



HAL
open science

Interféromètre à atomes froids piégés sur puce avec séparation spatiale

Benjamin Wirschafter

► **To cite this version:**

Benjamin Wirschafter. Interféromètre à atomes froids piégés sur puce avec séparation spatiale. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP056 . tel-04190518

HAL Id: tel-04190518

<https://pastel.hal.science/tel-04190518v1>

Submitted on 29 Aug 2023

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

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

Interféromètre à atomes froids piégés sur puce avec séparation spatiale

*On-chip trapped cold atom interferometer with
spatial splitting*

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, Ondes et Matière - EDOM
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique, Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée au Laboratoire Charles Fabry (Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS), sous la direction de Christoph WESTBROOK, Directeur de recherche, et l'encadrement en entreprise de Matthieu DUPONT-NIVET, Ingénieur de recherche.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 27 juin 2022, par

Benjamin WIRTSCHAFTER

Composition du jury :

Sylvain SCHWARTZ Directeur de recherche, ONERA	Président
Mathilde HUGBART Chargée de recherche, Institut de Physique de Nice	Rapporteur & Examinatrice
Carlos GARRIDO ALZAR Chargé de recherche, SYRTE - Observatoire de Paris	Rapporteur & Examineur
Jakob REICHEL Professeur, Laboratoire Kastler Brossel	Examineur
Christoph WESTBROOK Directeur de recherche, Laboratoire Charles Fabry	Directeur de thèse
Matthieu DUPONT-NIVET Ingénieur de recherche, Thales Research & Technologies	Encadrant - Invité
Sylvie PAOLACCI-RIERA Direction générale de l'armement (DGA)	Invitée

Interféromètre à atomes froids piégés sur puce avec séparation spatiale

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

réalisée sous la direction de Christoph Westbrook

et sous l'encadrement de Matthieu Dupont-Nivet

Thèse préparée par :

Benjamin WIRTSCHAFTER

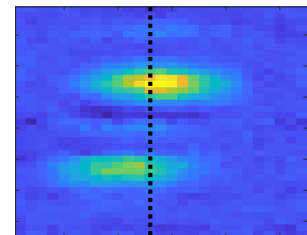
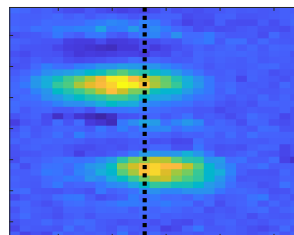
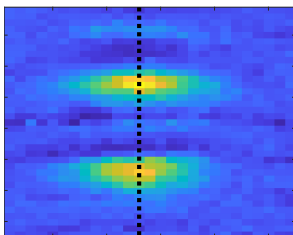
à Thales Research & Technology et au

Laboratoire Charles Fabry de

l'Institut d'Optique Graduate School

Version 1.3

14 septembre 2022 10:36



Remerciements

Le moment est venu de remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin, à la réalisation de cette thèse.

J'ai eu la chance de bénéficier d'un excellent encadrement durant ces trois ans. Je tiens donc à remercier Christoph Westbrook d'avoir accepté la direction de cette thèse, sa disponibilité malgré mes passages à l'improviste à l'Institut d'Optique, ainsi que pour les discussions scientifiques enrichissantes que nous avons eu qui m'ont grandement fait progresser. Merci à Matthieu Dupont-Nivet de m'avoir accueilli en stage puis en thèse, ainsi que pour ta confiance pour faire tourner l'expérience durant ces dernières années ; tu as su trouver le juste équilibre dans l'encadrement en me laissant suffisamment de mou pour me laisser m'exprimer scientifiquement, tout en étant présent et disponible lorsque j'en avais besoin. Merci pour tes relectures assidues du manuscrit, et pour tout ce que j'ai appris - et que je continue d'apprendre - à tes côtés.

Je remercie l'ensemble des membres de mon jury d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de thèse, ainsi que pour l'intérêt qu'ils y ont porté. Merci à Mathilde Hugbart et Carlos Garrido Alzar pour leur rôle de rapporteur ainsi que pour les corrections apportées à ce manuscrit. Merci également à Sylvain Schwartz, Jakob Reichel et Sylvie Paolacci-Riera pour les discussions et remarques intéressantes.

Ma thèse a été co-financé par l'Agence Nationale Recherche et Technologie (ANRT) et Thales AVS. Je remercie ces deux entités, ainsi que les gens qui m'ont encadrés dans cette dernière entité et tous ceux avec qui j'ai pu échanger.

J'ai effectué ma thèse à Thales Research & Technology (TRT) dans le groupe de Physique, au Laboratoire de Micro et Nano Physique (LMNP) ; je remercie ses responsables respectifs Daniel Dolfi et Arnaud Brignon pour leur accueil, ainsi que de m'avoir permis de rester de façon permanente afin de poursuivre cette aventure. Merci aux assistantes de laboratoires Véronique Hauterre et Coralie Piszzeck pour leur aide administrative au quotidien ainsi que pour l'organisation logistique de la soutenance. Merci à tous les membres permanents des laboratoires LMNP et Ondes et Traitements du Signal (OTS) pour l'environnement stimulant ainsi que la bonne atmosphère qui règne dans le laboratoire. Merci aux post-docs, aux doctorants et stagiaires de ces laboratoires pour tous les bons moments partagés à TRT et à l'extérieur, les discussions et

débats qui ont toujours bien animé les déjeuners, les vendredis pizza, et les immanquables soirées raclette ! Je remercie les stagiaires avec qui j'ai pu travailler pendant ma thèse : Andreas Fyrrillas, Jose Bonet-Faus, Camille Georges et Pierre-Olivier Michel, ce fût un plaisir de partager la manip avec chacun d'entre vous ! L'équipe des atomes froids s'agrandit, je passe le flambeau à Soizic Hello qui entame sa thèse sur la suite de l'expérience ; à toi de chouchouter la manip !

Enfin, je remercie mes proches pour leur soutien inébranlable depuis toujours ; mes amis, ma famille, mon frère, ma grand-mère, et plus particulièrement mes parents pour tout ce qu'ils m'ont apporté. C'est aussi grâce à vous si j'en suis là aujourd'hui. Enfin, un grand merci à Julie pour ta patience et ton aide dans les moments difficiles.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	11
1 Introduction aux atomes froids, applications et état de l’art	13
1.1 Atomes froids	13
1.2 Interférométrie	14
1.3 Centrale inertielle et navigation inertielle	21
1.4 Etat de l’art des capteurs inertiels	22
2 Description théorique	25
2.1 Rappel préliminaire sur les atomes	25
2.2 Atomes neutres, moment magnétique, interaction avec le champ magnétique . . .	26
2.3 Piégeage magnétique	28
2.4 Refroidissement Doppler	29
2.5 Le piégeage magnéto-optique	32
2.6 Refroidissement sub-Doppler	33
2.6.1 Refroidissement Sisyphe (sub-Doppler $\text{lin} \perp \text{lin}$)	33
2.6.2 Refroidissement sub-Doppler σ^+/σ^-	34
2.7 Refroidissement par évaporation radio-fréquence	34
2.8 Piégeage magnétique et manipulation des atomes sur puce	36
2.8.1 Guide magnétique créé par un fil infini et un champ homogène	36
2.8.2 Piège magnétique créé par deux fils perpendiculaires et deux champs de biais	38
2.9 Préparation des atomes avant interférométrie	40
2.9.1 Passage adiabatique Raman stimulé	40
2.9.2 Oscillations de Rabi et impulsions $\pi/2$	45
2.10 Déplacement Zeeman des niveaux d’énergies sous l’effet d’un champ magnétique statique	49
2.11 Séquence de Ramsey d’une horloge	50

2.11.1	Principe d'une horloge atomique	50
2.11.2	Séquence de Ramsey	51
2.12	Séquence de Ramsey d'un accéléromètre	54
2.13	Habillage des atomes par un champ micro-onde	55
2.13.1	Habillage d'une transition dans un champ homogène	55
2.13.2	Habillage des deux états d'horloges du ^{87}Rb	56
2.14	Conclusion du chapitre	61
3	Présentation de l'expérience	63
3.1	Enceinte à vide et pompes	63
3.2	La puce atomique	64
3.3	Sources de champ magnétique	66
3.3.1	Les aimants permanents du MOT2D+	66
3.3.2	Les bobines du MOT3D	66
3.3.3	La puce	67
3.3.4	La bobine en Z	68
3.3.5	Antennes externes radio-fréquence et micro-onde	68
3.3.6	Chaine micro-onde de la puce pour la séparation	70
3.4	Sources laser et banc optique	71
3.4.1	Sources laser	71
3.5	Système d'imagerie et détection des atomes	73
3.5.1	Système d'imagerie	73
3.5.2	Dispositif d'imagerie	76
3.5.3	Protocole d'imagerie	77
3.5.4	Correction du bruit	79
3.5.5	Détection à proximité de la puce et détermination de la distance nuage - puce	81
3.6	GoodTime et séquençage de l'expérience	82
3.6.1	Pilotage	82
3.6.2	Description d'une séquence type	83
3.7	Conclusion du chapitre	92
4	Interféromètre de Ramsey avec séparation spatiale	93
4.1	Impulsions $\pi/2$ et π	93
4.2	Franges d'horloge	95
4.3	Déplacement sélectif des états	96
4.3.1	Etat $ 2, 1\rangle$	97
4.3.2	Etat $ 1, -1\rangle$	99
4.4	Séparation sélective simultanée	100

4.5	Calibration des courants micro-ondes injectés dans les guides d'ondes	103
4.6	Détermination de la position du centre des guides	104
4.6.1	Déplacement du nuage latéral selon l'axe x en fonction de I_{TB}	105
4.6.2	Protocole de mesure des déplacements AC Zeeman	106
4.6.3	Positionnement du nuage au milieu des guides	110
4.7	Oscillations des nuages dans le piège suite à la recombinaison	113
4.8	Séquence de Ramsey avec habillage des états internes	115
4.9	Effet de la température sur le contraste des franges	117
4.10	Variance d'Allan	120
4.11	Conclusion du chapitre	123
	Conclusions et perspectives	125
A	Calcul de la phase de l'accéléromètre en prenant en compte l'effet des deux habillages	129
	Productions scientifiques	135
	Bibliographie	136

Introduction

Depuis plus de 30 ans, de nombreux laboratoires ont développé des expériences de physique atomique permettant de mesurer des accélérations ou des rotations en utilisant des gaz d'atomes manipulés par des champs magnétiques et refroidis par laser. Toutefois, la plupart de ces expériences sont trop encombrantes. Il est donc nécessaire de réduire drastiquement leur taille afin de pouvoir considérer des applications industrielles aux capteurs à atomes froids en dehors du laboratoire. Bien que de nombreux efforts aient été réalisés ces dernières années notamment à l'ONERA et chez Muquans, la taille du dispositif complet est encore trop imposante pour certaines applications. À la fin des années 90, il a été démontré que des atomes pouvaient être piégés et manipulés sur une puce, permettant ainsi de réduire à la fois la taille et la consommation énergétique de ces capteurs en comparaison d'expériences en laboratoire.

C'est dans ce cadre que Thales a commencé à s'intéresser à la réalisation de capteurs inertiels sur puce avec des atomes froids pour la navigation autonome. La technique retenue par notre groupe permet la réalisation de chacune des fonctions nécessaires à l'obtention d'une centrale inertielle sur la même puce atomique. Elle repose notamment sur la séparation spatiale sélective de nuages atomiques dans un piège magnétique via l'habillage d'états internes dans le domaine micro-onde.

L'objectif de cette thèse est de concevoir et évaluer la faisabilité de nouveaux types de capteurs inertiels reposant sur l'interférométrie, en utilisant des atomes refroidis piégés au voisinage d'une puce tout au long de la séquence de mesure.

Plan du mémoire

Cette thèse est divisée en quatre chapitres et organisée de la façon suivante :

- Dans le Chapitre 1, nous présentons le concept d'atomes froids ainsi que l'interférométrie puis nous rappelons les similitudes entre interféromètre optique et à ondes de matière. Nous présentons les applications possibles des interféromètres atomiques, mettant en avant les points forts et les défis à relever pour miniaturiser ces capteurs et les rendre embarquables, puis nous comparerons les performances entre les technologies concurrentes.

- Le Chapitre 2 est consacré à la description théorique des différentes techniques et concepts physiques utilisés dans l'expérience. Le refroidissement des atomes par effet Doppler et le piégeage magnétique sont notamment expliqués, puis nous décrivons une séquence d'interférométrie de Ramsey dans le cas d'une horloge, ainsi que dans le cas d'un accéléromètre, c'est à dire une séquence de Ramsey incluant une séparation spatiale sélective des deux états de l'interféromètre à l'aide d'habillages micro-ondes.
- Dans le Chapitre 3, nous décrivons l'ensemble du dispositif expérimental et toutes les étapes de préparations du nuage d'atomes depuis la sublimation du rubidium jusqu'au transfert dans le piège d'interférométrie. Nous y décrivons la façon dont on commande l'expérience ainsi que les différents modes de détection des atomes.
- Dans le Chapitre 4, nous présentons les résultats obtenus durant la thèse. Nous commençons par démontrer des déplacements sélectifs individuels de nuages polarisés dans un des deux états de l'interféromètre, puis des deux à la fois. Nous présentons une méthode originale pour calibrer la position du piège magnétique pour que ce dernier soit placé à égales distances de chacun des guides d'ondes, puis nous présentons les franges d'interférences obtenus lors de séquences de Ramsey avec séparation spatiale des deux états. Enfin, nous présentons une étude du contraste des franges en fonction de la température du nuage, ainsi que des mesures de variance d'Allan.

Introduction aux atomes froids, applications et état de l'art

1.1 Atomes froids

La physique statistique nous dit que la température T d'un système composé d'atomes est liée à la variance de la vitesse v des atomes le constituant ; plus on ralentit les atomes, plus la température diminue :

$$T \propto \frac{m(\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2)}{k_B} \quad (1.1)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et m la masse de l'atome considéré.

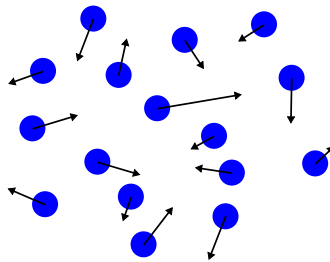


FIGURE 1.1 – Représentation d'un gaz atomique à température ambiante. Les atomes ont une direction aléatoire et échangent de l'énergie cinétique entre eux à chaque collision.

De Broglie a suggéré dans sa thèse de doctorat [De Broglie, 1924] que l'on pouvait associer à toutes particules massiques une longueur d'onde notée :

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{mv} \quad (1.2)$$

où h est la constante de Planck.

Cette proposition implique que toutes particules massiques ou objets macroscopiques composés de matière possédant une masse peuvent se comporter comme des ondes, ce qui fût observé pour la première fois avec la diffraction d'électrons dans un cristal de nickel [Davisson et Germer, 1927] et découla par la suite sur le concept de dualité onde-corpuscule.

Dans le cas d'un gaz d'atomes à l'équilibre thermique, on peut définir la longueur d'onde de De Broglie moyenne des atomes composant ce gaz. C'est la longueur d'onde thermique de De Broglie ou longueur de cohérence et on la note λ_{DB}^T [Cohen-Tannoudji et Guéry-Odelin, 2011] :

$$\lambda_{DB}^T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}} \quad (1.3)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite. λ_{DB}^T caractérise l'étalement spatial de la particule.

Une application numérique pour un atome de masse relativement faible à température ambiante permet vite de se rendre compte que cette longueur d'onde est extrêmement faible. Toutefois, en réduisant la température du système, on augmente la longueur d'onde thermique de De Broglie, ce qui permet d'exacerber la nature ondulatoire de la matière ainsi que d'autres phénomènes quantiques. Pour cela, il faut être capable de refroidir les atomes à des températures de l'ordre du micro-Kelvin, soit 10^{-6} degrés au dessus du zero absolu. Pour un atome de Rubidium 87 de masse $m = 1,44 \times 10^{-25}$, la longueur d'onde thermique de De Broglie passe de $\lambda_{DB}^T = 5,41 \times 10^{-12} m$ à 300 K, à $\lambda_{DB}^T = 0,1 \mu m$ à $0,8 \mu K$. Nous verrons par quel ensemble de techniques il est possible d'y parvenir dans le chapitre 2.

1.2 Interférométrie

L'interférométrie est une famille de techniques dans laquelle les ondes se superposent, causant des phénomènes d'interférences qui peuvent être utilisées pour extraire de l'information. Il est possible de mesurer d'infimes variations sur certains paramètres physiques, comme par exemple un déplacement de l'un des miroirs dans le cas d'un interféromètre de Michelson, voir la figure 1.2.

Dans un interféromètre de Michelson, la lumière provenant d'une source unique peut être divisée en deux faisceaux à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Ces deux faisceaux vont parcourir différents trajets optiques avant d'être recombinaés pour produire une interférence. Une petite variation de longueur - ou tout autre perturbation - d'un des chemins optiques va induire un petit décalage de phase qui va se traduire par une variation d'intensité lumineuse sur le détecteur. Il est possible de remonter à la différence de phase en mesurant la variation d'intensité sur le détecteur. Un exemple est l'expérience LIGO, qui a pu mesurer des variations de longueur de l'ordre de $10^{-18}m$ - soit un millième de la taille d'un noyau d'atome - permettant de détecter la fusion de deux trous noirs à 1,3 milliard d'années-lumière de la terre, et mettre en évidence l'existence des ondes gravitationnelles [Abbott *et al.*, 2016].

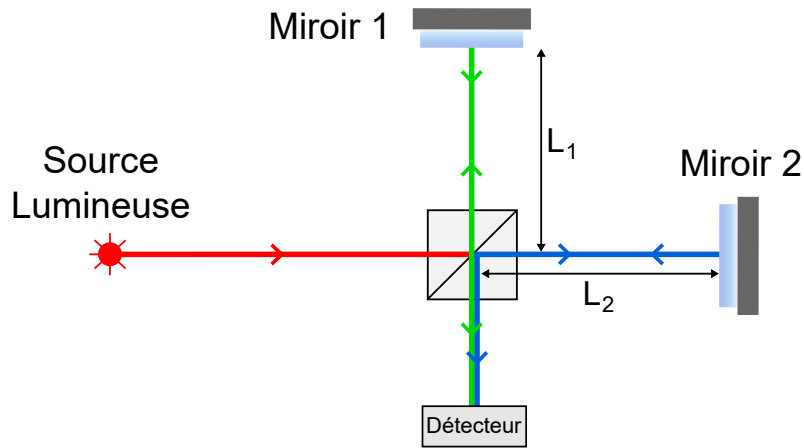


FIGURE 1.2 – Représentation d’un interféromètre de Michelson. Un faisceau incident représenté en rouge est divisé en deux faisceaux, représentés en bleu et en vert, à l’aide d’une lame semi-réfléchissante. Chaque faisceau a ensuite son chemin optique qui lui est propre. Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés sur la lame et interfèrent. Une petite variation de longueur d’un des deux bras, de longueurs respectives L_1 et L_2 , va provoquer une différence de phase accumulée entre les deux trajets, modifiant ainsi l’intensité mesurée sur le détecteur.

Pour manipuler la lumière en optique, on utilise des miroirs pour réfléchir la lumière et des lames semi-réfléchissantes pour séparer des faisceaux tout en gardant la cohérence. Dans le cas d’un gaz d’atomes refroidi à une température de l’ordre du μK , il est possible de réaliser des interférences avec des atomes de façon analogue à la lumière en optique. On parle alors parfois d’interféromètre à ondes de matière. Pour cela, il faut parvenir à créer une superposition cohérente entre deux états atomiques. Dans le cadre de cette thèse, nous utilisons des oscillations de Rabi sur une transition micro-onde, mais d’autres techniques peuvent être utilisées comme des passages adiabatiques Raman rapides (ARP) [Kotru *et al.*, 2014], des oscillations de Rabi avec des transitions Raman stimulées [Bordé, 1989].

Il existe plusieurs configurations d’interféromètres atomiques selon le paramètre physique que l’on souhaite mesurer [Cronin *et al.*, 2009], et pour chaque configuration il existe une multitude de techniques employées présentant chacune des avantages et des inconvénients en terme de stabilité, fidélité et de taille du dispositif. Par exemple, un interféromètre atomique dans une configuration de type Ramsey [Ramsey, 1949, Ramsey, 1950] permet d’obtenir une horloge atomique [Abgrall *et al.*, 2015] afin de créer une référence de fréquence et donc de temps. Parmi les techniques permettant de réaliser des horloges atomiques on peut citer de manière non exhaustive les horloges micro-ondes à jets thermiques [Ramsey, 1983, Audoin, 1992], les horloges à piégeage cohérent de population (CPT) [Yun *et al.*, 2017, Abdel Hafiz *et al.*, 2018], les fontaines atomiques [Kasevich *et al.*, 1989, Wynands et Weyers, 2005, Guéna *et al.*, 2012], les horloges à atomes froids piégés sur puce [Szmuk *et al.*, 2015], les horloges optiques [Ludlow *et al.*, 2015] avec des atomes froids piégés dans des réseaux optiques [Marti *et al.*, 2018, Bothwell *et al.*, 2019], ou des ions piégés dans des champs électriques oscillants [Huntemann *et al.*, 2016, Brewer *et al.*, 2019].

Il est possible de réaliser d’autres types d’interféromètres atomiques analogues à des interféromètres optiques, tels que représentés sur la figure 1.3. Mais pour cela, il faut être capable

de séparer spatialement les atomes et de les recombinaer, tout en maintenant la cohérence entre les fonctions d'ondes atomiques. Plusieurs techniques ont été développées telles que la diffraction par des structures matérielles [Keith *et al.*, 1991], la diffraction par des ondes lumineuses stationnaires en régime de Bragg [Martin *et al.*, 1988, Giltner *et al.*, 1995] ou l'utilisation de transitions Raman stimulées [Bordé, 1989, Kasevich et Chu, 1991]. C'est cette dernière configuration qui est aujourd'hui la plus répandue pour obtenir des capteurs inertiels à base d'atomes froids [Savoie *et al.*, 2018, Barrett *et al.*, 2019, Bernard *et al.*, 2022]. Cependant, cette technique nécessite le plus souvent l'utilisation de laser supplémentaires, en complément de ceux utilisés pour le refroidissement des atomes.

