fine consiste à mesurer les fréquences du piège pour connaître la taille du waist sur les atomes, cette méthode permet de centrer le point focal en maximisant la fréquence mesurée. Le centrage du dimple sur le piège réservoir se fait en éteignant le dimple brusquement et en laissant osciller les atomes dans le piège réservoir, la position du dimple est ajustée de manière à minimiser l'amplitude de ces oscillations.

3.3.2 Méthode du temps de vol

La méthode du temps de vol fréquemment employée dans les expériences d'atomes froids, consiste à analyser l'expansion balistique du nuage d'atomes après avoir éteint le piège dans lequel il est confiné, afin d'en déterminer sa température. Nous collectons la fluorescence des atomes au cours de leur chute libre, ce qui permet d'observer la densité spatiale du nuage. Nous en déduisons alors sa position et la projection de sa taille dans le plan du capteur. Le profil de densité d'un nuage thermique en expansion libre peut être ajusté par une distribution gaussienne. Ainsi, la taille et la position du nuage lors d'un temps de vol sont modélisées respectivement par l'écart type et la position du centre de la gaussienne. L'évolution de la taille du nuage est modélisée par :

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (3.3.1)$$

où σ_0 est la taille initiale, T la température, et t le temps de vol.

La température du nuage se déduit des images prises à différents temps de vol typiquement de 5 à 30 ms. Après intégration de l'image selon la direction verticale et l'horizontale, nous

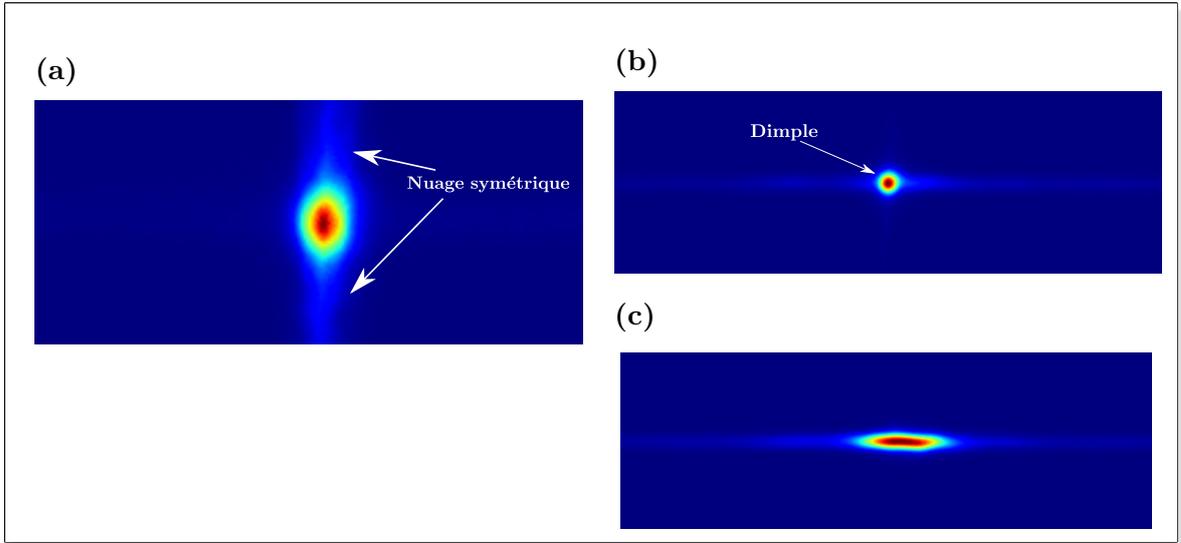


FIGURE 3.5 – *Chargement et alignement du piège dimple. (a) Les atomes sont dans le piège dimple après la première rampe et sont répartis symétriquement par rapport au piège réservoir. Pour cette ajustement, la puissance dans le piège réservoir est diminuée de manière à seulement compenser la gravité. (b) Les atomes sont principalement dans le piège dimple après la première rampe d'évaporation de 0.5 s pendant laquelle seule la puissance dans le piège réservoir est baissée. (c) La rampe est la même que pour (b) mais sans la présence du piège dimple.*

utilisons un ajustement gaussien pour déterminer la position du centre et la taille du nuage $\sigma_{v,h}(t)$. Des courbes de temps de vol sont représentées sur la figure 3.6. La verticale est suivant l'axe z et l'horizontale suivant l'axe x .

Ces courbes sont extraites du temps de vol d'un nuage dans le piège optique. La courbe (a) représente la position verticale, nous pouvons en déduire la valeur de la pesanteur g , ce qui permet de valider la valeur du grandissement. La courbe (c) représente la position horizontale au cours du temps, nous pouvons en déduire une vitesse horizontale du centre de masse du nuage. Les courbes (b) et (d) montrent respectivement les tailles verticale et horizontale au cours du temps de vol, qui permettent de déduire la température du nuage qui est de 1 μK dans ce cas.

3.3.3 Transfert dans le dimple

Pour augmenter le taux de collisions élastiques, une solution consiste à augmenter les fréquences en réalisant une compression adiabatique du piège réservoir. Néanmoins, cette augmentation des fréquences entraîne aussi une augmentation de la température du nuage. En effet, par définition l'entropie du système est constante pendant une telle transformation, ainsi le rapport $\omega_2/\omega_1 = T_2/T_1$ reste lui aussi constant [143].

La solution que nous utilisons est de transférer les atomes dans le dimple, ce qui permet d'augmenter les fréquences sans augmenter la température du nuage. Pour cela, nous commençons l'évaporation dans le piège réservoir avec le dimple allumé suivant la séquence décrite figure 3.7. En début d'évaporation, le nuage est trop chaud pour que les atomes restent piégés au fond du puits de potentiel créé par le dimple. En abaissant la profondeur du piège réservoir pendant les premières 500 ms, le nuage commence à refroidir et les atomes les moins énergétiques se retrouvent alors au fond du puits de potentiel du dimple. Afin de savoir si les atomes sont chargés dans le dimple nous regardons la forme du nuage pour un temps de vol de 0 ms en la présence

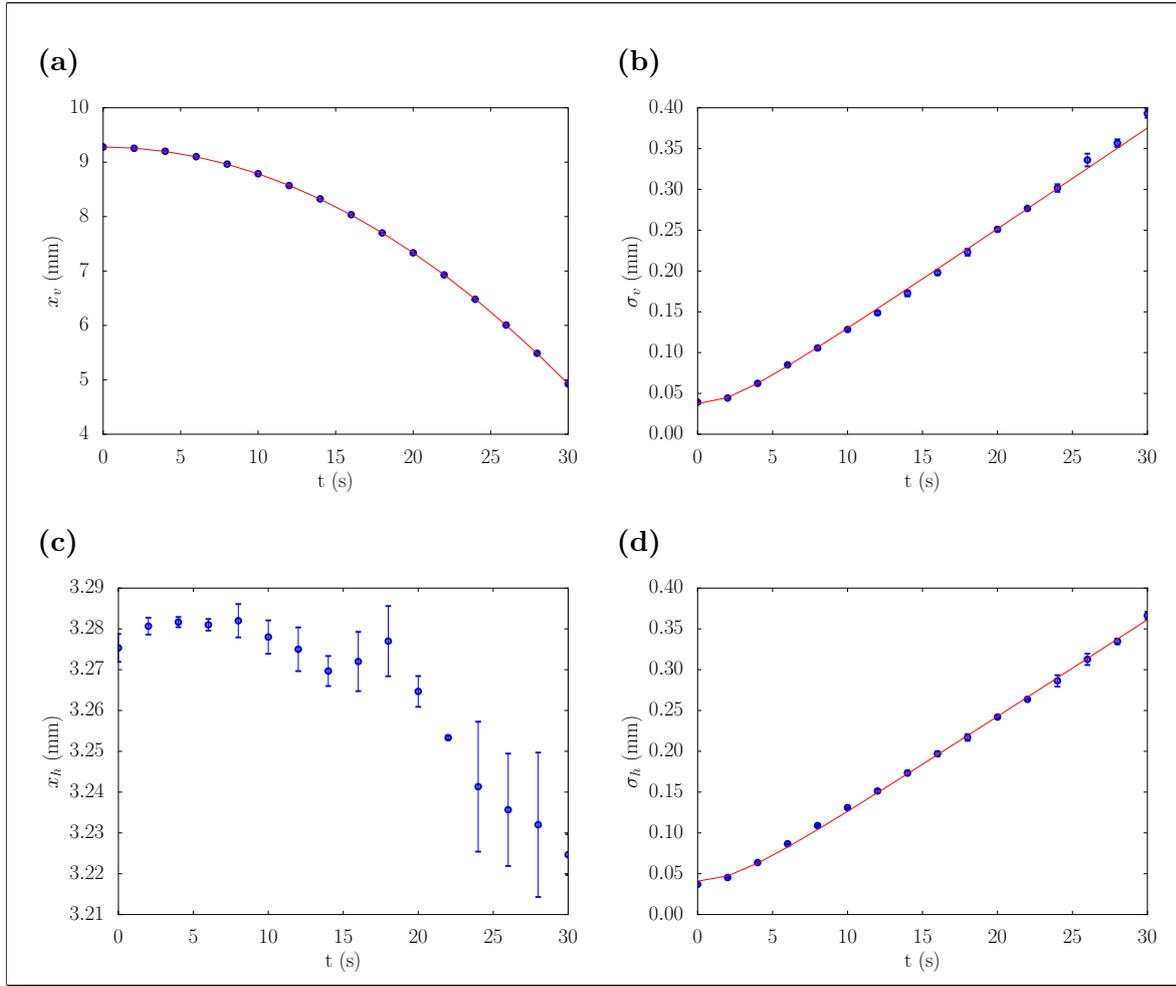


FIGURE 3.6 – Ces courbes ont été tracées à partir d'un même temps de vol d'un nuage refroidi à $1 \mu\text{K}$. Les points expérimentaux sont en bleu, les ajustements sont les courbes en rouge. Les courbes (a) et (c) représentent respectivement la position verticale et horizontale du nuage, et les courbes (b) et (d) représentent les tailles verticale et horizontale du nuage.

du dimple et du réservoir sur la figure 3.5(b), et sans la présence du dimple figure 3.5(c). L'optimisation de la durée de cette étape s'est faite en maximisant le nombre d'atomes transférés, cela peut se voir aussi en observant la population dans les ailes du piège réservoir. L'ajout du dimple augmente considérablement la profondeur du piège total, ainsi au fur et à mesure que le nuage se refroidit, la probabilité qu'un atome visite les ailes du piège diminue en $e^{-U(\mathbf{r})/k_B T}$. Durant ces premières 500 ms, nous pouvons donc voir sur la figure 3.9 que la température reste quasiment constante, l'effet de l'augmentation du confinement et de l'évaporation se compensent, ainsi le taux de collisions et la densité dans l'espace des phases augmentent.

Afin de connaître la profondeur du piège, nous analysons la voie de sortie la plus énergétiquement favorable aux atomes, nous nous aidons des simulations numériques présentées dans le chapitre précédent. Les profils du potentiel sont représentés sur la figure 3.8, ils correspondent à une puissance de 17 W pour le piège réservoir et de 3 W pour le dimple. Nous pouvons voir que l'ajout du dimple permet un confinement important suivant les axes x et z' . Par contre, le confinement suivant l'axe y' est majoritairement dû au piège réservoir, de plus, nous voyons que la voie de sortie la plus favorable pour les atomes est selon l'axe longitudinal du dimple y' , les

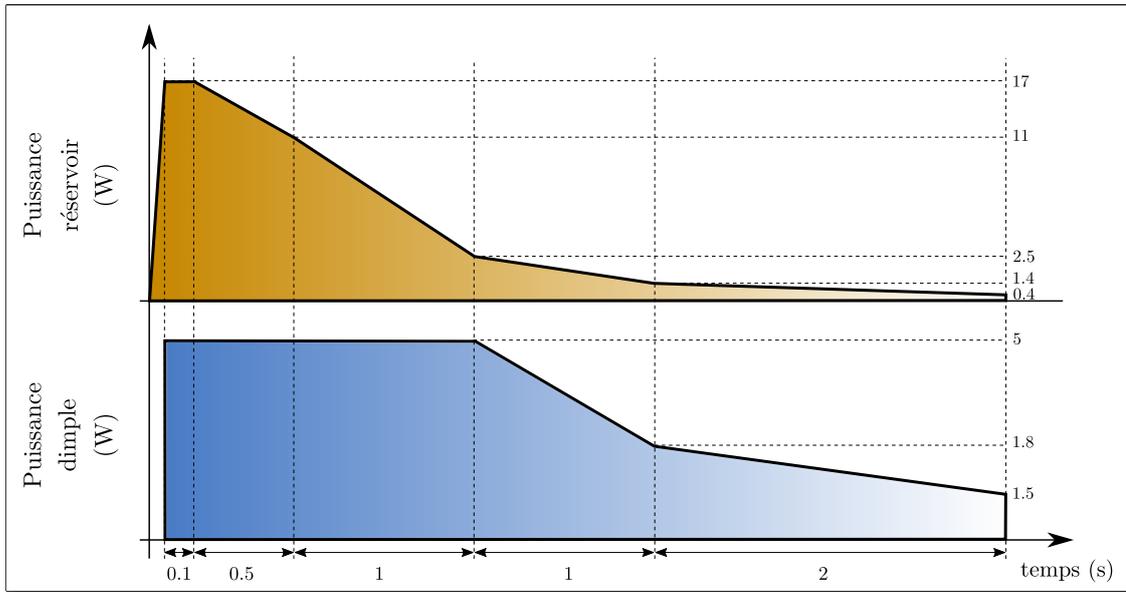


FIGURE 3.7 – Séquence d'évaporation dans les pièges réservoir et dimple. Le piège réservoir est allumé pendant la mélasse, puis après extinction des faisceaux du PMO 3D, la puissance du piège réservoir est maintenue à sa valeur maximale pendant 100 ms en présence du dimple. La puissance du réservoir varie de deux ordres de grandeur au cours de l'évaporation alors que celle du dimple ne diminue que d'un facteur 3.

axes sont représentés sur la figure 3.2. Dans cette configuration, la profondeur est principalement gouvernée par la puissance des faisceaux du piège réservoir et les fréquences transverses du piège sont dominées par celles du dimple, cela permet de découpler partiellement la profondeur et les fréquences du piège. Le refroidissement par évaporation peut alors se faire en ne diminuant quasiment que la puissance dans le piège croisé pour abaisser la profondeur, la puissance dans le piège dimple est aussi diminuée mais seulement d'un facteur 2 ou 3. Ainsi, nous évitons une diminution trop rapide du taux de collisions élastiques ce qui permet de réaliser une évaporation en 4 s.

3.3.4 Rampes d'évaporation

A la fin de la première rampe d'évaporation de 0.5 s qui correspond au transfert des atomes du piège croisé dans le piège dimple, la densité dans l'espace des phases augmente d'un ordre de grandeur pour atteindre 10^{-2} . En effet, les fréquences transverses du piège passent de 500 Hz à 1.8 kHz, de plus le transfert dans le dimple n'occasionne pas d'augmentation de température. A partir de cette étape de transfert, seule la puissance du réservoir joue un rôle majeur pour atteindre la condensation. La séquence d'évaporation est montrée figure 3.7. Les évolutions du nombre d'atomes, de la température, du taux de collisions élastiques, et de la densité dans l'espace des phases sont présentées figure 3.9. Après la première rampe de 0.5 s, nous considérons que les atomes sont confinés par le dimple suivant les axes transverses x et z' et par le réservoir suivant l'axe longitudinal y' . A partir de 1.5 s d'évaporation, la puissance du dimple est diminuée et le confinement n'est plus assez important pour compenser la gravité, il est alors assuré par le piège réservoir.

Le seuil de condensation est atteint vers 3.5 s d'évaporation, il est repéré par la ligne rouge en

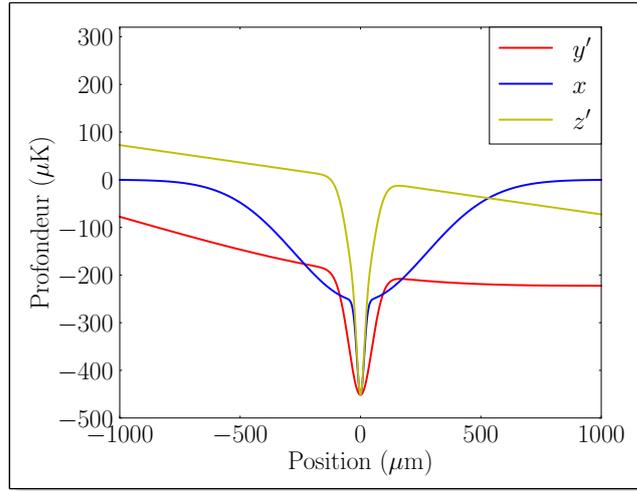


FIGURE 3.8 – Ces courbes représentent le profil spatial du potentiel créé par le piège réservoir et le piège dimple pour des puissances respectives de 17 W et 3 W. Chaque courbe correspond à la variation du potentiel suivant un axe propre du piège. Les axes y' et z' correspondent respectivement à l'axe longitudinal du dimple et à l'axe transverse à 45° de la verticale.

tirés horizontales sur la figure 3.9, qui permet de repérer l'instant où la densité dans l'espace des phases dépasse 1.2. Nous obtenons alors un condensat de 2×10^4 atomes, avec une température critique de transition vers 600 nK.

Le franchissement du seuil de condensation peut être détecté par l'apparition d'une double structure sur le profil de densité. En effet, le nuage condensé dont la taille est donnée par le rayon de Thomas-Fermi défini par (3.1.20) est plus petit et plus dense que le nuage thermique dont la taille est $\frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ [135], cela se traduit par la présence d'une double structure sur le profil de la densité du nuage. Le pic devient de plus en plus marqué au fur et à mesure que la densité dans l'espace des phases augmente, et la base correspondant au nuage thermique tend à disparaître pour laisser place à un nuage complètement condensé.

La densité d'un nuage partiellement condensé s'écrit de la façon suivante :

$$n(\mathbf{r}) = n_{th}(0) g_{3/2} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{x}{\sigma_{x,th}} \right)^2 - \left(\frac{z}{\sigma_{z,th}} \right)^2 \right] \right\} \quad (3.3.2)$$

$$+ \max \left\{ n_c(0) \left[1 - \left(\frac{x}{\sigma_{x,c}} \right)^2 - \left(\frac{z}{\sigma_{z,c}} \right)^2 \right], 0 \right\}$$

Le premier terme correspond à la densité de la partie thermique du nuage avec $n_{th}(0)$ la densité au centre, et $\sigma_{z,th}$ $\sigma_{x,th}$ les tailles verticale et horizontale. $g_{3/2}$ est la fonction polylogarithmique définie dans la partie 3.1.1, en pratique nous ajustons cette densité avec une loi gaussienne. Le second terme représente la densité de la partie condensée dans le régime de Thomas-Fermi. Compte tenu de l'angle de vue de la caméra, il est difficile d'ajuster le profil de densité du nuage condensé par un profil parabolique, nous avons donc utilisé des profils gaussiens plus facile à contraindre, et qui donnent des résultats similaires à un profil parabolique. A partir de ces profils, nous pouvons en déduire la fraction condensée du nuage, voir figure 3.10.

L'anisotropie du piège dû à la grande différence entre les fréquences transverses et la fréquence

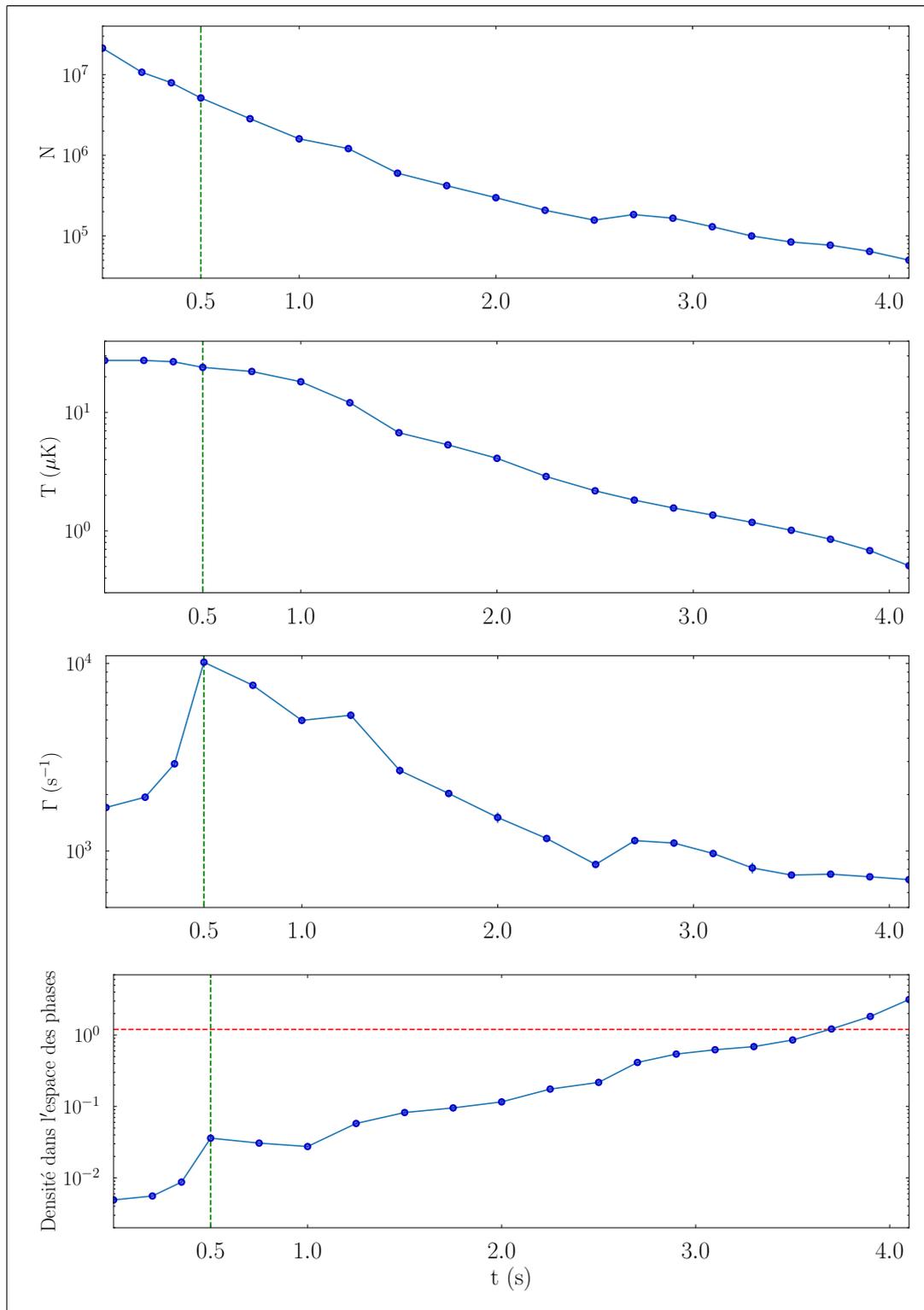


FIGURE 3.9 – Evolution du nombre d'atomes N , de la température T , du taux de collisions élastiques Γ , et de la densité dans l'espace des phase au cours de la séquence d'évaporation. La ligne verte en tirés verticaux correspond à l'instant à partir duquel les atomes sont transférés dans le dimple. La ligne rouge en tirés horizontaux marque le seuil de condensation pour lequel $D > 1.2$. Les grandeurs N et T sont mesurées directement, Γ et D sont mesurées à partir des calibrations des fréquences du piège.

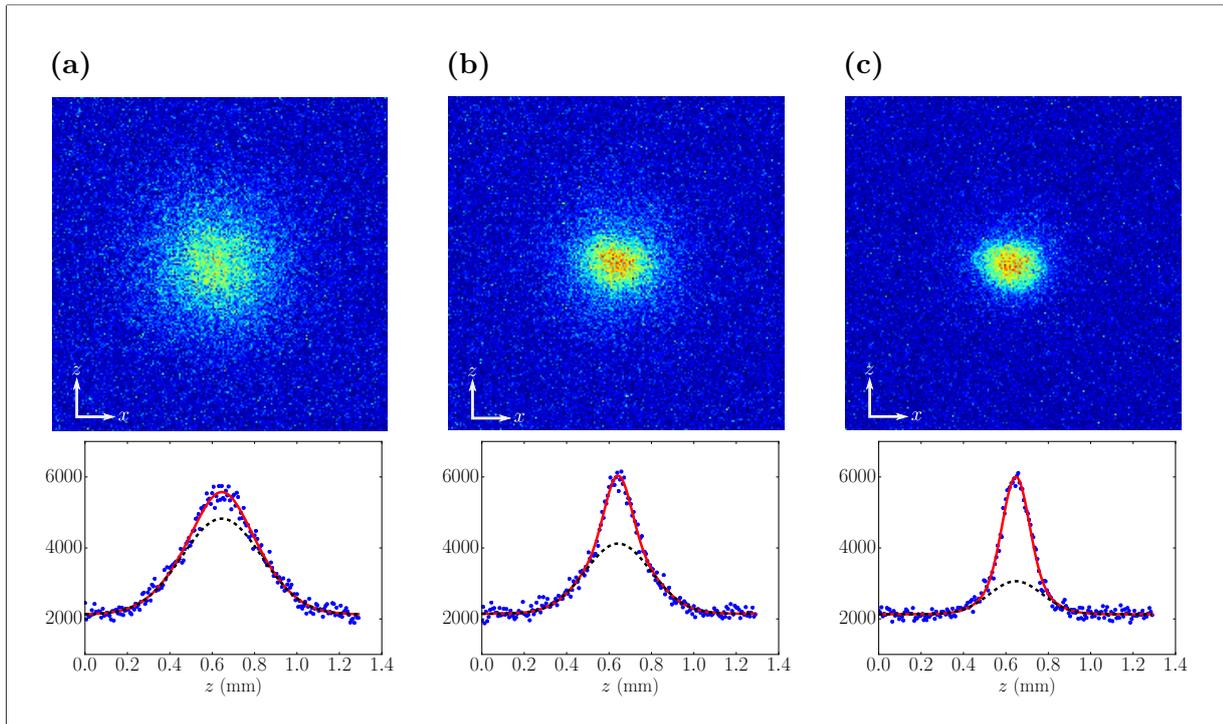


FIGURE 3.10 – Les photos (a), (b) et (c) représentent un nuage partiellement condensé pour un temps de vol de 25 ms, dont les températures de la partie thermique sont respectivement 350 nK, 250 nK, et 100 nK. Les graphes du dessous sont les profils verticaux de la densité intégrée selon l'axe x , les fractions condensées sont respectivement 12%, 30%, et 60%.

longitudinale, est responsable de l'apparition d'une double structure. Dans notre cas, la caméra de détection se situe à 45° des axes propres z' et y' du piège, ce qui rend difficile l'observation de la double structure. La configuration est représentée figure 3.11. En effet, lorsque les atomes sont relâchés, l'énergie d'interaction entre les atomes du condensat se transforme en énergie cinétique, or plus le confinement est important, plus l'énergie d'interaction est grande. Sachant que le nuage est davantage confiné suivant les axes x et z' que suivant l'axe y' , l'expansion de la partie condensée du nuage est donc très anisotrope contrairement à celle de la partie thermique. Or, l'expansion du nuage est observée dans le plan (xOz) , la projection verticale de la taille du nuage σ_v comprend alors la composante selon z' et celle selon y' . L'anisotropie de l'expansion du nuage condensé est donc moins marquée dans le plan de projection (xOz) du capteur. De plus, le signal de fluorescence du nuage condensé, collecté par la caméra, correspond à la densité colonne suivant l'axe y , cette densité est donc plus faible que si le nuage était observé suivant l'axe z' .

Idéalement, il faudrait observer le nuage suivant les axes propres du piège, mais nous sommes contraint par les accès optiques du dispositif. Ainsi, la double structure caractéristique du nuage partiellement condensé est moins bien résolue.

En effectuant un temps de vol, nous pouvons mesurer la dispersion en vitesse du nuage condensé selon les axes x et z . Bien que par définition la température du condensat soit nulle, nous lui attribuons une température effective extraite de la relation (3.3.1), caractérisant alors la dispersion en vitesse du nuage due aux collisions dans le condensat. Ainsi, le condensat a une température effective horizontale de 77 nK et verticale de 52 nK pour des fréquences du piège de (50, 900, 1050) Hz. La mesure de ces fréquences est détaillée dans la partie 3.3.6.

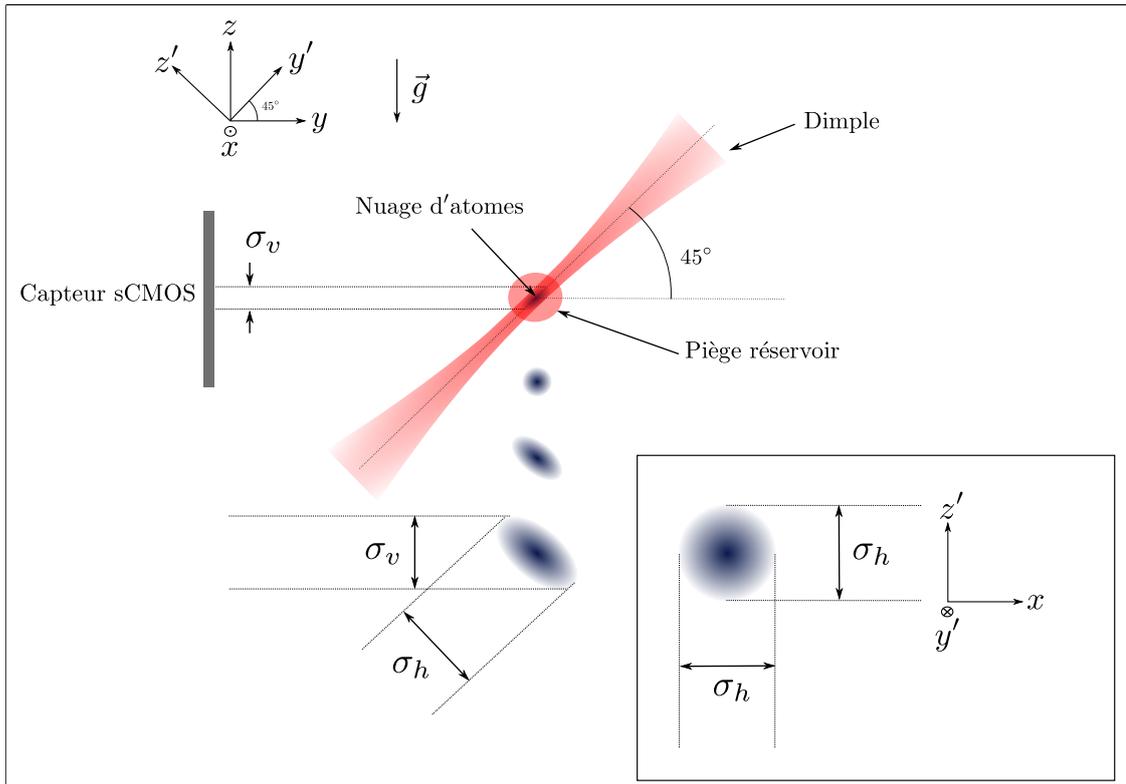


FIGURE 3.11 – Vue dans le plan (zOy) du piège réservoir et dimple. Les ellipse grises représentent le nuage condensé à différents temps de vol. Les grandeurs σ_v et σ_h représentent les projections des tailles verticale et horizontale du nuage sur le plan (zOx)

3.3.5 Polarisation du nuage condensé

L'objectif est d'obtenir une source ultra froide dans le sous niveau magnétique $m_F = 0$ pour ne pas être sensible au premier ordre à des champs magnétiques pendant la séquence interférométrique.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, il n'y a pas de levée de dégénérescence dans un piège dipolaire optique pour des polarisations linéaires. Par ailleurs, les atomes capturés dans le piège ont été préparés dans le niveau hyperfin $F = 1$ à la fin de la mélasse. Ils sont alors répartis de façon équiprobable dans les trois sous niveaux magnétiques $m_F = -1, 0, +1$. Ainsi, lors du refroidissement par évaporation, la perte d'atomes est la même pour les trois sous niveaux. Afin d'augmenter la population d'une des sous espèces, il est nécessaire de modifier la profondeur du piège pour chaque sous espèce, cela est réalisé par l'ajout d'un gradient de champ magnétique lors de l'évaporation.