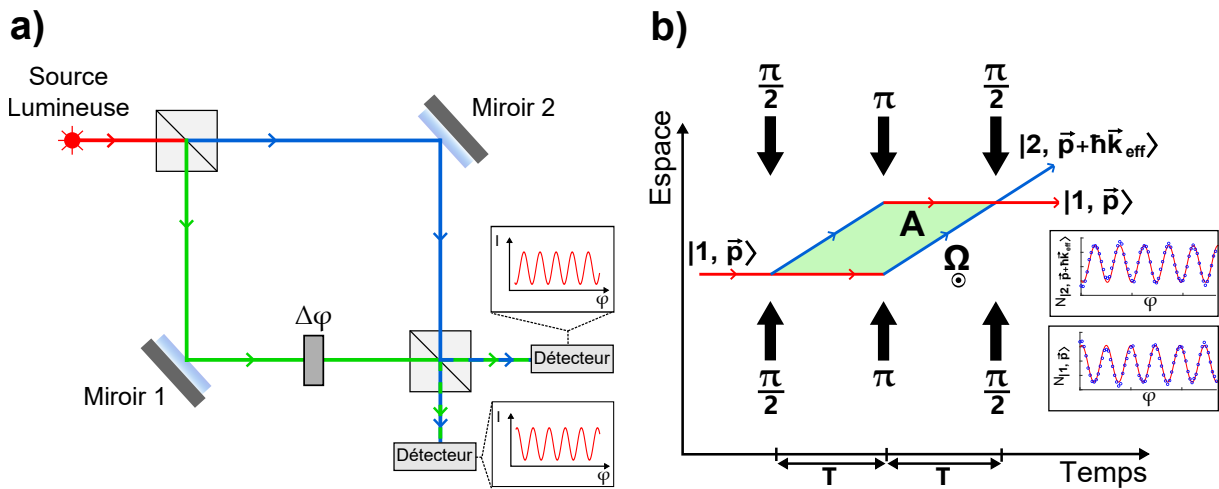


FIGURE 1.3 – Représentation d'un interféromètre de Mach-Zehnder (a) en optique, et (b) en version atomique, aussi appelé Ramsey-Bordé. (a) Un faisceau incident représenté en rouge est séparé en deux faisceaux représentés en bleu et en vert à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Chaque faisceau a ensuite son chemin optique qui lui est propre. Les deux faisceaux sont ensuite réfléchis à l'aide de deux miroirs, puis recombinaés sur la lame et vont interférer. Si les deux trajets optiques de chaque bras sont identiques, aucun déphasage n'est créé entre les deux bras et l'intensité mesurée est nulle sur le détecteur du bas, et elle est maximale pour le détecteur à droite. Si on introduit un petit déphasage $\Delta\varphi$ sur l'un des deux chemins, l'intensité mesurée sur chaque détecteur dépendra de $\Delta\varphi$. (b) Une séparatrice Raman (impulsion $\pi/2$) vient créer une superposition cohérente à poids égaux entre les états $|1, \vec{p}\rangle$ et $|2, \vec{p} + \hbar\vec{k}_{\text{eff}}\rangle$ ainsi qu'une séparation spatiale (chemin bleu). Une impulsion π vient jouer le rôle de miroir atomique et réfléchit chaque état, puis une dernière impulsion $\pi/2$ vient refermer l'interféromètre en recombinaant les deux bras. Les impulsions sont espacées de périodes de libre évolution de durées T . Les deux fonctions d'ondes décrivent une surface fermée d'aire A , Ω est la vitesse angulaire à mesurer.

Dans un interféromètre atomique de Ramsey-Bordé [Bordé, 1989] utilisant des transitions Ramans stimulées - soit une configuration analogue à un Mach-Zehnder en optique (voir la figure 1.3) - les lames semi-réfléchissantes deviennent des impulsions $\pi/2$ et les miroirs des impulsions π .

Les atomes sont préparés initialement dans l'état $|1, \mathbf{p}\rangle$ où $|1\rangle$ désigne l'état interne et \mathbf{p} l'état d'impulsion de l'atome. Les impulsions sont réalisées avec un faisceau laser rétro-réfléchi comprenant deux pulsations ω_1 et ω_2 cohérentes en phases, et de vecteurs d'ondes respectifs \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 .

L'utilisation d'une séparatrice Raman (impulsion $\pi/2$) vient créer une superposition cohérente à poids égaux entre les états $|1, \mathbf{p}\rangle$ et $|2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$ tout en transférant une impulsion différente à chaque population. Cela provoque un changement de trajectoire pour l'état $|2, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{\text{eff}}\rangle$, où $\hbar\mathbf{k}_{\text{eff}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ est l'impulsion effective transmise.

Après un temps T de libre évolution, il en résulte une séparation spatiale des deux états. Une impulsion π est alors appliquée aux atomes ce qui a pour effet d'échanger l'état interne et l'impulsion de chacune des deux fonctions d'ondes atomiques ; c'est comme si les deux ondes étaient réfléchies sur des miroirs.

Après une seconde période T de libre évolution, les deux ondes se recombinent spatialement. On applique alors une deuxième impulsion $\pi/2$ qui vient refermer la séquence d'interférométrie.

Mesurer les populations à la sortie de l'interféromètre est équivalent à mesurer la probabilité de transition et cela permet de retrouver la phase des franges. Dans ce type d'interféromètre, il est possible de montrer que la phase devient sensible aux accélérations et aux rotations [Takase, 2008, Gustavson *et al.*, 2000] :

$$\Delta\varphi = \frac{2m}{\hbar}\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{a}T^2 - \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{a}) T^3 \quad (1.4)$$

où \mathbf{a} et $\boldsymbol{\Omega}$ sont respectivement l'accélération et la vitesse angulaire à mesurer, et \mathbf{A} est un vecteur normal à la surface fermée décrite par les fonctions d'ondes, et de norme égale à l'aire de cette surface. Le premier terme est le déphasage lié à l'effet Sagnac en présence de rotations, le second est dû à l'accélération, et le troisième terme apparaît si le référentiel mesuré est en rotation par rapport à $\boldsymbol{\Omega}$ et se déplace avec une accélération \mathbf{a} .

D'autres processus et techniques permettent de manipuler les atomes tout en conservant la cohérence entre les atomes. La plupart de ces techniques utilisent des atomes libres non piégés, on peut citer :

- Dans une horloge en fontaine atomique c'est la gravité qui fait office de miroir [Kasevich *et al.*, 1989, Clairon *et al.*, 1991]. Les nuages d'atomes sont lancés en l'air dans une enceinte sous vide avec des vitesses initiales de l'ordre du m/s et passent par une cavité micro-onde qui va les mettre dans une superposition cohérente de deux états à poids égaux (impulsion $\pi/2$). Sous l'effet de la gravité, la vitesse d'ascension des atomes diminue progressivement jusqu'à s'annuler, puis les atomes retombent et passent à nouveau dans la cavité micro-onde qui vient refermer l'interféromètre avec une seconde impulsion $\pi/2$. Les populations des deux états atomiques sont ensuite détectées.
- Des ondes lumineuses évanescentes peuvent être utilisées comme miroir. On a pu observer la chute libre puis les rebonds d'atomes tombant sur le miroir [Aminoff *et al.*, 1993].
- Des structures périodiques à deux dimensions formées d'aimants ou de fils conducteurs où circulent des courants produisent un champ magnétique périodique qui peut être utilisé comme miroir pour des atomes suffisamment lents [Opat *et al.*, 1992].

L'inconvénient de ce type de techniques est que les excellentes performances de ces capteurs sont liées à la durée T pendant laquelle les atomes sont en chute libre et évoluent librement. Cette durée T est donc ultimement limitée par la distance sur laquelle on laisse les atomes tomber, et donc par la taille du capteur. Une première solution possible pour pallier à ce problème est d'utiliser des séparatrices à grand transfert d'impulsion pour augmenter la distance de séparation spatial des bras de l'interféromètre et réduire la période T tout en accumulant un déphasage équivalent [Chiu *et al.*, 2011].

Par ailleurs, il est possible de découpler la sensibilité du capteur de sa taille si les atomes sont maintenus piégés pendant toute la durée de la séquence d'interférométrie. Les potentiels optiques [Dalibard, 2013] et les potentiels radio-fréquences [Perrin, 2013] sont deux exemples qui permettent de piéger des atomes. Parmi l'ensemble des options possibles permettant de réaliser des capteurs inertiels compacts et sensibles à l'état interne, on peut citer les pièges et réseaux optiques [Hilico, 2014], ainsi que les pièges et guides magnétiques sur puces atomiques [Reichel et Vuletic, 2010, Ammar *et al.*, 2015, Garrido Alzar, 2019]. Soulignons également les travaux des références [Squires, 2008, Farkas *et al.*, 2010, Salim *et al.*, 2011] qui ont permis de diminuer la taille de l'enceinte à vide dans les expériences sur puce.

Dans un piège magnétique statique sur puce, la référence [Treutlein *et al.*, 2004] a procédé à des manipulations cohérentes des états internes et démontré des temps de cohérence de plus d'une seconde. Par la suite, la référence [Böhi *et al.*, 2009] - dans la même équipe - a montré qu'il était possible dans un piège magnétique statique de déplacer des atomes préparés dans un état interne particulier à l'aide d'un gradient d'amplitude de champ micro-onde créé par un guide d'onde coplanaire. Cette configuration repose sur l'habillage micro-onde d'un état interne, et a permis de réaliser un interféromètre de type Ramsey.

Une autre solution assez proche est aussi investiguée par l'équipe de Seth Aubin à *William & Mary College*, en Virginie aux États-Unis. L'équipe utilise un piège dipolaire optique et s'est notamment intéressée à l'influence du design et du type de guide d'onde utilisé (deux rubans conducteurs ou guides d'ondes coplanaires), ainsi que l'influence de la relation de phase entre les lignes sur l'habillage micro-onde [Miyahira *et al.*, 2021]. L'équipe a aussi démontré le déplacement sélectif d'états par habillage micro-onde pendant un temps de vol après préparation des atomes dans un piège dipolaire optique [Fancher *et al.*, 2018].

Configuration retenue

La configuration retenue pour notre interféromètre atomique [Huet, 2013, Ammar, 2014, Dupont-Nivet, 2016, Ammar *et al.*, 2015] se base sur les travaux des références [Treutlein, 2008, Böhi, 2010]. En utilisant deux guides d'ondes coplanaires disposés à la surface d'une puce atomique, il est possible d'habiller simultanément deux états internes et de manipuler de façon sélective deux populations d'atomes à l'intérieur d'un piège magnétique (voir la figure 1.4).

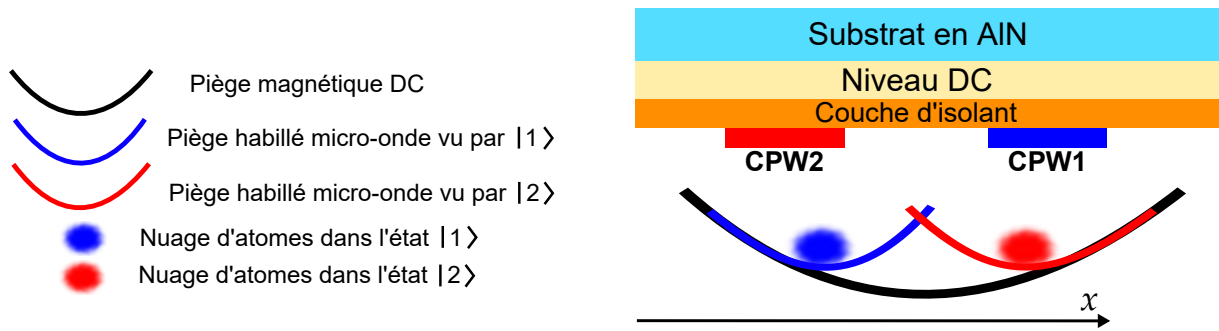


FIGURE 1.4 – Représentation d'une puce atomique avec deux guides d'ondes coplanaires (CPW). La courbe noire représente le potentiel magnétique statique commun aux deux états. Chaque guide d'onde produit un champ magnétique micro-onde qui crée un piège habillé (courbes bleu et rouge) pour chacun des deux états.

Un accéléromètre

Dans notre interféromètre, nous utilisons des atomes de rubidium 87 dans les deux sous niveaux Zeeman $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$ des états hyperfins du niveau fondamental, et dont la fréquence de transition se trouve dans le domaine micro-onde. Les impulsions $\pi/2$, produites par une source micro-onde nommée oscillateur local, permettent uniquement la réalisation de la superposition cohérente à poids égaux entre ces deux états mais pas leur séparation¹. La séparation spatiale est alors réalisée par l'allumage des deux champs micro-ondes réalisant les deux pièges habillés. Contrairement aux interféromètres présentés précédemment, nous n'avons pas besoin de miroirs atomiques car l'extinction des deux champs micro-ondes permet la recombinaison spatiale des deux états (voir la figure 1.5).

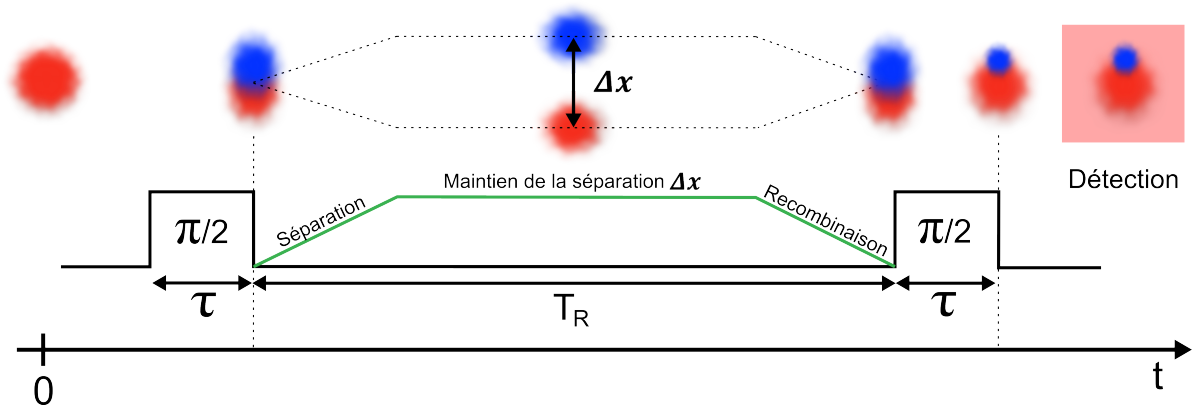


FIGURE 1.5 – Séquence de Ramsey avec habillage des états internes de type accéléromètre. Le nuage est initialement dans l'état $|2\rangle$. Après la première impulsion $\pi/2$, le nuage est dans une superposition de $|2\rangle$ et $|1\rangle$ à poids égaux. Durant T_R on sépare spatialement chaque état de façon sélective et on les maintient séparés. On recombine spatialement les deux états, puis une deuxième impulsion $\pi/2$ espacée temporellement de la première de T_R termine la séquence de Ramsey. La détection est réalisée juste après pour mesurer les populations de chacun des deux états.

1. Pour des impulsions $\pi/2$ dans le domaine micro-onde, on peut négliger la séparation spatiale induite par les photons micro-ondes qui ont une impulsion très faible comparée aux photons optiques utilisés dans le cadre des interféromètres à séparatrice Raman.

Nous verrons dans le chapitre 2 que la phase en sortie de l'interféromètre est sensible à l'accélération a le long de l'axe de la séparation, et qu'elle est donnée par :

$$\Delta\varphi \approx \left(\omega - \omega_0 + \frac{ma\Delta x}{\hbar} \right) T_R \quad (1.5)$$

où $\omega - \omega_0$ est le décalage en fréquence entre l'oscillateur local et la fréquence de la référence atomique, c'est le terme d'horloge. m est la masse d'un atome de ^{87}Rb et Δx la distance sur laquelle les atomes ont été séparés durant la période d'évolution séparée T_R (temps de Ramsey). La mesure des populations des deux états permet donc d'obtenir une mesure de l'accélération.

Un gyromètre

En ajoutant un *ingrédient* à cette séquence d'interférométrie, il est possible de rendre notre interféromètre sensible aux rotations. En effet, les gyromètres optiques et atomiques utilisent l'effet Sagnac pour mesurer des rotations [Arditty et Lefevre, 1981, Gustavson *et al.*, 1997, Alzar *et al.*, 2012]. Cet effet apparait lorsque l'interféromètre possède une aire non nulle et que le référentiel dans lequel il se trouve est en rotation.

Dans notre configuration si la trajectoire de chaque bras de l'interféromètre décrit une surface fermée non nulle, telle que représentée sur la figure 1.6, le déphasage contient un terme supplémentaire lié à l'effet Sagnac :

$$\frac{2m\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{A}N}{\hbar} \quad (1.6)$$

où \mathbf{A} est un vecteur normal à la surface décrite par les trajectoires des deux états et dont la norme est égale à l'aire, $\mathbf{\Omega}$ est la vitesse angulaire autour de l'axe perpendiculaire à la surface d'aire $\|\mathbf{A}\|$ et N le nombre de boucles fermées que les atomes ont réalisées pendant la période d'évolution séparée T_R .

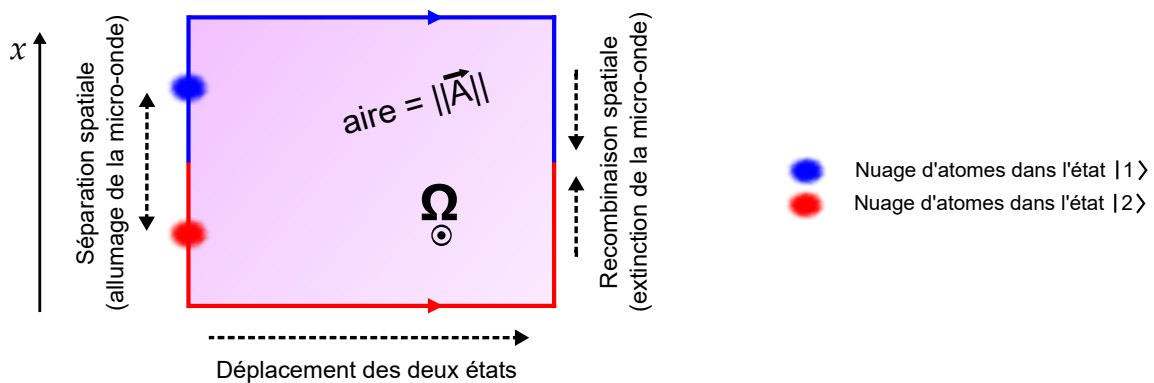


FIGURE 1.6 – Principe d'un interféromètre atomique sensible à l'effet Sagnac. Après la première impulsion $\pi/2$, les nuages sont séparés selon l'axe des x en utilisant deux champs micro-ondes de façon analogue à l'accéléromètre. On déplace ensuite le minimum du piège magnétique DC tout en gardant les champs micro-ondes allumés, puis on éteint les champs micro-ondes pour recombinaison des deux états avant de clôturer la séquence par la seconde impulsion $\pi/2$. Les populations des deux états sont ensuite détectées pour mesurer le déphasage.

L'obtention d'une aire à partir d'une séparation des deux états telle que réalisée pour l'accéléromètre peut être accomplie en déplaçant par exemple l'ensemble du piège magnétique statique selon un axe perpendiculaire à la séparation, et la recombinaison se fait de façon analogue à l'accéléromètre par l'extinction des champs micro-ondes.

De par leur très grande sensibilité et stabilité de mesure, les capteurs à atomes froids sont d'excellents candidats pour de nombreuses applications comme la métrologie [Szmuk, 2015], la physique fondamentale [Wolf *et al.*, 2007], la gravimétrie [Huet, 2013] ainsi que la navigation inertielle [Jekeli, 2005].

1.3 Centrale inertielle et navigation inertielle

Une centrale inertielle est un dispositif regroupant une horloge ainsi qu'un ensemble de capteurs permettant de mesurer les accélérations selon les trois dimensions d'espace et les rotations autour de chacun de ces axes. À l'aide des équations du mouvement, d'une position de départ connue et d'une carte, il devient alors possible de déterminer sa position en fonction du temps au cours d'un déplacement. Puisque les accélérations et les rotations mesurées par les capteurs sont intégrées plusieurs fois par rapport au temps pour déterminer la position, l'erreur sur la position croît comme une puissance du temps. Il est donc essentiel d'utiliser des capteurs présentant la plus faible erreur de mesure pour des missions de navigation de longue durée.

De par son principe de détermination de la position, la navigation inertielle [Savage *et al.*, 1998] permet de libérer l'utilisateur de tout système reposant sur l'échange d'information avec l'extérieur comme par exemple le positionnement par satellite (GNSS), notamment quand ce dernier est inaccessible. Cette technique est utilisée dans de nombreuses applications dans l'aviation civile et militaire, la navigation maritime et sous marine, les lanceurs de satellites, les satellites et sondes spatiales [Barbour, 2010].

Nous avons vu dans la section précédente que l'interférométrie avec atomes froids permet la mesure précise de différentes quantités physiques en fonction de la configuration de l'interféromètre. Depuis plus de 30 ans, de nombreux laboratoires ont développé des expériences de physique atomique permettant de mesurer des accélérations [Kasevich *et Chu*, 1992] ou des rotations [Riehle *et al.*, 1991, Kasevich *et Chu*, 1991] en utilisant des gaz d'atomes manipulés par des champs magnétiques et refroidis par laser. Toutefois, la grande majorité de ces expériences sont trop encombrantes. Il est nécessaire de réduire drastiquement la taille de ces expériences afin de pouvoir considérer des applications industrielles aux capteurs à atomes froids en dehors du laboratoire. Bien que de nombreux efforts aient été réalisés ces dernières années notamment à l'ONERA et chez Muquans/iXblue, la taille du dispositif complet - de l'ordre de quelques centaines de litres - est encore trop imposante pour certaines applications. À la fin des années 90, il a été démontré que des atomes pouvaient être piégés et manipulés sur une puce [Reichel *et al.*, 1999, Treutlein *et al.*, 2004, Schumm *et al.*, 2005, Böhi *et al.*, 2009], permettant ainsi de réduire à la fois la taille et la consommation énergétique de ces capteurs.

C'est dans ce cadre que Thales a commencé à s'intéresser à la réalisation de capteurs inertiels sur puce avec des atomes froids pour la navigation inertielle. La technique retenue par notre groupe permet la réalisation de chacune des fonctions nécessaires à l'obtention d'une centrale inertielle sur la même puce atomique. Elle repose notamment sur la séparation spatiale sélective de nuages atomiques dans un piège magnétique via l'habillage d'états internes avec des champs micro-ondes.

Pour ces développements, Thales utilise son expérience en optique, en fabrication micro-électronique, en sources laser et micro-onde ainsi qu'en photonique intégrée. La combinaison de ces savoir-faire - notamment de la photonique intégrée pour réaliser le banc laser nécessaire au refroidissement - permettra dans un avenir proche de réduire grandement la taille de l'expérience.

1.4 Etat de l'art des capteurs inertiels

Dans cette section on s'intéresse de façon non-exhaustive aux performances des technologies permettant de réaliser les différents capteurs nécessaires à l'obtention d'une centrale inertielle. La table 1.1 compare les performances d'accéléromètres et la table 1.2 celle de gyromètres. Notons qu'il n'y a pas encore eu de réalisations d'accéléromètres et de gyromètres avec atomes froids piégés sur puce pendant la séquence d'interférométrie.

La comparaison directe des performances entre les différentes expériences d'atomes froids est délicate. De nombreux paramètres importants pour la réalisation d'une bonne centrale inertielle varient beaucoup d'un dispositif à l'autre ; le paramètre physique mesuré, la mesure simultanée d'accélération et/ou de rotation sur un ou plusieurs axes à la fois, l'intégration du capteur, la plage dynamique de mesure et le taux de répétition de la mesure.