Force résultant d'un gradient de champ magnétique

Considérons un atome plongé dans un champ $B(\mathbf{r})$ inhomogène. Si l'atome se déplace suffisamment lentement devant la fréquence de précession de Larmor, son moment magnétique suit de façon adiabatique le champ $B(\mathbf{r})$. La force exercée par le gradient de champ magnétique sur les atomes s'écrit :

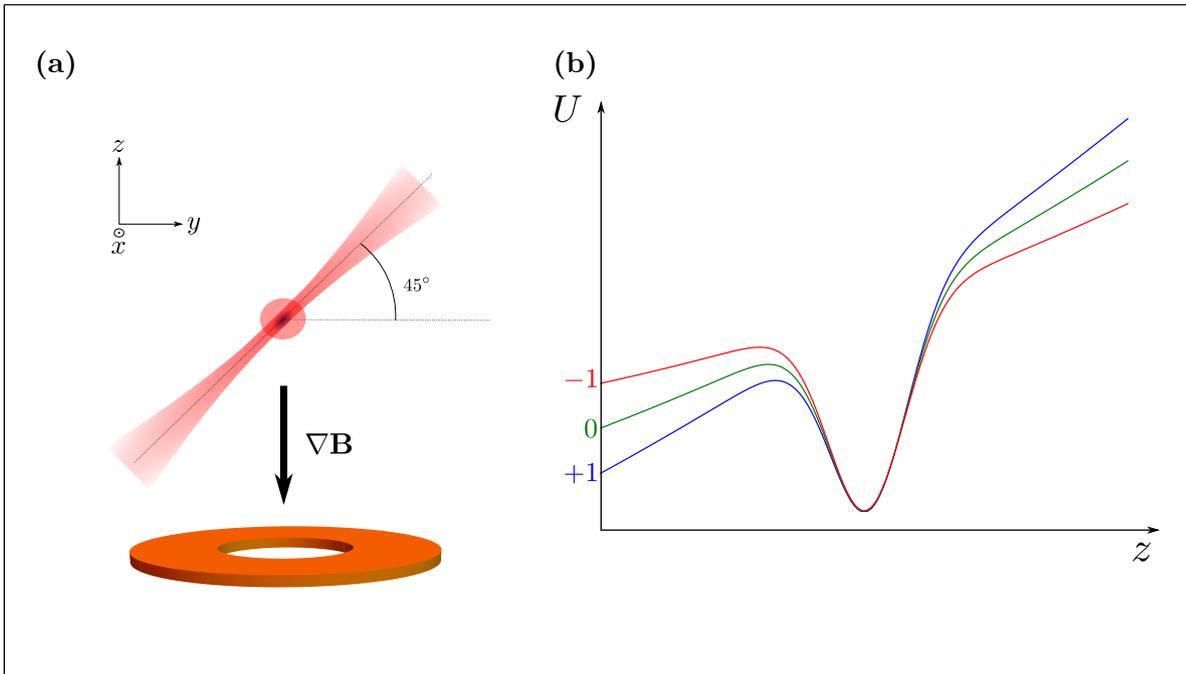


FIGURE 3.12 – (a) Représentation du piège réservoir et du piège dimple dans le plan (yOz) et de la bobine B_z créant le gradient de champ magnétique vertical. (b) Profil du potentiel dipolaire optique selon la gravité pour les trois sous-niveaux $m_F = -1, 0, +1$ en présence d'un gradient de champ magnétique vertical.

$$\mathbf{F} = g_F m_F \mu_B \nabla B(\mathbf{r}) \quad (3.3.3)$$

Pour générer le gradient de champ magnétique, nous utilisons une bobine circulaire située dans le plan (xOy) , le champ créé au centre de la bobine est donc suivant l'axe z , la configuration est représentée sur la figure 3.12 (a). En se déplaçant le long de l'axe z , le champ diminue, donc le gradient de champ est orienté vers le centre de la bobine. Ce gradient peut être considéré comme uniforme au voisinage du centre du piège, l'ajout de ce gradient résulte donc en un simple changement de pente du potentiel différent suivant le sous niveau m_F , comme représenté sur la figure 3.12 (b).

Les atomes dans l'état $m_F = -1$ sont alors attirés par les zones de champ faible, ils sont donc repoussés par la bobine, alors que les atomes dans l'état $m_F = 1$ sont attirés par les zones de champ fort.

Distillation du spin

Pour obtenir un nuage d'atomes dans un seul sous état magnétique, un gradient de champ placé suivant l'axe faible du piège est souvent utilisé pendant l'évaporation pour expulser préférentiellement certaines sous espèces magnétiques.

Dans notre configuration, l'axe faible est selon l'axe du dimple, de plus celui-ci se situant à 45° de l'axe de la gravité, il est donc possible de modifier la pente du potentiel en ajoutant un gradient de champ vertical, grâce à la bobine B_z du bas. En faisant passer un courant constant de 80 A tout au long de l'évaporation nous créons une force de $0.06 \times mg$ pour les états $m_F = \pm 1$.

Le processus de distillation peut se comprendre en regardant plus en détail l'effet du gradient de champ magnétique sur la forme du potentiel. L'ajout du gradient induit une différence de la

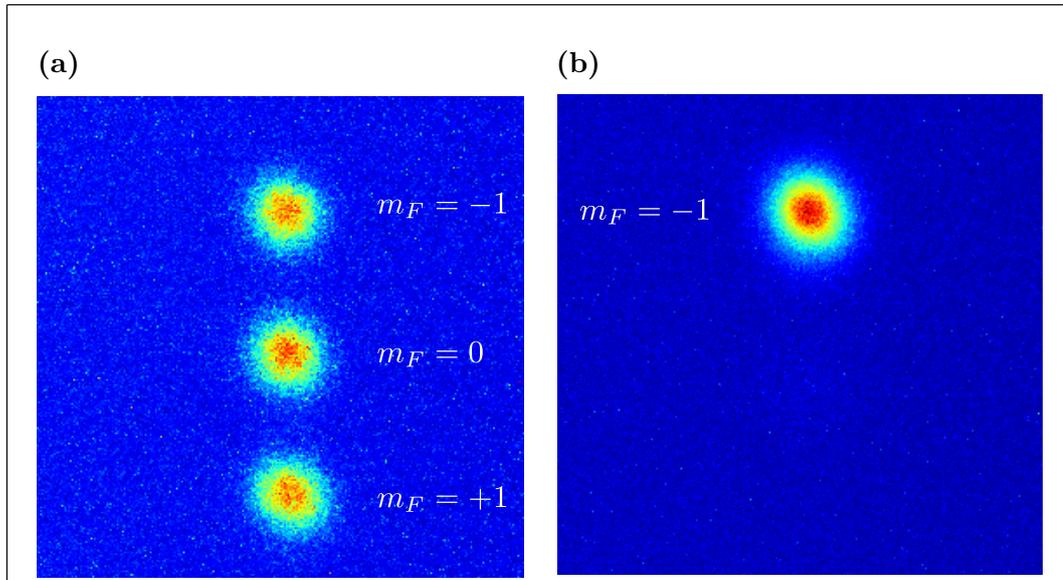


FIGURE 3.13 – Analyse de la population des différents états m_F par une expérience de Stern et Gerlach. Les atomes sont libérés du piège, puis le gradient vertical de champ est allumé pendant 15 ms, finalement on laisse les atomes en chute libre pendant 5 ms avant de prendre une image. **(a)** La séquence d'évaporation est faite sans gradient de champ magnétique, il n'y a donc pas de distillation de spin, on voit les trois sous niveaux $m_F = -1, 0, 1$. **(b)** Le champ magnétique est allumé à sa valeur maximale tout le long de l'évaporation, l'espèce $m_F = -1$ a été purifiée.

profondeur du piège pour les différents sous niveaux m_F sans changer significativement la position du centre, voir figure 3.12. Certains sous niveaux m_F vont donc s'échapper plus facilement du piège que d'autres, c'est pourquoi on parle de distillation.

Il a été difficile de mesurer la température des atomes au cours de la rampe dans les différents sous niveaux, car les nuages au cours d'un temps de vol se recouvrent pour des températures supérieures à 500 nK. Néanmoins, pendant l'évaporation, les atomes dans les sous niveaux $m_F = 0$ et $m_F = +1$ s'échappent en premier car la profondeur est plus faible, or comme ils participent à la rethermalisation du nuage restant par refroidissement sympathique [144], la perte d'atomes dans le sous niveau $m_F = -1$ est plus faible pour une même diminution de la température qu'en l'absence de champ magnétique. La population dans le condensat polarisé dans $m_F = -1$ est donc plus grande que dans le nuage non polarisé.

À la fin de l'évaporation, nous utilisons une expérience de Stern et Gerlach pour visualiser la population dans les différents sous états en allumant la même bobine B_z ce qui permet de prévenir du retournement de spin, les images sont présentées sur la figure 3.13.

La population dans les différents sous niveaux en fonction de l'intensité du champ est représenté figure 3.14. L'utilisation de ce gradient vertical suffit à préparer des condensats dans l'état $m_F = -1$. Le nombre d'atome dans le nuage non polarisé est de 5×10^4 , or nous arrivons à former un condensat dans $m_F = -1$ de 2×10^4 , ce qui correspond à 40 % de la population totale dans le nuage non polarisé, cela signifie qu'il ne s'agit pas d'un simple filtrage.

Les atomes seront ensuite transférés dans le sous niveau $m_F = 0$ grâce à l'application d'un champ magnétique radiofréquence.

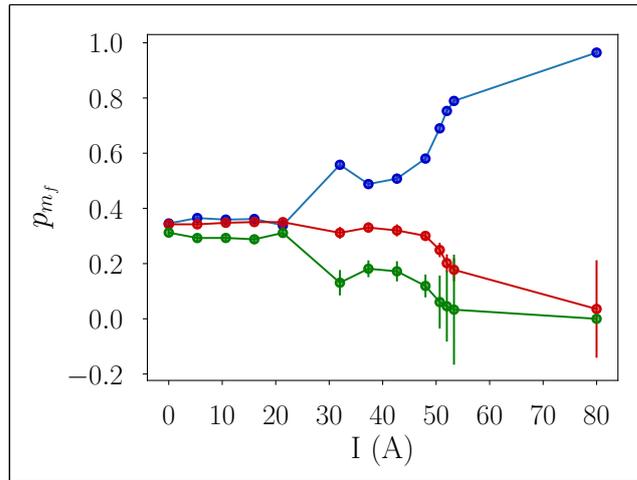


FIGURE 3.14 – Population dans l'état $m_F = -1$ en bleu, $m_F = 0$ en rouge, et $m_F = 1$ en vert, en fonction du courant dans la bobine B_z qui est maintenu constant au cours de l'évaporation.

3.3.6 Mesure des fréquences du piège

Pour caractériser le nuage d'atomes, il est important de connaître précisément les fréquences du piège. Nous avons donc mesuré ces fréquences au cours de l'évaporation, ce qui nous a aussi permis de vérifier la modélisation numérique du piège.

Pour mesurer les fréquences élevées créées par le dimple, nous utilisons la méthode de l'excitation paramétrique du piège. Cette méthode consiste à moduler la raideur du piège à une fréquence $f_{ex} = 2f_i$, avec f_i une des fréquences propres du piège. Lorsque la fréquence d'excitation est égale au double d'une fréquence propre du piège, l'énergie transférée aux atomes est maximale, il en résulte un échauffement du nuage [145]. Par ailleurs, le piège créé par les faisceaux laser a une profondeur finie, ainsi si les atomes reçoivent une énergie suffisamment importante lors du chauffage paramétrique, ils peuvent s'échapper du piège. Il suffit alors de repérer pour quelles fréquences nous observons une augmentation de la température et une diminution du nombre d'atomes.

La figure 3.15 présente les résultats de la modulation du dimple à la fin de l'évaporation. Nous avons alors un condensat de 2×10^4 atomes dans un piège formé par le piège réservoir dont la puissance dans chaque bras est de 0.5 W, et par le dimple dont la puissance est de 1.8 W. Pour mesurer l'augmentation de la température du nuage, les images sont prises après un temps de vol de 20 ms, la mesure de la taille verticale et horizontale est donc une indication de la température du nuage.

La figure 3.15(a) présente les résultats de la modulation pour des fréquences allant de 10 Hz à 100 Hz, la profondeur de modulation est de 20 % et le temps de modulation est 300 ms. Nous observons une anti-résonance en nombre d'atomes et une résonance en taille pour une fréquence d'environ 55 Hz. Cette fréquence correspond à la fréquence longitudinale du piège, dominée par la fréquence transverse du piège réservoir, et non pas à la seconde harmonique. En effet, lorsque la puissance du dimple est modulée à la fréquence transverse du piège réservoir, cela n'influe que très peu sur la raideur du piège, mais entraîne la modulation de la position du centre du piège. Le centre de masse du nuage est alors mis en mouvement à la fréquence du piège, ce qui résulte en une diminution du nombre d'atomes et une augmentation de la température.

La figure 3.15(b) présente les résultats de la modulation pour des fréquences allant de 1500

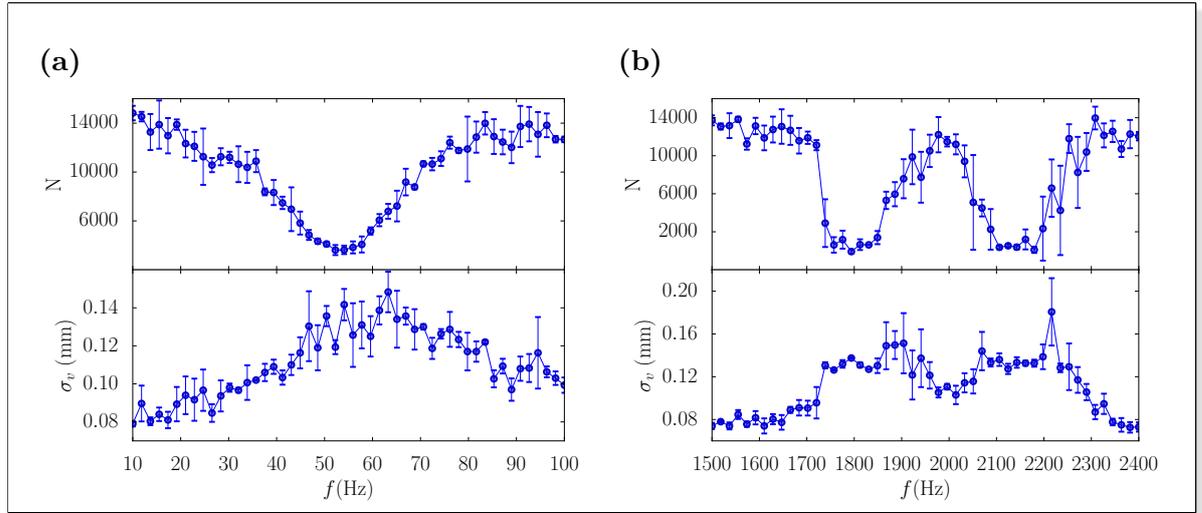


FIGURE 3.15 – *Modulation en fréquence de la puissance du dimple. (a) La puissance du dimple est modulée à 20% de sa valeur. Une anti-résonance en nombre d’atomes est observée à la fréquence propre longitudinale du piège. (b) La puissance est modulée à 10%. Deux anti-résonances en nombre d’atomes sont observées aux doubles des fréquences propres transverse du piège.*

Hz à 2400 Hz, la profondeur de modulation est de 10 %, le temps de modulation est aussi de 300 ms. Nous observons alors deux anti-résonances en nombre d’atomes et deux résonances en taille pour des fréquences de 1800 Hz et 2100 Hz. Dans ce cas, ces fréquences correspondent bien aux doubles des fréquences propres du piège, dominées par les fréquences transverses du dimple. A priori, nous nous attendons à mesurer une seule fréquence transverse correspondant au confinement transverse du dimple. La présence de deux fréquences différentes peut être expliquée par la présence d’astigmatisme sur le faisceau du dimple, que nous avons caractérisé par la suite, voir figure 3.16.

Au final, nous avons obtenu un condensat dans un piège dont les fréquences en fin d’évaporation sont (55, 900, 1050) Hz.

En mesurant les fréquences du piège pour différentes puissances du dimple et du piège réservoir, nous avons pu ajuster la valeur du waist dans les simulations numériques pour faire correspondre les valeurs de la simulation et celles mesurées. La figure 3.16(b) montre les fréquences transverses du dimple mesurées et obtenues par simulation. Pour différentes puissances, nous constatons qu’il y a toujours deux fréquences dont la différence peut se comprendre en introduisant une différence de $3 \mu\text{m}$ sur la valeur du waist au niveau des atomes dans la simulation numérique, ce qui revient à simuler un astigmatisme du faisceau. Par ailleurs, les valeurs des waists prises comme paramètres ajustables dans la simulation sont en accord avec la valeur mesurée du waist du dimple de $28 \pm 6 \mu\text{m}$. La figure 3.16(a) représente les valeurs de la fréquence transverse du piège réservoir. Nous constatons que cette fréquence ne suit pas l’évolution attendue avec l’augmentation de la puissance. A partir de 3 W, la fréquence est plus élevée que celle attendue pour un waist de $115 \mu\text{m}$, nous expliquons cette évolution par une diminution du waist avec l’augmentation de la puissance. Cette modification est sans doute imputable à des effets de lentilles thermiques qui se produiraient au niveau du cristal du MAO. Un ajustement de l’évolution des fréquences avec la puissance dans la simulation numérique nous permet d’extrapoler une diminution de la largeur du waist de $115 \mu\text{m}$ à $95 \mu\text{m}$ au delà de 3 W. La valeur de $115 \mu\text{m}$ est en accord avec la valeur mesurée du waist du faisceau du piège réservoir dans le chapitre 2.

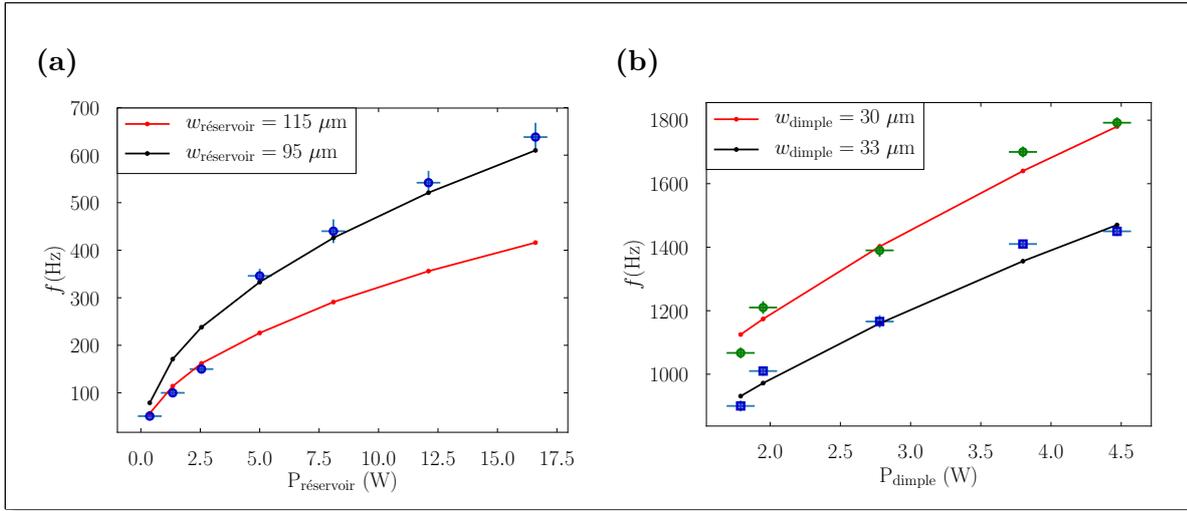


FIGURE 3.16 – Evolution des fréquences de piégeage avec la puissance. Les courbes rouges et noires correspondent aux simulations dans lesquelles le waist est ajusté. (a) Les points bleus représentent la fréquence longitudinale du piège (fréquence transverse du piège réservoir) mesurée en fonction de la puissance dans le réservoir. (b) Les points bleus et verts représentent les deux fréquences transverses du piège mesurées par modulation de la puissance du dimple.

3.3.7 Temps de vie et taux de chauffage

Nous avons mesuré le temps de vie du condensat et le taux de chauffage dans le piège. Pour cela, un condensat pur de 2×10^4 atomes est préparé dans le piège. La profondeur est augmentée d'un facteur 5 pour éviter de perdre des atomes par évaporation naturelle. Le nombre d'atomes est alors mesuré pour différents temps de maintien t .

Le nombre d'atomes dans le piège décroît de façon exponentielle, voir figure 3.17(a). Un ajustement par une loi exponentielle permet de mesurer un temps de vie de 12.3 ± 1.3 s. En attribuant ce temps de vie aux collisions avec les particules du gaz résiduel, on peut estimer la pression qui règne dans l'enceinte à vide. Le temps de vie est relié à la section efficace de collision σ par la relation :

$$\frac{1}{\tau} = n\sigma v \quad (3.3.4)$$

avec n la densité de particules du gaz résiduel, v la vitesse moyenne égale à $\sqrt{8k_B T / (\pi m)}$, et σ la section efficace de collision. Nous pouvons utiliser la section efficace de collision entre deux particules de rubidium, égale à 2500 \AA^2 [146], les sections efficaces avec d'autres espèces atomiques étant négligeables. En utilisant la loi des gaz parfait, nous pouvons estimer la pression :

$$P = nk_B T \quad (3.3.5)$$

un temps de vie de 12.3 s correspond alors à une pression de 5×10^{-10} mbar, ce qui est en accord avec la lecture du courant dans les pompes ioniques.

Pour mesurer le taux de chauffage, nous utilisons la méthode du temps de vol pour mesurer une température effective au même temps de maintien t que la mesure du nombre d'atomes, il semble cette température croît linéairement avec le temps de maintien, d'après la figure 3.17(b), en modélisant la courbe expérimentale (en bleu) par une droite (en rouge), nous en déduisons le taux de chauffage donné par le coefficient directeur. Ce taux de chauffage est alors de 24

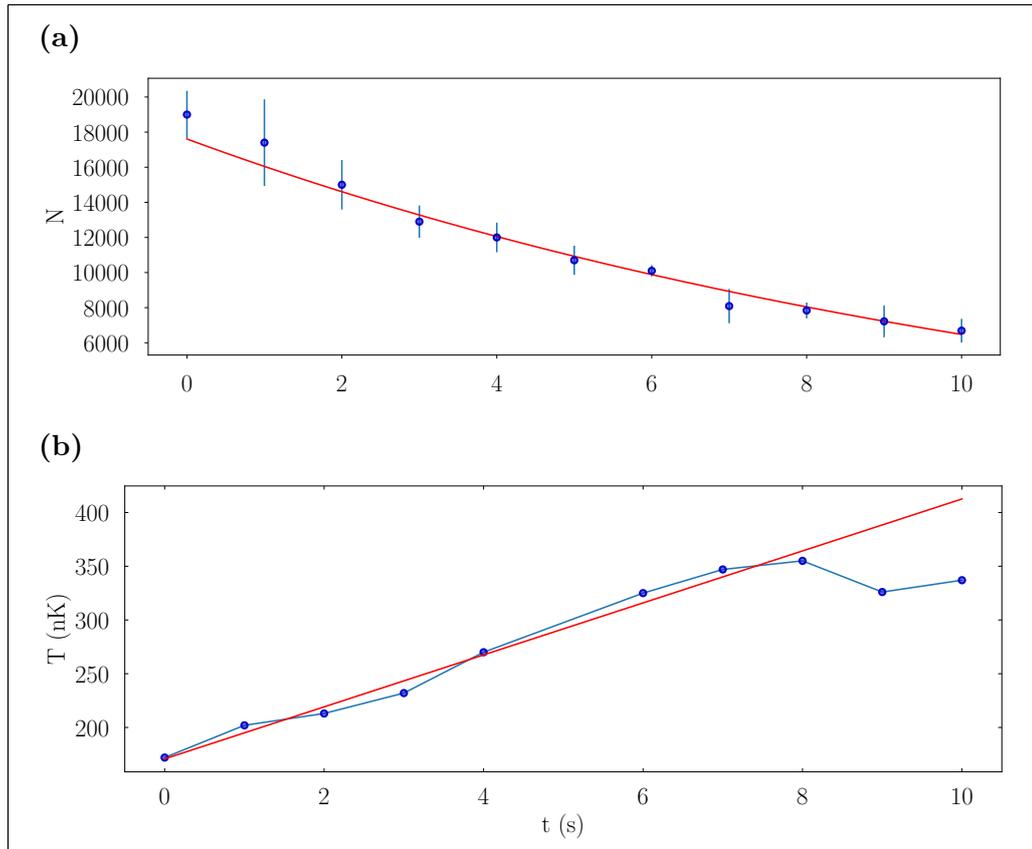


FIGURE 3.17 – (a) Cette figure représente le nombre d’atomes dans le condensat à la fin de la séquence d’évaporation en fonction du temps de maintien du piège. Les points expérimentaux sont représentés en point bleu, les barres d’incertitude représentent l’erreur statistique sur 5 répétitions de la mesure. La courbe rouge correspond à un ajustement par une loi exponentielle qui nous permet d’extrapoler un temps de vie de 12.3 ± 1.3 s. (b) Cette figure montre la température mesurée du nuage représentée par des points bleus en fonction du temps de maintien dans le même piège que celui dans lequel est effectué le temps de vie. Un ajustement par une loi affine en rouge donne un taux de chauffage de $24 \text{ nK}\cdot\text{s}^{-1}$.

$\text{nK}\cdot\text{s}^{-1}$, ce qui correspond à l’ordre de grandeur du taux calculé avec la relation (2.2.9), avec les paramètres correspondants à cette étape de la séquence. Cela signifie que les autres sources de chauffage comme le bruit en intensité des lasers, ou la diffusion de la lumière résonante à 780 nm peuvent être négligés.

3.4 Collimation du nuage d’atomes

Le refroidissement par évaporation nous a permis d’obtenir un nuage totalement condensé dont la température effective est de $52 \pm 2 \text{ nK}$ selon la verticale et de $77 \pm 2 \text{ nK}$ selon l’horizontale, ce qui correspond à une dispersion en vitesse de $2.2 \pm 0.1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ et $2.7 \pm 0.1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ respectivement selon l’horizontale et la verticale. Afin de diminuer cette dispersion en vitesse, nous utilisons des techniques d’optique atomique pour obtenir un condensat avec une dispersion en vitesse verticale de $1.4 \pm 0.4 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ et de $0.3 \pm 0.3 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ en vitesse horizontale ce qui correspond à une température verticale effective de $20 \pm 5 \text{ nK}$, et une température horizontale

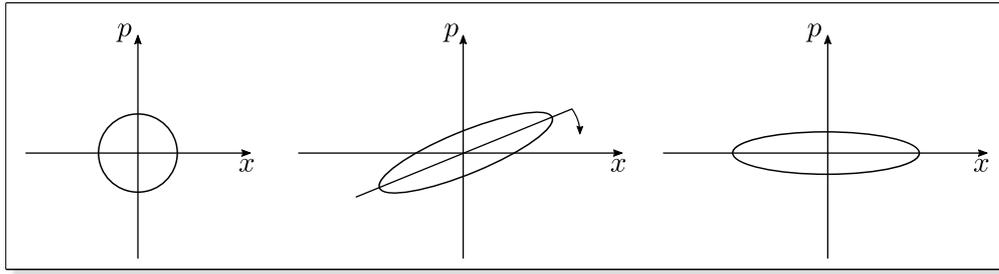


FIGURE 3.18 – *Portrait de phase d'un nuage thermique après un temps de vol. L'application d'un potentiel harmonique collimate le nuage d'atomes dans la direction x , cela résulte en une rotation dans l'espace des phases.*

de 1.4 ± 1.2 nK.

3.4.1 Principe

La technique de refroidissement par évaporation permet d'atteindre des températures de l'ordre de la dizaine de nK, mais au pris d'une perte importante des atomes piégés. Une technique complémentaire est la collimation du nuage avec des lentilles à atomes [147] aussi appelé delta-kick cooling, le principe est de laisser le nuage d'atomes s'étendre librement et ensuite de réduire sa dispersion en vitesse en allumant le piège pour réduire spécifiquement chaque classe de vitesse du nuage, cette manipulation dans l'espace des phases est illustrée sur la figure 3.18. Considérons l'expansion du nuage selon une dimension x , la vitesse des atomes après un temps de vol T est essentiellement une fonction linéaire de la position tel que $v(x) = x/T$. L'application d'un potentiel harmonique $U(x) = -\frac{1}{2}m\omega^2x^2$ de durée τ après un temps de vol T , permet de changer la vitesse des atomes de $\Delta v(x) = -\frac{1}{m}\frac{dU(x)}{dx}\tau = \omega^2x\tau$. La vitesse des atomes après l'application du potentiel est nulle si la durée de l'impulsion τ est telle que $\omega^2x\tau = x/T$. La dispersion en vitesse est réduite mais la densité dans l'espace également à cause de la phase d'expansion libre, cette technique ne permet pas de refroidir le nuage. Néanmoins, elle présente l'avantage d'être rapide et n'induit pas de pertes d'atomes contrairement à l'évaporation. Cette méthode nécessite l'utilisation d'un autre piège centré sur le nuage après un temps de vol T , ce qui s'avère être difficile à mettre en œuvre dans notre configuration.