Nous remarquons que les interféromètres à atomes froids ont des performances similaires ou meilleures que les technologies concurrentes. En effet, ils possèdent une bonne stabilité long terme et une excellente sensibilité, ce qui fait des atomes froids des candidats idéaux à la réalisation de capteurs inertiels à l'état de l'art. Cependant, un inconvénient notable de cette technologie est que la prise de mesure est discontinue ; des temps morts de durée variable sont présent entre chaque mesure car le procédé de mesure est la plupart du temps destructeur de l'échantillon². Ces temps morts sont alors dus aux temps nécessaires au refroidissement et à la préparation des nuages d'atomes entre chaque mesure. Plusieurs solutions sont déjà étudiées pour augmenter le taux de répétition des mesures :

- Il est possible d'hybridiser les capteurs avec une autre technologie non-quantique ayant une meilleure bande passante [[Cheiney et al., 2018](#), [Cheiney et al., 2019](#)].
- La détection non-destructrice des atomes à l'aide d'une source micro-onde, permettant une meilleure bande passante [[Dubosclard et al., 2021](#)].
- Mesurer de façon continue avec l'utilisation d'un faisceau d'atomes froids [[Kwolek et Black, 2022](#)].

2. La détection des atomes se fait sur une transition optique, ce qui réchauffe le nuage.

Accéléromètre	Sensibilité (g/\sqrt{Hz})	Stabilité long terme (g)	Temps d'intégration	Ref.
MEMS	$< 1 \times 10^{-5}$	$< 2 \times 10^{-6}$	100 s	[Johnson <i>et al.</i> , 2021]
Atomes froids	$1,6 \times 10^{-5}$	6×10^{-6}	1 s	[Chen <i>et al.</i> , 2019]
Atomes froids	$4,2 \times 10^{-9}$	5×10^{-10}	100 s	[Hu <i>et al.</i> , 2013]
Atomes froids	$3,2 \times 10^{-6}$	2×10^{-7}	500 s	[Perrin <i>et al.</i> , 2019]
Atomes froids	$9,2 \times 10^{-7}$	x	2000 s	[Rakholia <i>et al.</i> , 2014]

TABLE 1.1 – Comparaison des performances de différentes technologies d'accéléromètres.

Gyromètre	Sensibilité (rad/\sqrt{s})	Stabilité long terme (rad/s)	Temps d'intégration	Ref.
MEMS	$1,0 \times 10^{-6}$	$\approx 1 \times 10^{-7}$	1000 s	[Johnson <i>et al.</i> , 2021]
Gyrolaser	$\approx 10^{-8}$	$\approx 10^{-9}$	x	[Garrido Alzar, 2019]
Gyromètre à fibre optique	2×10^{-8}	$3,8 \times 10^{-10}$	8000 s	[Korkishko <i>et al.</i> , 2018]
Atomes froids	5×10^{-4}	$3,5 \times 10^{-5}$	800 s	[Chen <i>et al.</i> , 2019]
Atomes froids	3×10^{-8}	$2,3 \times 10^{-10}$	≈ 8 heures	[Savoie <i>et al.</i> , 2018]
Atomes froids	$3,13 \times 10^{-6}$	5×10^{-10}	2000 s	[Durfee <i>et al.</i> , 2006]
Atomes froids	$1,07 \times 10^{-6}$	x	2000 s	[Rakholia <i>et al.</i> , 2014]

TABLE 1.2 – Comparaison des performances de différentes technologies de gyromètres.

Objectif de sensibilité

Dans le cas où notre interféromètre serait limité par le bruit de projection quantique, on peut montrer que sa sensibilité δa pour un nuage de N atomes est donnée par [Dupont-Nivet, 2016] :

$$\delta a = \frac{\hbar}{m\Delta x T_{Sep}\sqrt{N}} \quad (1.7)$$

où T_{Sep} est la durée durant laquelle les deux états de l'interféromètre ont été maintenus séparés sur une distance Δx , pendant la séquence d'interférométrie de durée T_R . La sensibilité visée pour notre accéléromètre est de $\delta a = 10^{-6} g/\sqrt{Hz}$. Cette sensibilité peut être obtenue avec des paramètres conservateurs tel que $\Delta x = 40 \mu m$, $T_{Sep} = 10 ms$, $N = 10^4$.

Classification des performances de capteurs inertiels

En général, on classe les performances d'un capteur inertielle en fonction de la stabilité de son bruit et de son biais. Le tableau ci-dessous rappelle les performances associées à chaque classe, elle-même associée à un domaine d'application.

Classe	Stabilité du biais du gyromètre	Bruit gyromètre	Stabilité du biais de l'accéléromètre	Bruit accéléromètre
Tactique	$5 \times 10^{-6} \text{ rad/s}$	$2,5 \times 10^{-6} \text{ rad/s}/\sqrt{Hz}$	$10^{-3} g$	$10^{-3} g/\sqrt{Hz}$
Navigation	$<5 \times 10^{-8} \text{ rad/s}$	$2,5 \times 10^{-8} \text{ rad/s}/\sqrt{Hz}$	$10^{-4} g$	$<10^{-4} g/\sqrt{Hz}$
Stratégique	$<5 \times 10^{-9} \text{ rad/s}$	$5 \times 10^{-9} \text{ rad/s}/\sqrt{Hz}$	$10^{-5} g$	$<10^{-5} g/\sqrt{Hz}$

TABLE 1.3 – Classification d'un capteur inertielle en fonction des performances.

En navigation inertielle, on donne souvent la stabilité du biais des gyromètres en $^\circ/h$, ce qui est équivalent au tableau suivant :

Classe	Stabilité du biais du gyromètre	Bruit gyromètre
Tactique	$1 \text{ }^\circ/h$	$0,5 \text{ }^\circ/h/\sqrt{Hz}$
Navigation	$<0,01 \text{ }^\circ/h$	$0,005 \text{ }^\circ/h/\sqrt{Hz}$
Stratégique	$<0,001 \text{ }^\circ/h$	$0,001 \text{ }^\circ/h/\sqrt{Hz}$

TABLE 1.4 – Classification d'un capteur inertielle en fonction des performances.

Description théorique

Dans ce chapitre, je présente d'un point de vue théorique les différentes techniques et concepts physiques que nous utilisons. Pour cela, je me suis appuyé sur les références [Dalibard, 2006, Gilbert Grynberg, 2010, Cohen-Tannoudji *et al.*, 1986b, Cohen-Tannoudji *et al.*, 1986a, Boiron, 2016]. Je commence par des rappels généraux sur les atomes et sur leurs interactions avec un champ magnétique, puis j'expliquerai comment il est possible de refroidir un gaz d'atomes en utilisant de la lumière issue d'un laser. Je parle ensuite des moyens existant pour piéger et manipuler des atomes neutres avec des champs magnétiques statiques et oscillants, puis j'explique comment sont réalisés le STIRAP, les impulsions $\pi/2$ et une séquence d'interférométrie de Ramsey dans le but d'obtenir une horloge atomique. Pour terminer, je présente comment obtenir un accéléromètre à partir d'une séquence d'horloge, en utilisant une séparation spatiale sélective des deux états de l'interféromètre à l'aide d'habillages micro-ondes.

2.1 Rappel préliminaire sur les atomes

Un atome est composé d'un nuage d'électrons orbitant autour d'un noyau composé de nucléons (protons et neutrons). On sait depuis le début du XX^{ème} siècle que l'énergie d'un atome est quantifiée, et qu'elle ne peut prendre que certaines valeurs parmi un ensemble discret de valeurs¹. Cela correspond à différentes orbites ou niveaux d'énergies que peuvent prendre les électrons de l'atome. Un niveau d'énergie donné correspond à un état du système², et il est possible de passer d'un état à un autre par une transition électronique. Le niveau le plus bas en énergie est appelé état fondamental, ceux de plus hautes énergies sont les états excités. Les

1. Chaque niveau bien que de valeur discrète, n'est pas infiniment fin et possède une certaine largeur de raie naturelle.

2. Sauf si le niveau d'énergie est dit « dégénéré », dans ce cas il peut y avoir plusieurs états au même niveau d'énergie.

transitions sont soumises à des règles, certaines sont permises et d'autres non. Une transition électronique permise peut se faire dans les deux sens :

- L'excitation se fait par absorption de photons³, de phonons⁴, de même énergie que la différence entre les deux niveaux d'énergies de la transition considérée.
- La désexcitation se fait par l'émission de photons (et/ou de phonons) d'énergie égale à la différence entre les deux niveaux d'énergies de la transition considérée.

2.2 Atomes neutres, moment magnétique, interaction avec le champ magnétique

L'électron possède un moment cinétique intrinsèque \mathbf{S} d'origine purement quantique, il s'agit du *spin*. Dans un atome, le mouvement des électrons sur leurs orbites engendre un moment cinétique \mathbf{L} que l'on appelle moment cinétique orbital. Quand on additionne ces deux derniers nous obtenons \mathbf{J} , le moment cinétique total de l'électron [Steck, 2003] :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (2.1)$$

qui une fois additionné au moment cinétique intrinsèque nucléaire \mathbf{I} , nous donne le moment cinétique atomique total \mathbf{F} [Steck, 2003] :

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (2.2)$$

À tout moment cinétique est associé un moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$. Ainsi, un atome de moment cinétique total \mathbf{F} possède un moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ proportionnel à \mathbf{F} [Steck, 2003] :

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{-g_F \mu_B}{\hbar} \mathbf{F} \quad (2.3)$$

où g_F est le facteur de Landé associé à \mathbf{F} , μ_B le magnéton de Bohr, et \hbar la constante de Planck réduite. Un atome neutre se trouvant à la position \mathbf{r} et baignant dans un champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ voit son moment précesser autour de $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ à la pulsation de Larmor⁵ :

$$\omega_{Larmor}(r) = \frac{-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r})}{\hbar} \quad (2.4)$$

et l'énergie potentielle magnétique de l'atome est donnée par :

$$V_{Mag}(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

3. Particule élémentaire de lumière, vecteur de la force électromagnétique.

4. Quasi-particule représentant un quanta d'énergie de vibration.

5. Cette définition force l'orientation de $\boldsymbol{\mu}$ et $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ de sorte que $\omega_{Larmor}(r) > 0$.

La projection de $\boldsymbol{\mu}$ sur $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ est quantifiée et ne peut prendre que des valeurs correspondantes aux états propres de la projection $\mathbf{F} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r})$, donnée par le nombre quantique magnétique m_F . On dénombre $2F + 1$ sous niveaux magnétiques m_F pour chaque valeur de F . En supposant \mathbf{F} et $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ orientés selon un axe noté z , nous avons :

$$\mu = -g_F m_F \mu_B \quad (2.6)$$

et l'énergie potentielle magnétique peut alors se réécrire :

$$V_{Mag}(\mathbf{r}) = g_F m_F \mu_B |\mathbf{B}(\mathbf{r})| \quad (2.7)$$

L'atome est alors soumis à une force qui dérive de ce potentiel :

$$\mathbf{F}_{Mag}(\mathbf{r}) = -\nabla V_{Mag}(\mathbf{r}) = -g_F m_F \mu_B \nabla |\mathbf{B}(\mathbf{r})| \quad (2.8)$$

Cette force est importante dans le cas d'atomes alcalins tel que le rubidium 87. Cela est dû à la présence d'un électron non apparié sur la couche de valence, ce qui donne lieu à des moments magnétiques de l'ordre du magnéton de Bohr.

Les états pour lesquels on a $g_F m_F > 0$ sont appelés états chercheurs de champs faibles, car ces derniers sont repoussés par les champs magnétiques. À l'inverse, les états chercheurs de champs forts, i.e. $g_F m_F < 0$, sont attirés par les champs magnétiques.

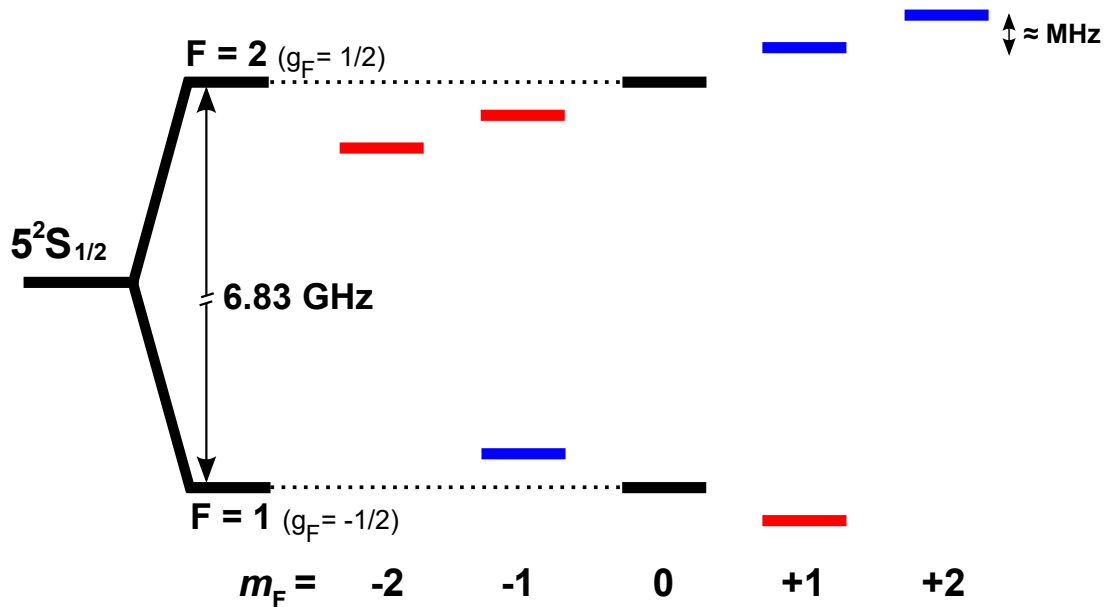


FIGURE 2.1 – Structure hyperfine du ^{87}Rb sous l'effet d'un champ magnétique de l'ordre de quelques Gauss. L'espacement des niveaux d'énergie n'est pas à l'échelle. Les sous-niveaux représentés en bleu sont les états chercheurs de champs faibles et les sous-niveaux rouges sont les chercheurs de champs forts. L'état $|F=2, m_F=0\rangle$, noté aussi $|2, 0\rangle$, peut être piégeable sous l'effet de champs magnétiques de l'ordre du millier de Gauss, mais on se trouve loin de ce régime dans le cadre de cette thèse.

2.3 Piégeage magnétique

Les équations de Maxwell interdisent la création de maximum local dans le vide avec un champ magnétique statique, il n'est donc pas possible de piéger les états chercheurs de champs forts [Wing, 1984]. En revanche, il est possible de réaliser un minimum local en utilisant par exemple une paire de bobines identiques, parcourues par des courants d'intensités égales mais de signes opposés, et disposés face à face à une distance de l'ordre du diamètre de la bobine [Migdall *et al.*, 1985]. On parle alors de configuration anti-Helmholtz. Cette configuration permet d'obtenir un piège quadrupolaire, avec un minimum de champ magnétique nul entre les deux bobines [Bergeman *et al.*, 1987]. Une telle configuration ne piège que les atomes se trouvant dans un des états bleu de la figure 2.1.

Un atome se déplaçant dans le piège va voir la direction et l'amplitude du champ magnétique varier spatialement. Seulement, le piégeage n'est efficace que si le moment magnétique de l'atome peut suivre adiabatiquement la direction θ du champ magnétique durant les déplacements de l'atome au sein du piège. Si l'atome n'y parvient pas, son *spin* peut basculer vers un autre sous niveau m_F non piégeant et sera perdu. Un atome reste donc piégé s'il satisfait la condition [Perrin, 2013] :

$$\frac{d\theta}{dt} < \omega_{Larmor} \quad (2.9)$$

où ω_{Larmor} vaut 0,7 MHz/G pour l'état fondamental du ^{87}Rb et $\frac{d\theta}{dt}$ est la vitesse de changement de la direction du champ magnétique vue par l'atome lors de son mouvement. Cette vitesse est de l'ordre de grandeur des fréquences propres du piège.

Cette condition de suivi n'est pas toujours suffisante : si le champ magnétique s'annule localement à un certain endroit du piège⁶ et que les atomes passent par ce voisinage, ils peuvent basculer vers un autre sous niveau m_F et être perdus. Pour éviter ces pertes appelées pertes de Majorana, il faut utiliser une configuration de piégeage magnétique où le champ ne s'annule pas, par exemple un piège de Ioffe-Pritchard [Pritchard, 1983], qui peut être généré avec une bobine en forme de Z [Aussibal, 2003].

Le piégeage magnétique nécessite de surcroît que l'énergie cinétique des atomes soit inférieure à la profondeur du piège V_{Max} [Reichel, 2002]. Ce qui se traduit en négligeant la pesanteur par :

$$V_{Max} > \eta k_B T \quad (2.10)$$

où $\eta \approx 7$ afin de pouvoir négliger ces pertes [Reichel, 2002], k_B est la constante de Boltzmann et T la température.

Nous verrons plus en détails comment générer un piège magnétique dans la section 2.8. Regardons d'abord comment refroidir les atomes.

6. Ce qui est le cas du piège quadrupolaire, qui s'annule en son centre [Migdall *et al.*, 1985].

2.4 Refroidissement Doppler

Le refroidissement laser repose sur l'effet Doppler, qui fait que le son émis par la sirène d'une ambulance en mouvement par rapport à un observateur, verra sa fréquence se décaler vers les aigus (plus hautes fréquences) si elle s'approche de l'observateur, ou vers les graves (plus basses) si elle s'en éloigne :

$$f_{perçue} = f_{source} \left(1 \pm \frac{v_r}{c}\right) \quad (2.11)$$

avec v_r la vitesse relative entre la source et l'observateur⁷ et c la célérité de l'onde considérée. Cet effet s'applique à toutes les ondes. La lumière étant une onde électromagnétique, on peut observer le même phénomène avec la lumière des étoiles et galaxies lointaines en mouvement par rapport à nous⁸, et observer un décalage de la fréquence lumineuse [Peebles, 1993]. Ainsi, une source lumineuse qui s'éloigne d'un observateur verra son spectre décalé vers le rouge, tandis qu'une qui s'en rapproche verra son spectre décalé vers le bleu. Le refroidissement Doppler est une technique utilisant l'effet Doppler entre des lasers et des atomes en mouvement [Hänsch et Schawlow, 1975, Phillips, 1998]. Avec cette technique, il est aussi possible de refroidir des ions [Neuhauser *et al.*, 1978, Wineland *et al.*, 1978] ainsi que des molécules [L. D. Carr, 2009].

Considérons d'abord un atome à deux niveaux au repos, de masse m , dont la fréquence de transition atomique est $\omega_{eg}/2\pi$, illuminé par un faisceau laser de fréquence $\omega/2\pi$. Le champ magnétique est pour l'instant nul.

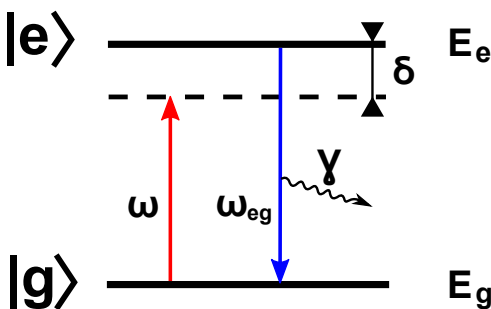


FIGURE 2.2 – Représentation d'un système à deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ séparés de $\hbar\omega_{eg}$ en énergie. Un photon de pulsation ω a une certaine probabilité d'être absorbé par un atome, et de l'exciter dans l'état $|e\rangle$. La relaxation du système se fait par émission spontanée d'un photon représenté par γ , de pulsation ω_{eg} .

Lorsque un photon est absorbé par un atome, l'impulsion $\hbar\mathbf{k}$ du photon est transmise à l'atome, de telle sorte que ce dernier passe dans l'état excité $|e\rangle$ (voir figure 2.2), où \mathbf{k} est le vecteur d'onde du photon. Chaque photon absorbé par un atome de ^{87}Rb va induire une variation de vitesse de :

$$v_{recul} = \frac{\hbar k}{m} = 6 \text{ mm/s} \quad (2.12)$$

7. Signe + si la source et l'observateur se rapprochent, - si ils s'éloignent.

8. La dilatation de l'espace provoquée par l'expansion de l'univers produit elle aussi un décalage vers les rouge des longueurs d'ondes, mais il s'agit d'un effet distinct.

Après un temps caractéristique $\tau = 1/\Gamma$, l'atome va se désexciter par émission spontanée d'un photon d'énergie $\hbar\omega_{eg}$ et retourner dans l'état fondamental. L'émission spontanée étant un processus isotrope, il n'y a pas de mouvement induit à l'atome en moyenne sur un grand nombre de cycle d'absorption-émission spontanée. Le taux d'émission spontanée de photon par unité de temps est [Steck, 2003] :

$$\frac{dN}{dt} = \Gamma\rho_{ee}(t \rightarrow \infty) \quad (2.13)$$

où Γ est la largeur naturelle de l'état excité et ρ_{ee} la population de l'état excité. Ainsi, les atomes sont en moyenne soumis uniquement à une force⁹ appelée pression de radiation, qui est orientée selon la direction du vecteur d'onde \mathbf{k} du laser (voir figure 2.3) :

$$\mathbf{F} = \hbar\mathbf{k}\Gamma\rho_{ee} \quad (2.14)$$

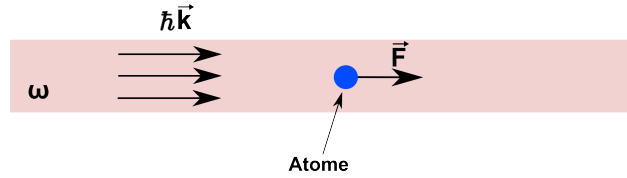


FIGURE 2.3 – Un atome initialement au repos en bleu, illuminé par un faisceau laser (représenté en rouge) de pulsation ω se propageant de gauche à droite. Les photons transfèrent des impulsions $\hbar\mathbf{k}$ à l'atome, induisant une force.

Les populations de l'état excité et du fondamental sont données par les solutions stationnaires des équations de Bloch optiques. Nous avons pour l'état excité :

$$\rho_{ee} = \frac{\Omega^2}{4\delta^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2} \quad (2.15)$$

avec $\delta = \omega - \omega_{eg} < 0$ le désaccord du laser avec la transition atomique (qui vérifie $|\delta| \ll \omega, \omega_{eg}$), et Ω la pulsation de Rabi.

On introduit s le paramètre de saturation :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.16)$$

qui permet de mettre l'équation (2.15) sous la forme :

$$\rho_{ee} = \frac{s}{2(1+s)} \quad (2.17)$$

Pour l'atome de ^{87}Rb qu'on utilise sur la transition optique D_2 , on a $\Gamma = 2\pi \times 6,065$ MHz, et $\mathbf{k} = 8,05 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. On trouve pour $s = 1$ une accélération $a_{laser} = 5,6 \times 10^4 \text{ m/s}^2$, soit 5600 fois l'accélération de la pesanteur à la surface de la terre ! Désormais, on se place dans

9. On néglige ici la force dipolaire car on suppose qu'il n'y a pas de gradient d'intensité laser dans le faisceau.

le régime de faible saturation $s \ll 1$, et en condition de raie large $\hbar k^2/m \ll \Gamma$, afin de pouvoir considérer le paramètre de saturation s comme une fonction de la vitesse.