Une méthode similaire consiste à décompresser le piège de façon soudaine, les atomes oscillent alors dans le piège de telle sorte que la taille du nuage varie à la fréquence double de la fréquence propre du piège décompressé¹. Le nuage est alors relâché quant il a atteint sa taille maximale au point de rebroussement classique, qui correspond au moment où la vitesse d'expansion est nulle [148]. Par ailleurs, un transfert adiabatique vers un piège moins confinant permet de diminuer le potentiel chimique du condensat, et donc son expansion en espace libre [149]. Nous utilisons une combinaison de ces deux techniques pour refroidir le nuage après la séquence d'évaporation.

3.4.2 Résultats expérimentaux

Pour diminuer la dispersion en vitesse, le nuage est transféré dans le piège réservoir sans la présence du dimple. Les fréquences du piège réservoir étant beaucoup plus faible que celle du dimple, l'énergie d'interaction diminue en conséquence ce qui abaisse la dispersion en vitesse.

Dans un premier temps, la puissance dans le dimple est diminuée linéairement jusqu'à l'extinction, la puissance dans le piège réservoir est augmentée en même temps pour garder une

1. Il se produit les mêmes oscillations dans le cas de l'excitation paramétrique à la différence que dans ce cas les oscillations ne sont pas forcées.

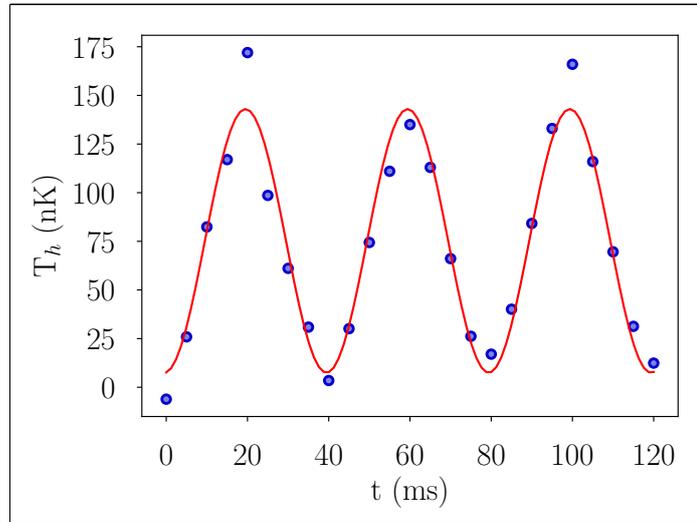


FIGURE 3.19 – Oscillation de la température horizontale dans le piège réservoir seul. Les atomes sont transférés dans le piège réservoir en 100 ms, qui est alors maintenu pendant 120 ms. La température horizontale effective est mesurée par temps de vol toutes les 5 ms. Les points bleus représentent les points expérimentaux, et la courbe rouge est un ajustement sinusoïdale dont la fréquence est 25.0 ± 0.2 Hz.

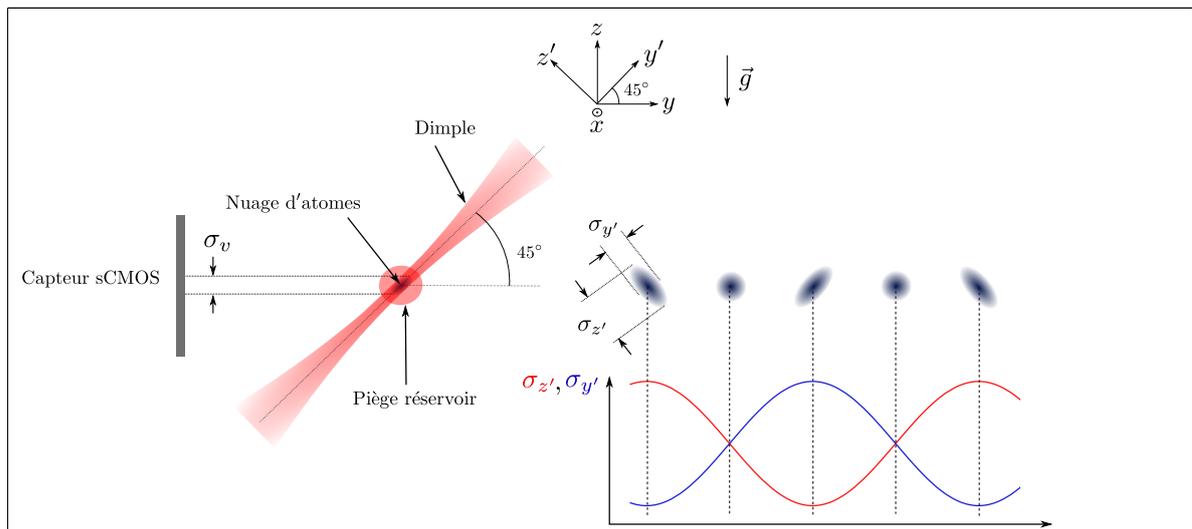


FIGURE 3.20 – Schéma du piège dimple avec le piège réservoir dans le plan (yOz) et de la caméra sCMOS. A droite, une représentation schématique de la forme du nuage dans le plan (yOz) après avoir été relâché du piège est présentée.

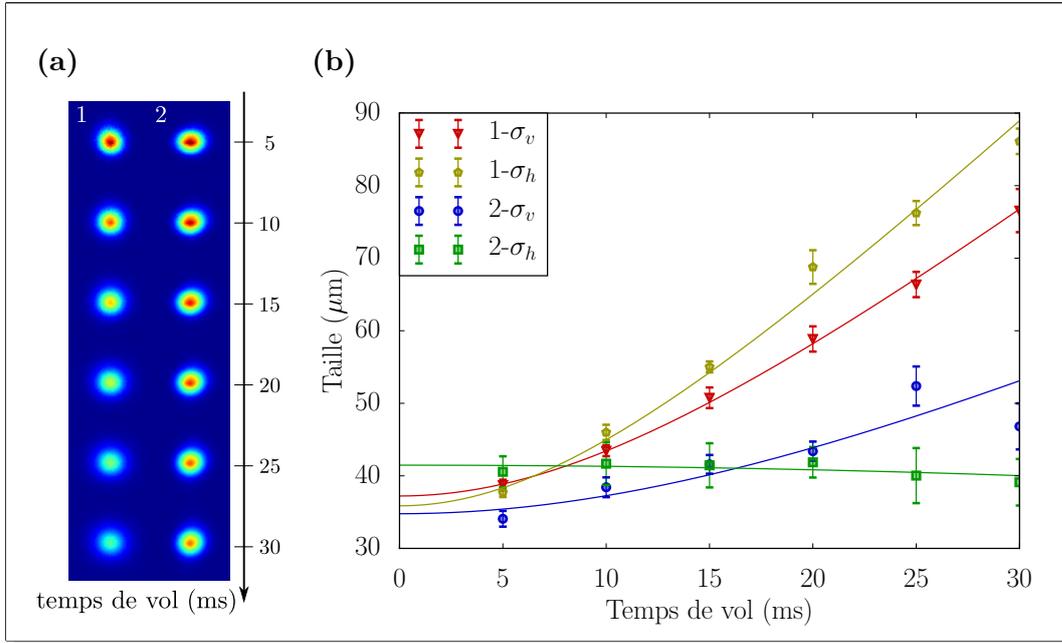


FIGURE 3.21 – (a) Photos du nuage d'atomes lors d'un temps de vol dans le piège dimple et le piège croisé (1) et après le transfert dans le piège réservoir seul (2). (b) Evolution des tailles verticale et horizontale pendant pour des temps de vol de 5 ms à 30 ms dans les cas (1) et (2).

profondeur suffisamment grande pour compenser la gravité, la durée de la rampe est de 100 ms. Les atomes sont alors piégés uniquement dans le réservoir. Les fréquences du piège passent alors de (50, 900, 1050) Hz à (10, 80, 80) Hz. Lors du transfert vers le réservoir seul, l'axe horizontal x reste un axe propre du piège, la fréquence selon cet axe passe de 1 kHz à 10 Hz. La température horizontale effective se voit grandement diminuée et passe à 1.4 ± 1.2 nK.

La décompression n'est pas adiabatique car le transfert se fait en un temps de l'ordre de la période d'oscillation du piège final selon l'axe x . La taille suivant x du nuage oscille donc au double de la fréquence propre longitudinale du piège réservoir. En mesurant la température effective horizontale en fonction du temps de maintien, nous pouvons déterminer le temps pour lequel la dispersion en vitesse horizontale est minimale, la courbe est représentée sur la figure 3.19. Un ajustement sinusoïdale permet de trouver une fréquence de 25.0 ± 0.2 Hz. Il suffit alors de couper le piège quand la vitesse d'expansion du nuage dans le piège est minimale, ce qui revient à collimater le nuage dans la direction horizontale. En pratique, le piège est coupé juste à la fin de la rampe ce qui correspond au temps $t=0$ ms sur la courbe 3.19.

La fréquence transverse du piège passe de 1 kHz à 80 Hz pendant le transfert dans le réservoir. La puissance dans le piège réservoir est également augmentée, donc le piège est comprimé selon l'axe y' , et décomprimé selon l'axe z' . Les tailles du nuage selon y' et z' oscillent donc en quadrature de phase, voir figure 3.20, il n'est donc pas possible d'obtenir une dispersion en vitesse minimale selon ces deux axes en même temps. Néanmoins, la diminution des fréquences du piège permet quand même de diminuer la vitesse d'expansion spatiale pendant le temps de vol.

En réalité, le transfert du nuage dans le piège réservoir n'est pas vraiment soudain, donc il est difficile de connaître la dynamique du nuage dans le piège. Les températures effectives obtenues sont le résultat d'une optimisation de la séquence de transfert. Au final, la température effective verticale minimale que nous avons pu atteindre après avoir optimisé la séquence de transfert est

de 20 ± 5 nK. Les évolutions des tailles horizontale et verticale du nuage lors d'un temps de vol avant et après le transfert sont représentées sur la figure 3.21.

La diminution de la dispersion en vitesse est essentielle pour augmenter l'efficacité de diffraction du nuage par un réseau optique, notamment dans le cas où des séquences d'impulsions multi-photoniques sont utilisées, ce qui est discuté dans le chapitre 4.

3.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre la mise en place d'un second piège dipolaire optique, le dimple, en utilisant un laser Keopsys fibré monomode à 1560 nm. Le faisceau qui crée le dimple a un waist de 28 ± 6 μm , ce qui permet d'avoir une fréquence transverse de 1.8 kHz en début d'évaporation. L'ajout du dimple au piège réservoir a permis d'augmenter le taux de collisions élastiques jusqu'à 10^4 s^{-1} et la densité dans l'espace des phases jusqu'à 2×10^{-2} . Ces conditions initiales ont permis de réaliser une séquence de refroidissement par évaporation efficace menant jusqu'à la condensation de Bose-Einstein en seulement quelques secondes.

La réalisation du refroidissement par évaporation en présence d'un gradient de champ magnétique a permis de réaliser une distillation de spin, et ainsi d'obtenir un condensat quasi-pur de 2×10^4 atomes dans le sous niveau magnétique $m_F = -1$. La prochaine étape dans la préparation de la source d'atomes est de transférer les atomes dans le sous niveau $m_F = 0$, pour ne pas être sensible à des champs magnétiques résiduels au premier ordre.

Comme je l'ai mentionné auparavant, l'intérêt d'avoir une source d'atomes ultra froide est d'augmenter la sensibilité de l'interféromètre. Ainsi, une étape de manipulation du nuage dans l'espace des phases a permis de passer d'une température effective de 52 nK à 20 nK en vertical et de 77 nK à 1.4 nK en horizontal. La diminution de la dispersion en vitesse devrait permettre d'augmenter l'efficacité de la diffraction de Bragg.

Chapitre 4

Diffraction dans un réseau optique

Sommaire

4.1	Diffraction de Bragg	89
4.1.1	Modèle théorique	90
4.1.2	Influence de la dispersion en vitesse du nuage	92
4.2	Doublement de fréquence	94
4.2.1	Accord de phase	94
4.2.2	Quasi-accord de phase	95
4.3	Réalisation expérimentale du réseau optique	97
4.4	Sensibilité en phase	100
4.4.1	Séquence d'impulsions à grands transferts de quantité de mouvement	100
4.4.2	Fonction de sensibilité	101
4.4.3	Bruit de phase du laser	108
4.5	Conclusion	109

Pour réaliser un interféromètre atomique utilisant des transitions de Bragg, un réseau optique est créé à partir de deux faisceaux contra-propageants provenant de la même source laser. Nous avons vu dans les chapitres précédents la réalisation d'une source d'atomes ultra-froids, présentant une faible extension spatiale et une faible dispersion en vitesse. L'obtention de cette source atomique permettra d'avoir une grande efficacité de diffraction dans le réseau optique. La mise en place de ce réseau nécessite de développer une source laser de quelques centaines de milliwatts dans notre configuration. Pour cela, nous utilisons une source laser monomode à 1560 nm. La fréquence de cette source est ensuite doublée pour créer des faisceaux à 780 nm. Dans ce chapitre, je présente dans un premier temps des simulations numériques de la diffraction de Bragg multi-photoniques permettant de dimensionner le système laser. Dans un deuxième temps, je détaille les caractéristiques de la source laser à 1560 nm et le doublement de fréquence pour créer le réseau de diffraction, ainsi que l'asservissement en fréquence du laser. Finalement, je présente une extension du formalisme de la fonction de sensibilité à des interféromètres utilisant des transitions de Bragg séquentielles.

4.1 Diffraction de Bragg

La diffraction de Bragg a permis de réaliser des lames séparatrices [150, 8] et d'augmenter la séparation spatiale dans de nombreuses expériences d'interférométrie [54, 53, 55, 56]. La recherche de meilleures performances a conduit à étudier la diffraction de Bragg par des méthodes

analytique [46] ou numérique [151]. Dans cette partie, j'expose les simulations numériques d'un réseau de diffraction de Bragg à partir d'un modèle développé dans la référence [46]. Nous verrons dans un premier temps le modèle théorique, et ensuite les simulations numériques permettant de dimensionner le réseau optique.

4.1.1 Modèle théorique

Le modèle théorique a été présenté dans le chapitre 1, je rappelle ici les principaux éléments, et j'introduis l'effet d'une dispersion en vitesse dans le modèle.

Je modélise le processus de diffraction de Bragg d'ordre n avec un atome dans un état de quantité de mouvement $|\mathbf{p}_0\rangle$ couplé à l'état $|\mathbf{p}_0 + 2n\hbar\mathbf{k}\rangle$. En réalité, le nuage d'atomes présente une distribution en vitesse, que je modélise par une distribution statistique gaussienne d'écart type σ_v . Nous allons voir que cette dispersion diminue l'efficacité de diffraction, la transition de Bragg n'étant pas résonante avec toutes les classes de vitesse, ce processus est illustré figure 4.1 (a), où la diffraction de Bragg est représentée dans le référentiel du laboratoire. Pour effectuer simplement les calculs, je me place dans la suite dans un référentiel tel que les états initial et final sont respectivement $|-n\hbar k\rangle$ et $|n\hbar k\rangle$, les transitions sont représentées figure 4.1 (b). Par ailleurs, à ordres de diffraction élevés, d'autres états sont peuplés car la sélectivité en vitesse augmente avec l'ordre de diffraction, ce qui contribue également à diminuer l'efficacité de diffraction. La quantification des pertes d'atomes lors du processus de diffraction nous permet de mieux dimensionner le laser à utiliser pour réaliser de grands transferts de quantité de mouvement. Je rappelle donc le modèle semi-classique présenté dans le chapitre 1, dont la résolution numérique permet de dimensionner le système laser utilisé pour le réseau de diffraction.

La méthode utilisée pour les simulations numériques s'appuie sur la référence [152]. L'établissement de l'équation régissant la dynamique de la fonction d'onde de l'état fondamental $c_f(z, t)$ a été fait dans le chapitre 1. Je rappelle ici cette équation :

$$\frac{\partial c_f(z, t)}{\partial t} = \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 c_f(z, t)}{\partial z^2} - 2i\Omega(t)\cos^2(kz)c_f(z, t) \quad (4.1.1)$$

avec $\Omega(t) = \Omega_0(t)^2/2\Delta$, la fréquence de Rabi à deux photons. Pour un ordre de diffraction d'ordre n , la transition entre l'état $|-n\hbar k\rangle$ et $|n\hbar k\rangle$ est résonante. Pour prendre en compte la dispersion en vitesse du nuage, je considère l'état initial $|(-n + \delta)\hbar k\rangle$, avec $\delta\hbar k$ le décalage en quantité de mouvement par rapport à la résonance, dû à l'effet Doppler. Le réseau étant périodique dans l'espace de période $2\pi k^{-1}$, la fonction d'onde peut se décomposer sur les fonctions de Bloch.

$$c_f(z, t, \delta) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c_l(\delta, t)e^{i(l+\delta)kz} \quad (4.1.2)$$

En remplaçant l'expression (4.1.2) de c_f dans l'équation (4.1.1), nous trouvons le système d'équations différentielles suivant :

$$i\frac{\partial c_l(t)}{\partial t} = [\omega_r(l + \delta)^2 + \Omega(t)]c_l(t) + \frac{\Omega(t)}{2}(c_{l-2}(t) + c_{l+2}(t)), \quad \forall l \quad (4.1.3)$$

Il est alors possible d'intégrer numériquement ce système d'équations différentielles en fixant les conditions initiales et la forme temporelle de l'impulsion $\Omega(t)$. La population dans chaque état s'obtient en intégrant sur la distribution en vitesse du nuage d'atomes :

$$P_l = \int \rho(\delta)^2 c_l(\delta, t)^2 d\delta \quad \forall l \quad (4.1.4)$$

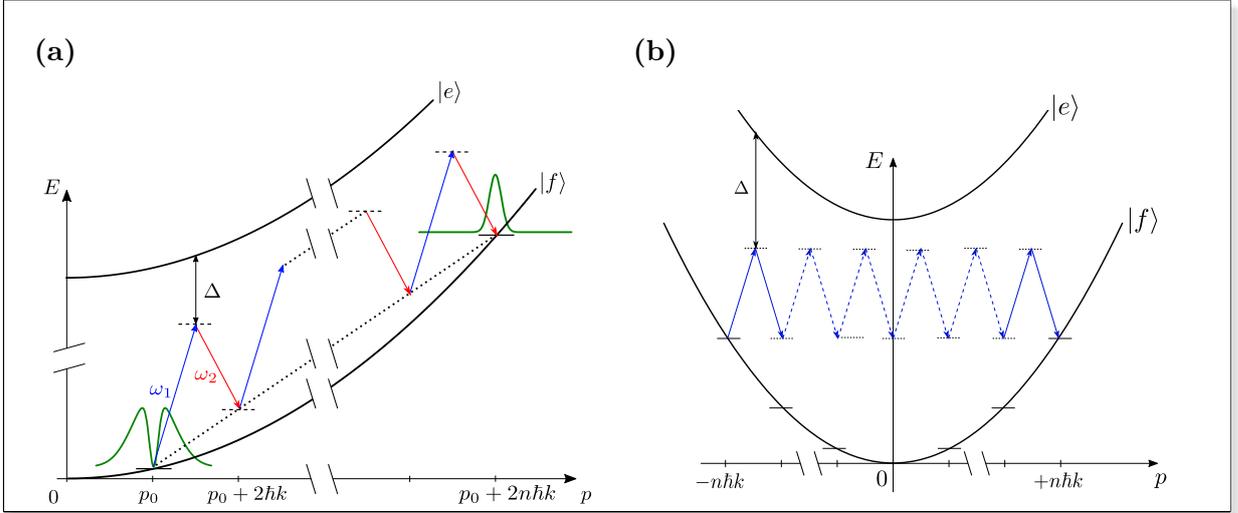


FIGURE 4.1 – (a) Courbe de dispersion d'une particule en propagation libre. Ce diagramme représente une transition de Bragg à l'ordre n pour un nuage ayant une dispersion en vitesse finie, représentée par la courbe verte. Dans le cas d'une impulsion π , seule une partie de la population est transférée vers l'état final. (b) Représentation de la transition de Bragg à l'ordre n dans le référentiel pour lequel les états initial et final sont respectivement $|-n\hbar k\rangle$ et $|+n\hbar k\rangle$.

La distribution $\rho(\delta)^2$ est une distribution gaussienne normalisée avec une dispersion σ_v qui s'écrit :

$$\rho(\delta)^2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}} e^{-\delta^2/2\sigma_v^2} \quad (4.1.5)$$

Dans le cas d'une impulsion π , nous cherchons à maximiser la population transférée dans l'état ciblé. Dans un premier temps, je considère que la source d'atomes est une onde plane monochromatique ($\delta = 0$).

Une infinité d'états sont couplés par le réseau, il faut donc tronquer le système d'équations différentielles (4.1.3) pour le résoudre numériquement. Pour un ordre de diffraction n , le système est résolu pour $l \in \{-n-2m, -n, \dots, n, n+2m\}$, avec m le nombre d'états voisins pris en compte, celui-ci est déterminé de telle sorte qu'au delà de ce nombre, l'ajout d'états voisins affecte peu la solution. Le système tronqué à résoudre peut être mis sous la forme d'un système linéaire matriciel suivant :

$$\dot{C} = MC \quad \text{avec} \quad C = (c_{-n-2m}, \dots, c_{n+2m}) \quad (4.1.6)$$

avec M la matrice suivante :

$$M = \begin{pmatrix} \omega_r(-n-2m+\delta)^2 & \Omega/2 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \Omega/2 & \omega_r(-n+\delta)^2 & & \ddots & & \vdots \\ 0 & \ddots & \omega_r(-n+2l+\delta)^2 & \ddots & & 0 \\ \vdots & & & \ddots & \omega_r(n+\delta)^2 & \Omega/2 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & \Omega/2 & \omega_r(n+2m+\delta)^2 \end{pmatrix}$$

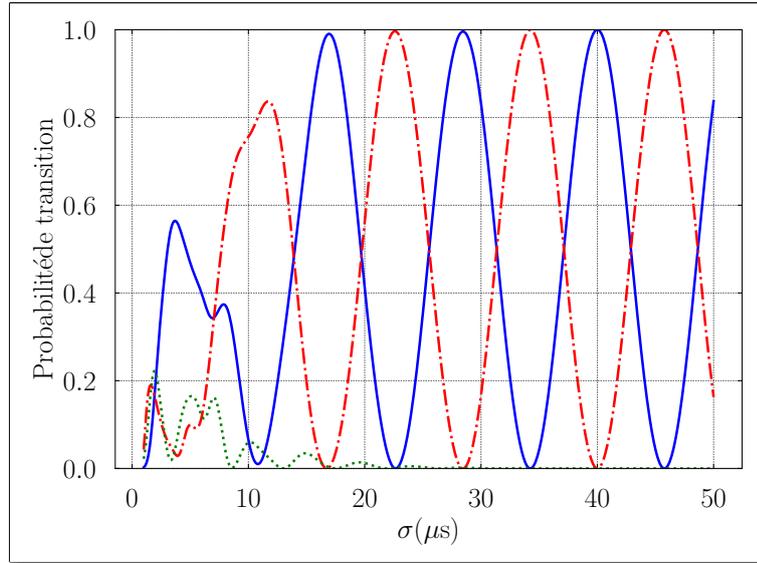


FIGURE 4.2 – *Evolution des populations pour un ordre $n = 5$ de diffraction. L'état final $|5\hbar k\rangle$ est en trait plein bleu et l'état initial $|-5\hbar k\rangle$ en tirets rouges. Un des états intermédiaires $|3\hbar k\rangle$ est représenté en pointillés verts. Le temps en abscisse correspond à l'écart type σ de l'impulsion gaussienne.*

La sous matrice encadrée correspond au système tronqué entre l'état initial et l'état final cible, la matrice M comprend en plus les états voisins.

Considérons une transition d'ordre $n = 5$, ce qui correspond à un transfert de $10\hbar k$. En prenant en compte deux états voisins, le système tronqué est $(|-9\hbar k\rangle, |-7\hbar k\rangle, \dots, |7\hbar k\rangle, |9\hbar k\rangle)$.

Dans la suite, je considère le cas d'une impulsion temporelle de forme gaussienne. En effet, il a été montré dans l'article de H. Müller que les impulsions gaussiennes permettent d'atteindre des efficacités proches de 1 pour des ordres élevés de diffraction [46]. La forme temporelle gaussienne de l'impulsion est :

$$\Omega(t) = \Omega_1 e^{-t^2/2\sigma^2} \quad (4.1.7)$$

avec $\Omega_1 = \Omega_0^2/2\Delta$, Ω_0 est la pulsation de Rabi à un photon donnée par $\Omega_0 = \Gamma\sqrt{I/2I_s}$, avec I_s l'intensité de saturation que l'on prend égale à 1.67 mW.cm^{-2} , Γ est la largeur naturelle de la raie égale à 6 MHz , et Δ est le désaccord du laser par rapport à la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Pour cette simulation, $\Omega_1 = 2\pi \times 200 \text{ kHz}$, et $\Delta = 2\pi \times 10 \text{ GHz}$, la résolution est faite pour un temps compris entre -4σ et 4σ .

L'évolution de la population dans l'état $|5\hbar k\rangle$ représentée sur la figure 4.2 durant les premières microsecondes montre une dynamique complexe entre les états intermédiaires. En effet, les populations dans les états intermédiaires oscillent durant ces premières microsecondes, puis tendent vers 0. Pour plus de clarté, seul l'état intermédiaire $|3\hbar k\rangle$ est représenté. Au delà de $10 \mu\text{s}$, la population oscille entre l'état initial $|-5\hbar k\rangle$ et l'état $|5\hbar k\rangle$. D'après la relation (1.1.40), le système est dans le régime de quasi-Bragg, l'utilisation d'une impulsion gaussienne permet d'atteindre une efficacité maximale proche de 1 pour un ordre de diffraction $n = 5$. Les résultats de la simulation numérique sont en accord avec les résultats de [46] et de [151].

4.1.2 Influence de la dispersion en vitesse du nuage

Pour dimensionner le système laser, je considère un nuage d'atomes ayant une distribution en vitesse gaussienne isotrope et caractérisée par une dispersion σ_v définie par la relation (4.1.5),

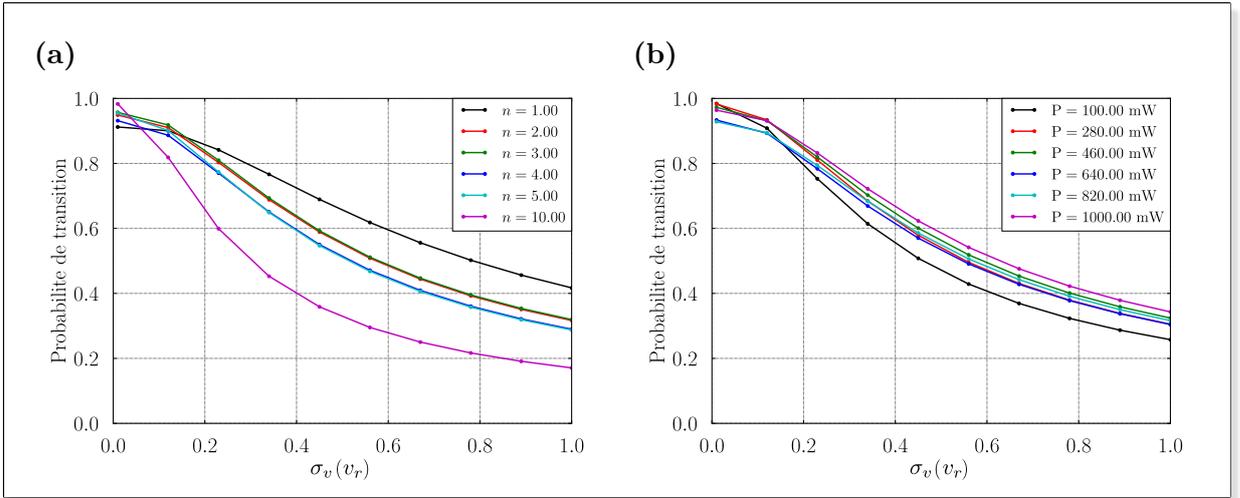


FIGURE 4.3 – (a) Efficacité de diffraction dans le cas d’une impulsion π en fonction de la dispersion en vitesse du nuage d’atomes pour les 5 premiers ordres de diffraction, la puissance du laser est de 200 mW. (b) L’efficacité de diffraction est tracée pour l’ordre 5 de diffraction pour des puissances allant de 100 mW à 1000 mW. La dispersion en vitesse est en unité de v_r , la vitesse de recul.

ce nuage a aussi une distribution spatiale gaussienne caractérisée par une taille σ_r . La taille du waïst des faisceaux laser est principalement contrainte par la taille des électrodes.

Comme nous l’avons mentionnée précédemment, la mesure de la neutralité de la matière nécessite de mettre en place des électrodes à travers lesquelles doivent passer les faisceaux du réseau optique. Pour minimiser les phénomènes de diffraction des faisceaux laser sur les bords des électrodes, le waïst des faisceaux doit être plus petit que le rayon des électrodes. En prévoyant un rayon de 0.5 cm pour chaque électrode, le waïst de chaque faisceau devra donc être de l’ordre de quelques millimètres au plus.

Ces contraintes permettent d’envisager une taille de waïst inférieure à 5 mm. Dans toutes les simulations numériques qui suivent, je fixe le waïst à 2 mm. Pour un nuage de 100 μm de taille horizontale centré sur un faisceau gaussien de 2 mm de waïst, la variation d’intensité sur l’étendue spatiale du nuage est inférieure à 2 %, ce qui induit une variation d’efficacité de diffraction inférieure à 1 %, l’intensité laser peut donc être considérée comme uniforme sur l’étendue spatiale du nuage. Pour un nuage dont la taille horizontale est supérieure à 300 μm au moment des impulsions, ce qui correspond à une température de l’ordre de 100 nK, la variation d’efficacité entre le centre et les bords du nuage devient supérieure à 10 %.

Le système d’équations est résolu en considérant une impulsion gaussienne de durée 8σ , avec σ l’écart type de la gaussienne. Ensuite, je cherche la durée de l’impulsion pour laquelle l’efficacité est maximale. Une fois cette durée fixée, j’itère la résolution en changeant le paramètre δ , finalement je calcule la probabilité de transition grâce à l’équation (4.1.4) pour un nuage ayant une dispersion en vitesse σ_v en intégrant sur le paramètre δ . La figure 4.3 présente l’évolution de la probabilité de transition en fonction de la dispersion en vitesse longitudinale σ_v en unité de v_r , avec v_r la vitesse de recul. La figure 4.3 (a) présente cette évolution pour différents ordres de diffraction compris entre 1 et 10, la puissance utilisée pour calculer la pulsation de Rabi $\Omega_0 = \Gamma\sqrt{I/2I_s}$ est de 200 mW par faisceau. Ces résultats montrent que, par exemple, pour une source avec une dispersion en vitesse de $\sigma = 0.2 v_r$, il est préférable d’utiliser une seule impulsion d’ordre $n = 10$ ayant une efficacité de diffraction de 0.65, que 10 impulsions d’ordre 1, avec une efficacité totale de $0.8^{10} = 0.1$. La figure 4.3 (b) présente l’efficacité pour différentes puissances laser, le calcul a été réalisé pour un ordre 5 de diffraction. Cette courbe nous montre

que doubler la puissance, en passant de 500 mW à 1 W par exemple, ne permet pas de gagner de façon significative sur l'efficacité. Dans notre cas, la source d'atomes présente une température verticale équivalente de 20 nK, ce qui correspond à une dispersion en vitesse de $0.23 v_r$, ainsi une puissance de l'ordre de la centaine de mW permet d'atteindre une efficacité de diffraction d'environ 0.8 au cours d'une impulsion π .

4.2 Doublage de fréquence

Les faisceaux laser du réseau optique sont obtenus à partir d'une source laser à 1560 nm de marque Keopsys[®] capable d'émettre 13 W. La fréquence est ensuite doublée grâce à un cristal non linéaire de niobate de lithium périodiquement retourné (PPLN : Periodically Poled Lithium Niobate). Cette partie rappelle le principe, et les caractéristiques du doublage de fréquence avec le cristal que nous utilisons.

4.2.1 Accord de phase

Lorsque l'on envoie une onde électromagnétique à la fréquence ω dans un cristal non linéaire, il est possible d'obtenir une onde à la fréquence 2ω en sortie. En effet, la présence d'une onde \mathbf{E} dans un matériau diélectrique entraîne une polarisation \mathbf{P} de la matière proportionnelle au champ \mathbf{E} , pour des champs peu intenses.

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_1 \mathbf{E} \quad (4.2.1)$$

avec χ_1 la susceptibilité linéaire électrique du matériau. Pour des champs plus intenses, il faut prendre en compte les ordres supérieures en \mathbf{E} . La polarisation s'exprime alors selon :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_1 \mathbf{E} + \mathbf{P}_{\text{nl}} \quad (4.2.2)$$

Le terme non linéaire de la polarisation dépend de façon quadratique du champ \mathbf{E} au premier ordre, il est caractérisé par la susceptibilité électrique d'ordre 2. Celle-ci est un tenseur d'ordre 3 qui peut s'écrire comme une matrice 3×6 :

$$\mathbf{P}_{\text{nl}} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \frac{\epsilon_0}{2} \begin{pmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} & \chi_{14} & \chi_{15} & \chi_{16} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} & \chi_{24} & \chi_{25} & \chi_{26} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} & \chi_{34} & \chi_{35} & \chi_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (4.2.3)$$

Le cristal présente des symétries qui ont pour conséquences d'annuler la plupart de ces coefficients.

Pour comprendre comment à partir d'une onde à la fréquence ω , il est possible de générer une onde à la fréquence double, nous considérons l'équation de propagation non linéaire d'une onde dans un milieu diélectrique d'indice n :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{\text{nl}} \quad (4.2.4)$$

Considérons une onde incidente plane, monochromatique à la fréquence ω_1 , de vecteur d'onde

k_1 , se propageant selon l'axe z :

$$E(z, t) = E_1(z)e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} \quad (4.2.5)$$

Pour simplifier le problème, nous considérons que seul le coefficient χ_{11} est non nul. Le terme non linéaire de la polarisation s'écrit en fonction de la composante $E_x = E_1$ du champ électrique :

$$P_{nl} = \frac{\epsilon_0}{2} \chi_{11} [E_1(z)^2 e^{i(2\omega_1 t - 2k_1 z)}] \quad (4.2.6)$$

Nous recherchons donc une solution de l'équation de propagation d'amplitude E_2 et de vecteur d'onde k_2 . On se place dans le cas de l'approximation paraxiale, qui consiste à supposer les variations de l'amplitude de $E_2(z)$ comme lentes à l'échelle de la longueur d'onde :

$$\left| \frac{d^2 E_2}{dz^2} \right| \ll k_2 \left| \frac{dE_2}{dz} \right| \quad (4.2.7)$$

D'après l'équation (4.2.4), l'onde E_2 oscille à la fréquence $\omega_2 = 2\omega_1$. L'équation (4.2.4) devient finalement :

$$\frac{dE_2}{dz} = i \frac{\omega_2}{4n(\omega_2)c} \chi_{11} E_1^2 e^{i\Delta k z} \quad (4.2.8)$$

avec $\Delta k = k_2 - 2k_1$ le désaccord de phase.

L'intensité de l'onde à la fréquence $2\omega_1$ en fonction de la position dans le cristal est donnée par [153] :

$$I_2 = \frac{\omega_1 \chi_{11}}{\epsilon_0 c^3 n(\omega_1)^2 n(2\omega_1) \Delta k^2} \sin^2 \left(\frac{\Delta k z}{2} \right) I_1^2 \quad (4.2.9)$$

Pour $\Delta k \neq 0$, l'intensité s'annule périodiquement avec une période $2L_c$, avec $L_c = \pi/\Delta k$ la longueur de cohérence du cristal. Il s'agit de la longueur au delà de laquelle la puissance de seconde harmonique n'augmente plus en raison des interférences destructives entre l'onde à ω_1 ayant une phase $2ik_1 z$ et l'onde à ω_2 avec une phase $ik_2 z$. Afin de réaliser une conversion efficace, il est nécessaire de se placer dans le cas $\Delta k = 0$, qui correspond au cas d'accord de phase. Dans ce cas, $n(2\omega_1) = n(\omega_1)$, or cette condition est difficile à réaliser en raison de la dispersion normale. Il est possible de la réaliser dans les milieux biréfringents en choisissant le bon angle d'incidence. Néanmoins, il n'est pas toujours possible d'exploiter le coefficient non linéaire le plus élevé du matériau, et donc d'assurer une conversion de fréquence optimale.

4.2.2 Quasi-accord de phase

Dés les années 60, de nouveaux mécanismes ont été proposés pour réaliser un doublage de fréquence optimal [154]. En effet, le terme de phase $e^{i\Delta k z}$ change de signe de façon périodique, ainsi un changement de phase de π de ce terme pour chaque trajet optique de longueur L_c permet d'ajouter de façon constructive les amplitudes de seconde harmonique. Il s'agit d'un quasi-accord de phase.

Dans les matériaux ferro-électriques, il est possible de retourner le moment dipolaire électrique permanent de façon périodique [155], ce qui entraîne un changement de signe de certains coefficients non linéaires du matériau, et ainsi un déphasage de π de l'onde à $2\omega_1$. Le cristal est dit alors périodiquement retourné, (Periodically Poled, PP). Le coefficient non linéaire est alors une fonction périodique de l'espace, $\chi(z) = \chi_{\text{eff}} f(z)$, $f(z)$ peut se décomposer en série de Fourier :

$$f(z) = \sum_m f_m e^{-im \frac{2\pi}{\Lambda} z} \quad (4.2.10)$$

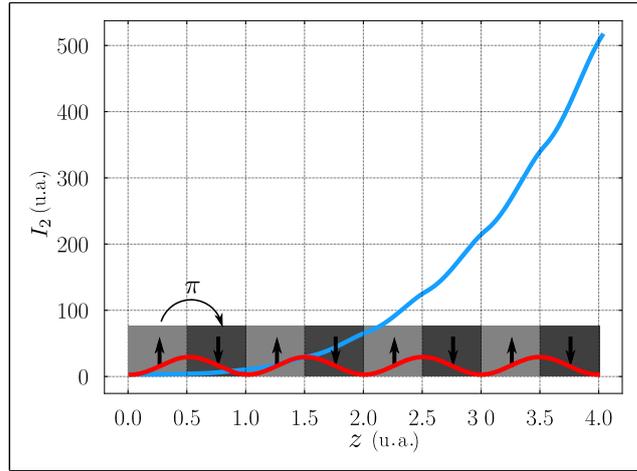


FIGURE 4.4 – Puissance de seconde harmonique en fonction de la position z dans le cristal. La courbe rouge représente le cas $\Delta k \neq 0$, et la courbe bleu correspond au quasi-accord de phase. Les flèches noires dans les zones grisées représentent le moment dipolaire permanent du matériau.

où Λ est la période de retournement de la polarisation du cristal.

L'expression de l'onde E_2 se trouve en intégrant l'équation (4.2.8) sur la longueur du cristal L , ce qui donne :

$$E_2(L) = -i \frac{\omega_1}{n_2 c} \frac{\chi_{\text{eff}}}{2} E_1^2 \sum_m f_m \int_0^L e^{i(\Delta k - m \frac{2\pi}{\Lambda})z} dz \quad (4.2.11)$$

La condition de quasi-accord de phase pour l'ordre m s'écrit alors :

$$\Delta k_{QAP} = k_2 - 2k_1 - \frac{2m\pi}{\Lambda} \quad (4.2.12)$$

La période de retournement est un multiple de la longueur de cohérence $\Lambda = 2mL_c$. La puissance de seconde harmonique le long du cristal est représentée sur la figure 4.4 en bleu dans le cas du quasi-accord de phase et en rouge pour le cas $\Delta k \neq 0$. Nous utilisons le niobate de lithium (LiNbO_3) périodiquement retourné (PPLN : Periodically Poled Lithium Niobate) car sa technologie est bien maîtrisée.

Pour que le processus de conversion soit optimal, il faut que le faisceau traverse tout le volume du cristal, or comme le cristal est relativement fin, le faisceau doit l'être aussi. Nous utilisons des faisceaux gaussiens, or plus le waist du faisceau est petit, plus la divergence est grande. Il existe donc un compromis entre la divergence du faisceau et son waist pour optimiser le rendement de conversion, celui-ci est atteint pour $L/z_R = 5.68$ d'après [156]. Cette configuration est appelée confocale.

Dans ce cas, il est possible de calculer le rendement optimal du cristal à partir de la relation (4.2.9) :

$$\eta = \frac{\omega_1^2 \chi_{QAP}^2}{16\epsilon_0 c^3 n(\omega_1)^2 n(2\omega_1)} \frac{L^4}{A} \quad (4.2.13)$$

où χ_{QAP} est le coefficient non linéaire dans le cas du quasi-accord de phase et A la surface traversée par l'onde. Ce rendement s'exprime en $\% \cdot \text{W}^{-1}$, il est alors possible de comparer le rendement attendu à celui mesuré. Le cristal que nous utilisons a une longueur de 40 mm, avec un pas de retournement de 19 μm , d'après la relation (4.2.13), le rendement attendu est de 2.6 $\% \cdot \text{W}^{-1}$.

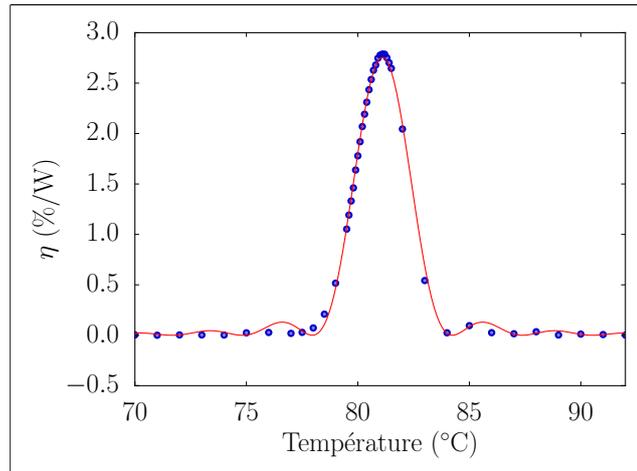


FIGURE 4.5 – Rendement de conversion du cristal PPLN en fonction de la température. Les points bleus correspondent aux points expérimentaux, et la courbe rouge correspond à un ajustement par un sinus cardinal. La température optimale de conversion est mesurée à $81.1 \pm 0.3^\circ\text{C}$

Le dispositif expérimental permettant d'effectuer les mesures de caractérisation du cristal est schématisé figure 4.7 en début de montage. La puissance est contrôlée avec un cube polarisant et une lame demi-onde placée après la fibre du laser Keopsys. Le faisceau est focalisé à $45\ \mu\text{m}$ au centre du cristal. La puissance doublée est récupérée avec une lame réfléchissant 98 % de la puissance à 780 nm. Les indices de réfraction dépendent de la température du cristal, ainsi, le rendement de conversion présente une dépendance en sinus cardinal avec la température. Le cristal est placé dans un four de marque Covision, dont la température est contrôlée à 0.1°C et peut monter à 120°C . La figure 4.5 présente l'évolution du rendement en fonction de la température du cristal, la température optimale est mesurée à $(81.1 \pm 0.3)^\circ\text{C}$.

Le rendement η a été mesuré en faisant varier la puissance en entrée du cristal. La figure 4.6 montre la dépendance quadratique de la puissance de sortie en fonction de la puissance en entrée, ce qui permet de mesurer un rendement de conversion de $2.6 \pm 0.5\ \%.W^{-1}$. Ce rendement est en accord avec la valeur attendue. Néanmoins cette mesure a été réalisée à basse puissance, or lorsque la puissance en entrée du cristal est de 10 W, le rendement diminue jusqu'à $1.8\ \%.W^{-1}$. Cette baisse de l'efficacité de conversion peut s'expliquer par des effets de lentilles thermiques qui modifie localement la forme du faisceau au sein du cristal, qui n'est alors plus dans la configuration optimale. Finalement, nous obtenons une puissance de 1.8 W à 780 nm.

4.3 Réalisation expérimentale du réseau optique

Les deux faisceaux contra-propageants sont créés avec deux MAO MT200-B100A0,5-800 de AA Opto Electronic[®], pouvant décaler la fréquence de chaque faisceau d'environ 200 MHz. Les signaux RF envoyés aux MAO sont générés par deux DDS (Direct Digital Synthesizer) cadencés par la même horloge de fréquence 1 GHz. Le décalage en fréquence est produit en réalisant un double passage dans chaque MAO comme représenté sur la figure 4.7. Les faisceaux sont ensuite injectés dans une fibre pour être amenés sur les atomes. La configuration en double passage dans les MAO présente l'avantage de minimiser les déviations après le deuxième passage pouvant être dues à des changements de fréquence, cela évite des variations d'intensité en sortie de fibre. Les faisceaux sont injectés sur des polarisations rectilignes orthogonales selon les axes propres de la fibre. Le croisement des polarisations se fait grâce au cube polarisant situé juste avant les MAO.

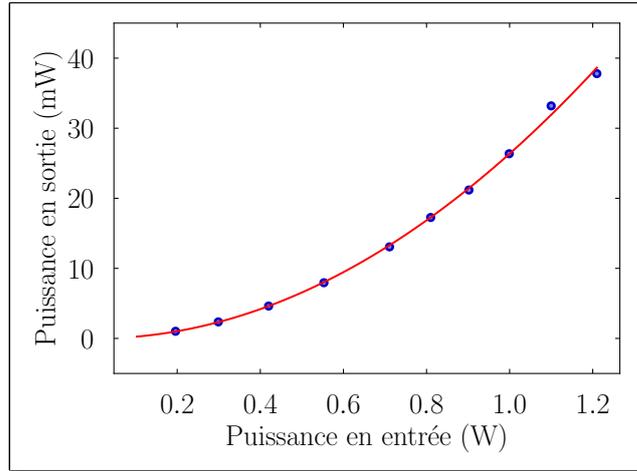


FIGURE 4.6 – Puissance de seconde harmonique en sortie du cristal en fonction de la puissance en entrée. Les points bleus sont les données expérimentales, et la courbe rouge correspond à un ajustement par une loi quadratique qui permet d'en déduire un rendement de conversion de $2.6 \pm 0.5\% \cdot W^{-1}$.

La puissance en sortie de fibre de chaque faisceaux est de 250 mW.

Pour créer un réseau optique, les polarisations des faisceaux en sortie de fibre sont transformées en polarisation circulaire, après un premier passage à travers une lame quart d'onde, comme illustrée sur la figure 4.8 (b). Les polarisations sont transformées en σ^- et σ^{+1} , qui deviennent respectivement σ^+ et σ^- après la rétro-réflexion et le passage à travers une seconde lame quart d'onde. Il en résulte alors deux réseaux formés par les paires $\sigma^+ - \sigma^+$ et $\sigma^- - \sigma^-$. Un des deux réseaux diffracte les atomes vers le haut et l'autre vers le bas, il est possible de choisir lequel des deux réseaux à utiliser en changeant la condition de résonance (1.1.26).

Le montage en sortie de fibre est représenté figure 4.8(a). Une partie de la puissance sera prélevée pour réaliser l'asservissement en phase des faisceaux. La forme temporelle des impulsions est produite grâce à un MAO. Un système afocal, composé d'une lentille divergente de -75 mm de distance focale et d'une lentille convergente de 300 mm de distance focale, placé après le MAO permet d'obtenir un faisceau collimaté de 1.8 mm de waist sur les atomes. Finalement, le faisceau est rétro-réfléchi, et deux lames quart d'onde sont placées de part et d'autre des atomes pour créer la configuration des faisceaux contra-propageants en polarisation $\sigma^+ - \sigma^+$ et $\sigma^- - \sigma^-$.

Les atomes étant dans le niveau hyperfin $F = 1$, le laser doit être désaccordé par rapport à la transition $F = 1 \leftrightarrow F' = 2$. Le laser est asservi en fréquence, ce qui permet de contrôler le désaccord à résonance. La boucle d'asservissement en fréquence est similaire à celle utilisée pour l'asservissement du laser refroidisseur, le schéma de l'asservissement est représenté figure 4.9. Nous réalisons un battement entre le laser Keopsys une fois la fréquence doublée et un laser de référence asservi sur une fréquence proche de la transition $F = 2 \leftrightarrow F' = 3$. Le battement à quelques GHz est détecté par une photodiode et amplifié, celui-ci est multiplié par un signal provenant d'un VCO, et doublé en fréquence. Le signal de battement obtenu autour de 200 MHz est filtré et envoyé dans un convertisseur fréquence tension. Le signal d'erreur est ensuite envoyé à un régulateur PID, dont la tension en sortie est appliquée sur un cristal piézo-électrique contrôlant la longueur de la cavité fibrée et ainsi la fréquence du laser.

1. Un champ magnétique faible sera appliqué dans l'axe du réseau, pour fixer un axe de quantification.

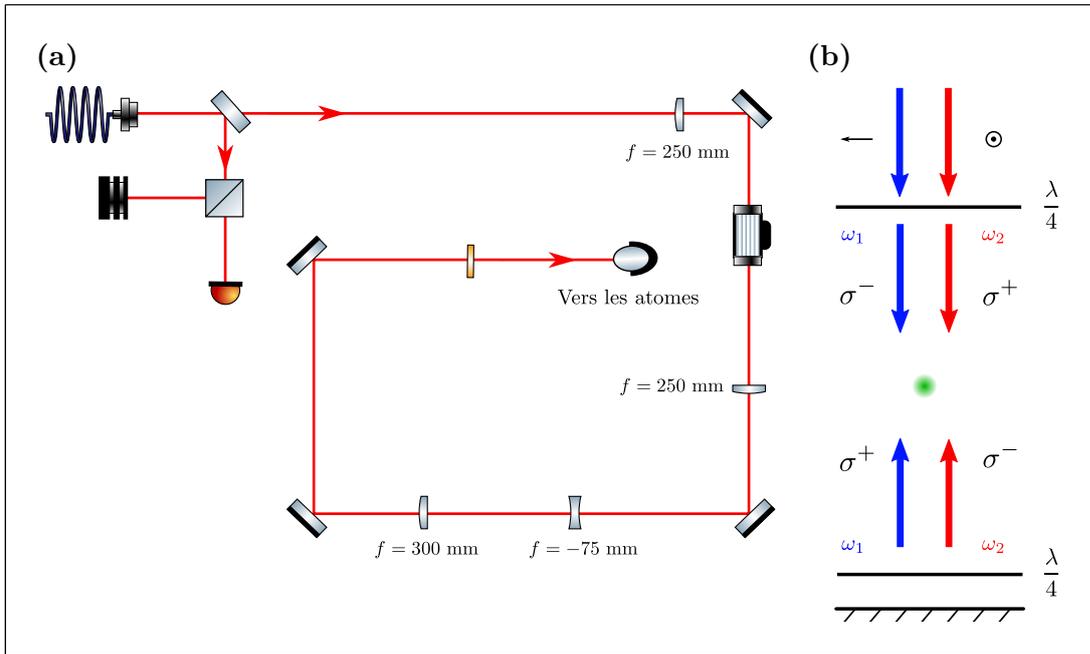


FIGURE 4.8 – (a) Schéma du trajet des faisceaux en sortie de fibre placée sur l'expérience, les faisceaux sont amenés sur les atomes avec un miroir qui renvoie les faisceaux à la vertical, représenté par l'élément ovale. (b) Configuration des polarisations des deux paires de faisceaux contra-propageants. Les paires de faisceaux utilisées sont en configuration $\sigma^+ - \sigma^+$ et $\sigma^- - \sigma^-$.

4.4 Sensibilité en phase

Dans cette partie, je présente le formalisme de la fonction de sensibilité à l'origine développé pour les horloges atomiques [157], et qui a montré son efficacité pour analyser la sensibilité des interféromètres utilisant des impulsions laser [158]. Ce formalisme s'applique pour des interféromètres impliquant le couplage entre les deux mêmes états tout le long de la séquence. Dans le cas d'une succession d'impulsions, les états impliqués ne sont pas les mêmes d'une impulsion à l'autre. Notre extension du formalisme permet de prendre en compte ces changements d'états, et ainsi de coupler de proche en proche plus de deux états. Nous faisons néanmoins l'approximation qu'une impulsion ne couple que deux états. Nous obtenons alors une expression analytique simple de la fonction de transfert dans le domaine de Fourier, et dans le domaine temporel. L'objectif est de prendre en compte les bruits de phase pendant la séquence d'accélération et de décélération des bras de l'interféromètre. Ce calcul s'appuie sur la méthode utilisée dans la thèse de P. Cheinet [159], et se situe dans la continuité du calcul effectué dans la thèse de B. Décamps [106]. Ces résultats sont présentés dans l'article [160].

4.4.1 Séquence d'impulsions à grands transferts de quantité de mouvement

Nous considérons une séquence interférométrique composée d'impulsions de Bragg. Chaque impulsion couple deux états de quantité de mouvement séparés par $2n\hbar\mathbf{k}$, avec n l'ordre de diffraction. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, nous considérons un interféromètre symétrique ($\pi/2 - \pi - \pi/2$), comprenant des phases d'accélération et de décélération, représentées sur la figure 4.10. La séquence est alors composée de trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$ résonantes

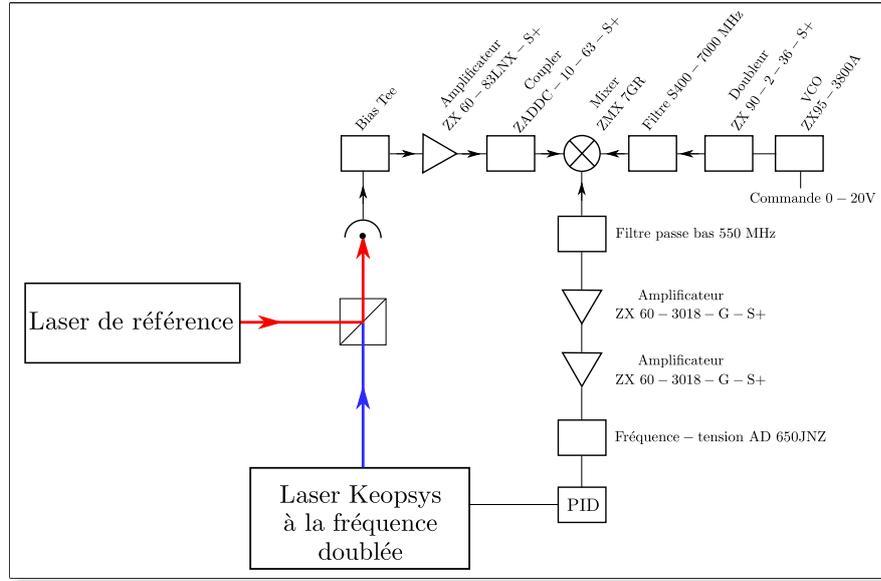


FIGURE 4.9 – Schéma de l'asservissement de la fréquence du laser de Bragg.

avec les deux bras de l'interféromètre, représentées par les réseaux longs en rouge, et aussi d'une succession d'impulsions π résonantes avec un seul des deux bras, représentées par les réseaux courts en rouge.

Dans la première moitié de la séquence, il y a une phase d'accélération comprenant N impulsions régulièrement espacées d'un temps t_c , il est donc nécessaire de réaliser une phase de décélération comprenant le même nombre N d'impulsions, avant d'appliquer l'impulsion centrale π . La seconde moitié de l'interféromètre correspond à la même séquence d'impulsions.

Le signal en sortie de l'interféromètre correspond à la population dans chacune des deux sortie. En notant P la population normalisée dans l'état $|\mathbf{p}\rangle$ en sortie, on obtient :

$$P = \frac{1 + \cos\Phi}{2} \quad (4.4.1)$$

avec Φ le déphasage entre les deux bras.

4.4.2 Fonction de sensibilité

L'intérêt de la fonction de sensibilité est de tenir compte de l'évolution de la phase laser pendant les impulsions. La fonction de sensibilité correspond à la réponse indicelle à un saut de phase $\delta\phi$ de l'onde laser à un temps t . Ce saut de phase entraîne une variation du déphasage à la sortie de l'interféromètre Φ , et ainsi une variation de la population δP . La fonction de sensibilité est alors définie par :

$$g_\phi(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta\Phi(\delta\phi, t)}{\delta\phi} = \frac{2}{\sin\Phi} \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\Phi, \delta\phi, t)}{\delta\phi} \quad (4.4.2)$$

Cette fonction permet d'exprimer la phase interférométrique Φ en fonction de la phase laser $\phi(t)$ pendant l'interféromètre :

$$\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} g_\phi(t') \frac{d\phi}{dt}(t') dt' \quad (4.4.3)$$

Nous pouvons prendre comme exemple le cas d'un interféromètre utilisant trois impulsions.

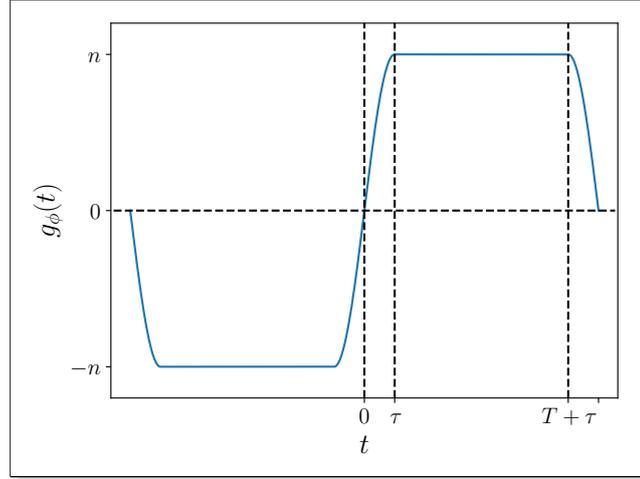


FIGURE 4.11 – Fonction de sensibilité $g_\phi(t)$ en fonction de l’instant du saut de phase pour un interféromètre à trois impulsions $\pi/2 - \pi - \pi/2$.

Formalisme dans le cas de multiples impulsions

Pour calculer la fonction de sensibilité, nous utilisons le formalisme des matrices de transfert pour exprimer l’état atomique après chaque impulsion laser. Ce formalisme a déjà été introduit au chapitre 1. Toutes les impulsions sont d’ordre n , ainsi pour une séquence de N impulsions, nous considérons l’ensemble des états $\{|j\rangle = |\mathbf{p} + 2nj\hbar\mathbf{k}\rangle\}_{j \in [0, N]}$, avec \mathbf{p} la quantité de mouvement initiale de l’atome. En prenant l’atome dans l’état initial $|0\rangle$, nous pouvons calculer l’évolution de la fonction d’onde en considérant que seuls les états résonants successifs sont peuplés, les autres états évoluant librement, le système peut être réduit à un système effectif à deux niveaux correspondant aux états $|j\rangle$ et $|j+1\rangle$. Par ailleurs, nous faisons l’hypothèse que les transitions sont résonantes. Ainsi chaque étape peut être représentée par une matrice M_j diagonale par bloc, avec chaque bloc correspondant à une matrice 2×2 couplant les états $|j\rangle$ et $|j+1\rangle$.

$$\begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_j(t_f-t)} & -ie^{i(\omega_{12}t+n\phi)} \sin\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_j(t_f-t)} \\ -ie^{-i(\omega_{12}t+n\phi)} \sin\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_{j+1}(t_f-t)} & \cos\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_{j+1}(t_f-t)} \end{pmatrix} \quad (4.4.5)$$

où Ω_R est la fréquence de Rabi, $\hbar\omega_j$ est l’énergie de l’état $|j\rangle$, $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$ est la différence de fréquence entre les deux faisceaux lasers contra-propageants, t est le temps au début de l’impulsion, ϕ est la phase laser à cet instant, et t_f est le temps à la fin de l’impulsion. Tous les autres éléments non nuls de la matrice M_j sont sur la diagonale et égaux à $e^{-i\omega_q(t_f-t)}$ pour $q \neq j, j+1$. La séquence interférométrique est représentée par le produit de $5+8N$ matrices, voir figure 4.12. L’origine du temps correspond au centre de l’impulsion π du milieu de la séquence. La matrice totale dans le cas $N = 1$ s’écrit :

$$\begin{aligned} & M_0^{XIII}(T + \tau, \Omega_R, \tau, \phi_3) \cdot M_p^{XII}(T + \tau - t_c, t_c) \cdot M_1^{XI}(T - \tau - t_c, \Omega_R, 2\tau, \phi_2) \cdot \\ & M_p^X(3\tau + t_c, T - 4\tau - 2t_c) \cdot M_1^{IX}(T + t_c, \Omega_R, 2\tau, \phi_2) \cdot M_p^{VIII}(\tau, t_c) \cdot M_0^{VII}(-\tau, \Omega_R, 2\tau, \phi_2) \cdot \\ & M_p^{VI}(-\tau - t_c, t_c) \cdot M_1^V(-3\tau - t_c, \Omega_R, 2\tau, \phi_1) \cdot M_p^{IV}(-T + \tau + t_c, T - 4\tau - 2t_c) \cdot \\ & M_1^{III}(-T - \tau + t_c, \Omega_R, 2\tau, \phi_1) \cdot M_p^{II}(-T - \tau, t_c) \cdot M_0^I(-T - 2\tau, \Omega_R, \tau, \phi_1) \end{aligned} \quad (4.4.6)$$

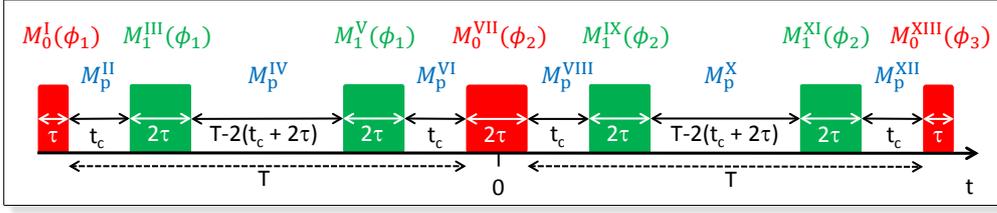


FIGURE 4.12 – Séquence complète des impulsions avec les matrices associées dans le cas $N = 1$. Les impulsions en rouge représentent les impulsions communes aux deux bras, alors que celles en vert correspondent aux accélérations produites sur un seul des deux bras.