Si cet atome - toujours au repos - est illuminé par une paire de faisceau laser contra-propageant de même fréquence et d'intensités égales¹⁰ tel que représenté sur la figure 2.4, l'atome sera soumis à la même force de pression de radiation de chaque faisceau, et restera au repos.

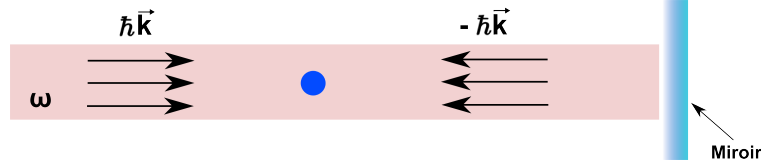


FIGURE 2.4 – Un atome au repos, illuminé de part et d'autre par un faisceau laser rétro-réfléchi de pulsation ω . La résultante des forces est nulle.

Si l'atome se déplace avec une vitesse v le long de l'axe d'émission du laser, il « voit » la fréquence de chaque laser décalée de $\mathbf{k}v$ par rapport à la fréquence vue au repos dû à l'effet Doppler. Le faisceau vers lequel se déplace l'atome apparaîtra décalé vers le bleu, tandis que le faisceau duquel il s'éloigne lui apparaîtra décalé vers le rouge. On peut réécrire la force totale comme la somme des forces exercés indépendamment par chaque laser car $s \ll 1$:

$$\mathbf{F}_{Tot} = \hbar \mathbf{k} \Gamma \left(\frac{\Omega^2}{4(\delta - \mathbf{k}v)^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2} - \frac{\Omega^2}{4(\delta + \mathbf{k}v)^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2} \right) \quad (2.18)$$

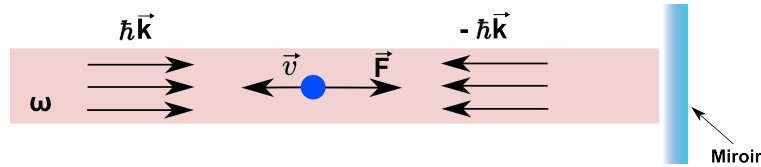


FIGURE 2.5 – Un atome se déplace de droite à gauche avec une vitesse v . Il est illuminé de part et d'autre par un faisceau laser contra-propageant. À cause du décalage en fréquence, le faisceau incident venant de gauche est plus résonnant que celui réfléchi. La résultante des forces n'est plus nulle.

L'atome a une plus grande probabilité d'absorber des photons issus du faisceau dont le sens de propagation s'oppose à son mouvement, car la fréquence de l'onde perçue sera décalée vers le bleu ; elle est plus proche de la résonance atomique. La force totale se comporte comme une force de friction pour $\delta < 0$ et $kv \ll \Gamma$ quand on linéarise la dépendance en vitesse de la force [Dalibard, 2006] ; elle s'oppose au mouvement de l'atome. En appliquant ce cycle d'émission - absorption un grand nombre de fois, on va réduire la vitesse des atomes qui interagissent avec le laser, jusqu'à ce que la température limite Doppler soit atteinte¹¹ [Lett et al., 1989]. Pour le Rubidium avec $s \ll 1$ et $\delta = -\Gamma/2$, nous avons :

$$T_{Doppler} = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} = 146 \mu\text{k} \quad (2.19)$$

10. On peut aussi utiliser un miroir pour rétro-réfléchir le faisceau, tel que représenté sur les figures 2.4 et 2.5.

11. Il n'est pas possible de refroidir d'avantage avec ce mécanisme à cause de l'émission spontanée qui induit encore un mouvement.

Si on souhaite refroidir et accumuler des atomes à un endroit, il est nécessaire de refroidir toutes les composantes spatiales de la vitesse en utilisant plusieurs paires de faisceaux contra-propageant (6 faisceaux). On obtient alors une mélasse optique où le volume de piégeage correspond à l'intersection des faisceaux. Le diamètre des faisceaux étant typiquement de 1 pouce, les atomes ne sont ralentis que sur une faible distance. De plus, pour $v \gg \delta/k = v_{capture}$, la force n'a plus d'effet. Ainsi les atomes du gaz que l'on refroidit et qu'on arrive effectivement à piéger correspondent à ceux faisant partie du bas de la distribution des vitesses de Maxwell Boltzmann, soit une infime partie.

En réalité, les atomes dans une mélasse optique ne sont pas vraiment piégés, mais évoluent plutôt dans un environnement visqueux. Un ingrédient supplémentaire est nécessaire pour les piéger efficacement : une force de rappel. Un gradient de champ magnétique peut jouer ce rôle, c'est l'objectif de la section suivante.

2.5 Le piégeage magnéto-optique

On a vu précédemment qu'une mélasse optique permet de refroidir les atomes à travers l'effet Doppler. Les auteurs de la référence [Raab *et al.*, 1987] ont démontré que l'utilisation d'un gradient de champ magnétique introduit une dépendance spatiale à la force de pression de radiation. Le gradient de champ magnétique agit alors comme une force de rappel pour les atomes.

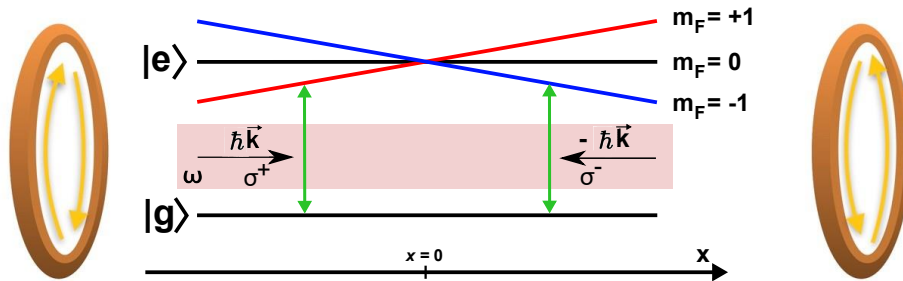


FIGURE 2.6 – Schéma d'un piège magnéto-optique à une dimension selon l'axe x . Une paire de faisceaux laser contra-propageant, de même pulsation ω , de polarisation circulaires et de sens opposés sont représentés en rouge. On considère une espèce atomique avec un niveau excité $|e\rangle$ avec $J = 1$, et un niveau fondamental non-dégénéré. Une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz produisent un gradient de champ magnétique rendant le déplacement Zeeman des sous-niveaux de $|e\rangle$ dépendant de la position selon x . Ce champ est nul entre les bobines. Les flèches en vert représentent la différence en énergie $\Delta E(x)$ entre le fondamental et le premier niveau excité en fonction de la position.

Un gradient de champ magnétique statique peut être produit à l'aide d'une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz : une paire de bobines où les courants circulant dans chaque bobine sont opposés. Si on définit les courants tels que sur la figure 2.6, on obtient alors un champ magnétique B positif pour les $x > 0$, négatif pour les $x < 0$ et nul au centre des deux bobines.

En s'éloignant du centre, la séparation en énergie des niveaux Zeeman augmente, au fur et à mesure que la valeur absolue du champ magnétique augmente. En utilisant des faisceaux contra-propageant dont la polarisation est circulaire et de sens opposés σ^+/σ^- , la force de pression de radiation est toujours dirigée vers le centre de la mélasse. Si $s \ll 1$, on peut alors réécrire l'équation (2.18) pour prendre en compte l'effet Zeeman :

$$\mathbf{F}_{Tot} = \hbar \mathbf{k} \Gamma \left(\frac{\Omega^2}{4(\delta - \mathbf{k}\mathbf{v} - g_F m_F \mu_B b' x / \hbar)^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2} - \frac{\Omega^2}{4(\delta + \mathbf{k}\mathbf{v} + g_F m_F \mu_B b' x / \hbar)^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2} \right) \quad (2.20)$$

On remarque que le désaccord total du laser en polarisation σ^\pm , vu par un atome de vitesse v à la position x se réécrit $\delta_{Tot}^\pm = \delta \mp kv \mp g_F m_F \mu_B b' x / \hbar$ en présence d'un champ magnétique $B(x) = b'x$ d'amplitude b' et dépendant de la position x de l'atome.

2.6 Refroidissement sub-Doppler

Peu de temps après les premières démonstrations expérimentales du refroidissement Doppler, il a été remarqué que les températures observées étaient parfois inférieures aux températures minimum permises par la théorie [Lett *et al.*, 1988]. En effet, d'autres mécanismes tels que le refroidissement Sisyphe joue un rôle dans ces températures qualifiées de sub-Doppler [Dalibard et Cohen-Tannoudji, 1989]. L'implémentation expérimentale du refroidissement sub-doppler est très proche du refroidissement Doppler, la différence entre les deux se cache dans le type de polarisation des faisceaux laser utilisés. Pour expliquer le phénomène, il faut quitter le modèle de l'atome à deux niveaux et considérer une espèce atomique dont le niveau fondamental est dégénéré.

2.6.1 Refroidissement Sisyphe (sub-Doppler lin \perp lin)

Le refroidissement Sisyphe est obtenu en utilisant une paire de faisceaux contra-propageants polarisés linéairement et orthogonaux entre eux. L'interférence des deux faisceaux donne une onde stationnaire dont la polarisation alterne spatialement entre σ^+ , σ^- et π comme représenté sur la figure 2.7.

Ce gradient de polarisation résulte en une succession de collines de potentiel le long de l'axe du laser. Ainsi, des atomes qui se déplacent le long de l'axe du laser perdent de l'énergie cinétique au fur et à mesure qu'ils grimpent ces collines de potentiel. À chaque fois qu'un atome se trouve au sommet d'une colline, il est pompé par le laser vers un état excité, puis se désexcite dans un des niveaux du fondamental au creux d'une vallée de potentiel. Ce processus de transformation d'énergie cinétique en énergie potentielle puis pompage optique est répété un grand nombre de fois, et permet d'atteindre des températures de l'ordre du μK . Ce mécanisme est décrit en détails dans la référence [Dalibard et Cohen-Tannoudji, 1989].

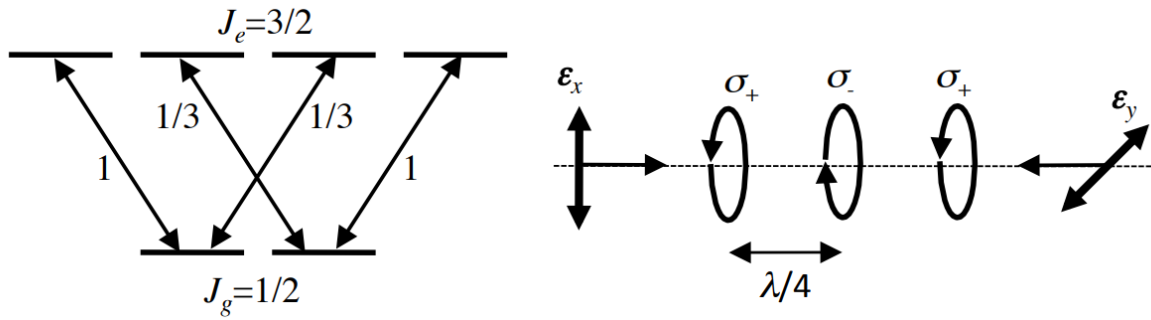


FIGURE 2.7 – Principe de fonctionnement du refroidissement Sisyphus dans le cas d’un atome de moment angulaire total J demi-entier, sur la transition atomique $J_g = 1/2 \iff J_e = 3/2$. À droite, est représentée la configuration des faisceaux lasers à une dimension en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$. Figure tirée de [Dalibard, 2015].

2.6.2 Refroidissement sub-Doppler σ^+/σ^-

Une paire de faisceaux contra-propageant polarisé circulairement et de signes opposés donne un autre type de refroidissement sub-Doppler. Ce type de refroidissement ne fonctionne que pour des espèces atomique dont le moment angulaire total J est supérieur ou égal à 1.

Quand deux faisceaux lasers contra-propageant de polarisations circulaires et de sens opposés sont superposés (σ^+/σ^-), ces faisceaux interfèrent pour former une onde stationnaire de polarisation linéaire, où le vecteur de polarisation dessine une hélice dans l’espace. Il est possible de montrer que ce type de configuration induit une dissymétrie dans les populations des différents niveaux dégénérés de l’état fondamental pour les atomes en mouvement. Les atomes qui se déplacent vers le faisceau σ^+ (respectivement σ^-) ont une plus grande probabilité d’être pompé dans le sous niveau m_F positif le plus grand (négatif le plus petit). Cela va déséquilibrer les forces de pression de radiation exercées par les deux faisceaux σ^+ et σ^- , car les atomes qui se déplacent diffuseront plus de photons issus du faisceau contra-propageant que du faisceau co-propageant. Ce mécanisme est décrit en détails dans la référence [Dalibard et Cohen-Tannoudji, 1989].

2.7 Refroidissement par évaporation radio-fréquence

Le refroidissement par évaporation radio-fréquence est une technique utilisée en physique atomique dans le but de refroidir un nuage atomique préalablement refroidi dans un piège magnéto-optique. Cette technique permet d’atteindre des températures de l’ordre du nano Kelvin en partant d’un nuage initial de l’ordre du μK [Leanhardt *et al.*, 2003].

La technique a été développée dans le but de réaliser des condensats de Bose-Einstein (BEC), qui est un état de la matière où les atomes s’accumulent dans le même état quantique et où les fonctions d’ondes viennent se superposer [Hess, 1986]. La première réalisation d’un BEC date de 1995 [Anderson *et al.*, 1995], [Davis *et al.*, 1995]. Le processus consiste à faire sortir du piège les atomes qui ont la plus grande énergie cinétique, en réduisant progressivement la profondeur du piège.

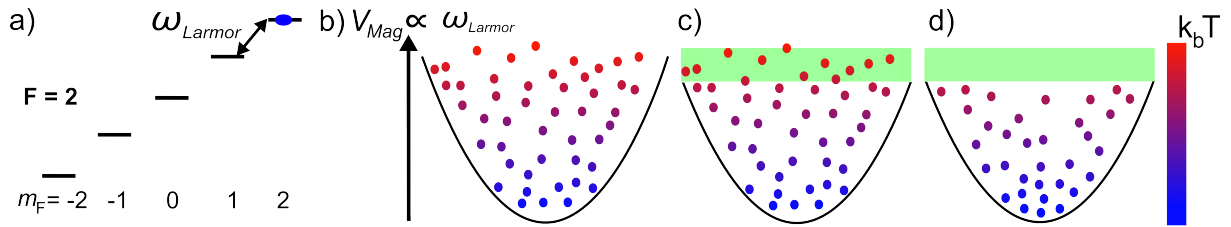


FIGURE 2.8 – Principe du refroidissement par évaporation d'un gaz atomique à différents instants (b), (c) et (d). (a) Structure des niveaux Zeeman, $V_{Mag} = -\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{B}(\mathbf{r})$. Pour des valeurs de champ magnétique de l'ordre de quelques Gauss, la séparation en énergie des sous niveaux m_F est la même, et est proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique. Les atomes les plus chauds peuvent explorer les régions du piège où l'amplitude du champ magnétique est plus grande : la fréquence RF de la transition entre sous niveaux Zeeman est donc plus élevée pour ces atomes. En illuminant le nuage avec un champs RF (représenté en vert) résonnant sur la transition Zeeman (c), on fait basculer le spin des atomes les plus chauds vers un état qui n'est plus piégé (d). Après rethermalisation, la température moyenne a diminué.

On réalise cela en changeant l'orientation du spin des atomes les plus chauds en les plaçant dans un sous-niveau non-piégeable, en utilisant un champ magnétique oscillant dans le domaine radio, tel que représenté sur la figure 2.8. Cette sélectivité en température vient du fait que les atomes qui ont la plus grande énergie cinétique visitent des régions du piège magnétique où la valeur du champ est plus élevée¹². Quand les atomes les plus chauds quittent le piège, on tronque l'extrémité de la distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann, ainsi le gaz n'est plus à l'équilibre thermodynamique. Pour retourner à l'équilibre et former de nouveau une distribution de Maxwell-Boltzmann, le nuage rethermalise à l'aide des collisions atomiques. En opérant ainsi, la moyenne de la distribution des vitesses va progressivement se déplacer vers les valeurs plus faibles, réduisant ainsi la température du gaz (voir la figure 2.9).

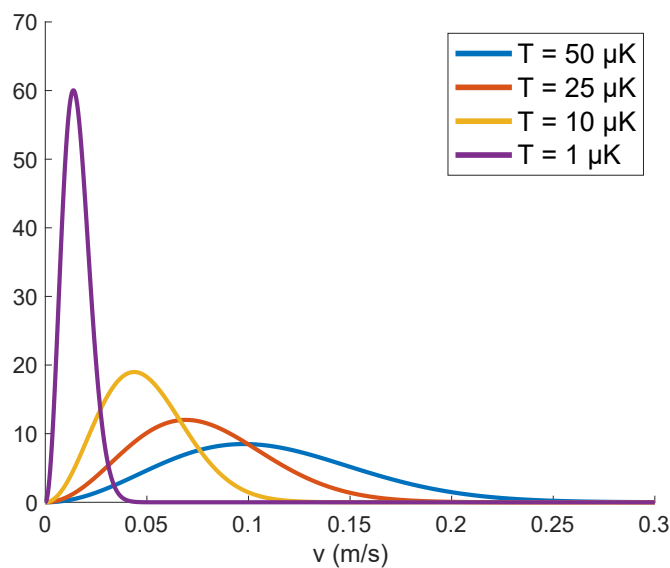


FIGURE 2.9 – Distribution des vitesses d'un gaz atomique de ^{87}Rb à différentes températures.

12. Voir chapitre sur le piégeage.

Pour que ce processus soit efficace, il est nécessaire de maximiser les collisions entre les atomes piégés, ce qui est fait en augmentant la densité via la compression du piège. Par ailleurs, une bonne qualité de vide est nécessaire (10^{-10} mbar dans notre cas), car les collisions entre le gaz résiduel non piégé de la cellule sous vide et le nuage piégé doivent être faibles. Le lecteur peut se référer à [Ketterle et Van Druten, 1996] et [Cohen-Tannoudji, 1997] pour plus de détails.

2.8 Piègeage magnétique et manipulation des atomes sur puce

Il est possible de réaliser des pièges magnétiques de taille micro et millimétrique à l'aide de structures conductrices micro-fabriquées par lithographie sur substrat : on parle alors de puce atomique¹³ [Reichel *et al.*, 1999]. Il y a plusieurs avantages à avoir recours à des circuits sur puce atomique plutôt qu'à des sources macroscopiques ou des aimants¹⁴, on peut citer :

- La manipulation des atomes à proximité d'une surface (à environ quelques dizaines de μm) permet de se placer au plus près de la source du champ. Les sources étant plus petites, à consommation électrique équivalente, les atomes voient des gradients de champ magnétique plus important : cela permet de réaliser des pièges plus raides.
- La possibilité d'utiliser des structures conductrices complexes, accordant plus de flexibilité sur la géométrie des pièges magnétiques générés.
- La réduction de la taille de l'ensemble du dispositif.

2.8.1 Guide magnétique créé par un fil infini et un champ homogène

Un fil infiniment fin et infini selon l'axe x , parcouru par un courant I , crée un champ magnétique orthoradial d'amplitude $B(z)$, de gradient $B'(z)$ et de courbure $B''(z)$ égale¹⁵ à :

$$B(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi z}, \quad B'(z) = \frac{\partial B}{\partial z} = -\frac{\mu_0 I}{2\pi z^2} \quad \text{et} \quad B''(z) = \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} = \frac{\mu_0 I}{\pi z^3} \quad (2.21)$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide et z la distance au fil. Si on ajoute un champ de biais homogène B_0 selon y et perpendiculaire au fil, la somme des deux champs s'annule alors sur une ligne parallèle au fil à l'altitude z_0 :

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_0} \quad (2.22)$$

Ce principe est représenté sur la figure 2.10. On obtient alors un piège quadrupolaire, où les atomes ne sont confinés que selon deux dimensions de l'espace¹⁶ dans le plan (y, z) . L'inconvénient d'une telle configuration est l'existence d'un zéro de champ magnétique au minimum du piège qui peut engendrer des pertes de Majorana, comme nous l'avons vu dans la section 2.3 sur

13. Voir la section 3.2 pour une illustration.

14. Que ce soit des électroaimants ou des aimants permanents.

15. L'approximation du fil infiniment fin est valide tant que z_0 est grand devant le diamètre du fil.

16. Soit un guide magnétique à une dimension.

le piégeage magnétique. L'ajout d'un second champ de biais homogène, de même direction que le fil permet de s'en affranchir¹⁷.

Il est aussi possible d'obtenir un confinement à trois dimensions à partir d'un unique fil conducteur en tordant ses extrémités pour former un U ou bien un Z, tel que présenté sur la figure 2.11. La configuration en U donne un piège quadrupolaire tandis que celle en Z donne un piège de Ioffe-Pritchard, voir la figure 2.11.

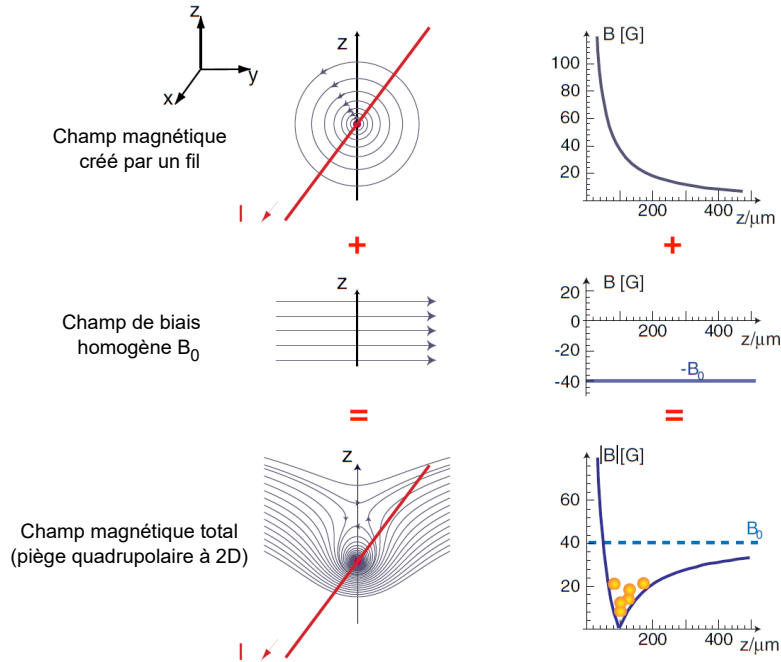


FIGURE 2.10 – L'utilisation d'un champ magnétique créé par un fil parcouru par un courant I_0 et d'un champ de biais homogène B_0 permet d'obtenir un confinement magnétique à deux dimensions dans le plan (y, z) . Sur la colonne gauche sont représentées les lignes de champs magnétiques, et à droite l'amplitude du champ en $y = 0$ en fonction de la position z . Figure reprise et adaptée de [Reichel, 2002].