Les matrices sont indicées en chiffre romain, ils représentent les étapes de la séquence. Les matrices M_0 correspondent aux impulsions $(\pi/2 - \pi - \pi/2)$ résonantes avec les deux bras de l'interféromètre et les matrices M_1 correspondent aux impulsions d'accélération et de décélération. Les matrices M_p correspondent à la propagation libre pour laquelle $\Omega_R = 0$. Toujours dans le cas $N = 1$, les matrices M_0 et M_1 s'écrivent :

$$M_0(t, \Omega_R, t_f - t, \phi) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_0(t_f-t)} & -ie^{i(\omega_{12}t+\phi)} \sin\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_0(t_f-t)} & 0 \\ -ie^{-i(\omega_{12}t+\phi)} \sin\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_1(t_f-t)} & \cos\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_1(t_f-t)} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\omega_2(t_f-t)} \end{pmatrix}$$

et

$$M_1(t, \Omega_R, t_f - t, \phi) = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_2(t_f-t)} & 0 & 0 \\ 0 & \cos\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_0(t_f-t)} & -ie^{i(\omega_{12}t+n\phi)} \sin\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_0(t_f-t)} \\ 0 & -ie^{-i(\omega_{12}t+n\phi)} \sin\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_1(t_f-t)} & \cos\left(\frac{\Omega_R(t_f-t)}{2}\right) e^{-i\omega_1(t_f-t)} \end{pmatrix}$$

L'état de l'atome en sortie correspond à une superposition entre l'état $|0\rangle$ et $|1\rangle$. A partir de l'équation (4.4.6), on trouve que la phase en sortie de l'interféromètre pour n et N quelconques est égale à :

$$\Phi = n(N + 1)[\phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3] \quad (4.4.7)$$

Pour calculer la fonction de sensibilité, il faut insérer un saut de phase à un instant quelconque de la séquence. Comme mentionné précédemment, il suffit de décomposer la matrice correspondant à l'instant du saut de phase, en deux matrices avec des phases laser différentes, comme représenté figure 4.13. Par exemple, pour un saut de phase se produisant pendant $[t_c + \tau, t_c + 3\tau]$, la matrice $M_1^{IX}(t_c + \tau, \Omega_R, 2\tau, \phi_2)$ est remplacée par le produit :

$$M_1^{IX'}(t, \Omega_R, 3\tau + t_c - t, \phi_2 + \delta\phi) \cdot M_1^{IX}(\tau + t_c, \Omega_R, t - (\tau + t_c), \phi_2) \quad (4.4.8)$$

Le saut de phase $\delta\phi$ doit aussi être ajouté dans les matrices correspondant à la suite de la séquence. Ainsi, la fonction de sensibilité par morceau peut être calculée à partir de l'équation (4.4.2).

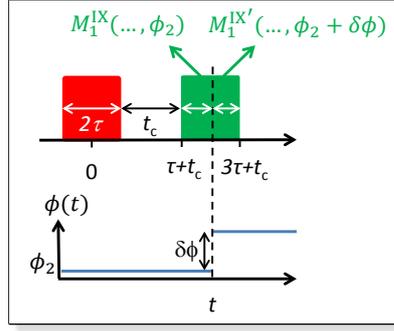


FIGURE 4.13 – Représentation du saut de phase $\delta\phi$ se produisant à un temps t lors de la $IX^{\text{ème}}$ étape. La matrice associée est divisée en deux matrices dépendant du temps t .

En calculant la fonction de sensibilité totale, on remarque que l'effet d'un saut de phase lors des impulsions d'accélération et de décélération qui sont symétriques, est le même, il est donc pratique de définir une fonction de sensibilité partielle $g_j(t)$ pour chaque paire d'impulsions d'accélération et de décélération entre les états $j \times 2n\hbar\mathbf{k}$ et $(j+1) \times 2n\hbar\mathbf{k}$. La fonction de sensibilité totale s'écrit alors comme la somme des fonctions de sensibilité partielles :

$$g_\phi^{LMT}(t) = \sum_{j=0}^N g_j(t) \quad (4.4.9)$$

Les fonctions de sensibilité partielles $g_j(t)$, représentées sur la figure 4.14, s'écrivent :

$$g_j(t) = \begin{cases} 0 & t \in [0; t_{j1}[\\ n \times \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}(t-t_{j1})}{2}\right)^2 & t \in [t_{j1}; t_{j2}[\\ n & t \in [t_{j2}; t_{j3}[\\ n \times \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}(t_{j4}-t)}{2}\right)^2 & t \in [t_{j3}; t_{j4}[\\ 0 & t \in [t_{j4}; T+2\tau] \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} t_{j1} = j(2\tau + t_c) - \tau \\ t_{j2} = j(2\tau + t_c) + \tau \\ t_{j3} = T - j(2\tau + t_c) + \tau \\ t_{j4} = T - j(2\tau + t_c) + 3\tau \end{cases} \quad (4.4.10)$$

Phase interférométrique

Dans le chapitre 1, nous avons vu l'expression du déphasage dans le cas d'impulsions infiniment courtes. La fonction de sensibilité permet de prendre en compte la durée finie des impulsions dans le calcul du déphasage. En se plaçant dans le référentiel du laboratoire, les atomes peuvent être soumis à une accélération constante \mathbf{a}_c , les atomes avec une quantité de mouvement initiale \mathbf{p} voient une phase $\phi(t)$ telle que :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_c t + 2\frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}}{m} \quad (4.4.11)$$

Comme la fonction de sensibilité est impaire, l'intégrale de $g_\phi(t)p$ s'annule, ce qui signifie que la vitesse initiale des atomes n'entraîne aucun déphasage. Dans le cas d'un interféromètre à trois impulsions, le déphasage calculé avec la relation (4.4.3) s'écrit :

$$\Phi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_c T^2 \left[1 + \left(1 + \frac{2}{\pi}\right) \frac{2\tau}{T} + \frac{2}{\pi} \left(\frac{2\tau}{T}\right)^2 \right] \quad (4.4.12)$$

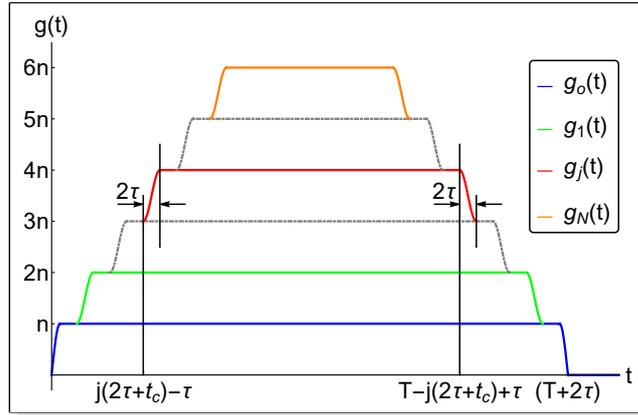


FIGURE 4.14 – Représentation de la fonction de sensibilité partielle définie par l'équation (4.4.10). L'instant de la $j^{\text{ème}}$ impulsion (ligne continue en rouge) ainsi que l'instant de la dernière impulsion sont indiqués sur l'axe temporel.

Il apparaît un terme correctif en τ/T , qui traduit la propagation des atomes pendant l'impulsion. Pour un interféromètre comprenant une séquence de N impulsions, le déphasage devient :

$$\Phi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_c T^2 \left[1 + \left(1 + \frac{2}{\pi} - N(N-1) \right) \frac{1}{N+1} \frac{2\tau}{T} - N \frac{t_c}{\tau} + \left(\frac{2}{\pi} + N \right) \frac{1}{N+1} \left(\frac{2\tau}{T} \right)^2 \right] \quad (4.4.13)$$

Pour $N \neq 0$, la durée finie des impulsions se traduit par une modification du facteur d'échelle, qui peut s'interpréter comme une modification de l'aire spatio-temporelle. A transfert d'impulsion égal, l'aire est plus petite pour $N \neq 0$, que dans le cas à trois impulsions.

Sensibilité au bruit de phase

La fonction de sensibilité peut être utilisée pour évaluer l'effet du bruit de phase laser, caractérisé par sa densité spectrale $S_\phi(\omega)$, sur le signal d'interférence mesuré. Pour cela, nous calculons la fonction de transfert de l'interféromètre $H(\omega)$. La variance du bruit de phase en sortie de l'interféromètre est donnée par la densité spectrale de puissance $S_\phi(\omega)$ pondérée par la fonction de transfert :

$$\sigma_\phi^2 = \int_0^\infty |H(\omega)|^2 S_\phi(\omega) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (4.4.14)$$

avec la fonction de transfert $H(\omega)$ définie par :

$$H(\omega) := \omega \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} g_\phi(t) dt \quad (4.4.15)$$

Pour calculer $H(\omega)$, nous définissons, la fonction de transfert partielle pour chaque fonction de sensibilité partielle $g_j(t)$:

$$H_j(\omega) = \omega \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t} g_j(t) dt \quad (4.4.16)$$

A partir des équations (4.4.10) et (4.4.16), on peut calculer la fonction de transfert partielle :

$$H_j(\omega) = i \frac{4n\Omega_R^2}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\omega \frac{T+2\tau}{2}\right) \sin\left(\omega \frac{T-2j(2\tau+t_c)+2\tau}{2}\right) \cos(\omega\tau) \quad (4.4.17)$$

La fonction de transfert totale $H(\omega)$ s'obtient en sommant toutes les fonctions de transfert

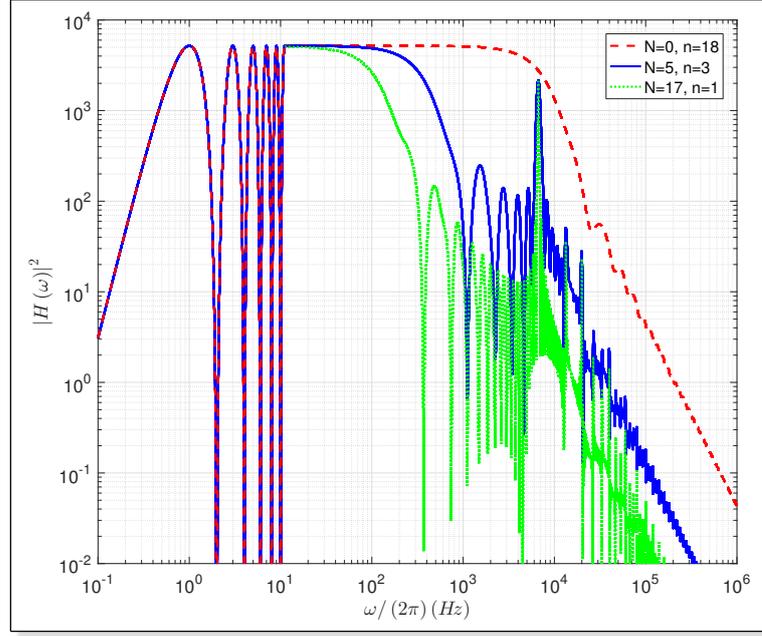


FIGURE 4.15 – Fonction de transfert $|H(\omega)|^2$ pour $N = 0$ (tirés rouges), $N = 5$ (traits bleus), et $N = 17$ (tirés verts) avec $2T = 500$ ms, $\tau = 50$ μ s, et $t_c = 50$ μ s.

$H_j(\omega)$. Après calcul de $\sum_{j=1}^N H_j(\omega)$, nous obtenons la forme analytique simple et générique suivante :

$$H(\omega) = i \frac{4n\Omega_R^2}{\omega^2 - \Omega_R^2} \sin\left(\omega \frac{T + 2\tau}{2}\right) \times \left[\frac{\omega}{\Omega_R} \cos\left(\omega \frac{T + 2\tau}{2}\right) + \sin\left(\omega \frac{T}{2}\right) + \frac{\sin\left(\omega \frac{N(t_c + 2\tau)}{2}\right)}{\sin\left(\omega \frac{t_c + 2\tau}{2}\right)} \cos(\omega\tau) \sin\left(\omega \frac{T - (N + 1)t_c - 2N\tau}{2}\right) \right] \quad (4.4.18)$$

La figure 4.15 représente $|H(\omega)|^2$ pour trois interféromètres avec des aires spatio-temporelles similaires ($2T = 500$ ms, et $36 \hbar k$). Le premier interféromètre (en tirés rouge) est composé de trois impulsions, c'est-à-dire avec $N = 0$, d'ordre $n = 18$, le deuxième correspond à une séquence avec $n = 1$ et $N = 17$, enfin le dernier interféromètre est dans une configuration intermédiaire avec $N = 5$, et $n = 3$. Dans les trois cas, τ et t_c sont les mêmes avec $\tau = 50$ μ s, $t_c = 50$ μ s.

Nous pouvons remarquer plusieurs points concernant l'allure de la fonction de transfert pour chacune des configurations. Tout d'abord, à basse fréquence, $|H(\omega)|^2$ ne dépend pas de la séquence des impulsions. En effet, la durée finie de l'interféromètre $2T$ implique que le premier facteur sinusoidal s'annule pour des multiples de la fréquence $1/(T + 2\tau)$, cela confirme que l'interféromètre n'est pas sensible à des fluctuations de phase qui sont identiques à chaque impulsion. A hautes fréquences ($f > 11$ Hz), la courbe est moyennée sur le domaine de fréquence $1/T$ pour avoir une meilleure lisibilité de l'enveloppe de $|H(\omega)|^2$.

Par ailleurs, la durée finie des impulsions est à l'origine du filtre passe-bas en $1/f^2$ caractéristiques des impulsions avec des profils temporels rectangulaires [161]. Dans le cas de l'interféromètre à trois impulsions, la fréquence de coupure est à $1/2\tau$ (10 kHz). Pour la séquence avec $N \neq 0$, la durée effective plus longue, de la séparatrice, mène à une fréquence de coupure plus basse $1/(2N(2\tau + t_c))$.

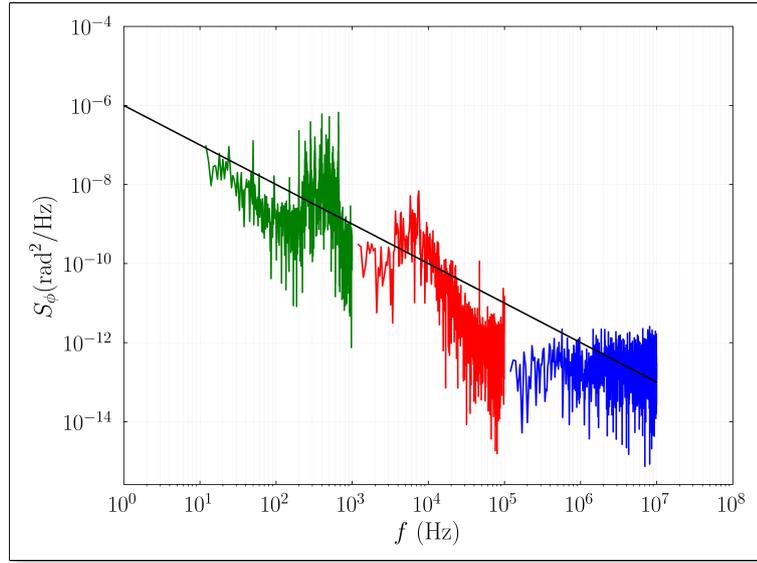


FIGURE 4.16 – Densité spectrale de bruit de phase obtenu par battement des deux faisceaux formant le réseau optique. La courbe en verte provient d’une acquisition de $T = 1\text{ s}$ avec une fréquence d’échantillonnage de $f_e = 2\text{ kHz}$, en rouge $T = 10\text{ ms}$ et $f_e = 20\text{ kHz}$, et en bleu $T = 100\ \mu\text{s}$ et $f_e = 20\text{ MHz}$.

4.4.3 Bruit de phase du laser

Le calcul de la fonction de transfert de l’interféromètre nous permet de calculer l’impact du bruit de phase laser sur la phase en sortie. Pour cela, nous avons mesuré le bruit de phase des faisceaux laser de Bragg en sortie de la fibre.

En sortie de la fibre, les polarisations des deux faisceaux sont orthogonales, pour réaliser un battement, elles sont projetées sur le même axe avec un cube polarisant, ainsi on crée un signal d’interférence détecté par une photodiode, dont l’intensité s’écrit :

$$\begin{aligned} I &= \langle [A\cos(\omega_1 t + \varphi_1) + A\cos(\omega_2 t + \varphi_2)]^2 \rangle \\ &= A^2 [1 + \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi)] \end{aligned} \quad (4.4.19)$$

avec $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ et $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$. Pour détecter le déphasage $\Delta\varphi$, il faut démoduler ce signal avec un signal de référence à la même fréquence $\Delta\omega$, le signal résultant s’écrit :

$$\begin{aligned} S &= A^2 [1 + \cos(\Delta\omega t + \Delta\varphi)] \cos(\Delta\omega t) \\ &= \frac{A^2}{2} [\cos(\Delta\varphi) + \cos(2\Delta\omega t + \Delta\varphi) + 2\cos(\Delta\omega t)] \end{aligned} \quad (4.4.20)$$

Le signal de référence est créé à partir du battement entre les deux signaux RF envoyés aux MAO. Le signal démodulé S est ensuite filtré pour obtenir la composante continue contenant l’information sur le déphasage $\Delta\varphi$. L’acquisition du signal est réalisée pour un déphasage compris entre 0 et π . Nous calculons ensuite la densité spectrale de bruit et l’impact de ce bruit sur la phase en sortie de l’interféromètre.

La densité spectrale de puissance est définie comme la transformée de Fourier de la fonction d’auto-corrélation, dans le cas d’un signal discrétisé $\{x_n\}_{n \in [0, N]}$, la fonction d’auto-corrélation

s'écrit :

$$R(j) = \sum_n x_n x_{n-j} \quad (4.4.21)$$

Sa transformée de Fourier discrète est égale à :

$$F(k) = \sum_{n=0}^N x_n e^{-i2\pi k \frac{n}{N}} \quad (4.4.22)$$

En pratique, le traitement se fait en utilisant la méthode de Welch [162] et non la transformée de Fourier discrète. Cette méthode consiste à moyenner un grand nombre L de périodogrammes de taille $M = N/L$, avec N le nombre d'échantillons. L'estimateur de la densité spectrale de puissance s'écrit :

$$S(\omega) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L S_i(\omega) \quad \text{avec} \quad S_i(\omega) = \frac{1}{UM} \left| \sum_{n=0}^{M-1} x_i(n)w(n)e^{-jn\omega} \right|^2 \quad (4.4.23)$$

avec w la fenêtre d'échantillonnage et U une constante de normalisation qui réduit le biais dû à la fenêtre. Plus le nombre de segment L est grand, plus le biais diminue, aux dépens de la résolution.

Résultats

La densité spectrale est tracée figure 4.16 sur une plage de fréquence de 10 Hz à 10 MHz. Trois acquisitions ont été faites pour couvrir cette plage de fréquence. Chaque spectre a été calculé jusqu'à $f_e/2$, avec f_e la fréquence d'échantillonnage. Le spectre en vert correspond à un temps d'acquisition de 1 s avec $f_e = 2$ kHz, en rouge le temps est de 10 ms avec $f_e = 20$ kHz, et en bleu le temps est de 100 μ s avec $f_e = 20$ MHz. On voit que l'incertitude statistique augmente quand on se rapproche de la fréquence d'échantillonnage.

Notre mesure, par construction, est insensible aux bruits de phase entre les deux DDS. Il est cependant raisonnable de supposer que le bruit de phase est dominé par les fluctuations dues à la propagation dans la fibre, étant donné que les deux faisceaux se propagent suivant deux polarisations orthogonales.

L'incertitude minimale sur la mesure de la phase en sortie de l'interféromètre est donnée par la fonction de transfert de l'interféromètre (4.4.14). Le calcul est effectué pour une séquence d'impulsions typique, avec $N = 5$ et $n = 3$. Les valeurs des autres paramètres sont les suivants $T = 50$ ms, $t_c = 50$ μ s, et $\tau = 50$ μ s. L'incertitude est alors $\sigma_\varphi = 0.1$ rad. Cette valeur ne limite pas l'incertitude de 0.2 rad que nous envisageons d'atteindre pour une première mesure du test de la neutralité, néanmoins il est prévu de mettre en place une boucle d'asservissement en phase des deux faisceaux laser pour diminuer le bruit de phase dû à la propagation. Néanmoins, la principale limite aux bruits de phase devrait provenir des vibrations du miroir de rétro-réflexion. Les mesures des vibrations à l'aide d'un sismomètre permettra de réduire le bruit en corrélant ces mesures au signal interférométrique.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai montré le dimensionnement et la caractérisation du système laser utilisé pour le réseau optique. J'ai présenté l'effet de la dispersion en vitesse d'un nuage d'atomes sur l'efficacité de la diffraction de Bragg. La résolution numérique du système d'équations différentielles régissant l'évolution des états couplés par le réseau optique a permis de dimensionner

le laser utilisé pour créer le réseau. Dans le cas d'un ordre 5 de diffraction, l'efficacité n'augmente pas de façon significative au delà de quelques centaines de milliwatts.

Nous avons développé un modèle analytique permettant de calculer l'effet d'un bruit de phase au cours d'une impulsion sur la sensibilité de l'interféromètre pour une séquence d'impulsions multi-photoniques. Une mesure du bruit de phase entre les deux bras de l'interféromètre a été réalisée, et son impact sur la sensibilité de la phase interférométrique a pu être évalué grâce à notre modèle. Les premiers résultats sont encourageant pour la mesure du test de la neutralité que nous envisageons de réaliser.

Les prochaines étapes consistent à mettre en place un asservissement en phase du réseau optique et à contrôler les vibrations, ce qui permettra notamment de diminuer le bruit de phase.

La réalisation de séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement, à l'aide des transitions de Bragg séquentielles, permettra notamment de valider expérimentalement notre modèle analytique, et d'étudier l'efficacité et la phase de diffraction.

Une comparaison des transitions de Bragg séquentielles et de la méthode des oscillations de Bloch, plus largement utilisée dans la communauté de l'interférométrie atomique, fera aussi l'objet d'une étude.

Chapitre 5

Puce à atomes

Sommaire

5.1	Présentation de la puce	111
5.1.1	Piège magnéto-optique miroir	112
5.1.2	Piège magnétique	113
5.2	Résultats expérimentaux	118
5.3	Conclusion	122

Dans la perspective de rendre les expériences d’atomes froids transportables ou de les embarquer dans des missions spatiales, il est nécessaire de rendre les dispositifs plus compacts. C’est dans ce contexte, que nous travaillons en collaboration avec le CNES et le LAAS pour développer des puces à atomes.

Ce chapitre présente donc les études menées sur une puce à atomes hybride de taille millimétrique. L’utilisation des puces à atomes ouvre de nouvelles perspectives concernant la miniaturisation des expériences d’atomes froids et offre de plus une faible consommation électrique, de tels avantages sont particulièrement intéressants pour des applications dans des missions spatiales embarquées. L’ensemble des résultats présentés dans ce chapitre se trouve dans [107, 125].

5.1 Présentation de la puce

La construction du dispositif expérimental a commencé en 2014. Lorsque je suis arrivé en première année de thèse en 2016, un piège magnéto-optique avait été obtenu, et les premiers chargements d’atomes dans le piège magnétique avaient commencé.

L’expérience a été conçue pour atteindre la condensation de Bose-Einstein avec une puce atomique hybride permettant le piégeage d’atomes avec des champs magnétiques et avec un piège optique.

L’utilisation d’un piège optique en plus du piège magnétique présente divers avantages :

- Il peut servir comme étape final pour atteindre la condensation, en augmentant les fréquences de piégeage.
- Le rubidium 85 possède une longueur de diffusion négative, ainsi les interactions entre atomes dans le condensat sont attractives et cela peut conduire à la formation de molécules de Rb_2 . Or la longueur de diffusion peut être modifiée par l’application de champ magnétique, et diverge pour une certaine valeur de champ magnétique ce phénomène est appelé résonance de Feshbach. Afin de manipuler ces résonances, il faut que le champ magnétique constitue un degré de liberté, ce qui est rendu possible avec l’utilisation d’un piège optique.

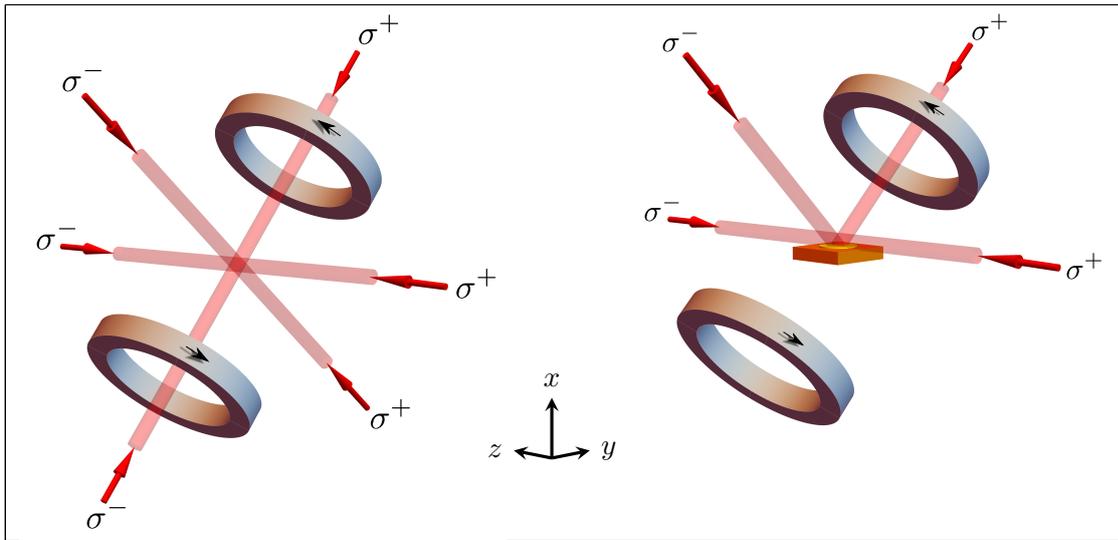


FIGURE 5.1 – *A gauche, une configuration standard du PMO est représentée avec la polarisation adéquate pour chaque faisceau. A droite, se trouve la configuration PMO miroir que nous utilisons.*

- Une fois les atomes piégés à la surface de la puce, il faut déplacer le nuage au centre du réseau optique pour appliquer une séquence interférométrique, un piège optique aligné avec le réseau est alors nécessaire pour maintenir les atomes avant d'être lancés à la verticale.

5.1.1 Piège magnéto-optique miroir

La configuration adaptée à l'utilisation d'une puce est le piège magnéto-optique miroir tel que présenté dans [163]. Cette configuration permet de créer un PMO proche d'une surface. Elle consiste à réfléchir des faisceaux à 45° à la surface d'un miroir en utilisant la propriété de changement de la polarisation circulaire pour obtenir les polarisations nécessaires à la réalisation d'un PMO, voir figure 5.2. Des représentations schématiques de la configuration du PMO miroir et de la configuration standard sont données figure 5.1.

Notre PMO miroir est constitué d'un miroir plan situé à la verticale de 70 mm de diamètre et de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Deux faisceaux placés à l'horizontale sont réfléchis à 45° du miroir et superposés entre eux, ils se situent suivant les axes propres du quadrupôle magnétique, le troisième faisceau est donc placé à la verticale et rétro réfléchit. L'axe horizontal parallèle à la puce correspond au jet d'atomes provenant du PMO 2D et permet de charger le PMO 3D.

Le quadrupôle magnétique est créé par deux bobines en configuration anti-Helmholtz, placées selon la direction d'un des deux faisceaux horizontaux. L'avantage de la réflexion à 45° est d'éviter l'effet d'ombre. D'autres expériences utilisent des fils en U avec un champ de biais pour créer un piège magnéto-optique [164, 165], dans ce cas il est plus difficile d'aligner les faisceaux avec les axes du quadrupôle.

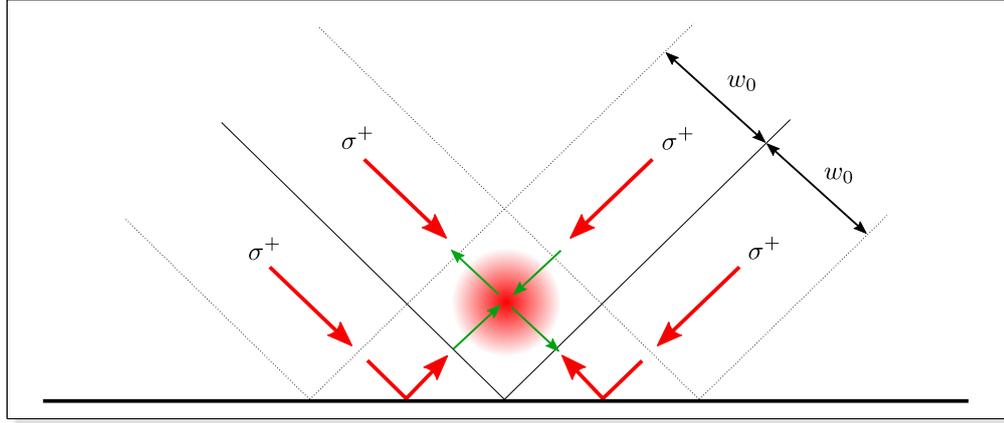


FIGURE 5.2 – *Principe du PMO miroir. Le miroir est représenté par la ligne noire, les faisceaux du PMO sont les flèches rouges avec la polarisation associée. Les flèches vertes représentent le champ magnétique du quadrupôle, le nuage d’atomes en rouge est situé au centre du quadrupôle magnétique.*

5.1.2 Piège magnétique

Principe de piégeage

L’énergie d’interaction entre un atome de moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ et un champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ s’écrit :

$$U(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = g_F m_F \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\| \quad (5.1.1)$$

où g_F est le facteur de Landé, m_F le nombre quantique correspondant à un des sous niveaux magnétiques de l’état $|F\rangle$, et μ_B le magnéton de Bohr. Les atomes sont piégés lorsqu’ils se retrouvent dans un minimum d’énergie d’interaction $U(\mathbf{r})$. Or, on peut démontrer qu’il n’est pas possible de créer de maximum local de champ magnétique statique[166]. Ainsi, seuls les atomes dans un sous niveau m_F tel que $g_F m_F > 0$ peuvent se retrouver dans un minimum d’énergie potentielle et ainsi être piégés, les états avec $g_F m_F < 0$ sont anti-piégeants.

Dans le cas du ^{87}Rb , les sous niveaux magnétiques qui peuvent être piégés sont les niveaux $|F = 1, m_f = -1\rangle$, $|F = 2, m_f = 1\rangle$, et $|F = 2, m_f = 2\rangle$ de l’état fondamental $5S_{1/2}$ représentés figure 5.3. Cependant l’axe de quantification change quand l’atome se déplace dans le piège. Or le moment magnétique précesse autour de l’orientation locale du champ magnétique à la pulsation cyclotron ω_C . Les changements de direction du champ doivent alors être suffisamment lente pour que les atomes ne perdent pas leur orientation, donc pour que le piège soit stable, cette condition s’écrit :

$$\frac{d\theta(t)}{dt} \ll \frac{g_F m_F \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\|}{\hbar} = \omega_C \quad (5.1.2)$$

avec $\dot{\theta}(t)$ est la vitesse de variation de l’angle entre la direction locale du champ magnétique et le moment magnétique de l’atome. La limite supérieure de cette vitesse de variation est la fréquence du piège. Dans les zones de faible champ, cette condition n’est plus respectée, et les atomes peuvent faire des transitions dans des états anti piégeants, on parle alors de pertes de Majorana [167].

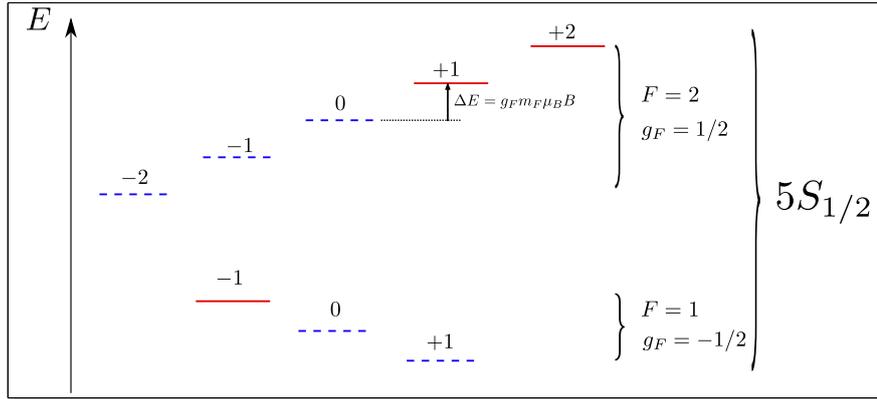


FIGURE 5.3 – Décalage en énergie des sous niveaux magnétiques des niveaux hyperfins $|F = 1\rangle$ et $|F = 2\rangle$. Les sous niveaux magnétiques piégeants sont représentés en traits pleins rouges, les sous niveaux en tirets bleus sont non-piégeants ou anti-piégeants.

Géométrie du piège

Il existe une grande variété de pièges magnétiques, leur réalisation consiste à créer une combinaison de différents champs magnétiques pour obtenir un minimum local de champ. Notre piège est similaire à un piège Ioffé-Pritchard. Dans ce type de piège un quadrupôle à deux dimensions est combiné avec un champ transverse pour créer un confinement dans la troisième direction. Dans notre cas le quadrupôle 2D est généré par la combinaison du champ créé par le passage d'un courant dans un fil et d'un champ uniforme orthogonal au fil. Pour comprendre la forme du piège, commençons par rappeler l'expression du champ créé par un courant I passant dans un fil infiniment long :

$$\mathbf{B}(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \mathbf{e}_\theta \quad (5.1.3)$$

Le champ créé est orthoradial, et décroît en $1/r$ avec r la distance au fil. Si on ajoute un champ de biais B_b , nous obtenons un zéro de champ magnétique dans le plan transverse au fil. Le champ magnétique résultant s'annule à une distance r_0 du fil, le gradient $b(r_0)$ au voisinage de ce point et r_0 sont donnés par les relations suivantes :

$$r_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_b}, \quad b(r_0) = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_b^2}{I} \quad (5.1.4)$$

Les lignes du champ total sont représentées figure 5.4. Le potentiel magnétique vu par les atomes n'est pas confinant dans la direction du fil et sa valeur est nulle au centre du piège, il se forme un piège quadrupolaire à deux dimensions. Une façon de remédier à ces deux problèmes est d'ajouter deux fils perpendiculaires au premier fil. Si le courant circule dans le même sens dans ces deux fils, alors un champ non nul suivant la direction du fil est créé réalisant ainsi l'équivalent d'un piège de Ioffé-Pritchard. Pour réaliser cette configuration, nous utilisons une forme en "Z" du fil qui permet de créer un confinement dans les trois directions de l'espace. L'absence de zéro de champ au minimum du piège permet ainsi d'éviter les pertes de Majorana par retournement du spin.

Après l'étape de refroidissement laser, les atomes sont capturés dans le piège magnétique de type Ioffé Pritchard, créé par le fil en forme de "Z". Ce piège a une taille millimétrique qui est intermédiaire entre les pièges créés par des bobines et ceux créés par des micro-puces. L'avantage

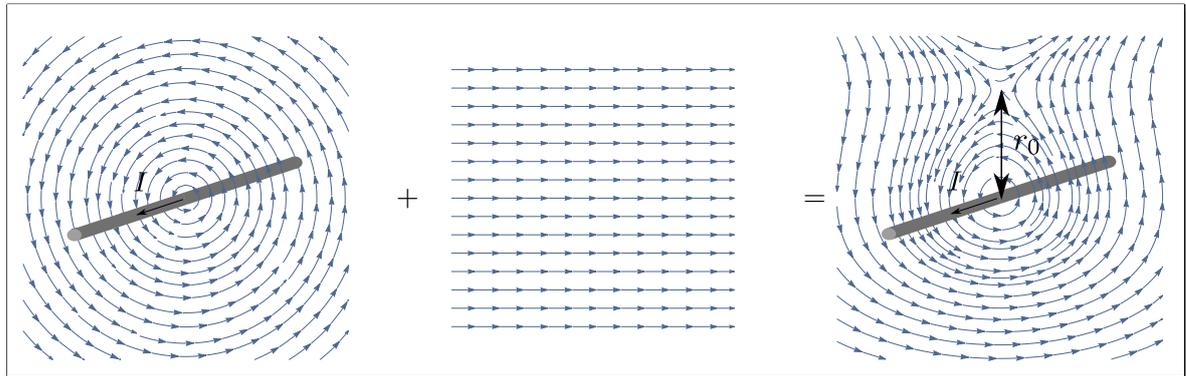


FIGURE 5.4 – Lignes de champ d'un quadrupôle magnétique à deux dimensions résultant de la somme du champ magnétique créé par un fil et d'un champ uniforme orthogonal au fil. La combinaison des deux champs crée un point de l'espace où le champ s'annule à une distance r_0 du fil.

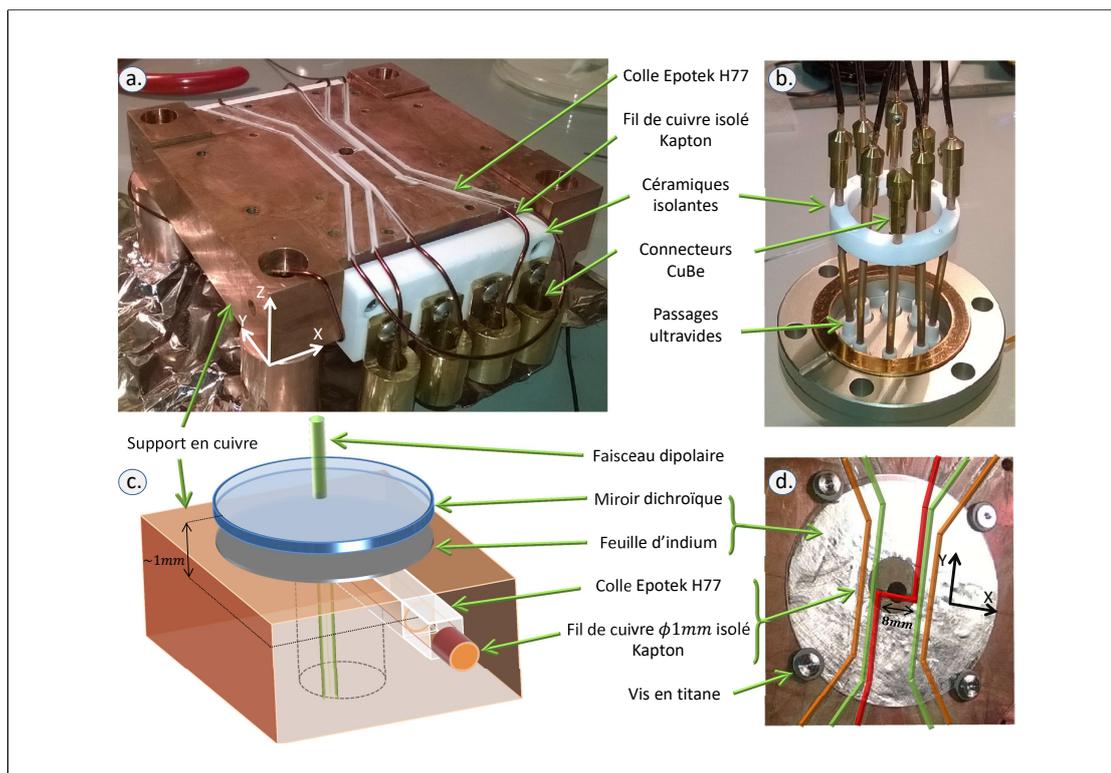


FIGURE 5.5 – Puce à atomes de taille millimétrique. **a)** Photo du support en cuivre. **b)** Connecteurs électriques. **c)** Schéma de la puce avec le miroir dichroïque. Un faisceau laser à 1560 nm avec un waist de $50\ \mu\text{m}$ peut passer à travers le trou de 5 mm de diamètre dans le bloc de cuivre. **d)** Photo de la puce à atomes avec le fil en "Z" (rouge), les fils en "I" (vert), et les fils pour l'émission du champ RF (orange).

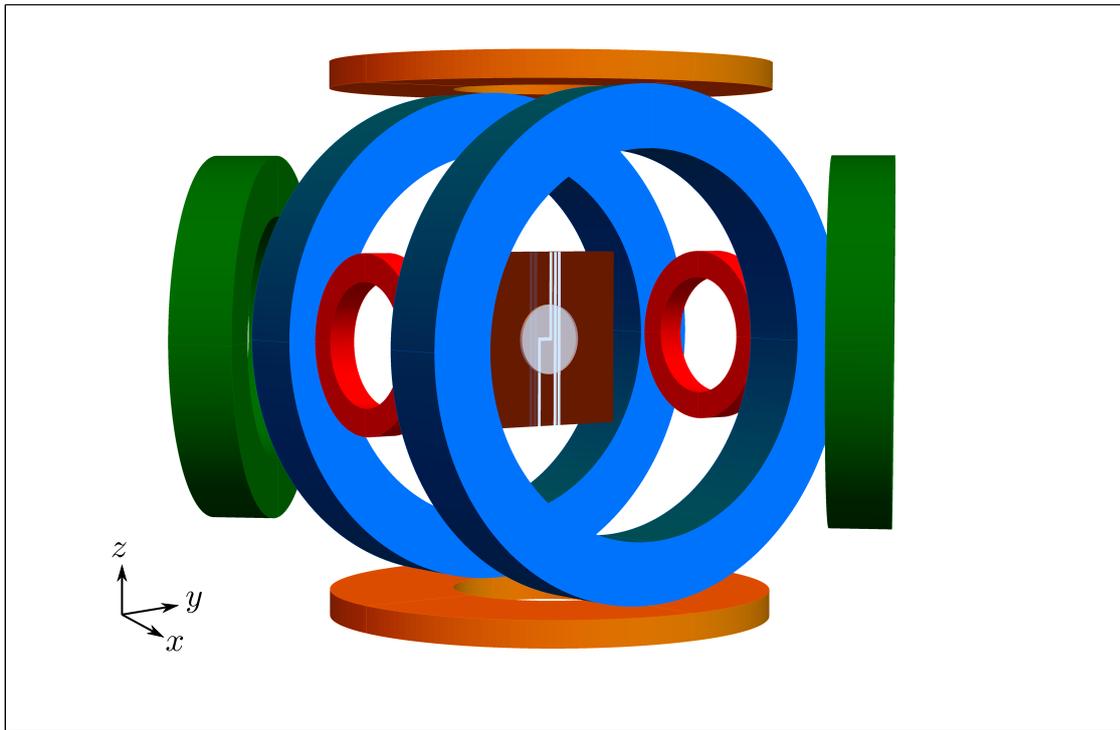


FIGURE 5.6 – Configuration du PMO miroir. La puce est au centre des bobines avec le fil en Z , et le fil en I . Les bobines pour les résonances de Feshbach sont en bleu. Les bobines du PMO sont en vert. Les bobines créant le champ B_{ext} sont en rouge, et les bobines générant le champ B_b en orange.

est d’offrir un volume de piégeage grand devant les pièges micrométriques et des gradients plus importants que les pièges macroscopiques. Ces pièges ont déjà permis d’atteindre le régime de dégénérescence quantique [168, 169, 170]. La particularité de notre puce, illustrée sur la figure 5.5, réside dans la simplicité de sa mise en œuvre, sa fabrication ne nécessite pas de salle blanche ou de micro usinage. Elle est constituée d’un bloc de cuivre sur lequel des sillons sont usinés à la surface pour pouvoir encastrer des fils en cuivre de 1 mm de diamètre, isolés électriquement par une couche de Kapton®.

Compression du piège

Une évaporation efficace dans le piège nécessite d’avoir un taux de collisions élastiques élevé, donc d’augmenter le confinement du piège. Cela peut être réalisé en augmentant le courant dans le fil en “Z” proportionnellement au champ de biais B_b , d’après les expressions (5.1.4), cela permet de ne pas changer la position du piège tout en augmentant le gradient au voisinage du minimum de champ. Néanmoins, le courant dans le fil est limité par la puissance dissipée par effet Joule sous ultra-vide. Le courant est fixé à 40 A ce qui correspond à une augmentation de 30°C de la température du fil. En effet la résistance du fil augmente avec la température au premier ordre selon $R = R_0(1 + \alpha\delta T)$.

Le confinement selon l’axe y est assuré par les deux fils parallèles du fil en “Z”. En effet, le champ magnétique et le gradient à une distance x_0 projeté sur l’axe y , produit par un courant

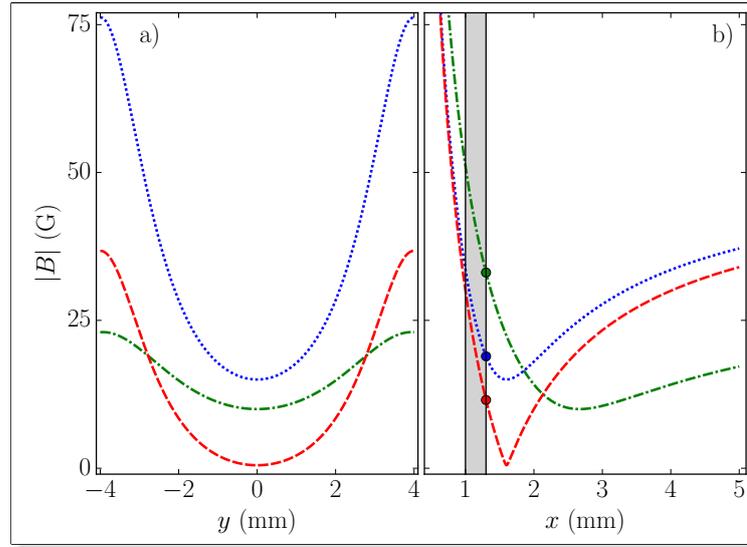


FIGURE 5.7 – Tracé des lignes de champ selon les direction y (a) et x (b). Le champ de biais B_b est selon la gravité (direction z). Les lignes en pointillés verts correspondent à un champ de biais de 28 G. Les lignes en tirets rouge correspondent à une compression du piège avec $B_b = 50$ G, $I=30$ A, et $B_{ext} = 14.5$ G suivant y . La courbe en pointillés bleus représente le profil sans B_{ext} . La zone grisée correspond à l'emplacement du miroir dichroïque

I traversant deux fils parallèles infiniment fins séparés par une distance L sont donnés par :

$$B_y = \frac{\mu_0}{I} \left(\frac{x_0}{(L/2 + y^2) + x_0^2} + \frac{x_0}{(L/2 - y^2) + x_0^2} \right) \quad (5.1.5)$$

La fréquence selon la direction longitudinale y est donnée par la dérivée seconde du champ :

$$\frac{d^2 B_y}{dy^2} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{64x_0(3L^2 - ax_0^2)}{(L^2 + ax_0^2)^3} \quad (5.1.6)$$

La fréquence longitudinale peut donc être augmentée avec le courant I circulant dans le fil en “Z”.

Pour davantage comprimer selon la direction longitudinale, on peut augmenter l'intensité du courant circulant dans les deux fils en “I” situé de part et d'autre du fil en “Z”. L'effet est d'augmenter les fréquences longitudinales, mais aussi la norme du champ au fond du piège et par conséquent la profondeur du piège est diminuée.

Une autre façon d'augmenter les fréquences du piège est d'ajouter un champ magnétique homogène B_{ext} selon l'axe y opposé au sens du champ au fond du piège. Celui-ci est créé par deux bobines représentées en rouge figure 5.6 en configuration Helmholtz. La courbe en tiret rouge sur la figure 5.7 correspond à la présence du champ B_{ext} , elle est à comparer à la courbe en pointillée bleu où le champ B_{ext} est absent, les fréquences transverses et la profondeur du piège sont augmentées.

Evaporation dans le piège magnétique

Nous utilisons le refroidissement par évaporation dont le principe est le même que celui présenté pour le piège optique. L'avantage du piège magnétique est que la profondeur du piège

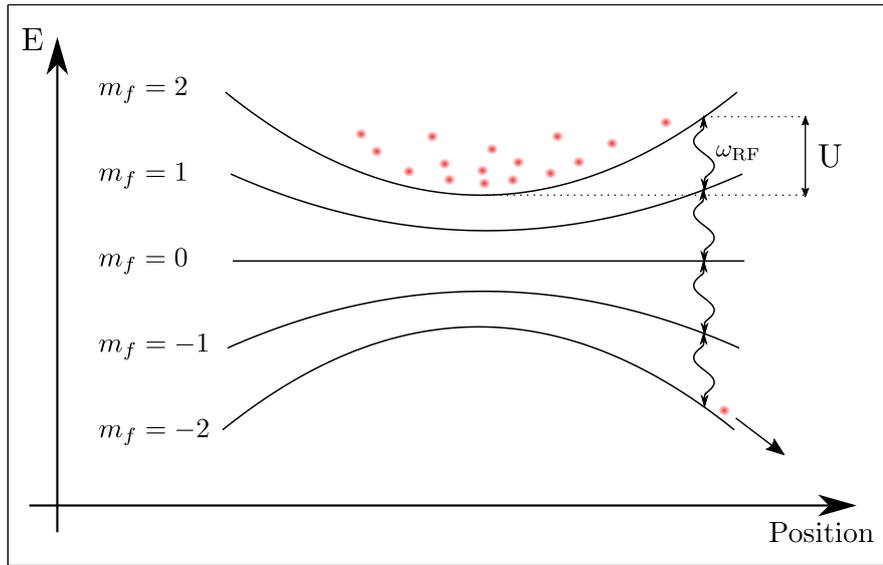


FIGURE 5.8 – Principe de l'évaporation forcée dans un piège magnétique illustré sur le sous niveau $|F = 2, m_f = 2\rangle$ dans lequel les atomes sont piégés. L'onde RF de pulsation ω_{RF} transfère les atomes dans les états non-piégeant $|F = 2, m_f = 0\rangle$ et anti-piégeants $|F = 2, m_f = -1\rangle$, $|F = 2, m_f = -2\rangle$.

est découplée des fréquences, il est alors possible d'atteindre le régime d'emballlement, mentionné au chapitre 3.

En pratique, dans le cas du ^{87}Rb la diminution de la profondeur d'un piège magnétique se fait avec une onde radio fréquence (RF), qui transfère les atomes des états piégeants $|m_f = 1\rangle$, $|m_f = 2\rangle$ vers les états anti-piégeants $|m_f = -2\rangle$, $|m_f = -1\rangle$, et l'état non-piégeant $|m_f = 0\rangle$. En diminuant la fréquence de l'onde RF, la profondeur du piège diminue. Le principe de l'évaporation forcée dans un piège magnétique est illustré figure 5.8.

5.2 Résultats expérimentaux

Je présente dans cette partie la séquence mise en place pour charger les atomes dans le piège magnétique à partir du PMO 3D, ainsi que les résultats obtenus avec l'évaporation RF.

La séquence commence par le chargement des atomes dans le PMO 3D à partir du PMO 2D en 2 s, environ 6×10^{10} atomes sont chargés dans le PMO 3D. Celui-ci est créé avec des faisceaux laser dont le waist est de 7 mm, et un quadropôle magnétique avec des gradients au centre de 3.5 G.cm^{-1} suivant la direction transverse et 7 G.cm^{-1} suivant la direction longitudinale. Le nuage a une température de $150 \mu\text{K}$ qui correspond à la température Doppler limite obtenu dans un PMO pour du rubidium 87. Le principe de l'optimisation du chargement des atomes dans le piège magnétique est le même que pour un piège optique. Il nécessite de superposer le centre du PMO avec le centre du piège magnétique. L'intérêt est de minimiser l'énergie cinétique qu'acquière les atomes en étant chargés dans le piège magnétique et ainsi d'éviter qu'ils s'échappent. Pour charger un maximum d'atomes dans le piège magnétique, il faut adapter le volume du PMO 3D à celui du piège magnétique, cela se traduit par une augmentation de la densité spatiale d'atomes.

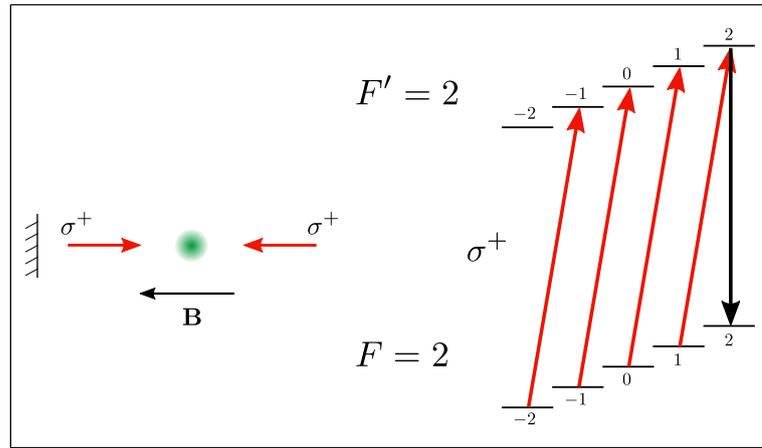


FIGURE 5.9 – Cette figure représente le principe du pompage optique. A droite, la structure hyperfine du ^{87}Rb est représentée avec les transitions adressées par le laser de pompe avec les flèches rouges. La flèche noire représente la transition par émission spontanée vers l'état noir. A gauche, le schéma représente la configuration expérimentale. Le faisceau est réfléchi sur le miroir de la puce, il est représenté par les flèches rouges.

PMO comprimé

L'augmentation de la densité d'atomes est réalisée après avoir éteint le PMO 2D. Cette étape compression est réalisée pendant 30 ms, au cours desquelles trois paramètres sont modifiés linéairement dans le temps.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, cette étape de compression sert à diminuer le volume du piège et à augmenter la densité spatiale d'atomes. Pour cela, les gradients de champ magnétique sont augmentés de 3.5 G.cm^{-1} à 5 G.cm^{-1} dans la direction transverse et de 7 G.cm^{-1} à 9.5 G.cm^{-1} dans la direction longitudinale. Le désaccord du laser dans le rouge est augmenté de -2.5Γ à -11Γ , la densité est ainsi augmentée. Le déplacement du PMO 3D en direction du piège magnétique est réalisé en diminuant la valeur du champ B_{ext} .

Mélasse

Pour augmenter le nombre d'atomes chargés dans le piège magnétique, le nuage doit encore être refroidi. Pour cela, nous réalisons un refroidissement sub-Doppler avec une étape de mélasse optique au cours de laquelle les champs magnétiques sont éteints. Les faisceaux étant polarisés circulairement, il se produit un refroidissement par gradient de polarisation [114].

La puissance du repompeur est maximale et celle du refroidisseur est diminuée linéairement jusqu'à l'extinction, le désaccord du laser est augmenté jusqu'à -15Γ . Après 7 ms de temps de mélasse, on atteint une température de $10 \mu\text{K}$, néanmoins, la durée qui maximise le nombre d'atomes chargés est de 1.5 ms. Cela s'explique par le fait que les atomes ne sont pas piégés et tombent pendant la mélasse. Le centre du nuage s'éloigne alors du centre du piège magnétique au delà d'un certain temps de mélasse. La température du nuage diminue pendant la mélasse, le nuage s'étend spatialement, ainsi sa densité spatiale diminue. Néanmoins, cette étape permet de gagner en densité dans l'espace des phases en passant de 3.1×10^{-6} à 8×10^{-6} .

Piège magnétique

Après la mélasse, les atomes sont distribués dans tous les sous niveaux Zeeman de $F = 2$ pour le ^{87}Rb . Chaque niveau hyperfin F comporte $2F + 1$ sous niveaux magnétiques, et seulement un nombre F d'entre eux sont piégeants. Or nous voulons piéger les atomes dans l'état $m_F = +2$ car c'est dans cet état que les atomes voient le potentiel du piège le plus grand. Nous ajoutons alors une étape de pompage optique pour transférer le maximum d'atomes dans l'état $m_F = +2$.

Durant cette étape de pompage, un champ magnétique homogène est allumé selon la direction x , ce champ de ~ 1 G lève la dégénérescence de 0.7 MHz, ce qui est inférieure à la largeur de la transition. Le laser nécessaire au pompage des atomes est rétro-réfléchi sur le miroir de la puce, comme illustré sur la figure 5.9. La polarisation incidente est circulaire droite, de telle sorte d'avoir une polarisation σ^+ vu par les atomes. La polarisation après la rétro-réflexion est toujours σ^+ car le sens du champ magnétique n'a pas changé, l'intérêt de la rétro-réflexion est de diminuer la force de pression de radiation. La fréquence du faisceau pompe est à résonance avec la transition $F = 2 \leftrightarrow F' = 2$ du ^{87}Rb . La polarisation σ^+ permet ainsi d'induire un transfert dans le sous niveau $|F' = 2, m_{F'} = 2\rangle$, par émission spontanée, les atomes s'accumulent dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ où ils n'interagissent pas avec le laser, voir figure 5.9. Le champ est ensuite éteint en 3 ms pendant l'allumage du piège magnétique, le moment magnétique des atomes suit alors les lignes de champ de façon adiabatique.

Nous arrivons à charger environ 6×10^9 atomes dans le piège magnétique ayant une température de 220 μK à la fin du chargement. L'augmentation de la température lors du chargement s'explique par le fait que l'énergie des atomes est augmentée de l'énergie potentielle du piège. Le modèle thermodynamique développé dans [107], que j'ai utilisé dans le chapitre 2, permet de rendre compte du nombre d'atomes chargés et de la température après chargement. Le tableau 5.1 récapitule le nombre d'atomes et la température du nuage à chaque étape.

L'étape suivante consiste à refroidir les atomes par évaporation forcée. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, l'évaporation est efficace si le taux de collisions est suffisamment élevé au début de l'évaporation. Typiquement, nous voulons atteindre un régime où le taux de collisions est de 100 Hz. Le piège est alors comprimé en augmentant le champ de biais B_b à 39 G tout en maintenant constant le courant dans le fil en "Z" à 40 A, le courant dans les fils en "I" passe de 0 A à 20 A et le champ B_{ext} est augmenté jusqu'à 2.2 G. Afin de caractériser le piège, nous utilisons une technique de spectroscopie par modulation nous permettant de mesurer ses fréquences. Cette technique consiste à moduler le courant dans le fil en "Z" avec une profondeur de modulation de $\sim 1\%$, à différentes fréquences. La modulation du courant entraîne la modulation du confinement et de la position du piège aux mêmes fréquences. Cette technique est la même que celle utilisée pour mesurer les fréquences dans le piège optique.