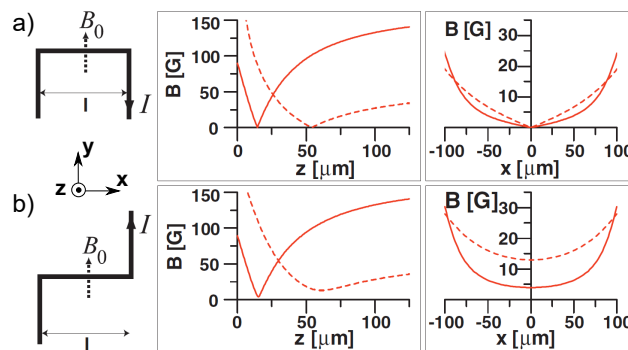


FIGURE 2.11 – Fil en Z et en U sur puce et champs magnétiques associés. B_0 est un champ de biais homogène. Le champ magnétique en fonction de la position pour deux valeurs de I est représenté : un en rouge trait continu et l'autre en pointillés. (a) Piège quadrupolaire (ou piège en « U ») et amplitude du champ magnétique associé, où le minimum du piège passe par 0. (b) Piège de Ioffe-Pritchard (ou piège en « Z ») et amplitude du champ magnétique associé, où le champ magnétique ne s'annule nulle part dans le piège. Figure reprise et adaptée de [Reichel, 2002].

17. Cependant ce biais supplémentaire n'engendre pas un confinement tridimensionnel.

2.8.2 Piège magnétique créé par deux fils perpendiculaires et deux champs de biais

Une autre approche pour générer un confinement tridimensionnel consiste à utiliser deux fils conducteurs disposés perpendiculairement l'un à l'autre. On appelle cette configuration un *dimple*. Elle permet de générer un piège magnétique au dessus de l'intersection des deux fils, dont on peut voir une représentation sur la figure 2.12.

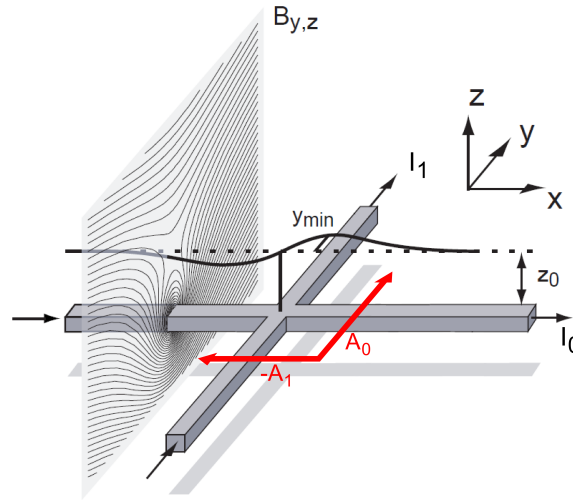


FIGURE 2.12 – Géométrie du dimple. Deux fils (représentés en gris) disposés perpendiculairement et parcourus par des courants I_0 et I_1 . A_0 et A_1 sont des champs de biais homogènes supplémentaires. Le minimum du piège se trouve à l'altitude z_0 . Une vue en coupe des lignes de champ magnétique dans le plan (y,z) est représentée. Figure reprise et adaptée de [Reichel et al., 2001].

Ce piège obtenu est analogue au piège de Ioffe-Pritchard obtenue avec un fil et deux champs de biais si les courants I_0 et I_1 sont tels que $I_0 \gg I_1$, et que les champs de biais A_0 et A_1 sont choisis correctement comme nous le verrons par la suite. Sous cette approximation le piège prend alors une forme de cigare légèrement incliné de l'ordre de quelques degrés dans le plan (x,y) , et on retrouve que la courbure du piège selon l'axe des x est donnée par :

$$B''(z) = \left. \frac{\partial^2 B}{\partial^2 x} \right|_{z=z_0, y=0} = \frac{\mu_0 I_1}{\pi z_0^3} \quad (2.23)$$

et que les fréquences du piège peuvent être approximées par :

$$\frac{\omega_x}{2\pi} = \sqrt{\frac{\mu}{m} \frac{\mu_0 I_1}{\pi z_0^3}} \quad \text{et} \quad \frac{\omega_{\perp}}{2\pi} = \sqrt{\frac{\mu}{m} \frac{(\mu_0 I_0)^2}{4\pi^2 z_0^4 |B + \mu_0 I_1 / 2\pi z_0|}} \quad (2.24)$$

où μ est le moment magnétique d'un atome.

En revanche si I_1 n'est plus négligeable devant I_0 , cette approximation n'est plus correcte. Pour calculer les propriétés du piège créé par la configuration *dimple* dans un cadre plus général, nous utilisons le modèle donné dans la référence [Treutlein, 2008]. Ce modèle est le suivant :

On se place dans un repère dont l'origine est située à l'intersection des deux fils perpendiculaires (voir la figure 2.12). On considère ces fils comme infiniment fins et infiniment longs. Les composantes du champ magnétique sont alors données par :

$$\begin{aligned} B_x &= -A_1 + \frac{\mu_0 I_1}{2\pi} \cdot \frac{z}{x^2 + z^2} \\ B_y &= A_0 - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \cdot \frac{z}{y^2 + z^2} \\ B_z &= \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \cdot \frac{y}{y^2 + z^2} - \frac{\mu_0 I_1}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2 + z^2} \end{aligned} \quad (2.25)$$

avec A_0 , A_1 , I_0 et I_1 définis tel que sur la figure 2.12.

Le centre du piège est donné par le minimum de $B(\mathbf{r}) = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$, dont la position se trouve à $x = 0$, $y = 0$ et $z = z_m$ avec

$$z_m = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I^2}{A_0 I_0 + A_1 I_1} \quad \text{et} \quad B_m = \frac{|A_1 I_0 - A_0 I_1|}{I} \quad (2.26)$$

où $B_m \equiv B(x = 0, y = 0, z = z_m)$ est le module du champ magnétique au fond du piège et $I \equiv \sqrt{I_0^2 + I_1^2}$. En développant $B(\mathbf{r})$ à l'ordre deux autour de $(x = 0, y = 0, z = z_m)$ on obtient :

$$B \approx B_m + \frac{k}{4}(1 - q)x^2 - \frac{kp}{2}xy + \frac{k}{4}(1 + q)y^2 + \frac{k}{2}(z - z_m)^2 \quad (2.27)$$

avec :

$$k \equiv \frac{\mu_0^2 I^2}{4\pi^2 z_m^4 B_m}, \quad p \equiv \frac{2I_0 I_1}{I^2}, \quad q \equiv \frac{I_0^2 - I_1^2}{I^2} - \frac{4I_0 I_1}{I^2} \cdot \frac{A_1 I_0 - I_1 A_0}{A_0 I_0 + I_1 A_1} \quad (2.28)$$

La direction du champ magnétique \mathbf{B} au fond du piège, fait un angle θ_B avec l'axe des x et peut s'écrire [Dupont-Nivet, 2016] :

$$\theta_B = \arctan\left(\frac{I_1}{I_0}\right) \quad (2.29)$$

Par ailleurs, les axes propres du piège ne coïncident pas avec les axes du repère comme on peut le voir par la présence du terme croisé en xy dans l'équation (2.27). Dans le cas où $I_0 > I_1$ l'axe mou du piège fait un angle :

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{p}{q}\right) \quad (2.30)$$

avec l'axe des x du repère. On procède donc à une rotation du système de coordonnées autour de l'axe des z pour que les axes \tilde{x} et \tilde{y} du nouveau repère se confondent avec les axes propres du piège en posant $\tilde{x} = x \cos \theta + y \sin \theta$ et $\tilde{y} = -x \sin \theta + y \cos \theta$, ce qui permet d'écrire les fréquences propres du piège :

$$\frac{\omega_{\tilde{x}}}{2\pi} = \sqrt{\frac{\mu}{m} \cdot \frac{k}{2} \left(1 - \sqrt{p^2 + q^2}\right)} \quad (2.31)$$

$$\frac{\omega_{\tilde{y}}}{2\pi} = \sqrt{\frac{\mu}{m} \cdot \frac{k}{2} \left(1 + \sqrt{p^2 + q^2}\right)} \quad (2.32)$$

$$\frac{\omega_{\tilde{z}}}{2\pi} = \sqrt{\frac{\mu}{m} \cdot k} \quad (2.33)$$

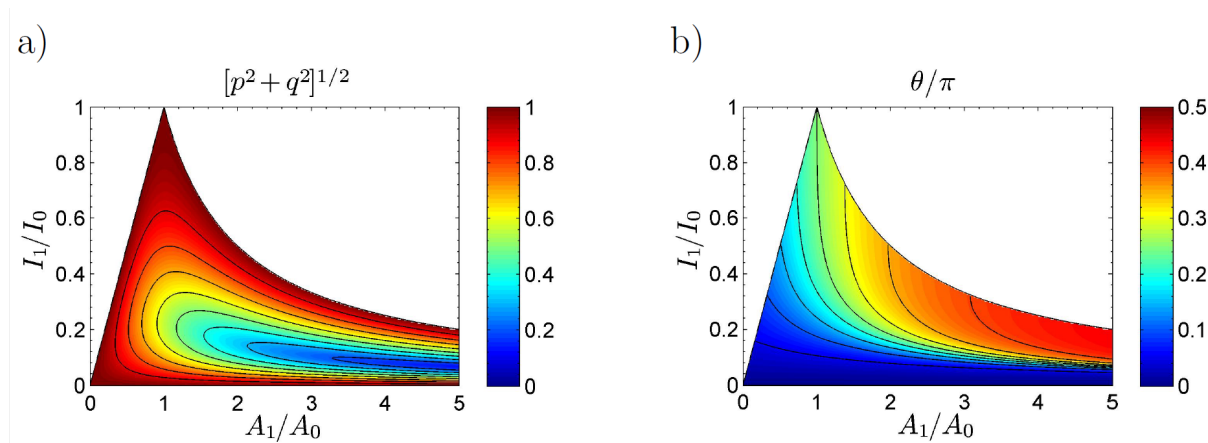


FIGURE 2.13 – (a) Carte des paramètres du piège dimple. Aucun piège ne se forme pour des paramètres se trouvant dans la zone blanche. (b) Angle entre l'axe mou du piège et l'axe des x . Figure tirée de [Treutlein, 2008].

Finalement, la géométrie du piège généré ne dépend que des ratios I_1/I_0 et A_1/A_0 comme le montre la figure 2.13, avec $|I_1/I_0| < \min(|A_1/A_0|, |A_0/A_1|)$ pour qu'un piège puisse se former.

2.9 Préparation des atomes avant interférométrie

2.9.1 Passage adiabatique Raman stimulé

Le passage adiabatique Raman stimulé (STIRAP) est une technique qui permet de transférer efficacement une population atomique entre deux états quantiques via des impulsions électromagnétiques cohérentes. Ces impulsions permettent le transfert de la population atomique entre deux états en passant par un état intermédiaire sans le peupler.

Le STIRAP a été initialement développé dans les références [Gaubatz *et al.*, 1988, Kuklinski *et al.*, 1989, Gaubatz *et al.*, 1990] dans le but de réaliser des transferts de population sélective entre différents niveaux vibrationnels de molécules. À l'origine, ce processus était réalisé avec deux excitations à un photon dans le domaine optique, puis a par la suite été utilisé dans le domaine micro-onde notamment dans notre groupe [Dupont-Nivet *et al.*, 2015]. La référence [Vitanov *et al.*, 2017] présente la description théorique tout en retraçant l'évolution de l'état de l'art de la technique et son utilisation dans les différents champs de la physique.

Dans notre expérience, après les étapes de refroidissement, de pompage optique et de chargement dans le piège magnétique (voir le chapitre 3), le nuage d'atomes de Rubidium se trouve dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ (noté $|2, 2\rangle$) du niveau fondamental. Avant de débiter l'interférométrie, nous devons placer les atomes dans un des deux états de l'interféromètre : l'état $|F = 2, m_F = 1\rangle$ ou $|F = 1, m_F = -1\rangle$ (noté $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$). Nous avons choisi de préparer le nuage d'atomes dans l'état $|2, 1\rangle$, car ce dernier est plus facilement accessible depuis l'état $|2, 2\rangle$.

Il n'est pas envisageable d'utiliser une impulsion π dans le domaine radio-fréquence pour effectuer la transition $|2, 2\rangle \rightarrow |2, 1\rangle$ car elle viendrait coupler - et donc peupler - tous les sous-niveaux Zeeman de $|F = 2\rangle$, ce qui mènerait à la perte de la plupart des atomes. De même, une impulsion π à deux photons en utilisant un état virtuel près de $|1, 1\rangle$ pourrait fonctionner mais le transfert serait trop lent¹⁸. Par ailleurs, deux impulsions π successives dans le domaine micro-onde entre l'état $|2, 2\rangle$ et $|1, 1\rangle$, puis entre $|1, 1\rangle$ et $|2, 1\rangle$ pourraient fonctionner, mais l'état $|1, 1\rangle$ est anti-piégeant et nous ne disposons pas de la puissance micro-onde nécessaire pour effectuer le transfert suffisamment rapidement avant que les atomes dans $|1, 1\rangle$ ne soient éjectés du piège et perdus¹⁹. Regardons alors comment nous pouvons réaliser ce transfert avec le STIRAP en reprenant la référence [Dupont-Nivet, 2016].

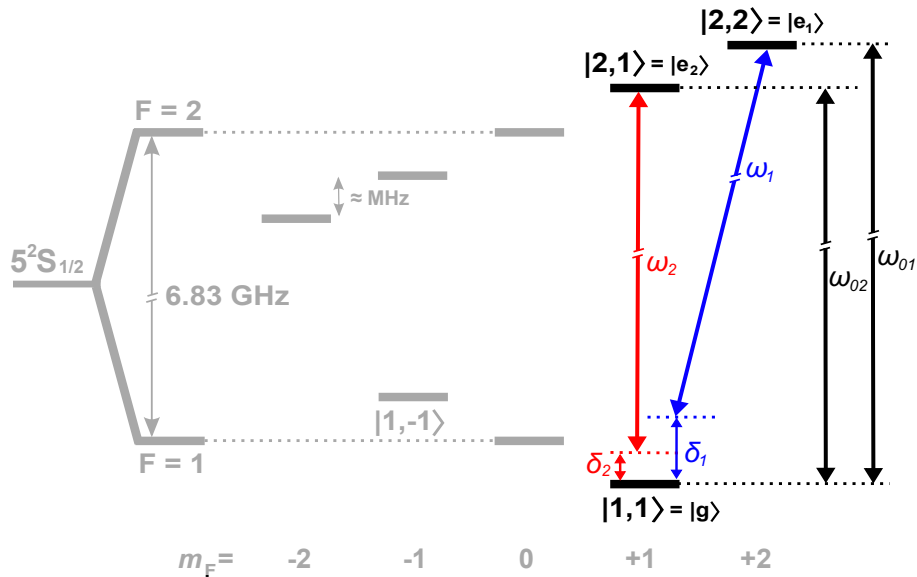


FIGURE 2.14 – Structure hyperfine du niveau fondamental et des sous-niveaux Zeeman du ^{87}Rb utilisées pour le STIRAP. On s'intéresse plus particulièrement à la partie droite de la figure, non-grisée. On qualifie cette structure de niveaux d'énergie de système Λ renversé. Sur la figure, l'espacement des niveaux d'énergie n'est pas à l'échelle, et on a simplifié la notation des états : $|F = 2, m_F = 2\rangle = |2, 2\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle = |2, 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = 1\rangle = |1, 1\rangle$.

Considérons deux ondes de pulsations constantes ω_1 et ω_2 et de pulsations de Rabi respectives Ω_1 et Ω_2 . Notons les états $|F = 2, m_F = 2\rangle = |e_1\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle = |e_2\rangle$ et $|F = 1, m_F = 1\rangle = |g\rangle$. On définit ensuite le désaccord à un photon $\Delta \equiv (\delta_1 + \delta_2)/2$ et à deux photons $\delta \equiv \delta_1 - \delta_2$ (voir la figure 2.14).

18. Nous verrons en détails comment réaliser des impulsions à un et deux photons dans la section 2.9.2.

19. Les fluctuations du champ magnétique engendrent une fluctuation des fréquences de ces deux transitions, limitant ainsi l'efficacité d'un tel transfert.

L'hamiltonien du système dans la base $\{|e_1\rangle, |g\rangle, |e_2\rangle\}$ s'écrit alors :

$$\widehat{H}_{STIRAP} = \underbrace{\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2\Delta & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1 & 0 & \Omega_2 \\ 0 & \Omega_2 & -2\Delta \end{pmatrix}}_{\widehat{H}_0} + \underbrace{\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\delta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta \end{pmatrix}}_{\widehat{W}} \quad (2.34)$$

Choisissons dans un premier temps $\delta = 0$ afin de satisfaire la condition de résonance Raman [Bergmann *et al.*, 1998]. Ainsi les états propres de \widehat{H}_0 sont :

$$|0^{(0)}\rangle = \frac{\Omega_2 |e_1\rangle - \Omega_1 |e_2\rangle}{\Omega_0} \quad (2.35)$$

$$|_{-}^{(0)}\rangle = \frac{\Omega_1 |e_1\rangle + \left(\Delta - \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}\right) |g\rangle + \Omega_2 |e_2\rangle}{\sqrt{\Omega_0^2 + \left(\Delta - \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}\right)^2}} \quad (2.36)$$

$$|_{+}^{(0)}\rangle = \frac{\Omega_1 |e_1\rangle + \left(\Delta + \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}\right) |g\rangle + \Omega_2 |e_2\rangle}{\sqrt{\Omega_0^2 + \left(\Delta + \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}\right)^2}} \quad (2.37)$$

où nous avons posé $\Omega_0^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2$. On peut écrire les énergies habillées associées aux états propres [Cohen-Tannoudji, 1992] :

$$E_0^{(0)} = -\hbar\Delta \quad (2.38)$$

$$E_{-}^{(0)} = \frac{\hbar}{2} \left[-\Delta - \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2} \right] \quad (2.39)$$

$$E_{+}^{(0)} = \frac{\hbar}{2} \left[-\Delta + \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2} \right] \quad (2.40)$$

Il est remarquable que l'état propre $|0^{(0)}\rangle$ de l'équation (2.35) ait la particularité de ne pas dépendre de l'état intermédiaire $|g\rangle$. C'est là que se trouve l'idée du STIRAP : en suivant adiabatiquement l'état $|0^{(0)}\rangle$, il est possible de passer de $|e_1\rangle$ à $|e_2\rangle$ sans peupler l'état intermédiaire. La séquence du STIRAP se déroule alors de la façon suivante :

1. Le nuage est initialement dans l'état $|e_1\rangle$.
2. On allume le champ Ω_2 tout en gardant $\Omega_1 \approx 0$. On place alors le nuage dans l'état propre $|0^{(0)}\rangle \approx |e_1\rangle$. Le champ Ω_2 étant non résonnant avec $|e_1\rangle$, il ne perturbe pas le nuage.
3. On allume progressivement le champ Ω_1 tout en éteignant Ω_2 , ce qui permet de suivre adiabatiquement l'état $|0^{(0)}\rangle$ tout en faisant passer les atomes de l'état $|e_1\rangle$ à l'état $|e_2\rangle$.
4. On éteint Ω_1 .

À l'issue de la séquence, les atomes sont dans $|e_2\rangle$.

Pour que le suivi de l'état $|0^{(0)}\rangle$ soit adiabatique, il faut qu'à chaque instant la relation :

$$\left| \frac{\dot{\Omega}_1\Omega_2 - \Omega_1\dot{\Omega}_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \right| \ll \frac{E_0 - E_{\pm}}{\hbar} \quad (2.41)$$

soit vérifiée [Bergmann *et al.*, 1998], et donc que les fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 ne varient pas trop rapidement. En considérant les formes d'impulsions $\Omega_1(t) = \Omega_0 \sin(\pi t/(2\tau))$ et $\Omega_2(t) = \Omega_0 \cos(\pi t/(2\tau))$ utilisées sur notre expérience (voir section 3.3.5, équation (3.2)), la relation (2.41) peut se réécrire en fonction de la durée de l'impulsion τ du STIRAP :

$$\frac{1}{\sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2 - |\Delta|}} \ll \tau \quad (2.42)$$

Parallèlement, dans le cas où la condition de résonance Raman n'est pas parfaitement respectée ($\delta \neq 0$), on trouve que l'état propre correspondant à $|0^{(0)}\rangle$ pour \hat{H}_{STIRAP} ²⁰ devient :

$$|0^{(1)}\rangle = -\frac{4\delta\Omega_2\Omega_1^2\Delta}{\Omega_0^5} |e_1\rangle - \frac{4\delta\Omega_2^2\Omega_1\Delta}{\Omega_0^5} |e_2\rangle + \frac{2\delta\Omega_2\Omega_1}{\Omega_0^3} |g\rangle \quad (2.43)$$

avec les énergies propres de \hat{H}_{STIRAP} :

$$E_0 = \frac{\hbar}{2} \left[-3\Delta - \delta \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{\Omega_0^2} \right] \quad (2.44)$$

$$E_- = \frac{\hbar}{2} \left[-2\Delta - \Omega_0 + \delta \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{2\Omega_0^2} \right] \quad (2.45)$$

$$E_+ = \frac{\hbar}{2} \left[-2\Delta + \Omega_0 + \delta \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{2\Omega_0^2} \right] \quad (2.46)$$

On constate qu'il y a cette fois contamination de l'état propre $|0^{(1)}\rangle$ par l'état intermédiaire $|g\rangle$. Le suivi adiabatique de cet état ne garantit donc plus un transfert parfait sans peupler l'état $|g\rangle$ qui n'est pas piégeable, ce qui *in fine* crée des pertes dans le système. En supposant des impulsions parfaitement équilibrées en amplitude soit $\Omega_1(t) = \Omega_0 \sin(\pi t/(2\tau))$ et $\Omega_2(t) = \Omega_0 \cos(\pi t/(2\tau))$, on peut montrer [Dupont-Nivet, 2016] que l'efficacité de transfert liée à la contamination de l'état anti-piéagé est donnée par :

$$\eta(\tau) = \exp\left(-\frac{\delta^2\Gamma\tau}{2\Omega_0^2}\right) \quad (2.47)$$

La minimisation de ces pertes passe donc par $\delta = 0$. Par ailleurs, l'efficacité du transfert en tenant compte des pertes par collisions est donnée par [Dupont-Nivet, 2016] :

$$\eta_{col}(\tau) = \exp\left[-\tau\Gamma_{col}\left(\frac{3}{8} + \frac{\delta\Delta}{\Omega_0^2}\right)\right] \quad (2.48)$$

20. On prend en compte la perturbation \hat{W} dans l'hamiltonien, avec $\lambda = \frac{|\delta|}{\sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2 - |\Delta|}} \ll 1$, comme paramètre de la théorie des perturbations [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1986a].

On remarque que la réduction des pertes par collisions peut être obtenue en choisissant $\delta\Delta < 0$, et c'est bien ce que nous observons dans les résultats de la simulation de la figure 2.15.

Enfin, la présence d'un déséquilibre des fréquences de Rabi tel que $\Omega_1(t = \tau) \neq \Omega_2(t = 0)$ dégrade aussi l'efficacité du transfert, et modifie la condition de suivi adiabatique [Dupont-Nivet, 2016]. En utilisant les rampes d'impulsions micro-onde $\Omega_1(t) = \Omega_1(\tau) \sin(\pi t/(2\tau))$ et $\Omega_2(t) = \Omega_2(0) \cos(\pi t/(2\tau))$, la condition adiabatique locale (2.41) se réécrit :

$$\frac{\pi}{2} \frac{\Omega_1(\tau)\Omega_2(0)}{\Omega_0^2(t)\tau} \ll \frac{|E_0 - E_{\pm}|}{\hbar} \quad (2.49)$$

Une simulation de l'efficacité du taux de transfert en tenant compte à la fois des pertes par contamination de l'état anti-piégé, des pertes par collisions de l'équation (2.48) ainsi que de l'effet du déséquilibre des fréquences de Rabi Ω_1 et Ω_2 ²¹ est donnée sur la figure 2.15. Cette simulation repose sur les équations de Bloch optique des références [Dupont-Nivet *et al.*, 2015, Dupont-Nivet, 2016].

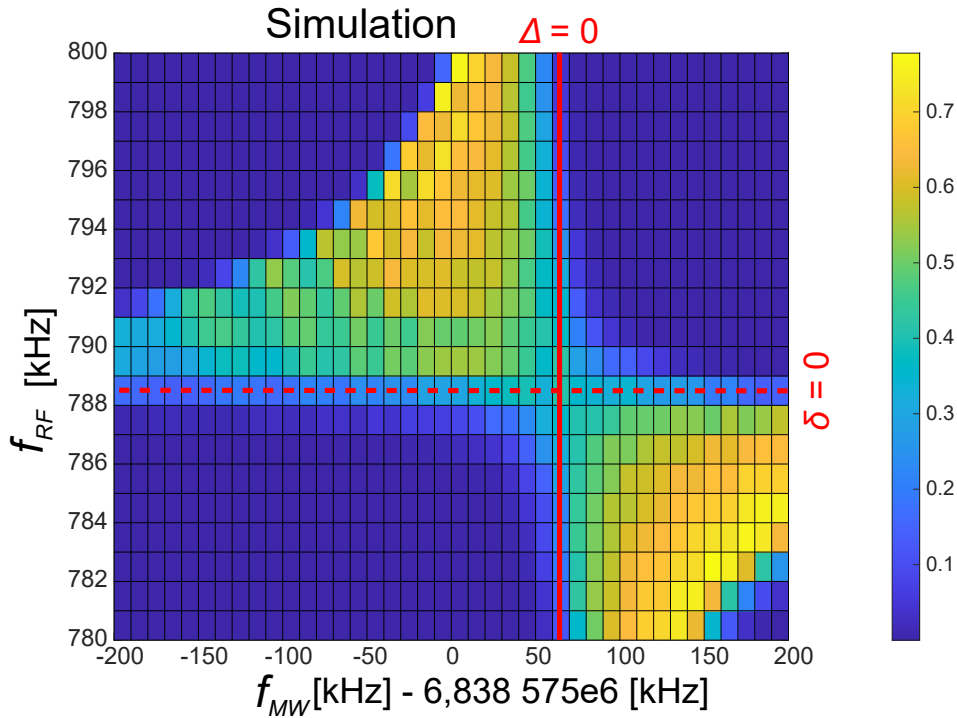


FIGURE 2.15 – Simulation de l'efficacité de transfert du STIRAP en fonction de f_{rf} et f_{mw} avec $\Delta = 2\pi f_{mw} - (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ et $\delta = 4\pi f_{rf} - (\omega_{01} - \omega_{02})$, en utilisant la matrice densité du système [Dupont-Nivet, 2016]. Dans la simulation on prend comme paramètre $\max(\Omega_1) = 2\pi \times 83,4$ kHz, $B_{bot} = 2,255$ Gauss, $\Gamma = 2\pi \times 100$ s⁻¹, $\max(\Omega_2)/\max(\Omega_1) = 0,243$ et $\Gamma_{col} = 2\pi \times 54$ s⁻¹, où Ω_1 est la pulsation de Rabi liée à l'onde ω_1 , B_{bot} est la valeur du champ magnétique au fond du piège dans lequel est réalisé le STIRAP, Γ est le taux de pertes par l'état anti-piégé, et Γ_{col} le taux de pertes dû aux collisions. La barre rouge verticale correspond à $\Delta = 0$, et la droite horizontale en pointillé rouge correspond à $\delta = 0$.

21. C'est à dire avec $\Omega_1(t = \tau) \neq \Omega_2(t = 0)$.

Dans notre cas, expérimentalement nous n'arrivons pas à satisfaire la condition $\Omega_1(\tau) = \Omega_2(0)$. Il nous faut donc choisir $\delta \neq 0$ pour réaliser le transfert comme le montre la simulation de la figure 2.15.

2.9.2 Oscillations de Rabi et impulsions $\pi/2$

Transition à un photon

Dans cette section je présente en détail le phénomène d'oscillations de Rabi qui permet notamment de réaliser des transformations cohérentes de population atomique. Le détail des résultats seront particulièrement utiles lorsqu'il faudra calculer la phase de l'interféromètre dans les sections 2.11.2 et 2.12. Considérons pour cela un nuage d'atomes de même espèce, assimilable à un système à deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$, espacés en énergie de $\hbar\omega_{eg}$, avec $\omega_{eg}/2\pi$ la fréquence correspondant à la transition (voir la figure 2.16).

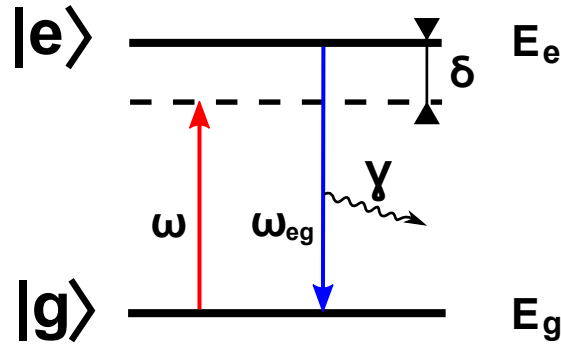


FIGURE 2.16 – Représentation d'un système atomique à deux niveaux, on a $\delta = \omega - \omega_{eg}$.

En prenant E_g comme origine des énergies, l'hamiltonien du système s'écrit :

$$\widehat{H}_0 = \hbar\omega_{eg} |e\rangle \langle e| \quad (2.50)$$

On s'intéresse à l'évolution des populations de chaque état au cours du temps, sous l'action d'un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \cos(\omega t + \phi)$. L'hamiltonien du couplage atome-champ traité classiquement s'écrit à la position \mathbf{r}_0 :

$$\widehat{V} = -\widehat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_0, t) = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_0) \cos(\omega t + \phi) \left[|g\rangle \langle e| + |e\rangle \langle g| \right] \quad (2.51)$$

où $\widehat{\mathbf{D}} = q(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}_0)$ est l'opérateur dipôle électrique, et \mathbf{d} est l'élément de matrice de la composante de $\widehat{\mathbf{D}}$ dans la direction du champ électrique. On pose $\Omega_R = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{r}_0)/\hbar$ où Ω_R est la pulsation de Rabi : elle représente l'intensité du couplage de l'atome avec le champ. L'hamiltonien total du système atome-champ est alors :

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{V} = \hbar\omega_{eg} |e\rangle \langle e| + \hbar\Omega_R \cos(\omega t + \phi) \left[|g\rangle \langle e| + |e\rangle \langle g| \right] \quad (2.52)$$

Le vecteur d'état $|\psi\rangle$ du système dans la base $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ prend la forme générale suivante à l'instant t :

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= C_e(t) |e\rangle + C_g(t) |g\rangle \\ &= c_e(t) e^{-i\omega_{eg}t} |e\rangle + c_g(t) |g\rangle \end{aligned} \quad (2.53)$$

En l'injectant dans l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (2.54)$$

on trouve que les équations d'évolution des amplitudes c_e et c_g sont de la forme :

$$\begin{cases} i\dot{c}_e = \Omega \cos(\omega t + \phi) e^{-i\omega_{eg}t} c_g \\ i\dot{c}_g = \Omega \cos(\omega t + \phi) e^{i\omega_{eg}t} c_e \end{cases} \quad (2.55)$$

avec $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2}$ la pulsation de Rabi généralisée.

On développe le $\cos(\omega t + \phi)$ en exponentielles et on applique l'approximation de l'onde tournante²². Après quelques étapes de calcul nous aboutissons en revenant aux variables C_e, C_g à :

$$\begin{cases} C_e = e^{-i\omega_{eg}t} \left[-i \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) C_g(0) + \left(\cos\frac{\Omega}{2}t + i \frac{\delta}{\Omega} \sin\frac{\Omega}{2}t \right) C_e(0) \right] \\ C_g = \left(\cos\frac{\Omega}{2}t - i \frac{\delta}{\Omega} \sin\frac{\Omega}{2}t \right) C_g(0) - i \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) C_e(0) \end{cases} \quad (2.56)$$

On pose comme conditions initiales que le nuage est initialement dans l'état $|g\rangle$ à $t = 0$, soit $C_g(0) = 1$ et $C_e(0) = 0$ et on obtient :

$$\begin{cases} C_e = -i \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi} \sin\frac{\Omega}{2}t \\ C_g = \cos\frac{\Omega}{2}t - i \frac{\delta}{\Omega} \sin\frac{\Omega}{2}t \end{cases} \quad (2.57)$$

Les populations sont alors données par :

$$\begin{cases} P_e = |C_e|^2 = \frac{\Omega_R^2}{\Omega^2} \sin^2\frac{\Omega}{2}t \\ P_g = |C_g|^2 = 1 - \frac{\Omega_R^2}{\Omega^2} \sin^2\frac{\Omega}{2}t \end{cases} \quad (2.58)$$

La population de chaque état oscille donc en fonction du temps sous l'action d'un champ électrique oscillant dont la fréquence est proche de la transition atomique, tel que représenté sur la figure 2.17 : on parle alors d'oscillations de Rabi.

²². Lorsque on est proche de la résonance, on ne garde que les termes oscillants lentement en $e^{i(\omega - \omega_{eg})t}$; les termes en $e^{i(\omega + \omega_{eg})t}$ donnant une contribution négligeable.

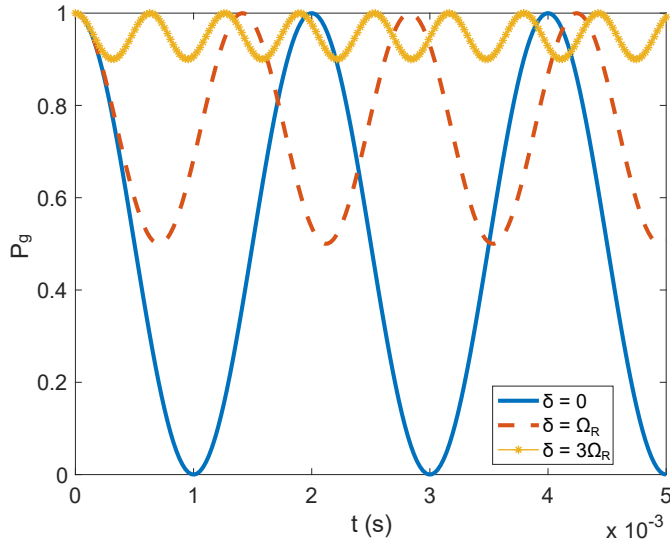


FIGURE 2.17 – Oscillations de Rabi en fonction du temps pour plusieurs valeurs de décalage de fréquence.

Lorsque le champ électrique oscillant est résonnant sur la transition atomique - i.e $\delta = 0$ -, deux durées d'interaction particulière sont intéressantes :

1. L'utilisation d'une impulsion dont la durée d'interaction est de π/Ω_R , pour un nuage purement polarisé dans $|g\rangle$ (respectivement $|e\rangle$), permet de transférer la totalité de la population atomique dans l'état $|e\rangle$ (respectivement $|g\rangle$). Un tel transfert est appelé impulsion π .
2. L'utilisation d'une impulsion dont la durée d'interaction est $\pi/2\Omega_R$, pour un nuage polarisé initialement dans l'état $|g\rangle$ (ou $|e\rangle$) met le nuage dans une superposition cohérente à poids égaux des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. On parle alors d'impulsion $\pi/2$.

Ces transformations cohérentes sont à la base de l'étude de nombreuses techniques telles que la spectroscopie par franges de Ramsey que nous verrons à la fin de ce chapitre, la résonance magnétique nucléaire ou bien encore la préparation de qubits pour l'information quantique.

Transition à deux photons

Dans notre expérience, la transition sur laquelle nous voulons réaliser la superposition cohérente d'états de $|2, 1\rangle$ et de $|1, -1\rangle$ ne peut se faire avec un seul photon car deux unités de moment angulaire séparent les sous-niveaux : en effet on a $|\Delta m_F| = 2$ entre $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$. Deux photons sont donc nécessaires pour effectuer cette transition et respecter la conservation du moment cinétique.

Considérons pour cela le système à trois niveaux de la figure 2.18, ainsi que deux ondes de pulsations constantes ω_1 et ω_2 . On définit $\delta_1 \equiv \Delta$ et $\delta_2 \equiv \delta - \Delta$, où Δ est le désaccord par rapport au niveau intermédiaire et δ l'écart à la condition de résonance Raman. On note les niveaux $|2, 1\rangle = |e_1\rangle$, $|1, -1\rangle = |e_2\rangle$ et $|2, 0\rangle = |g\rangle$. L'hamiltonien du système s'écrit dans la base $\{|e_1\rangle, |g\rangle, |e_2\rangle\}$:

$$\hat{H}_{\pi/2} = \underbrace{\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\Delta & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1 & 0 & \Omega_2 \\ 0 & \Omega_2 & 2\Delta \end{pmatrix}}_{\hat{H}_0} + \underbrace{\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\delta \end{pmatrix}}_{\hat{W}} \quad (2.59)$$

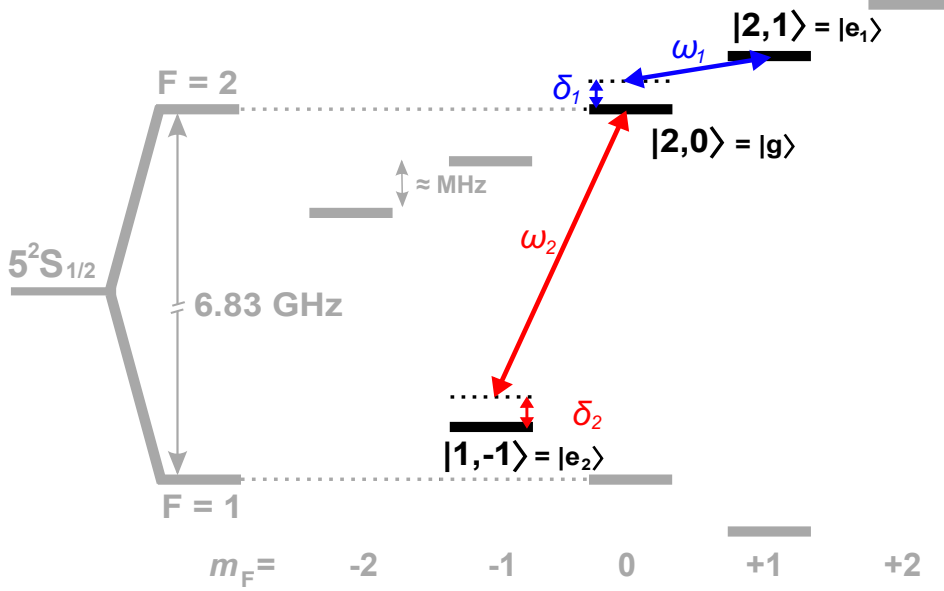


FIGURE 2.18 – Structure hyperfine des sous-niveaux Zeeman du fondamental du ^{87}Rb utilisée pour l'impulsion $\pi/2$. On s'intéresse plus particulièrement à la partie centrale de la figure, non-grisée. Sur la figure, l'espacement des niveaux d'énergie n'est pas à l'échelle, et on a simplifié la notation des états : $|F = 2, m_F = 1\rangle = |2, 1\rangle$, $|F = 2, m_F = 0\rangle = |2, 0\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle = |1, -1\rangle$.

On remarque que mise à part la substitution de Δ par $-\Delta$, \hat{H}_0 possède la même structure que l'hamiltonien du STIRAP, ce qui nous permet de réutiliser ses vecteurs et énergies propres. En traitant \hat{W} comme une perturbation [Gentile *et al.*, 1989, Dupont-Nivet, 2016], on peut montrer que les populations de chaque état dans le cas $\delta \ll \Omega_1, \Omega_2$ et $\Omega_1^2, \Omega_2^2 \ll \Delta^2$ sont données par :

$$\begin{cases} P_{e_1}(t) = 1 - \frac{\Omega_{2P}^2}{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2} \left[\sin^2 \frac{\sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2}}{2} t \right] \\ P_{e_2}(t) = \frac{\Omega_{2P}^2}{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2} \left[\sin^2 \frac{\sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2}}{2} t \right] \\ P_g(t) = 0 \end{cases} \quad (2.60)$$

où on a introduit la pulsation de Rabi à deux photons :

$$\Omega_{2P} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2|\Delta|} \quad (2.61)$$

ainsi que le déplacement lumineux lié au déséquilibre des fréquences de Rabi :

$$\delta_{21} = \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{4\Delta} \quad (2.62)$$

Remarquons qu'en posant $\Omega_{eff} = \sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2}$, nous retombons sur les équations (2.58) de populations à un photon. Ainsi, de la même façon que pour une transition à un photon, on peut réaliser des oscillations de population et maximiser l'efficacité du transfert en se plaçant à $\delta - \delta_{21} = 0$.

2.10 Déplacement Zeeman des niveaux d'énergies sous l'effet d'un champ magnétique statique

L'équation (2.5) du début du chapitre montre que les variations d'énergie d'un sous niveau sont linéaires avec le champ magnétique car on a négligé le couplage avec le moment cinétique nucléaire \mathbf{I} . Cette approximation est valable pour de faibles valeurs du champ magnétique, mais n'est pas satisfaisante pour des mesures spectroscopiques de précision comme le nécessite par exemple la réalisation du STIRAP et des impulsions $\pi/2$.

Rappelons que chaque niveau d'énergie hyperfin F possède $2F + 1$ sous niveaux magnétiques notés m_F . En l'absence de champ magnétique les sous-niveaux m_F se superposent. L'application d'un champ magnétique lève la dégénérescence par effet Zeeman, ce qui a pour effet de déplacer les niveaux d'énergies et de les séparer. Pour l'état fondamental $5^2S_{1/2}$ du ^{87}Rb on a $I = 3/2$ et $J = 1/2$, ainsi F ne peut prendre que deux valeurs : $F = \{1, 2\}$.

Dans un champ magnétique statique, l'état fondamental peut être décrit par l'hamiltonien de Breit-Rabi [Steck, 2003] pour des valeurs de champ magnétique faible²³ :

$$\hat{H} = \underbrace{A_{hfs}\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}}_{\hat{H}_{hfs}} + \underbrace{\mu_B B (g_J J_z + g_I I_z)}_{\hat{H}_B} \quad (2.63)$$

où A_{hfs} est la constante de dipôle magnétique, \hat{H}_{hfs} est l'hamiltonien du système décrivant le couplage hyperfin entre le moment cinétique total de l'électron \mathbf{J} et le moment cinétique nucléaire \mathbf{I} . \hat{H}_B est l'hamiltonien d'interaction avec le champ magnétique $\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{u}}_z$ où l'axe de quantification est orienté selon $\hat{\mathbf{u}}_z$.

La formule de Breit-Rabi est obtenue en diagonalisant cet hamiltonien et permet de déterminer les énergies propres des sous niveaux Zeeman en tenant compte des corrections du couplage de \mathbf{I} avec le champ magnétique \mathbf{B} :

$$E_{F, m_F} = -\frac{\Delta E_{hfs}}{2(2I + 1)} + g_I \mu_B m_F B \pm \frac{\Delta E_{hfs}}{2} \left(1 + \frac{4m_F \times x}{2I + 1} + x^2 \right)^{1/2} \quad (2.64)$$

²³. On considère que le déplacement en énergie dû au champ magnétique B est faible devant le déplacement en énergie de structure fine : $\mu_B B \ll E_{fs}$.

où $\Delta E_{hfs} = A_{hfs}(I + 1/2)$ est la séparation hyperfine, $x = \frac{(g_J - g_I)\mu_B B}{\Delta E_{hfs}}$ et avec m_F qui peut prendre une valeur entière comprise dans l'intervalle $\llbracket -F, +F \rrbracket$, et où le signe + est pour $F = 2$ et le - pour $F = 1$ dans (2.64) [Steck, 2003].

Les deux états qui nous intéressent pour réaliser l'interféromètre atomique sont les états $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$, qui dans notre cas sont nos deux états d'horloge :

- Ces deux états sont piégeables magnétiquement.
- Ils ont au premier ordre en $|B|$ le même moment magnétique, ce qui fait que le déplacement en énergie de ces deux états est équivalent en présence d'un champ magnétique. Modulo cette approximation, ils voient les mêmes potentiels magnétiques de piégeage pour un même champ magnétique, ce qui rend robuste la cohérence construite avec ces deux états.

Ce dernier point est important car la sensibilité au champ magnétique limite la stabilité de l'interféromètre : des fluctuations de \mathbf{B} induisent des fluctuations de la fréquence de la transition $|2, 1\rangle \Leftrightarrow |1, -1\rangle$. Il est possible de réduire la sensibilité aux fluctuations de \mathbf{B} en se plaçant à une valeur particulière du champ magnétique appelée « champ magique » [Harber *et al.*, 2002]. En effet à cette valeur du champ magnétique la dépendance en \mathbf{B} de la fréquence de la transition $|2, 1\rangle \Leftrightarrow |1, -1\rangle$ présente un minimum (voir la figure 2.19).

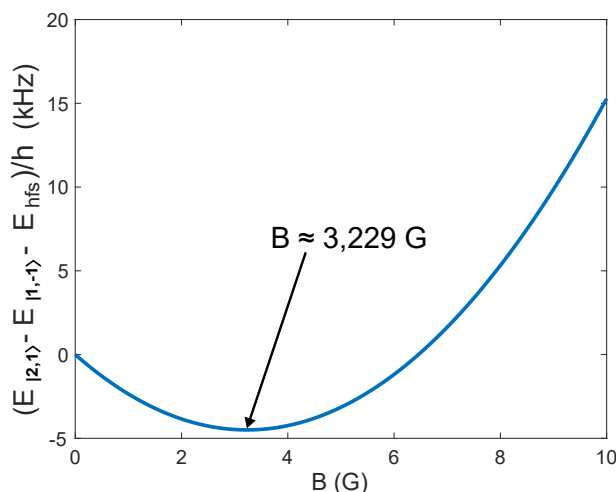


FIGURE 2.19 – Différence en fréquence entre les niveaux $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ en fonction du champ magnétique B . La différence est minimum pour $B \approx 3,229$ Gauss, valeur qu'on appelle « champ magique ».

2.11 Séquence de Ramsey d'une horloge

2.11.1 Principe d'une horloge atomique

Certaines transitions atomiques²⁴ présentent de très faibles fluctuations de leurs niveaux d'énergies avec les paramètres de leur environnement. Cette caractéristique permet aux horloges atomiques d'être les meilleures références de fréquence - et donc de temps - que nous connaissons à ce jour [Abgrall *et al.*, 2015]. C'est la raison pour laquelle aujourd'hui et depuis 1967, le temps

24. Pour des atomes neutres dans notre cas, mais aussi pour des ions.

est défini à l'aide d'horloges atomiques, et plus précisément à l'aide d'un réseau de plusieurs centaines d'horloges dans le monde. Dans cette partie je rappelle ce qu'est une horloge atomique et j'explique comment il est possible d'en obtenir une à partir d'une séquence d'interférométrie de Ramsey.