En mesurant le nombre d'atomes en fonction de la fréquence de modulation, nous obtenons le spectre donné figure 5.10. Nous pouvons distinguer deux anti-résonance en nombre d'atomes pour des fréquences autour de 110 Hz et 220 Hz. Ces fréquences correspondent à la fréquence transverse du piège et à sa seconde harmonique. L'énergie transférée aux atomes pendant la modulation n'est pas assez grande pour détecter un effet à la fréquence longitudinale du piège, attendue vers 30 Hz.

Evaporation

Lors de l'évaporation, la perte d'atomes sélective en vitesse permet d'augmenter la densité dans l'espace des phases, cet effet est en compétition avec les pertes dues aux collisions inélastiques. Le temps de vie mesuré de notre piège magnétique est de 2.5 s, or le taux de collisions élastiques de 100 Hz en début d'évaporation n'est pas suffisant pour mener à bien une évaporation efficace. Une solution est d'augmenter le taux de collisions élastiques en augmentant le

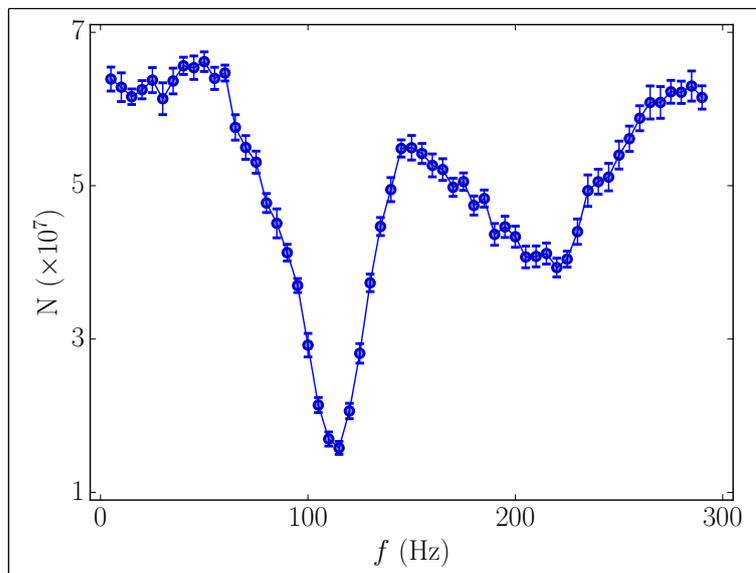


FIGURE 5.10 – *Spectroscopie par modulation. La courbe représente le nombre d’atomes dans le piège magnétique, après 1 s de modulation du courant dans le fil en “Z”, en fonction de la fréquence de modulation.*

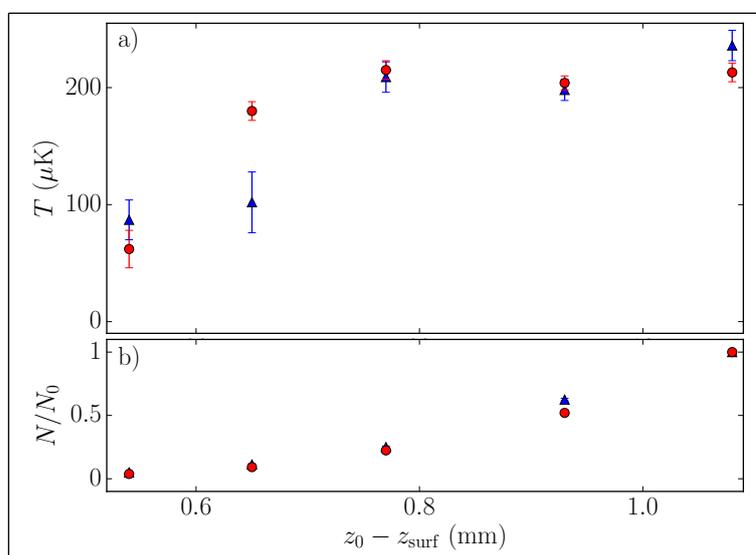


FIGURE 5.11 – *Evaporation par la surface : (a) Température du ^{85}Rb (triangles bleus) et du ^{87}Rb (cercles rouges) en fonction de la distance $z_0 - z_{\text{surf}}$ entre le centre du piège et la surface du miroir, pendant une phase de compression de 2 s. (b) Nombre d’atomes correspondant normalisé par le nombre d’atomes au début de la compression.*

	PMO	PMOC	Mélasse	Piège magnétique
N ($\times 10^9$)	38 ± 1.2	29 ± 0.3	32 ± 0.3	5.8 ± 0.01
	2.3 ± 0.1	0.5 ± 0.4	1.2 ± 0.04	0.5 ± 0.06
T (μK)	150	110	42	220
	140	70	35	170

TABLEAU 5.1 – Ce tableau regroupe les valeurs typiques du nombre d’atomes et de la température au cours des différentes étapes de la séquence. Dans chaque cas, la ligne du haut correspond au ^{87}Rb et la ligne du dessous au ^{85}Rb . Les incertitudes sont obtenues sur une moyenne de 10 réalisations.

courant dans le fil en “Z”, or cela entraîne une augmentation de la température du fil qui peut endommager le miroir de la puce, ou créer un dégazage. D’autre part, l’augmentation du confinement du piège avec le courant dans le fil en “Z” s’accompagne d’un rapprochement du centre du piège de la puce, ce qui entraîne des pertes d’atomes par interactions avec la surface.

Nous avons donc essayé de chercher les causes probables expliquant le temps de vie mesuré. Je ne présente ici que deux effets, une liste plus exhaustive peut être trouvée dans [107].

L’interaction entre les atomes et la surface de la puce modifie le profil d’énergie potentielle du piège. Cet effet est étudié de manière théorique dans [171]. La proximité des atomes avec la surface implique des forces de Casimir Polder ou de van der Waals qui peuvent abaisser la profondeur du piège. Il s’opère alors une évaporation car les atomes les plus proches de la surface sont aussi ceux les plus énergétiques. La température du nuage diminue à mesure qu’il se rapproche de la surface comme le montre la courbe figure 5.11. La perte d’atomes par ce processus d’évaporation continue jusqu’à ce qu’ils n’aient plus suffisamment d’énergie pour sortir du piège. Pour vérifier l’effet de la surface sur le temps de vie, nous avons effectué des mesures de ce temps pour différentes distance du nuage le séparant de la surface sans observer de différences notables. Cette évaporation par la surface ne peut donc pas expliquer le temps de vie de 2.5 s.

La cause la plus probable expliquant le temps de vie mesuré est la perte d’atomes due aux collisions avec les particules du gaz résiduel. La seule indication de pression vient du courant mesuré dans la pompe ionique SAES D200, de 5×10^{-10} mbar, qui reste une mesure approximative. En utilisant la relation (3.3.4), on peut de la même façon que dans la section 3.3.7, relier le temps de vie à la pression du gaz résiduel dans l’enceinte à vide. Ainsi un temps de vie de 2 s correspond à une pression de 3×10^{-9} mbar. Ceci nous indique que la pression est vraisemblablement sous estimée. La recherche de fuite n’ayant pas été concluante, nous avons fini par supposer que le gaz résiduel pouvait provenir d’un dégazage de la colle ou de poches de gaz créant des fuites virtuelles lorsque l’on augmente le courant dans le fil en “Z”.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j’ai présenté l’étude d’un prototype de piège magnétique à l’échelle millimétrique. Nous avons vu le principe du piègeage d’atomes à la surface d’une puce. Celui-ci nécessite de mettre en place un piège magnéto-optique miroir.

Nous avons aussi caractérisé le piège avec la modulation du courant dans le fil en “Z”, et mis en place un refroidissement par évaporation avec un champ radio-fréquence.

La caractérisation des pertes d'atomes dans le piège magnétique a révélé un temps de vie de 2 s. Or, cela s'est avéré être un obstacle pour réaliser une évaporation efficace. En effet, la perte d'atomes est en compétition avec l'augmentation de la densité d'atomes dans le piège. Par ailleurs, l'épaisseur de 300 μm du miroir du PMO limite la compression du piège, les fréquences ne peuvent être augmentées sans abaisser significativement la profondeur du piège, ce qui empêche d'atteindre la condensation de Bose-Einstein.

Néanmoins, cette puce entièrement fabriquée au laboratoire a permis de capturer 5.8×10^9 atomes dans le piège magnétique, ce qui est comparable avec le nombre d'atomes capturés par des piège magnétiques macroscopique. L'ajout d'une puce micrométrique pour augmenter le confinement, devrait permettre d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. Cette combinaison des deux puces fait l'objet d'une étude qui contribue au développement de sources d'atomes ultra-froids pour des missions spatiales.

Conclusion

Dans ce manuscrit, j'ai présenté les travaux réalisés sur l'interféromètre atomique du LCAR pendant ma thèse. La construction de cet interféromètre a été en partie motivée par la réalisation du test de la neutralité de la matière en utilisant une nouvelle approche basée sur l'effet Aharonov-Bohm scalaire. Cet interféromètre a une configuration en fontaine atomique et utilisera des condensats de ^{87}Rb et ^{85}Rb comme source d'atomes.

Nous avons vu dans le premier chapitre que l'interférométrie atomique a permis de réaliser des mesures de constantes fondamentales au niveau de l'état de l'art, et a trouvé des applications dans le domaine des capteurs inertiels. L'utilisation de sources d'atomes ultra-froids pour l'interférométrie atomique présente certains avantages tels que la diminution des effets systématiques liés à l'expansion du nuage d'atomes.

Dans le deuxième chapitre, nous avons vu le dispositif expérimental et les processus de refroidissement des atomes par laser qui nous ont permis d'obtenir une mélasse de 2×10^9 atomes à une température de $20 \mu\text{K}$. Les atomes sont ensuite chargés dans un piège dipolaire optique. Ce piège est composé d'un premier piège croisé à 1070 nm , qui fait office de réservoir à atomes et permet de capturer environ 2×10^7 atomes. L'obtention d'un condensat de ^{87}Rb a nécessité de mettre en place un second piège plus confinant pour augmenter le taux de collisions élastiques, afin de réaliser une évaporation efficace.

Le troisième chapitre décrit la mise en place et la séquence d'évaporation menant à l'obtention d'un condensat. Après avoir rappelé certains éléments théoriques sur la condensation, j'ai établi des lois d'échelle entre les différentes grandeurs pertinentes lors de l'évaporation, ce qui a permis de montrer que le taux de collisions élastiques diminue au cours de l'évaporation dans un piège optique. Cela est caractéristique d'un piège optique, pour lequel les fréquences diminuent avec la puissance laser. L'ajout d'un piège plus confinant, le dimple, permet de commencer l'évaporation dans des conditions plus favorables, grâce à l'augmentation du taux de collisions élastiques. De plus, notre configuration permet de décorréler en partie les fréquences et la profondeur du piège. La séquence d'évaporation permet d'obtenir un condensat pur de 2×10^4 atomes avec une température effective horizontale de 55 nK et verticale de 77 nK , dans l'état $F = 1, m_F = -1$. Néanmoins, dans la perspective de réaliser de la diffraction de Bragg d'ordre élevé, il a fallu ajouter une étape supplémentaire pour diminuer la dispersion en vitesse. Cette étape a consisté à transférer le nuage d'atomes dans le piège réservoir sans la présence du dimple, l'optimisation de cette étape a permis d'abaisser la température effective à 1.4 nK en horizontale et à 20 nK en verticale.

Dans le quatrième chapitre, j'ai présenté des simulations numériques de la diffraction de Bragg pour dimensionner le système laser, ce qui a permis de montrer qu'une puissance de quelques centaines de milliwatts est suffisante pour un ordre 5 de diffraction. Par ailleurs, nous avons commencé à installer les faisceaux du réseau optique sur l'expérience. Une boucle d'asservissement en fréquence du laser a été mise en place. Enfin, j'ai présenté le modèle que nous avons développé, celui-ci utilise le formalisme de la fonction de sensibilité permettant de déterminer l'effet d'un bruit de phase au cours d'une impulsion laser sur la phase en sortie de l'interféro-

mètre. Notre modèle étend le formalisme de la fonction de sensibilité aux cas des interféromètres utilisant des séquences d'accélération avec plusieurs impulsions laser. Une mesure du bruit de phase lié à la propagation des faisceaux laser a permis d'en déduire une sensibilité en phase en sortie de l'interféromètre de 0.1 rad dans le cas d'une séquence contenant 5 impulsions d'ordre 3. Ce bruit ne limite donc pas la sensibilité que nous souhaitons atteindre pour une première mesure de la neutralité électrique de l'atome.

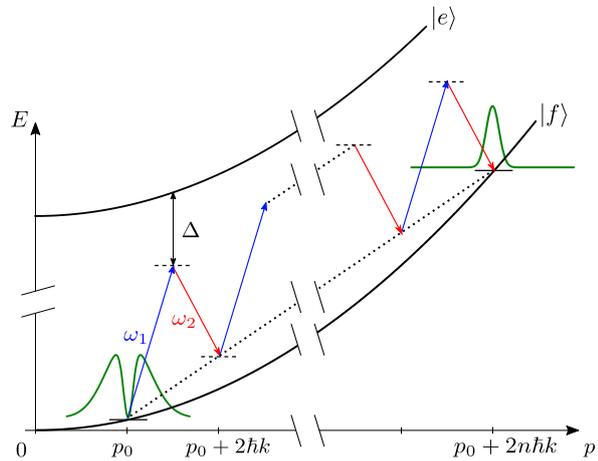
Ce projet s'inscrit aussi dans le cadre du développement de technologies pour des missions embarquées. Une partie du travail réalisé a donc consisté à étudier une puce à atomes de taille millimétrique fabriquée au LCAR, et présentée dans le chapitre 5. Cette puce a montré des performances équivalentes à des pièges magnétiques obtenus avec des bobines, avec un chargement de 6×10^9 atomes dans le piège magnétique. L'étape de refroidissement par évaporation a montré les limites du piège en terme de confinement, ce qui devrait être amélioré par l'ajout d'une puce micrométrique.

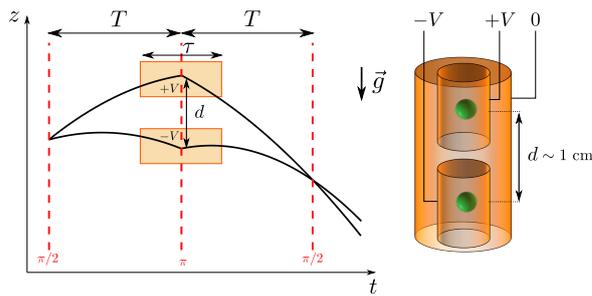
Perspectives

L'interféromètre en construction au LCAR utilisera des condensats de Bose-Einstein et des séparatrices à grands transferts de quantité de mouvement. Ce type d'interféromètres est très étudié dans la communauté de l'interférométrie atomique car il pourrait permettre d'améliorer les performances des interféromètres actuels. Le dispositif en construction ainsi que des modélisations contribueront à l'étude métrologique de ces nouveaux interféromètres, et seront utilisés pour caractériser les limites de la méthode des oscillations de Bloch ainsi que celle des transitions de Bragg séquentielles. En effet, les oscillations de Bloch ont démontré des transferts de quantité de mouvement remarquables ($> 400 \hbar k$). Cependant, la question des déphasages induits lors des processus d'accélération est délicate à modéliser. La diffraction de Bragg a aussi montré de grandes performances avec des transferts de plus de $100 \hbar k$, de plus, le déphasage lors des impulsions est mieux contrôlé, néanmoins des expériences accompagnées de simulations restent à entreprendre.

L'utilisation de condensats peut conduire à des déphasages liés aux effets de densité. Bien que ces effets ne soient pas limitant pour les mesures que nous souhaitons réaliser, ils devront être pris en compte dans les budgets d'erreurs. Nous disposons des lasers nécessaires pour réaliser un condensat de rubidium 85. Cet isotope possède une résonance de Feshbach qui pourrait permettre d'étudier les déphasages liés aux collisions.

Finalement, notre expérience de laboratoire est similaire aux interféromètres de grandes dimensions (~ 10 m), et permet de réaliser une étude métrologique de ces instruments dans un environnement de laboratoire mieux contrôlé.





Dans l'équipe de Toulouse, les expériences envisagées utilisent une grande séparation spatiale entre les bras de l'interféromètre (> 1 cm), offrant la possibilité de façonner des potentiels d'interaction, pour réaliser des mesures en physique fondamentale ou en métrologie, (longueur d'onde d'extinction, polarisabilité du rubidium, G).

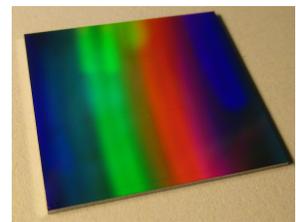
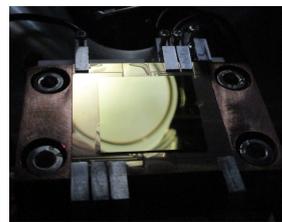
Une des mesures qui sera réalisée, à moyen terme, est le test de la neutralité de la matière. Pour cela, la mesure par interférométrie

exploite l'effet Aharonov-Bohm scalaire, qui prédit que la phase d'une onde de matière associée à une particule chargée est modifiée par la présence d'un potentiel électrostatique. Avec des potentiels de l'ordre de 10^4 V sur chaque électrode et un temps d'interaction de 20 ms, la sensibilité sur la mesure de la neutralité électrique de l'atome est de $10^{-23}q_e$, ce qui améliore de deux ordres de grandeur la sensibilité actuelle. Cette sensibilité est principalement limitée par les bruits de vibration. L'utilisation d'une plateforme d'isolation active [81] et éventuellement d'un double interféromètre [172] permettrait de s'affranchir des bruits de vibration et d'atteindre la limite due au bruit de projection quantique, mais aussi des temps d'interaction plus longs. Avec une source de 10^6 atomes, la sensibilité peut alors atteindre $10^{-26}q_e$. Par ailleurs, le temps d'interaction avec les potentiels pourrait être augmenté en piégeant les atomes dans un réseau optique vertical pendant l'interféromètre. Ce type d'interféromètres nécessite de s'affranchir des phénomènes de collisions et des fluctuations des potentiels de piégeage. Le groupe de Berkeley a réussi à observer des franges d'interférences, avec ce type d'interféromètre, avec un temps de maintien de 20 s dans un réseau optique [173]. Par ailleurs, les mesures de phases géométriques bien adaptées aux mesures différentielles peuvent s'affranchir des déphasages dus au réseau.

Notre interféromètre offre ainsi la possibilité d'explorer des déphasages géométriques induits par des champs électromagnétiques [174], des potentiels gravitationnels [175], ou des champs de jauge artificiels [176].

Les performances données dans ce manuscrit restent conservatives, et une amélioration pourra être obtenue en adaptant les différentes techniques mentionnées à notre interféromètre.

Un dernier aspect de notre expérience concerne le développement de puces à atomes. Une étude est menée pour mettre en place sur une même puce un piège magnéto-optique à l'aide d'un réseau et le piège purement magnétique. Il est aussi envisagé de créer un piège dipolaire directement sur la puce en utilisant le façonnage de champs lumineux avec les réseaux. Ces nouvelles sources de condensats de Bose-Einstein peuvent bénéficier à de nombreuses applications, telles que les missions spatiales, la navigation inertielle ou la géophysique.



Bibliographie

- [1] M. PLANCK, *Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum*, Annalen der Physik, **309** (3), 553–563, 1901.
- [2] L. DE BROGLIE, *Recherches sur la théorie des quanta*, PhD thesis, Paris, 1924.
- [3] C. J. DAVISSON AND L. H. GERMER, *Reflection of Electrons by a Crystal of Nickel*, Proceedings of the National Academy of Sciences, **14** (4), 317–322, Apr. 1928.
- [4] A. A. MICHELSON AND E. W. MORLEY, *On the relative motion of the Earth and the luminiferous ether*, American Journal of Science, **s3-34** (203), 333–345, Nov. 1887.
- [5] B. ABBOTT, R. ABBOTT, T. ABBOTT, M. ABERNATHY, F. ACERNESE, K. ACKLEY, ET AL., *Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger*, Physical Review Letters, **116** (6), 061102, Feb. 2016.
- [6] L. MARTON, *Electron Interferometer*, Physical Review, **85** (6), 1057–1058, Mar. 1952.
- [7] H. RAUCH, W. TREIMER, AND U. BONSE, *Test of a single crystal neutron interferometer*, Physics Letters A, **47** (5), 369–371, Apr. 1974.
- [8] S. GUPTA, K. DIECKMANN, Z. HADZIBABIC, AND D. E. PRITCHARD, *Contrast Interferometry using Bose-Einstein Condensates to Measure h/m and α* , Physical Review Letters, **89** (14), 140401, Sept. 2002.
- [9] R. BOUCHENDIRA, P. CLADÉ, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. NEZ, AND F. BIRABEN, *New Determination of the Fine Structure Constant and Test of the Quantum Electrodynamics*, Physical Review Letters, **106** (8), 080801, Feb. 2011.
- [10] J. B. FIXLER, G. T. FOSTER, J. M. MCGUIRK, AND M. A. KASEVICH, *Atom Interferometer Measurement of the Newtonian Constant of Gravity*, Science, **315** (5808), 74–77, Jan. 2007.
- [11] G. LAMPORESI, A. BERTOLDI, L. CACCIAPUOTI, M. PREVEDELLI, AND G. M. TINO, *Determination of the Newtonian Gravitational Constant Using Atom Interferometry*, Physical Review Letters, **100** (5), 050801, Feb. 2008.
- [12] S. DIMOPOULOS, P. W. GRAHAM, J. M. HOGAN, AND M. A. KASEVICH, *Testing General Relativity with Atom Interferometry*, Physical Review Letters, **98** (11), 111102, Mar. 2007.
- [13] M. A. HOHENSEE, S. CHU, A. PETERS, AND H. MÜLLER, *Equivalence Principle and Gravitational Redshift*, Physical Review Letters, **106** (15), 151102, Apr. 2011.
- [14] S. DIMOPOULOS, P. W. GRAHAM, J. M. HOGAN, M. A. KASEVICH, AND S. RAJENDRAN, *Atomic Gravitational Wave Interferometric Sensor*, Physical Review D, **78** (12), 122002, Dec. 2008.
- [15] M. D. GREGOIRE, I. HROMADA, W. F. HOLMGREN, R. TRUBKO, AND A. D. CRONIN, *Measurements of the ground-state polarizabilities of Cs, Rb, and K using atom interferometry*, Physical Review A, **92** (5), 052513, Nov. 2015.
- [16] A. MIFFRE, M. JACQUEY, M. BÜCHNER, G. TRÉNEC, AND J. VIGUÉ, *Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium*, The European Physical Journal D, **38** (2), 353–365, May 2006.

- [17] W. F. HOLMGREN, R. TRUBKO, I. HROMADA, AND A. D. CRONIN, *Measurement of a Wavelength of Light for Which the Energy Shift for an Atom Vanishes*, Physical Review Letters, **109** (24), 243004, Dec. 2012.
- [18] R. H. LEONARD, A. J. FALLON, AND OTHERS, *High-precision measurements of the ^{87}Rb D-line tune-out wavelength*, Physical Review A, **92** (5), 2015.
- [19] A. EINSTEIN, *Zur Quantentheorie des idealen Gases*, in Albert Einstein : Akademie-Vorträge, D. Simon, ed., Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, FRG, 258–266, Sept. 2006.
- [20] W. KETTERLE, *Nobel Lecture: When Atoms Behave as Waves: Bose-Einstein Condensation and the Atom Laser*, Reviews of Modern Physics, **74** (4), 1131–1151, Nov. 2002.
- [21] E. A. CORNELL AND C. E. WIEMAN, *Nobel Lecture: Bose-Einstein Condensation in a Dilute Gas, the First 70 Years and Some Recent Experiments*, Reviews of Modern Physics, **74** (3), 875–893, Aug. 2002.
- [22] M. R. ANDREWS, C. G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D. S. DURFEE, D. M. KURN, AND W. KETTERLE, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*, Science, **275** (5300), 637–641, Jan. 1997.
- [23] C. KOHSTALL, S. RIEDL, E. R. SÁNCHEZ GUAJARDO, L. A. SIDORENKOV, J. HECKER DENSCHLAG, AND R. GRIMM, *Observation of interference between two molecular Bose-Einstein condensates*, New Journal of Physics, **13** (6), 065027, June 2011.
- [24] L. V. HAU, S. E. HARRIS, Z. DUTTON, AND C. H. BEHROOZI, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*, Nature, **397** (6720), 594–598, Feb. 1999.
- [25] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH, AND I. BLOCH, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature, **415** (6867), 39–44, Jan. 2002.
- [26] M. HORIKOSHI AND K. NAKAGAWA, *Dephasing Due to Atom-Atom Interaction in a Waveguide Interferometer Using a Bose-Einstein Condensate*, Physical Review A, **74** (3), 031602, Sept. 2006.
- [27] A. LOUCHET-CHAUVET, T. FARAH, Q. BODART, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN, S. MERLET, ET AL., *The Influence of Transverse Motion within an Atomic Gravimeter*, New Journal of Physics, **13** (6), 065025, June 2011.
- [28] J. LE GOUËT, T. MEHLSTÄUBLER, J. KIM, S. MERLET, A. CLAIRON, A. LANDRAGIN, ET AL., *Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter*, Applied Physics B, **92** (2), 133–144, Aug. 2008.
- [29] C. FREIER, M. HAUTH, V. SCHKOLNIK, B. LEYKAUF, M. SCHILLING, H. WZIONTEK, ET AL., *Mobile Quantum Gravity Sensor with Unprecedented Stability*, Journal of Physics : Conference Series, **723**, 012050, June 2016.
- [30] I. DUTTA, D. SAVOIE, B. FANG, B. VENON, C. L. GARRIDO ALZAR, R. GEIGER, ET AL., *Continuous Cold-Atom Inertial Sensor with 1 nrad/sec Rotation Stability*, Physical Review Letters, **116** (18), 183003, May 2016.
- [31] G. ROSI, F. SORRENTINO, L. CACCIAPUOTI, M. PREVEDELLI, AND G. M. TINO, *Precision Measurement of the Newtonian Gravitational Constant Using Cold Atoms*, Nature, **510** (7506), 518–521, June 2014.
- [32] C. BORDÉ, N. COURTIER, F. DU BURCK, A. GONCHAROV, AND M. GORLICKI, *Molecular interferometry experiments*, Physics Letters A, **188** (3), 187–197, May 1994.
- [33] K. HORNBERGER, S. GERLICH, P. HASLINGER, S. NIMMRICHTER, AND M. ARNDT, *colloquium : quantum interference of clusters and molecules*, Reviews of Modern Physics, **84** (1), 157–173, Feb. 2012.

- [34] M. ARNDT, L. HACKERMÜLLER, AND E. REIGER, *Interferometry with large molecules: exploration of coherence, decoherence and novel beam methods*, Brazilian Journal of Physics, **35** (2a), June 2005.
- [35] A. KELLERBAUER, M. AMORETTI, A. BELOV, G. BONOMI, I. BOSCOLO, R. BRUSA, ET AL., *Proposed antimatter gravity measurement with an antihydrogen beam*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, **266** (3), 351–356, Feb. 2008.
- [36] D. W. KEITH, C. R. EKSTROM, Q. A. TURCHETTE, AND D. E. PRITCHARD, *An Interferometer for Atoms*, Physical Review Letters, **66** (21), 2693–2696, May 1991.
- [37] T. PFAU, C. KURTSIEFER, C. S. ADAMS, M. SIGEL, AND J. MLYNEK, *Magneto-Optical Beam Splitter for Atoms*, Physical Review Letters, **71** (21), 3427–3430, Nov. 1993.
- [38] T. SCHUMM, S. HOFFERBERTH, L. M. ANDERSSON, S. WILDERMUTH, S. GROTH, I. BAR-JOSEPH, ET AL., *Matter-Wave Interferometry in a Double Well on an Atom Chip*, Nature Physics, **1** (1), 57–62, Oct. 2005.
- [39] F. RIEHLE, T. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE, AND C. J. BORDÉ, *Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer*, Physical Review Letters, **67** (2), 177–180, July 1991.
- [40] D. M. GILTNER, R. W. MCGOWAN, AND S. A. LEE, *Atom Interferometer Based on Bragg Scattering from Standing Light Waves*, Physical Review Letters, **75** (14), 2638–2641, Oct. 1995.
- [41] P. CLADÉ, S. GUELLATI-KHÉLIFA, F. NEZ, AND F. BIRABEN, *Large Momentum Beam Splitter Using Bloch Oscillations*, Physical Review Letters, **102** (24), 240402, June 2009.
- [42] P. R. BERMAN, ed., *Atom interferometry*, Academic Press, San Diego, 1997.
- [43] *Atom interferometry*, no. v. 188 in International school of physics “Enrico Fermi”, IOS Press, Washington, DC, 2014.
- [44] H. MÜLLER, S.-W. CHIOW, Q. LONG, S. HERRMANN, AND S. CHU, *Atom Interferometry with up to 24-Photon-Momentum-Transfer Beam Splitters*, Physical Review Letters, **100** (18), 180405, May 2008.
- [45] T. LÉVÈQUE, A. GAUGUET, F. MICHAUD, F. PEREIRA DOS SANTOS, AND A. LANDRAGIN, *Enhancing the Area of a Raman Atom Interferometer Using a Versatile Double-Diffraction Technique*, Physical Review Letters, **103** (8), 080405, Aug. 2009.
- [46] H. MÜLLER, S.-W. CHIOW, AND S. CHU, *Atom-Wave Diffraction between the Raman-Nath and the Bragg Regime: Effective Rabi Frequency, Losses, and Phase Shifts*, Physical Review A, **77** (2), 023609, Feb. 2008.
- [47] N. W. ASHCROFT AND N. D. MERMIN, *Solid state physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1976.
- [48] M. G. MOHARAM AND L. YOUNG, *Criterion for Bragg and Raman-Nath Diffraction Regimes*, Applied Optics, **17** (11), 1757, June 1978.
- [49] C. KELLER, J. SCHMIEDMAYER, A. ZEILINGER, T. NONN, S. DÜRR, AND G. REMPE, *Adiabatic Following in Standing-Wave Diffraction of Atoms*, Applied Physics B, **69** (4), 303–309, Oct. 1999.
- [50] S. WU, Y.-J. WANG, Q. DIOT, AND M. PRENTISS, *Splitting Matter Waves Using an Optimized Standing-Wave Light-Pulse Sequence*, Physical Review A, **71** (4), 043602, Apr. 2005.
- [51] S. DÜRR, S. KUNZE, AND G. REMPE, *Pendellösung Oscillations in Second-Order Bragg Scattering of Atoms from a Standing Light Wave*, Quantum and Semiclassical Optics : Journal of the European Optical Society Part B, **8** (3), 531–539, June 1996.