Une horloge atomique est un dispositif constitué d'une référence de fréquence et d'un compteur, qui doit fournir en sortie un signal de fréquence connue et stable. Le principe de fonctionnement de la référence de fréquence est schématisé sur la figure 2.20. C'est un ensemble composé principalement de trois dispositifs :

- Un oscillateur local qui doit fournir un signal de fréquence connue, mais susceptible de dériver.
- Une référence atomique qui sert d'étalon de fréquence, où on va utiliser la valeur de la différence en énergie de deux niveaux d'énergie d'une espèce atomique comme par exemple le rubidium ou le césium.
- Un système d'asservissement pour recaler le signal de l'oscillateur local sur la valeur de la transition atomique de l'atome considéré, dans le cas où il aurait dérivé.

Les deux fréquences sont comparées en utilisant la méthode de Ramsey [Ramsey, 1950, Ramsey, 1980], où on compare périodiquement la fréquence d'oscillation de l'oscillateur local à la fréquence de transition atomique d'un système à deux niveaux (états $|e\rangle$ et $|g\rangle$) [Ramsey, 1983].

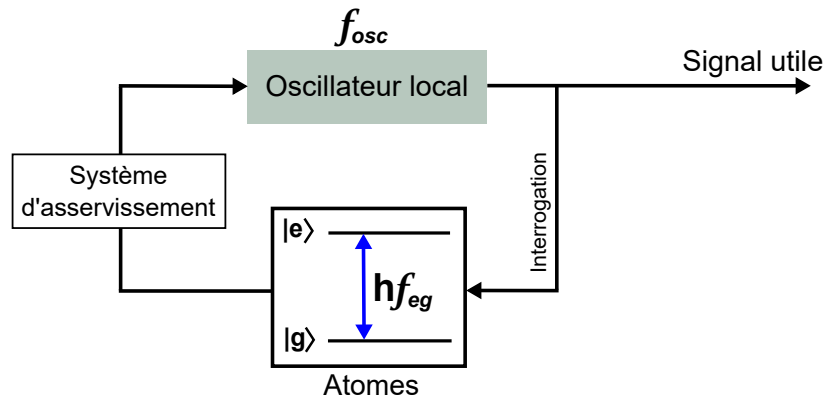


FIGURE 2.20 – Principe de fonctionnement d'une horloge atomique. Un oscillateur local fournit un signal de référence connue et proche de f_{eg} , mais susceptible de dériver, et avec lequel on interroge un nuage d'atomes.

2.11.2 Séquence de Ramsey

La méthode de Ramsey consiste à illuminer des atomes avec deux impulsions micro-ondes de même fréquence f_{osc} que celle de l'oscillateur, séparées par un certain intervalle de temps T_R , tel que représenté sur la figure 2.21. La première impulsion met les atomes dans une superposition cohérente des états $|g\rangle$ et $|e\rangle$. C'est une oscillation de Rabi de durée τ qui crée une superposition à poids égaux des populations dans $|g\rangle$ et $|e\rangle$, avec $\tau = \pi/(2\Omega)$, $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2}$ la pulsation de Rabi généralisée et Ω_R la pulsation de Rabi; quand $\delta = 0$ on parle alors d'impulsions $\pi/2$ [Gentile et al., 1989]. Durant le T_R , on laisse la fonction d'onde évoluer librement de manière à

ce que les atomes accumulent un déphasage ϕ_{eg} , tandis que l'oscillateur local lui, va accumuler une phase ϕ_{osc} . Nous avons pour les deux phases :

$$\phi_{eg} = 2\pi f_{eg} T_R \quad \phi_{osc} = 2\pi f_{osc} T_R \quad (2.65)$$

L'application d'une seconde impulsion $\pi/2$ aux atomes, et identique à la première, va convertir la différence de phase accumulée $\Delta\phi_{clock} = \phi_{osc} - \phi_{eg}$ en termes de différence de populations entre les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Si on note $\delta/2\pi = (f_{osc} - f_{eg})$ le décalage en fréquence entre l'oscillateur local et la fréquence de la référence atomique et qu'on néglige les effets du contraste, alors on trouve que la probabilité P_g (respectivement P_e) que les atomes soient dans l'état fondamental $|g\rangle$ (respectivement l'état excité $|e\rangle$) est égale à :

$$P_g = 1 - P_e = \frac{1 - \cos(\Delta\phi_{clock})}{2} \quad (2.66)$$

Une représentation chronologique des différentes étapes est schématisé sur la figure 2.21.

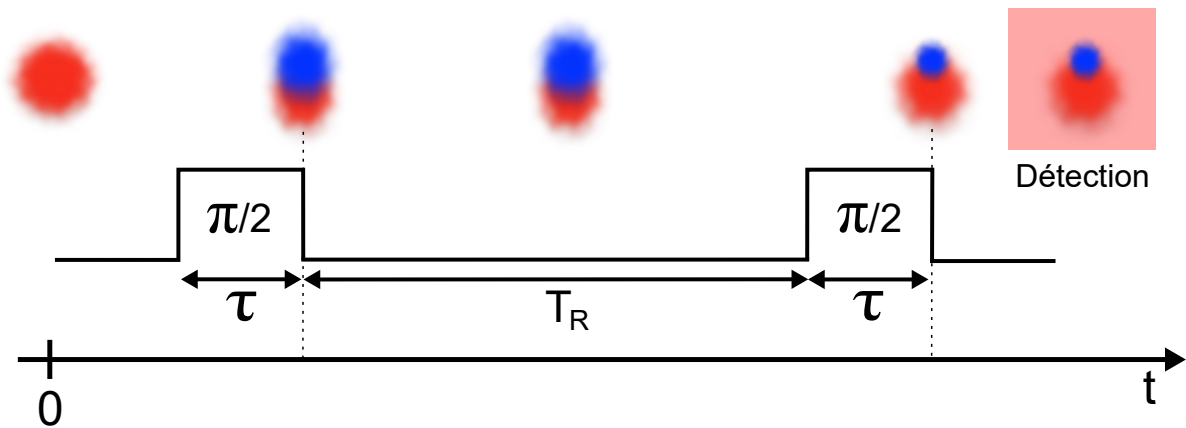


FIGURE 2.21 – Séquence de Ramsey de type horloge. Initialement le nuage est dans l'état $|g\rangle$ (représenté en rouge). Après la première impulsion $\pi/2$, le nuage est dans une superposition de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ (représenté en bleu) à poids égaux. Sur la figure les nuages bleu et rouge ont été légèrement déplacés pour des raisons de clarté, en réalité les deux nuages se recouvrent spatialement. Une deuxième impulsion $\pi/2$ espacée temporellement de la première de T_R termine la séquence de Ramsey. Sur la figure on représente une situation où f_{osc} dérive pour que $\cos(\Delta\phi_{clock})$ soit non nul. Ainsi à l'issue de la seconde impulsion $\pi/2$ les populations ne sont plus égales. La détection est réalisée juste après pour mesurer P_g et P_e .

Pour écrire l'expression 2.66 nous avons utilisé les hypothèses $\delta/\Omega_R \ll 1$ et $\tau/T_R \ll 1$. Le calcul complet des populations sans faire ces approximations est présenté en annexe et nous donne :

$$P_g = \left| 1 - \sin^2 \frac{\Omega\tau}{2} \left[1 + \left(\frac{\delta}{\Omega} \right)^2 + \left(\frac{\Omega_R}{\Omega} \right)^2 e^{i\delta T_R} \right] - 2i \frac{\delta}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega\tau}{2} \right) \cos \left(\frac{\Omega\tau}{2} \right) \right|^2 \quad (2.67)$$

Cette équation permet d'obtenir l'enveloppe du réseau de franges telle que représentée figure 2.22.

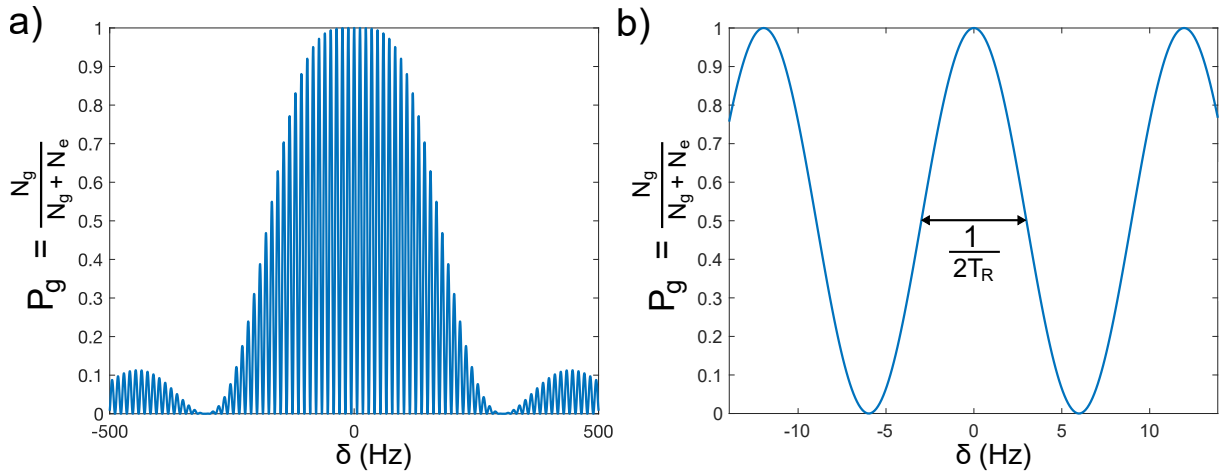


FIGURE 2.22 – (a) Simulation de franges de Ramsey en fréquence avec $T_R = 500$ ms, $\tau = 200$ μ s, et des impulsions $\pi/2$ parfaites. N_g (respectivement N_e) est le nombre d'atomes détecté dans l'état $|g\rangle$ (respectivement $|e\rangle$). La largeur de l'enveloppe est proportionnelle à la pulsation de Rabi Ω_R . (b) Zoom sur la frange centrale de la figure (a).

Ainsi, en mesurant les populations de chaque état après la seconde impulsion $\pi/2$, il est possible de déterminer la différence de phase $\Delta\phi_{clock} = 2\pi(f_{osc} - f_{eg})T_R$ et de remonter à la différence de fréquence entre les deux oscillateurs. Si la fréquence de l'oscillateur local a dérivé, alors elle peut être recalée sur celle de la transition atomique : on obtient ainsi une horloge.

En pratique, pour avoir une relation bijective entre les populations P_e , P_g et δ , on choisit un oscillateur local dont la dérive de fréquence sur le temps de cycle de l'horloge est inférieure à D (voir figure 2.23). On se place à mi-frange, c'est à dire au point de fonctionnement représenté par un cercle rouge de la figure 2.23.

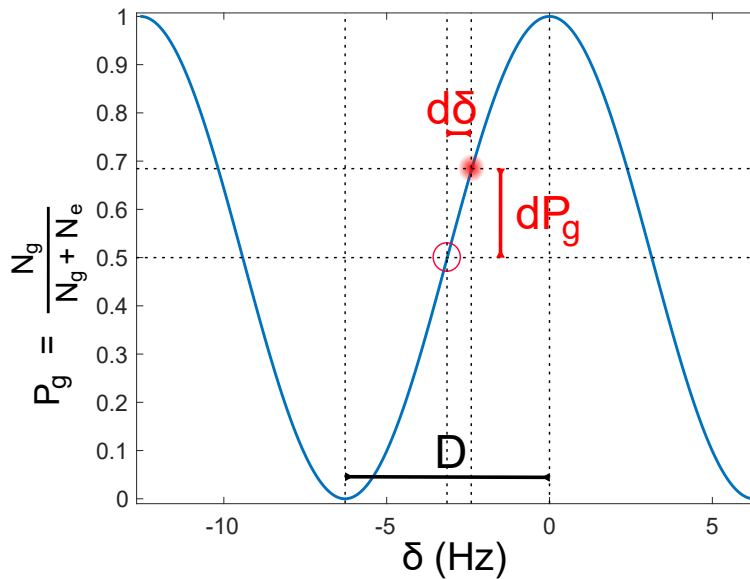


FIGURE 2.23 – Point de fonctionnement optimal de l'interféromètre. N_g (respectivement N_e) est le nombre d'atomes détecté dans l'état $|g\rangle$ (respectivement $|e\rangle$). Le cercle rouge en P_g indique le point de fonctionnement pour maximiser la sensibilité de l'interféromètre : une petite variation $d\delta$ du décalage en fréquence δ induit un changement linéaire dans la probabilité de transition entre le fondamental et l'état excité, et donc dans les populations atomiques mesurées.

2.12 Séquence de Ramsey d'un accéléromètre

Un accéléromètre est obtenu à partir de l'horloge précédente en ajoutant une étape durant la période de libre évolution T_R [Ammar *et al.*, 2015]. Considérons le capteur uniquement sujet à une accélération a selon l'axe des x . En séparant spatialement les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ selon l'axe des x , les états sont à deux différentes positions dans le champ d'énergie potentielle d'accélération et ont donc deux énergies différentes. Leur différence d'énergie n'est plus seulement hf_{eg} , mais $hf_{eg} + ma\Delta x$ avec Δx la distance de séparation et m la masse du ^{87}Rb . En les maintenant séparés durant la période de libre évolution, un terme supplémentaire de déphasage $\Delta\phi_{Acc}$ apparaît alors dans le cosinus²⁵ :

$$P_g = 1 - P_e = \frac{1 - \cos(\Delta\phi_{clock} - \Delta\phi_{Acc})}{2} \quad (2.68)$$

avec le déphasage²⁶ $\Delta\phi_{Acc} = ma\Delta x T_R / \hbar$ où m est la masse d'un atome de ^{87}Rb , a l'accélération ressentie par le capteur et Δx la distance de séparation entre les deux nuages.

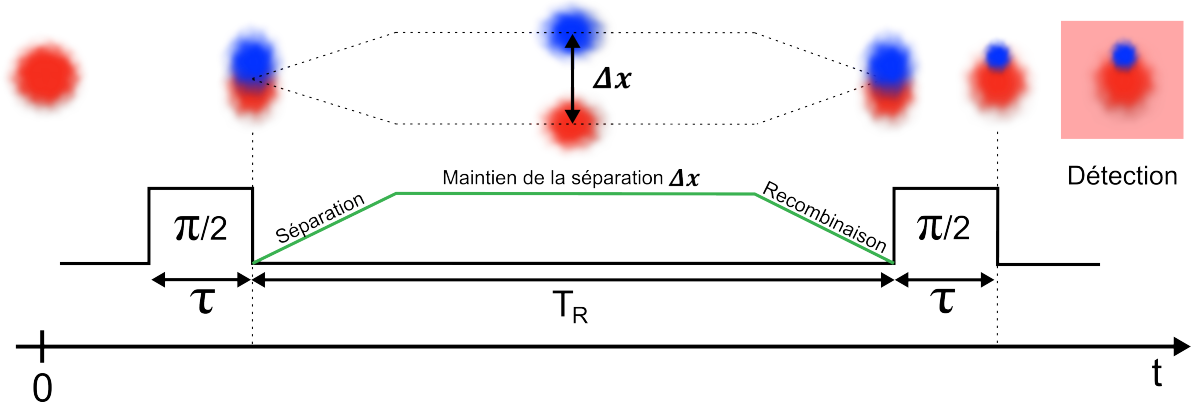


FIGURE 2.24 – Séquence de Ramsey de type accéléromètre. Le nuage est initialement dans l'état $|g\rangle$. Après la première impulsion $\pi/2$, le nuage est dans une superposition de $|g\rangle$ et $|e\rangle$ à poids égaux. Durant T_R on sépare spatialement chaque état de façon sélective et on les maintient séparés. On recombine spatialement les deux états, puis une deuxième impulsion $\pi/2$ espacée temporellement de la première de T_R termine la séquence de Ramsey. La détection est réalisée juste après pour mesurer P_e et P_g .

Le calcul des populations en considérant que la durée nécessaire pour réaliser la séparation et la recombinaison est très petite devant T_R aboutit à :

$$P_g = \left| 1 - \sin^2 \frac{\Omega\tau}{2} \left[1 + \left(\frac{\delta}{\Omega} \right)^2 + \left(\frac{\Omega_R}{\Omega} \right)^2 e^{i(\delta T_R - \Delta\phi_{Acc})} \right] - 2i \frac{\delta}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega\tau}{2} \right) \cos \left(\frac{\Omega\tau}{2} \right) \right|^2 \quad (2.69)$$

Le calcul complet sans faire cette approximation est présenté en annexe A.

Ainsi, en séparant spatialement sur une distance Δx les fonctions d'ondes atomiques de manière sélective pendant la séquence de Ramsey, i.e. en déplaçant les atomes de $|e\rangle$ dans une

25. La dérive de notre oscillateur local étant très faible, le déphasage lié à cette dérive est négligeable devant le défilement des franges dû au déphasage induit par la présence d'une accélération. On considère donc que $d\Delta\phi_{clock} \ll d\Delta\phi_{Acc}$.

26. Le signe du déphasage dépend du sens de séparation de chaque état par rapport au sens de l'accélération à mesurer.

direction et les atomes dans $|g\rangle$ dans la direction opposée, il est possible de mesurer une accélération en mesurant les populations atomiques.

Cette séparation spatiale peut être réalisée de différentes façons telles que des transitions Raman stimulées [Kasevich et Chu, 1991, Horikoshi, 2007], des guides d'ondes magnétiques [Heathcote *et al.*, 2008], des réseaux optiques [Hilico, 2014, Alauze *et al.*, 2018] ou en utilisant un habillage micro-onde des états internes [Böhi *et al.*, 2009]. La particularité de cette dernière technique est qu'elle permet :

- Une manipulation sélective de chaque état, nécessaire à la maximisation du contraste de l'interféromètre [Dupont-Nivet *et al.*, 2016].
- Toute la séquence d'interférométrie se fait en gardant les atomes piégés magnétiquement. Dans le cas d'interféromètres avec atomes en chute libre, le temps de Ramsey est limité par la durée de la chute, et donc par la taille du capteur. Dans le cas d'interféromètres avec des atomes piégés, on découple la taille du capteur du temps d'interrogation.

Le principe de cette séparation sélective par habillage des atomes repose sur l'utilisation de gradients d'amplitudes de champs micro-ondes, qui est détaillé dans la section suivante.

2.13 Habillage des atomes par un champ micro-onde

2.13.1 Habillage d'une transition dans un champ homogène

On se place dans le cadre d'un système atomique à deux niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ séparés d'une énergie $\hbar\omega_{eg} = (E_{|e\rangle} - E_{|g\rangle})$ avec $E_{|e\rangle}$ et $E_{|g\rangle}$ les énergies de $|e\rangle$ et $|g\rangle$ en l'absence de champ micro-onde. Ce système est dans un champ magnétique statique et homogène B_0 de l'ordre du Gauss. On place cet atome dans un champ micro-onde B_{mw} oscillant à la pulsation ω , proche de ω_{eg} et on définit le décalage en fréquence $\Delta/2\pi$ par $\Delta = \omega - \omega_{eg}$. Les énergies propres des états habillés $|+\rangle$ et $|-\rangle$ s'écrivent ainsi [Cohen-Tannoudji et Guéry-Odelin, 2011] :

$$E_{\pm} = \frac{E_{|g\rangle} + E_{|e\rangle}}{2} \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_R(\mathbf{r})|^2 + \Delta^2} \quad (2.70)$$

où $\Omega_R(\mathbf{r})$ est la pulsation de Rabi à la position \mathbf{r} . On peut écrire les énergies potentielles des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$:

$$V_{|g\rangle} = \frac{E_{|g\rangle} + E_{|e\rangle}}{2} - \frac{\hbar\omega}{2} + S_{\Delta} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_R(\mathbf{r})|^2 + \Delta^2} \quad (2.71)$$

$$V_{|e\rangle} = \frac{E_{|g\rangle} + E_{|e\rangle}}{2} + \frac{\hbar\omega}{2} - S_{\Delta} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_R(\mathbf{r})|^2 + \Delta^2} \quad (2.72)$$

avec S_{Δ} le signe de Δ . On a ajouté $\frac{\hbar\omega}{2}$ (respectivement $-\frac{\hbar\omega}{2}$) pour faire coïncider $V_{|e\rangle}$ (respectivement $V_{|g\rangle}$) avec $E_{|e\rangle}$ (respectivement $E_{|g\rangle}$) quand $\Omega_R(\mathbf{r})$ est nul.

La présence d'un champ micro-onde oscillant à une fréquence proche de la résonance atomique a donc pour effet de déplacer les deux niveaux d'énergie de la transition considérée. Ce déplacement est aussi appelé déplacement AC Zeeman.

2.13.2 Habillage des deux états d'horloges du ^{87}Rb

Dans un champ homogène

Plaçons nous maintenant dans le cas du ^{87}Rb , et considérons les transitions π de la figure 2.25, en utilisant les formules précédentes on écrit les énergies potentielles pour les états $|1, -1\rangle$ et $|2, 1\rangle$ en présence de deux champs micro-ondes $B_{mw,1}$ et $B_{mw,2}$, oscillants aux fréquences $\omega_1/2\pi$ et $\omega_2/2\pi$:

$$V_{|1,-1\rangle} = \frac{E_{|1,-1\rangle} + E_{|2,-1\rangle}}{2} - \frac{\hbar\omega_1}{2} + S_{\Delta_1} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R1}(\mathbf{r})|^2 + (\Delta_1)^2} \quad (2.73)$$

$$V_{|2,1\rangle} = \frac{E_{|1,1\rangle} + E_{|2,1\rangle}}{2} + \frac{\hbar\omega_2}{2} - S_{\Delta_2} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R2}(\mathbf{r})|^2 + (\Delta_2)^2} \quad (2.74)$$

avec $\Delta_1 = \omega_1 - (E_{|2,-1\rangle} - E_{|1,-1\rangle})/\hbar$, et $\Delta_2 = \omega_2 - (E_{|2,1\rangle} - E_{|1,1\rangle})/\hbar$ les décalages en pulsations des transitions considérées.

Cette réécriture est permise à condition que le champ magnétique statique B_0 soit tel que l'espacement Zeeman entre les sous niveaux m_F reste petit devant la transition hyperfine $\omega_{hfs} = (E_{|2,0\rangle} - E_{|1,0\rangle})/\hbar$ et que l'espacement entre les sous niveaux m_F soit grand devant les décalages en fréquences de chaque champ, soit $\omega_{Larmor} = \mu_B B_0/2\hbar \ll \omega_{hfs}$ et $\Delta_1, \Delta_2 \ll \omega_{Larmor}$. Autrement dit, chaque champ habille une unique transition [Dupont-Nivet, 2016].