- [52] S.-w. CHIOW, T. KOVACHY, H.-C. CHIEN, AND M. A. KASEVICH, *102 $\hbar k$ Large Area Atom Interferometers*, Physical Review Letters, **107** (13), 130403, Sept. 2011.
- [53] T. KOVACHY, P. ASENBAUM, C. OVERSTREET, C. A. DONNELLY, S. M. DICKERSON, A. SUGARBAKER, ET AL., *Quantum Superposition at the Half-Metre Scale*, Nature, **528** (7583), 530–533, Dec. 2015.
- [54] G. D. McDONALD, C. C. N. KUHN, S. BENNETTS, J. E. DEBS, K. S. HARDMAN, M. JOHANSSON, ET AL., *80 $\hbar k$ Momentum Separation with Bloch Oscillations in an Optically Guided Atom Interferometer*, Physical Review A, **88** (5), 053620, Nov. 2013.
- [55] M. GEBBE, S. ABEND, J.-N. SIEMSS, M. GERSEMANN, H. AHLERS, H. MÜNTINGA, ET AL., *Twin-Lattice Atom Interferometry*, arXiv :1907.08416 [physics, physics :quant-ph], , July 2019.
- [56] Z. PAGEL, W. ZHONG, R. H. PARKER, C. T. OLUND, N. Y. YAO, AND H. MUELLER, *Bloch Beamsplitters and Dual-Lattice Methods for Atom Interferometry*, arXiv :1907.05994 [physics], , July 2019.
- [57] N. F. RAMSEY, *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields*, Physical Review, **78** (6), 695–699, June 1950.
- [58] M. KASEVICH AND S. CHU, *Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions*, Physical Review Letters, **67** (2), 181–184, July 1991.
- [59] P. STOREY AND C. COHEN-TANNOUJDI, *The Feynman Path Integral Approach to Atomic Interferometry. A Tutorial*, Journal de Physique II, **4** (11), 1999–2027, Nov. 1994.
- [60] HOGAN J. M., JOHNSON D. M. S., AND KASEVICH M. A., *Light-Pulse Atom Interferometry*, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, **168** (Atom Optics and Space Physics), 411–447, 2009.
- [61] C. ANTOINE AND C. BORDÉ, *Exact Phase Shifts for Atom Interferometry*, Physics Letters A, **306** (5-6), 277–284, Jan. 2003.
- [62] T. L. GUSTAVSON, A. LANDRAGIN, AND M. A. KASEVICH, *Rotation Sensing with a Dual Atom-Interferometer Sagnac Gyroscope*, Classical and Quantum Gravity, **17** (12), 2385–2398, June 2000.
- [63] A. EINSTEIN, *Quantentheorie Des Einatomigen Idealen Gases*, in Albert Einstein : Akademie-Vorträge, D. Simon, ed., Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, FRG, 237–244, Sept. 2006.
- [64] K. B. DAVIS, M. O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN, ET AL., *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Physical Review Letters, **75** (22), 3969–3973, Nov. 1995.
- [65] J. E. DEBS, P. A. ALTIN, T. H. BARTER, D. DÖRING, G. R. DENNIS, G. McDONALD, ET AL., *Cold-Atom Gravimetry with a Bose-Einstein Condensate*, Physical Review A, **84** (3), 033610, Sept. 2011.
- [66] S. KOHLER AND F. SOLS, *Phase-Resolution Limit in the Macroscopic Interference between Bose-Einstein Condensates*, Physical Review A, **63** (5), 053605, Apr. 2001.
- [67] D. M. FARKAS, E. A. SALIM, AND J. RAMIREZ-SERRANO, *Production of Rubidium Bose-Einstein Condensates at a 1 Hz Rate*, arXiv :1403.4641 [cond-mat, physics :physics], , Mar. 2014. arXiv : 1403.4641.
- [68] K. YAMASHITA, K. HANASAKI, A. ANDO, M. TAKAHAMA, AND T. KINOSHITA, *All-optical production of a large Bose-Einstein condensate in a double compressible crossed dipole trap*, Physical Review A, **95** (1), 013609, Jan. 2017.

- [69] J. RUDOLPH, W. HERR, C. GRZESCHIK, T. STERNKE, A. GROTE, M. POPP, ET AL., *A high-flux BEC source for mobile atom interferometers*, New Journal of Physics, **17** (6), 065001, June 2015.
- [70] R. JANNIN, P. CLADÉ, AND S. GUELLATI-KHÉLIFA, *Phase Shift Due to Atom-Atom Interactions in a Light-Pulse Atom Interferometer*, Physical Review A, **92** (1), 013616, July 2015.
- [71] L. ZHOU, Z. Y. XIONG, W. YANG, B. TANG, W. C. PENG, K. HAO, ET AL., *Development of an Atom Gravimeter and Status of the 10-Meter Atom Interferometer for Precision Gravity Measurement*, General Relativity and Gravitation, **43** (7), 1931–1942, July 2011.
- [72] J. HARTWIG, S. ABEND, C. SCHUBERT, D. SCHLIPPERT, H. AHLERS, K. POSSO-TRUJILLO, ET AL., *Testing the Universality of Free Fall with Rubidium and Ytterbium in a Very Large Baseline Atom Interferometer*, New Journal of Physics, **17** (3), 035011, Mar. 2015.
- [73] R. GEIGER, V. MÉNORET, G. STERN, N. ZAHZAM, P. CHEINET, B. BATTELIER, ET AL., *Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry*, Nature Communications, **2** (1), 474, Sept. 2011.
- [74] H. MÜNTINGA, H. AHLERS, M. KRUTZIK, A. WENZLAWSKI, S. ARNOLD, D. BECKER, ET AL., *Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity*, Physical Review Letters, **110** (9), 093602, Feb. 2013.
- [75] D. BECKER, M. D. LACHMANN, S. T. SEIDEL, H. AHLERS, A. N. DINKELAKER, J. GROSSE, ET AL., *Space-Borne Bose-Einstein Condensation for Precision Interferometry*, Nature, **562** (7727), 391–395, Oct. 2018.
- [76] E. R. ELLIOTT, M. C. KRUTZIK, J. R. WILLIAMS, R. J. THOMPSON, AND D. C. AVELINE, *NASA’s Cold Atom Lab (CAL): System Development and Ground Test Status*, npj Microgravity, **4** (1), 16, Dec. 2018.
- [77] T. LÉVÈQUE, B. FAURE, F. X. ESNAULT, C. DELAROCHE, D. MASSONNET, O. GROSJEAN, ET AL., *PHARAO Laser Source Flight Model: Design and Performances*, Review of Scientific Instruments, **86** (3), 033104, Mar. 2015.
- [78] G. M. TINO, *High precision gravity measurements by atom interferometry*, in 2001 : A Relativistic Spacetime Odyssey, Firenze, Italy, World Scientific, 147–158, Jan. 2003.
- [79] M. DE ANGELIS, F. GRECO, A. PISTORIO, N. POLI, M. PREVEDELLI, G. SACCOROTTI, ET AL., *Absolute gravity acceleration measurement in atomic sensor laboratories*, The European Physical Journal Plus, **127** (3), 27, Mar. 2012.
- [80] P. GILLOT, B. CHENG, A. IMANALIEV, S. MERLET, AND F. PEREIRA DOS SANTOS, *The LNE-SYRTE Cold Atom Gravimeter*, in 2016 European Frequency and Time Forum (EFTF), York, IEEE, 1–3, Apr. 2016.
- [81] Z.-K. HU, B.-L. SUN, X.-C. DUAN, M.-K. ZHOU, L.-L. CHEN, S. ZHAN, ET AL., *Demonstration of an Ultrahigh-Sensitivity Atom-Interferometry Absolute Gravimeter*, Physical Review A, **88** (4), 043610, Oct. 2013.
- [82] P. A. ALTIN, M. T. JOHNSON, V. NEGNEVITSKY, G. R. DENNIS, R. P. ANDERSON, J. E. DEBS, ET AL., *Precision atomic gravimeter based on Bragg diffraction*, New Journal of Physics, **15** (2), 023009, Feb. 2013.
- [83] G. T. GILLIES, *The Newtonian gravitational constant: recent measurements and related studies*, Reports on Progress in Physics, **60** (2), 151–225, Feb. 1997.

- [84] S. SCHLAMMINGER, K.-Y. CHOI, T. A. WAGNER, J. H. GUNDLACH, AND E. G. ADELBERGER, *Test of the Equivalence Principle Using a Rotating Torsion Balance*, Physical Review Letters, **100** (4), 041101, Jan. 2008.
- [85] P. TOUBOUL, G. MÉTRIS, M. RODRIGUES, Y. ANDRÉ, Q. BAGHI, J. BERGÉ, ET AL., *microscope mission: first results of a space test of the equivalence principle*, Physical Review Letters, **119** (23), 231101, Dec. 2017.
- [86] S. FRAY, C. A. DIEZ, T. W. HÄNSCH, AND M. WEITZ, *Atomic Interferometer with Amplitude Gratings of Light and Its Applications to Atom Based Tests of the Equivalence Principle*, Physical Review Letters, **93** (24), 240404, Dec. 2004.
- [87] D. SCHLIPPERT, J. HARTWIG, H. ALBERS, L. L. RICHARDSON, C. SCHUBERT, A. ROURA, ET AL., *Quantum Test of the Universality of Free Fall*, Physical Review Letters, **112** (20), 203002, May 2014.
- [88] L. ZHOU, S. LONG, B. TANG, X. CHEN, F. GAO, W. PENG, ET AL., *Test of Equivalence Principle at 10^{-8} Level by a Dual-Species Double-Diffraction Raman Atom Interferometer*, Physical Review Letters, **115** (1), 013004, July 2015.
- [89] G. VAROQUAUX, R. A. NYMAN, R. GEIGER, P. CHEINET, A. LANDRAGIN, AND P. BOUYER, *How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle*, New Journal of Physics, **11** (11), 113010, Nov. 2009.
- [90] P. J. MOHR, D. B. NEWELL, AND B. N. TAYLOR, *CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014*, Reviews of Modern Physics, **88** (3), 035009, Sept. 2016.
- [91] R. H. PARKER, C. YU, W. ZHONG, B. ESTEY, AND H. MÜLLER, *Measurement of the Fine-Structure Constant as a Test of the Standard Model*, Science, **360** (6385), 191–195, Apr. 2018.
- [92] B. CANUEL, S. PELISSON, L. AMAND, A. BERTOLDI, E. CORMIER, B. FANG, ET AL., *MIGA: Combining Laser and Matter Wave Interferometry for Mass Distribution Monitoring and Advanced Geodesy*, in SPIE Photonics Europe, J. Stuhler and A. J. Shields, eds., Brussels, Belgium, 990008, Apr. 2016.
- [93] W. CHAIBI, R. GEIGER, B. CANUEL, A. BERTOLDI, A. LANDRAGIN, AND P. BOUYER, *Low frequency gravitational wave detection with ground-based atom interferometer arrays*, Physical Review D, **93** (2), 021101, Jan. 2016.
- [94] C. CAPRINI AND P. G. FERREIRA, *Constraints on the Electrical Charge Asymmetry of the Universe*, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, **2005** (02), 006–006, Feb. 2005.
- [95] R. FOOT, G. C. JOSHI, H. LEW, AND R. R. VOLKAS, *CHARGE QUANTIZATION IN THE STANDARD MODEL AND SOME OF ITS EXTENSIONS*, Modern Physics Letters A, **05** (32), 2721–2731, Dec. 1990.
- [96] A. ARVANITAKI, S. DIMOPOULOS, A. A. GERACI, J. HOGAN, AND M. KASEVICH, *How to Test Atom and Neutron Neutrality with Atom Interferometry*, Physical Review Letters, **100** (12), 120407, Mar. 2008.
- [97] C. S. UNNIKRISHNAN AND G. T. GILLIES, *The Electrical Neutrality of Atoms and of Bulk Matter*, Metrologia, **41** (5), S125–S135, Oct. 2004.
- [98] H. F. DYLLA AND J. G. KING, *Neutrality of Molecules by a New Method*, Physical Review A, **7** (4), 1224–1229, Apr. 1973.
- [99] M. MARINELLI AND G. MORPURGO, *The Electric Neutrality of Matter: A Summary*, Physics Letters B, **137** (5-6), 439–442, Apr. 1984.

- [100] J. BAUMANN, R. GÄHLER, J. KALUS, AND W. MAMPE, *Experimental Limit for the Charge of the Free Neutron*, Physical Review D, **37** (11), 3107–3112, June 1988.
- [101] V. W. HUGHES, L. J. FRASER, AND E. R. CARLSON, *The electrical neutrality of atoms*, Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters, **10** (2-3), 145–151, June 1988.
- [102] G. BRESSI, G. CARUGNO, F. DELLA VALLE, G. GALEAZZI, G. RUOSO, AND G. SARTORI, *Testing the Neutrality of Matter by Acoustic Means in a Spherical Resonator*, Physical Review A, **83** (5), 052101, May 2011.
- [103] S. CHU, *Nobel Lecture: The Manipulation of Neutral Particles*, Reviews of Modern Physics, **70** (3), 685–706, July 1998.
- [104] C. N. COHEN-TANNOUDJI, *Nobel Lecture: Manipulating Atoms with Photons*, Reviews of Modern Physics, **70** (3), 707–719, July 1998.
- [105] W. D. PHILLIPS, *Nobel Lecture: Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Reviews of Modern Physics, **70** (3), 721–741, July 1998.
- [106] B. DÉCAMPS, *Atom Interferometry: Experiments with Electromagnetic Interactions and Design of a Bose Einstein Condensate Setup*, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse, Nov. 2016.
- [107] J. ALIBERT, *Une Nouvelle Source Pour l'interférométrie Atomique Avec Un Condensat de Bose-Einstein Double Espèce*, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse, Dec. 2017.
- [108] T. HÄNSCH AND A. SCHAWLOW, *Cooling of gases by laser radiation*, Optics Communications, **13** (1), 68–69, Jan. 1975.
- [109] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU, AND D. E. PRITCHARD, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Physical Review Letters, **59** (23), 2631–2634, Dec. 1987.
- [110] H. J. METCALF AND P. VAN DER STRATEN, *Laser Cooling and Trapping*, Graduate Texts in Contemporary Physics, Springer, New York, Jan. 1999.
- [111] P. MEYSTRE, *Atom Optics*, no. 33 in Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, AIP Press/Springer, New York, Jan. 2001.
- [112] J. DALIBARD, *Notes de cours: atomes ultra-froids*, Ecole Normale Supérieure, 2006.
- [113] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD, AND H. J. METCALF, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Physical Review Letters, **61** (2), 169–172, July 1988.
- [114] J. DALIBARD AND C. COHEN-TANNOUDJI, *Laser Cooling below the Doppler Limit by Polarization Gradients: Simple Theoretical Models*, Journal of the Optical Society of America B, **6** (11), 2023, Nov. 1989.
- [115] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN, AND A. CABLE, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Physical Review Letters, **57** (3), 314–317, July 1986.
- [116] Z. HADZIBABIC, P. KRÜGER, M. CHENEAU, B. BATTELIÉ, AND J. DALIBARD, *Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas*, Nature, **441**, 1118, June 2006.
- [117] M. D. BARRETT, J. A. SAUER, AND M. S. CHAPMAN, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters, **87** (1), 010404, June 2001.
- [118] J.-F. CLÉMENT, J.-P. BRANTUT, M. ROBERT-DE SAINT-VINCENT, R. A. NYMAN, A. ASPECT, T. BOURDEL, ET AL., *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*, Physical Review A, **79** (6), 061406, June 2009.

- [119] T. BOURDEL, J. CUBIZOLLES, L. KHAYKOVICH, K. M. F. MAGALHÃES, S. J. J. M. F. KOKKELMANS, G. V. SHLYAPNIKOV, ET AL., *Measurement of the Interaction Energy near a Feshbach Resonance in a ^6Li Fermi Gas*, Physical Review Letters, **91** (2), 020402, July 2003.
- [120] E. A. DONLEY, N. R. CLAUSSEN, S. T. THOMPSON, AND C. E. WIEMAN, *Atom-Molecule Coherence in a Bose-Einstein Condensate*, Nature, **417** (6888), 529–533, May 2002.
- [121] C. A. REGAL, C. TICKNOR, J. L. BOHN, AND D. S. JIN, *Creation of Ultracold Molecules from a Fermi Gas of Atoms*, Nature, **424** (6944), 47–50, July 2003.
- [122] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER, AND Y. B. OVCHINNIKOV, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, in Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol.42, Elsevier, 95–170, Jan. 2000.
- [123] D. A. STECK, *Rubidium 87 D Line Data*, 2001.
- [124] B. YUEN, *Production and Oscillations of a Bose Einstein Condensate on an Atom Chip*, PhD thesis, Imperial College London, 2013.
- [125] J. ALIBERT, B. DÉCAMP, M. BORDOUX, B. ALLARD, AND A. GAUGUET, *A Millimeter Magnetic Trap for a Dual (^{85}Rb and ^{87}Rb) Species Atom Interferometer*, Review of Scientific Instruments, **88** (11), 113115, Nov. 2017.
- [126] S. DUTTA AND E. J. MUELLER, *Kinetics of Bose-Einstein Condensation in a Dimple Potential*, Physical Review A, **91** (1), 013601, Jan. 2015.
- [127] D. COMPARAT, A. FIORETTI, G. STERN, E. DIMOVA, B. L. TOLRA, AND P. PILLET, *Optimized Production of Large Bose-Einstein Condensates*, Physical Review A, **73** (4), 043410, Apr. 2006.
- [128] D. M. STAMPER-KURN, H.-J. MIESNER, A. P. CHIKKATUR, S. INOUE, J. STENGER, AND W. KETTERLE, *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters, **81** (11), 2194–2197, Sept. 1998.
- [129] D. JACOB, E. MIMOUN, L. DE SARLO, M. WEITZ, J. DALIBARD, AND F. GERBIER, *Production of Sodium Bose-Einstein Condensates in an Optical Dimple Trap*, New Journal of Physics, **13** (6), 065022, June 2011.
- [130] T. KOVACHY, J. M. HOGAN, A. SUGARBAKER, S. M. DICKERSON, C. A. DONNELLY, C. OVERSTREET, ET AL., *Matter Wave Lensing to Picokelvin Temperatures*, Physical Review Letters, **114** (14), 143004, Apr. 2015.
- [131] H. AHLERS, H. MÜNTINGA, A. WENZLAWSKI, M. KRUTZIK, G. TACKMANN, S. ABEND, ET AL., *Double Bragg Interferometry*, Physical Review Letters, **116** (17), 173601, Apr. 2016.
- [132] H. MÜNTINGA, H. AHLERS, M. KRUTZIK, A. WENZLAWSKI, S. ARNOLD, D. BECKER, ET AL., *Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity*, Physical Review Letters, **110** (9), 093602, Feb. 2013.
- [133] W. KETTERLE, D. S. DURFEE, AND D. M. STAMPER-KURN, *Making, Probing and Understanding Bose-Einstein Condensates*, arXiv :cond-mat/9904034, , Apr. 1999.
- [134] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII, AND S. STRINGARI, *Theory of Bose-Einstein Condensation in Trapped Gases*, Reviews of Modern Physics, **71** (3), 463–512, Apr. 1999.
- [135] C. COHEN-TANNOUDJI, *Physique atomique et moléculaire: cours de 1997-1998*, Collège de France, 1998.

- [136] C. J. PETHICK AND H. SMITH, *Bose–Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, Cambridge, 2 ed., 2008.
- [137] H. F. HESS, *Evaporative Cooling of Magnetically Trapped and Compressed Spin-Polarized Hydrogen*, *Physical Review B*, **34** (5), 3476–3479, Sept. 1986.
- [138] K. M. O’HARA, M. E. GEHM, S. R. GRANADE, AND J. E. THOMAS, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*, *Physical Review A*, **64** (5), 051403, Oct. 2001.
- [139] R. ROY, A. GREEN, R. BOWLER, AND S. GUPTA, *Rapid Cooling to Quantum Degeneracy in Dynamically Shaped Atom Traps*, *Physical Review A*, **93** (4), 043403, Apr. 2016.
- [140] G. CONDON, M. RABAULT, B. BARRETT, L. CHICHET, R. ARGUEL, H. ENERIZ-IMAZ, ET AL., *All-Optical Bose-Einstein Condensates in Microgravity*, arXiv :1906.10063 [physics, physics :quant-ph], , June 2019. arXiv : 1906.10063.
- [141] P. W. H. PINKSE, A. MOSK, M. WEIDEMÜLLER, M. W. REYNOLDS, T. W. HIJMANS, AND J. T. M. WALRAVEN, *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*, *Physical Review Letters*, **78** (6), 990–993, Feb. 1997.
- [142] M. C. GARRETT, A. RATNAPALA, E. D. VAN OOIJEN, C. J. VALE, K. WEEGINK, S. K. SCHNELLE, ET AL., *Growth Dynamics of a Bose-Einstein Condensate in a Dimple Trap without Cooling*, *Physical Review A*, **83** (1), 013630, Jan. 2011.
- [143] W. KETTERLE AND D. E. PRITCHARD, *Atom Cooling by Time-Dependent Potentials*, *Physical Review A*, **46** (7), 4051–4054, Oct. 1992.
- [144] C. J. MYATT, E. A. BURT, R. W. GHRIST, E. A. CORNELL, AND C. E. WIEMAN, *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*, *Physical Review Letters*, **78** (4), 586–589, Jan. 1997.
- [145] R. JÁUREGUI, *Nonperturbative and Perturbative Treatments of Parametric Heating in Atom Traps*, *Physical Review A*, **64** (5), 053408, Oct. 2001.
- [146] S. BALI, K. M. O’HARA, M. E. GEHM, S. R. GRANADE, AND J. E. THOMAS, *Quantum-Diffractive Background Gas Collisions in Atom-Trap Heating and Loss*, *Physical Review A*, **60** (1), R29–R32, July 1999.
- [147] H. AMMANN AND N. CHRISTENSEN, *Delta Kick Cooling: A New Method for Cooling Atoms*, *Physical Review Letters*, **78** (11), 2088–2091, Mar. 1997.
- [148] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN, J. P. GORDON, AND L. W. HOLLBERG, *Proposal for Optically Cooling Atoms to Temperatures of the Order of 10^{-6} K*, *Optics Letters*, **11** (2), 73, Feb. 1986.
- [149] A. E. LEANHARDT, *Cooling Bose-Einstein Condensates Below 500 Picokelvin*, *Science*, **301** (5639), 1513–1515, Sept. 2003.
- [150] S. GUPTA, A. E. LEANHARDT, A. D. CRONIN, AND D. E. PRITCHARD, *Coherent manipulation of atoms with standing light waves*, *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences - Series IV - Physics*, **2** (3), 479–495, Apr. 2001.
- [151] I. RIOU, N. MIELEC, G. LEFÈVRE, M. PREVEDELLI, A. LANDRAGIN, P. BOUYER, ET AL., *A marginally stable optical resonator for enhanced atom interferometry*, *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, **50** (15), 155002, Aug. 2017.
- [152] S. S. SZIGETI, J. E. DEBS, J. J. HOPE, N. P. ROBINS, AND J. D. CLOSE, *Why Momentum Width Matters for Atom Interferometry with Bragg Pulses*, *New Journal of Physics*, **14** (2), 023009, Feb. 2012.
- [153] C. DELSART, *Lasers et optique non linéaire : Cours, exercices et problèmes corrigés*, Ellipses, Paris, 2008. OCLC : 232714437.

- [154] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING, AND P. S. PERSHAN, *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*, Physical Review, **127** (6), 1918–1939, Sept. 1962.
- [155] R. C. MILLER, *Optical Harmonic Generation in Single Crystal BaTiO₃*, Physical Review, **134** (5A), A1313–A1319, June 1964.
- [156] G. D. BOYD AND D. A. KLEINMAN, *Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams*, Journal of Applied Physics, **39** (8), 3597–3639, July 1968.
- [157] J.-M. DANET, M. LOURS, S. GUÉRANDEL, AND E. DE CLERCQ, *Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping*, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, **61** (4), 567–574, Apr. 2014.
- [158] P. CHEINET, B. CANUEL, F. PEREIRA DOS SANTOS, A. GAUGUET, F. YVER-LEDUC, AND A. LANDRAGIN, *Measurement of the Sensitivity Function in a Time-Domain Atomic Interferometer*, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, **57** (6), 1141–1148, June 2008.
- [159] P. CHEINET, *Conception et Réalisation d'un Gravimètre à Atomes Froids*, PhD thesis, Paris 6, 2006.
- [160] B. DÉCAMPS, M. BORDOUX, J. ALIBERT, B. ALLARD, AND A. GAUGUET, *Phase Response of Atom Interferometers Based on Sequential Bragg Diffractions*, Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, **52** (1), 015003, Jan. 2019.
- [161] B. FANG, N. MIELEC, D. SAVOIE, M. ALTORIO, A. LANDRAGIN, AND R. GEIGER, *Improving the Phase Response of an Atom Interferometer by Means of Temporal Pulse Shaping*, New Journal of Physics, **20** (2), 023020, Feb. 2018.
- [162] A. V. OPPENHEIM, R. W. SCHAFER, AND J. R. BUCK, *Discrete-time signal processing*, Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J., 2nd ed ed., 1999.
- [163] J. REICHEL, W. HÄNSEL, AND T. W. HÄNSCH, *Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps*, Physical Review Letters, **83** (17), 3398–3401, Oct. 1999.
- [164] S. DU, M. B. SQUIRES, L. CZAIA, D. Z. ANDERSON, R. A. SARAVANAN, V. M. BRIGHT, ET AL., *Atom Chip Bose-Einstein Condensation in a Portable Vacuum Cell*, in Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies, San Francisco, California, OSA, IPDA1, Jan. 2004.
- [165] S. WILDERMUTH, P. KRÜGER, C. BECKER, M. BRAJDIC, S. HAUPT, A. KASPER, ET AL., *Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces*, Physical Review A, **69** (3), 030901, Mar. 2004.
- [166] W. KETTERLE AND D. E. PRITCHARD, *Trapping and Focusing Ground State Atoms with Static Fields*, Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry, **54** (5), 403–406, May 1992.
- [167] E. MAJORANA, *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*, Il Nuovo Cimento, **14** (4), 171–184, Apr. 1937.
- [168] R. WANG, M. LIU, F. MINARDI, AND M. KASEVICH, *Reaching ⁷Li quantum degeneracy with a minitrap*, Physical Review A, **75** (1), 013610, Jan. 2007.
- [169] S. SCHNEIDER, A. KASPER, C. VOM HAGEN, M. BARTENSTEIN, B. ENGESER, T. SCHUMM, ET AL., *Bose-Einstein Condensation in a Simple Microtrap*, Physical Review A, **67** (2), 023612, Feb. 2003.
- [170] K. MOORE, T. PURDY, K. MURCH, K. BROWN, K. DANI, S. GUPTA, ET AL., *Bose-Einstein Condensation in a mm-scale Ioffe-Pritchard Trap*, Applied Physics B, **82** (4), 533–538, Feb. 2006.

- [171] J. MÄRKLE, A. J. ALLEN, P. FEDERSEL, B. JETTER, A. GÜNTHER, J. FORTÁGH, ET AL., *Evaporative Cooling of Cold Atoms at Surfaces*, Physical Review A, **90** (2), 023614, Aug. 2014.
- [172] P. ASENBAUM, C. OVERSTREET, T. KOVACHY, D. D. BROWN, J. M. HOGAN, AND M. A. KASEVICH, *Phase Shift in an Atom Interferometer due to Spacetime Curvature across its Wave Function*, Physical Review Letters, **118** (18), 183602, May 2017.
- [173] V. XU, M. JAFFE, C. D. PANDA, S. L. KRISTENSEN, L. W. CLARK, AND H. MÜLLER, *Probing gravity by holding atoms for 20 seconds*, arXiv :1907.03054 [physics, physics :quant-ph], , July 2019. arXiv : 1907.03054.
- [174] J. ANANDAN, *TOPOLOGICAL PHASES AND THEIR DUALITY IN ELECTROMAGNETIC AND GRAVITATIONAL FIELDS*, arXiv :gr-qc/9504002, , Apr. 1995. arXiv : gr-qc/9504002.
- [175] M. A. HOHENSEE, B. ESTEY, P. HAMILTON, A. ZEILINGER, AND H. MÜLLER, *Force-Free Gravitational Redshift: Proposed Gravitational Aharonov-Bohm Experiment*, Physical Review Letters, **108** (23), 230404, June 2012.
- [176] M.-A. BOUCHIAT AND C. BOUCHIAT, *Atomic interferometer measurements of Berry's and Aharonov-Anandan's phases for isolated spins $S > \frac{1}{2}$ non-linearly coupled to external fields*, Physical Review A, **83** (5), 052126, May 2011.

Remerciements

La réalisation de cette thèse a été possible grâce à de nombreuses personnes que j'aimerais remercier.

Je remercie mon directeur de thèse, Alexandre Gauguet, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe, pour sa disponibilité quotidienne et ses nombreux conseils. Je remercie également Baptiste Allard qui m'a aidé quotidiennement sur l'expérience, ainsi que Julien Alibert qui m'a formé sur l'expérience, je le remercie pour sa patience et pour m'avoir transmis son sens du bricolage. Je remercie aussi la dernière recrue, Ashley Béguin qui a contribué, bien que stagiaire à l'époque, à la prise massive de données.

Ces travaux ont été accompagnés de discussions fructueuses avec notamment Juliette Billy, David Guéry-Odelin, et Jacqué Vigué, que je remercie pour leur aide.

Je remercie Jean-Marc L'Hermite pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire pendant mon stage et ma thèse, ainsi que toute l'équipe technique, Stéphane, Jean-Philippe, Phillipe, Laurent, Daniel, Eric, Michel. Merci aux gestionnaires du labo, Christine, Carole, Patricia, Nicolas, Emmanuelle.

J'aimerais remercier également les membres du jury, Mathilde Fouché et Daniel Comparat pour avoir pris le temps de corriger mon manuscrit. Merci à Philippe Bouyer pour avoir examiné mon travail et à Pierre Pujol pour avoir présidé mon jury. Je remercie également Thomas Lévêque pour son soutien auprès du CNES.

Cette thèse a aussi pu être réalisée grâce au co-financement de la région Occitanie et du CNES.

Finalement, un dernier remerciement aux autres doctorants pour l'ambiance et les différents moments plus ou moins agités passés au sein du labo, Julie, Olivier, Mickaël, Eric, Maxime, Gabriel, Vincent, ainsi qu'aux autres doctorants que j'oublie.