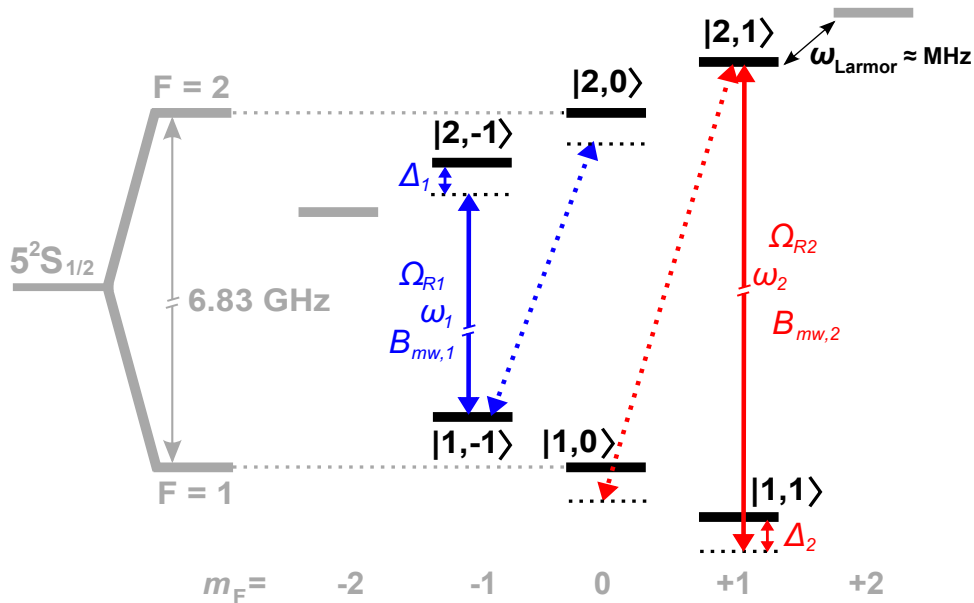


FIGURE 2.25 – Structure hyperfine des sous-niveaux Zeeman du fondamental du ^{87}Rb utilisé pour l'habillage micro-onde. Les espacements entre les niveaux ne sont pas à l'échelle. Il est possible d'habiller les états $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ de deux façons en choisissant la fréquence des deux champs micro-ondes : soit les transitions en traits continus bleu et rouge qui sont de type π , soit sur celles en pointillés bleu et rouge qui sont de type σ .

Un habillage symétrique

Pour déplacer chaque nuage de façon symétrique, il est plus simple d'utiliser des potentiels symétriques et donc de satisfaire les conditions $\Omega_{R1}(\mathbf{r}) = \Omega_{R2}(\mathbf{r})$ et $\Delta_1 = -\Delta_2$. On définit l'origine des énergies par celle de l'état $|1,0\rangle$: $E_{|1,0\rangle} = 0$, et on note $\hbar\omega_{hfs} = E_{|2,0\rangle}$. Les différents niveaux qui nous intéressent ont donc pour énergie dans le cadre de l'approximation linéaire de l'effet Zeeman :

$$\begin{aligned} - E_{|1,-1\rangle} &= \hbar\omega_{Larmor} \\ - E_{|1,1\rangle} &= -\hbar\omega_{Larmor} \\ - E_{|2,-1\rangle} &= \hbar(\omega_{hfs} - \omega_{Larmor}) \\ - E_{|2,1\rangle} &= \hbar(\omega_{hfs} + \omega_{Larmor}) \end{aligned}$$

Les deux potentiels (2.73) et (2.74) se réécrivent :

$$V_{|1,-1\rangle} = \frac{\hbar}{2}(\omega_{hfs} - \omega_1) + S_{\Delta_1} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R1}(\mathbf{r})|^2 + (\Delta_1)^2} \quad (2.75)$$

$$V_{|2,1\rangle} = \hbar\omega_{hfs} + \frac{\hbar}{2}(\omega_2 - \omega_{hfs}) - S_{\Delta_2} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R2}(\mathbf{r})|^2 + (\Delta_2)^2} \quad (2.76)$$

Remarquons que $\Delta_1 = \omega_1 - \omega_{hfs} + 2\omega_{Larmor}$ et $\Delta_2 = \omega_2 - \omega_{hfs} - 2\omega_{Larmor}$. Puisque nous avons pour la symétrie des potentiels $\Delta_1 = -\Delta_2$, nous pouvons poser $\Delta_0 = \omega_{hfs} - \omega_1 = \omega_2 - \omega_{hfs}$. Sachant que $S_{\Delta_0} = S_{\Delta_1} = -S_{\Delta_2}$, nous pouvons réécrire les équations (2.75) et (2.76) :

$$V_{|1,-1\rangle} = \frac{\hbar\Delta_0}{2} + S_{\Delta_0} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R1}(\mathbf{r})|^2 + (2\omega_{Larmor} - \Delta_0)^2} \quad (2.77)$$

$$V_{|2,1\rangle} = \hbar\omega_{hfs} + \frac{\hbar\Delta_0}{2} + S_{\Delta_0} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R2}(\mathbf{r})|^2 + (2\omega_{Larmor} - \Delta_0)^2} \quad (2.78)$$

L'énergie des deux potentiels est donc bien la même à condition d'avoir $|\Omega_{R1}(\mathbf{r})| = |\Omega_{R2}(\mathbf{r})|$.

Si on sort de l'approximation linéaire de l'effet Zeeman, il faut utiliser les formules (2.73) et (2.74), et la formule de Breit-Rabi pour calculer la dépendance en champ magnétique de chacun des états.

Habillage dans un champ inhomogène : piège de type *dimple*

On considère depuis le début de la section 2.13 que le champ magnétique statique B_0 n'avait pas de dépendance spatiale. Il s'agit là d'une configuration ne permettant pas le confinement d'un nuage d'atome²⁷ comme nous l'avons vu dans la section 2.3. On se place donc par la suite dans un champ magnétique statique in-homogène $B(\mathbf{r})$, formant un piège magnétique de type *dimple* et dont le minimum se trouve à la position \mathbf{r}_0 . La valeur du champ magnétique $B(\mathbf{r}_0)$ au fond de ce piège est égale à celle du champ magique²⁸ $B_m \approx 3,229$ G.

27. En l'absence de champ micro-onde.

28. Nous avons vu qu'il était intéressant de placer la valeur du champ magnétique au fond du piège égale à celle du champ magique pour maximiser le temps de cohérence de l'interféromètre [Rosenbusch, 2009]. Cela permet aussi d'augmenter le temps caractéristique de décroissance du contraste de l'interféromètre [Dupont-Nivet *et al.*, 2018].

Il est donc nécessaire d'introduire la dépendance spatiale de $B(\mathbf{r})$, qui se traduit par une dépendance spatiale de ω_{Larmor} pour tenir compte du déplacement Zeeman des sous-niveaux m_F , ainsi que de la dépendance spatiale de Δ_0 via ω_{hfs} dans la description des potentiels $V_{|2,1\rangle}$ et $V_{|1,-1\rangle}$:

$$V_{|1,-1\rangle} = \frac{\hbar\Delta_0(\mathbf{r})}{2} + S_{\Delta_0} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R1}(\mathbf{r})|^2 + (2\omega_{Larmor}(\mathbf{r}) - \Delta_0(\mathbf{r}))^2} \quad (2.79)$$

$$V_{|2,1\rangle} = \hbar\omega_{hfs} + \frac{\hbar\Delta_0(\mathbf{r})}{2} + S_{\Delta_0} \frac{\hbar}{2} \sqrt{|\Omega_{R2}(\mathbf{r})|^2 + (2\omega_{Larmor}(\mathbf{r}) - \Delta_0(\mathbf{r}))^2} \quad (2.80)$$

Le déplacement des niveaux d'énergie induit par le champ électrique micro-onde par effet Stark est le même sur tous les niveaux et est négligeable dans notre expérience [Steck, 2003]. Cet effet n'est donc pas considéré par la suite.

Expression de la force

La force appliquée aux atomes par ces potentiels est donnée par le gradient du potentiel à la position des atomes. Puisque $\Delta_1, \Delta_2 \ll \omega_{Larmor}$, la force $\mathbf{F}_{|1,-1\rangle}(\mathbf{r})$ (respectivement $\mathbf{F}_{|2,1\rangle}(\mathbf{r})$) ne dépend pas du champ $V_{|2,1\rangle}(\mathbf{r})$ (respectivement $V_{|1,-1\rangle}(\mathbf{r})$) :

$$\mathbf{F}_{|1,-1\rangle}(\mathbf{r}) = -\nabla V_{|1,-1\rangle}(\mathbf{r}) \quad \text{et} \quad \mathbf{F}_{|2,1\rangle}(\mathbf{r}) = -\nabla V_{|2,1\rangle}(\mathbf{r}) \quad (2.81)$$

Ces forces peuvent être attractives ou répulsives en fonction du signe de Δ_0 :

- Quand $\Delta_0 > 0$, nous avons alors $\Delta_1 > 0$ et $\Delta_2 < 0$, les forces sont répulsives car $V_{|1,-1\rangle}$ et $V_{|2,1\rangle}$ augmentent avec $\Omega_{R1}(\mathbf{r})$ et $\Omega_{R2}(\mathbf{r})$.
- Quand $\Delta_0 < 0$, nous avons $\Delta_1 < 0$ et $\Delta_2 > 0$, tel que représenté sur la figure 2.25, les forces sont attractives car $V_{|1,-1\rangle}$ et $V_{|2,1\rangle}$ diminuent lorsque $\Omega_{R1}(\mathbf{r})$ et $\Omega_{R2}(\mathbf{r})$ augmentent.

Calcul du couplage en fonction du type de transition

Calculons maintenant les couplages $\Omega_{R1}(\mathbf{r})$ et $\Omega_{R2}(\mathbf{r})$ en fonction de chaque transition et des champs magnétiques B_{dc} , $B_{mw,1}$ et $B_{mw,2}$. Nous allons voir qu'en fonction du type de transition choisi (π ou σ), les champs $\|B_{mw,1}(r)\|$ et $\|B_{mw,2}(r)\|$ ne doivent pas forcément être symétriques en amplitude.

On considère le champ magnétique micro-onde $\hat{\mathbf{B}}_{\mathbf{mw},n}$ de polarisation \mathbf{u} suivant :

$$\hat{\mathbf{B}}_{\mathbf{mw},n} = \frac{B_{mw}}{2} (\mathbf{u}e^{-i\omega_n t} + \mathbf{u}^*e^{i\omega_n t}) \quad (2.82)$$

avec $n = \{1, 2\}$.

L'hamiltonien de couplage entre l'atome et le champ micro-onde est donnée par :

$$\hat{H}_{A,mw} = \mu_B \left(g_J \hat{\mathbf{J}} + g_I \hat{\mathbf{I}} \right) \cdot \hat{\mathbf{B}}_{\mathbf{mw}} \quad (2.83)$$

où $\hat{\mathbf{J}}$ et $\hat{\mathbf{I}}$ sont les moments cinétiques électronique et nucléaire et g_J et g_I leur facteur de Landé associé. La fréquence de Rabi sur la transition hyperfine $|1, m_1\rangle \Leftrightarrow |2, m_2\rangle$ est donnée par [Treutlein, 2008] :

$$\Omega_{1,m_1}^{2,m_2} = \frac{2\mu_B}{\hbar} \langle 2, m_2 | \hat{H}_{A,mw} | 1, m_1 \rangle \quad (2.84)$$

où m_1 (respectivement m_2) désigne un sous niveau m_F de $|F = 1\rangle$ (respectivement $|F = 2\rangle$).

Par la suite, on néglige le couplage de \mathbf{I} avec le champ magnétique, car $g_I/g_J \ll 1$ [Steck, 2003]. Comme on a $F = I + J$, et que I est négligé, on peut assimiler la base de F à celle de J et écrire :

$$\Omega_{1,m_1}^{2,m_2} = \frac{2\mu_B}{\hbar} g_J \langle 2, m_2 | \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{B}}_{mw} | 1, m_1 \rangle \quad \text{avec} \quad g_J \approx 2 \quad (2.85)$$

On considère que la direction du champ magnétique DC correspond à l'axe de quantification selon l'axe des z .

La fréquence de Rabi pour les transitions π et σ sont données par :

$$\Omega_\pi = \frac{2\mu_B}{\hbar} \langle 2, m_2 | J_z | 1, m_1 \rangle \frac{\mathbf{B}_{dc} \cdot \mathbf{B}_{mw}}{B_{dc}} \quad (2.86)$$

$$\Omega_{\sigma^\pm} = \frac{2\mu_B}{\hbar} \langle 2, m_2 | J_\pm | 1, m_1 \rangle \frac{1}{2} \left\| \mathbf{B}_{mw} - \frac{\mathbf{B}_{dc} \cdot \mathbf{B}_{mw} \mathbf{B}_{dc}}{B_{dc}^2} \right\| \quad (2.87)$$

On remarque que l'amplitude de Ω_π est maximale quand \mathbf{B}_{dc} est parallèle à \mathbf{B}_{mw} pour une amplitude de champ B_{mw} donnée. De la même façon, Ω_{σ^\pm} est maximale quand \mathbf{B}_{dc} est perpendiculaire à \mathbf{B}_{mw} pour une amplitude de champ B_{mw} donnée.

Le calcul des éléments de matrice pour les transitions π aboutit à [Treutlein, 2008] :

$$\langle 1, 1 | J_z | 2, 1 \rangle = \langle 2, -1 | J_z | 1, -1 \rangle = -\sqrt{\frac{3}{16}} \quad (2.88)$$

et pour les transitions σ^+ :

$$\langle 1, 0 | J_z | 2, 1 \rangle = \sqrt{\frac{3}{8}} \quad \text{et} \quad \langle 2, 0 | J_z | 1, -1 \rangle = \sqrt{\frac{1}{8}} \quad (2.89)$$

On en déduit que pour avoir deux potentiels symétriques, il faudra équilibrer les fréquences de Rabi en tenant compte des coefficients de Clebsch-Gordan.

Choix du type de transition

Dans la section 2.8.2 de ce chapitre, nous avons vu qu'il était possible de faire tourner l'orientation des axes du piège en fonction des courants I_0 et I_1 ainsi que des champs de biais A_0 et A_1 . La figure 2.26 rappelle l'orientation des axes mou et raides en fonction de ces paramètres.

Nous avons vu dans la section précédente que deux types de transitions s'offrent à nous pour déplacer les atomes ; les transitions π et les σ :

- La fréquence de Rabi des transitions π est maximale dans le cas où \mathbf{B}_{dc} est parallèle à \mathbf{B}_{mw} .
- La fréquence de Rabi des transitions σ est maximale dans le cas où \mathbf{B}_{dc} est perpendiculaire à \mathbf{B}_{mw} .

L'orientation de \mathbf{B}_{mw} dans le cas de guides d'ondes infiniment longs est fixée par la géométrie et la position des guides. Telle que représentée sur la figure 2.26, l'orientation de \mathbf{B}_{mw} est dans le plan perpendiculaire aux guides d'ondes. L'altitude \tilde{z}_0 est considérée comme positive ici.

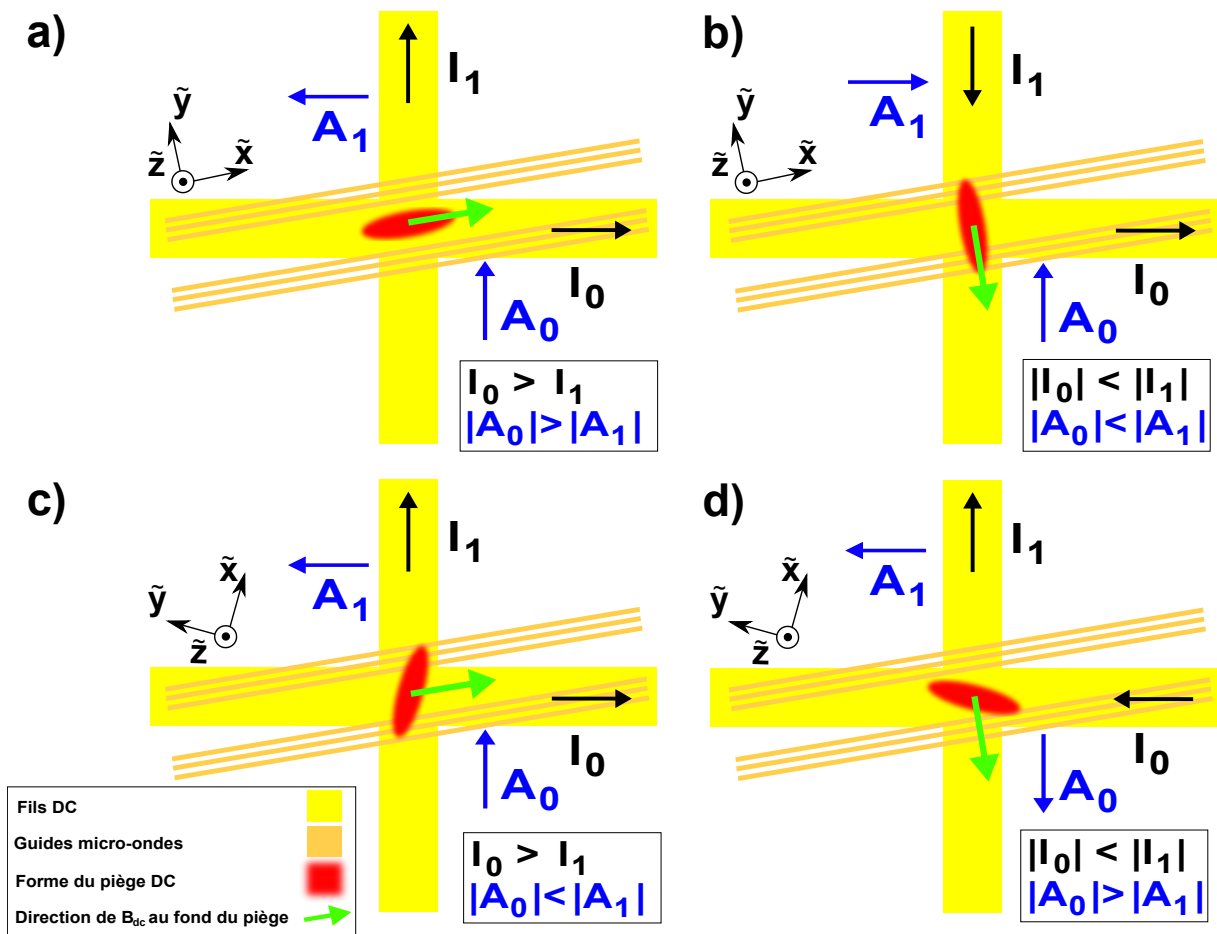


FIGURE 2.26 – Orientation des pièges magnétiques générés par les fils DC et champs de biais. Les conditions sur I_0 , I_1 , A_0 et A_1 sont données pour justifier l'orientation des axes mou et raides ainsi que de la direction du champ B_{dc} au fond du piège. Ces conditions sont parfois insuffisantes pour former un piège, voir la figure 2.13. (a),(d) L'axe mou du piège est parallèle aux guides d'ondes. Dans ces configurations, une plus grande puissance micro-onde est nécessaire pour déplacer les atomes. (a) La direction du champ B_{dc} au fond du piège étant parallèle aux guides d'ondes, il faut utiliser des transitions σ . (d) Inversement, dans cette configuration il faut utiliser les transitions π . (b),(c) L'axe mou du piège est perpendiculaire aux guides d'ondes, ces configurations sont optimales pour augmenter la distance de séparation. (b) Cette configuration est optimale pour l'utilisation de transitions π . (c) Cette configuration est optimale pour l'utilisation de transitions σ .

Pour maximiser la distance de séparation²⁹ nous devons disposer un des axes propre du piège perpendiculairement aux guides d'ondes. En effet, pour une fréquence de Rabi donnée on obtient un déplacement plus important lorsque l'axe mou du piège est perpendiculaire aux guides d'ondes. Puisque seul les cas b) et a) de la figure 2.26 permettent d'avoir simultanément l'axe mou strictement perpendiculaire (respectivement parallèle) aux guides d'ondes **et** l'orientation de \mathbf{B}_{dc} strictement perpendiculaire (respectivement parallèle) aux guides d'ondes, on en déduit qu'avec notre géométrie il est préférable d'utiliser des transitions π , et donc de se placer dans la configuration b) de la figure 2.26.

2.14 Conclusion du chapitre

Après un bref rappel sur les atomes, nous avons décrit dans ce chapitre les interactions du moment magnétique d'un atome neutre avec un champ magnétique, puis montré qu'il était possible dans certaines conditions de piéger cet atome. Par la suite, nous avons expliqué le refroidissement d'atomes par laser grâce à l'effet Doppler, le principe du piège magnéto-optique, ainsi que plusieurs techniques de refroidissement permettant d'atteindre des températures inférieures à la limite Doppler. Nous avons ensuite présenté différents type de géométrie de fils conducteurs sur substrat isolant permettant de confiner un gaz d'atomes à proximité de la surface d'une puce atomique. Nous avons présenté la technique du STIRAP, que l'on utilise pour préparer le nuage dans le bon état avant la séquence d'interférométrie, puis rappelé le concept d'oscillations de Rabi et le cas particulier que sont les impulsions $\pi/2$ à un et deux photons. Nous avons présenté le principe d'une horloge atomique et son fonctionnement basé sur la méthode de Ramsey. Nous avons montré qu'en introduisant une séparation spatiale des deux états de l'interféromètre, nous pouvions obtenir un accéléromètre utilisant un nuage piégé magnétiquement. La méthode retenue dans notre groupe pour réaliser cette séparation est l'habillage de transitions atomiques par des champs micro-ondes. Nous avons décrit ces habillages dans le cas de deux sous niveaux du ^{87}Rb , et détaillé les différents paramètres à prendre en compte pour la réalisation de cette séparation. Dans le chapitre 3, nous présentons le dispositif expérimental en détails.

29. Dans le but d'augmenter la sensibilité.

Présentation de l'expérience

Dans ce chapitre, je présente les différentes parties du dispositif expérimental présent à Thales Research & Technology. Quand je suis arrivé, une nouvelle enceinte à vide faite maison dotée d'une toute nouvelle puce venait d'être installée, et on commençait à charger des nuages d'atomes dans le piège magnéto-optique à trois dimensions (MOT3D). L'expérience a débuté en 2009, et a été montée au fur et à mesure par différentes personnes au fil des années, il est possible d'obtenir de plus amples détails dans la mise en œuvre de certains aspects du dispositif dans les thèses de [Huet, 2013], [Ammar, 2014] et [Dupont-Nivet, 2016].

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'enceinte à vide et aux différentes pompes. La seconde partie décrit la puce atomique, qui sert à piéger les atomes. La troisième partie à la génération des courants DC et micro-ondes. La quatrième partie aux sources laser et leur asservissement en fréquence, ainsi que l'acheminement des faisceaux vers les atomes. La cinquième partie est consacrée à la détection des atomes, ainsi que la manière dont les données sont acquises et traitées avec le logiciel MatCam. La sixième partie décrit le contrôle de l'expérience par ordinateur à l'aide du logiciel GoodTime¹. Enfin en septième et dernière partie, je détaille une séquence typique de chargement d'un nuage d'atomes, depuis le piège magnéto-optique jusqu'à sa détection.

3.1 Enceinte à vide et pompes

L'enceinte à vide est composée de deux cellules en verre ainsi que d'une structure en acier diamagnétique². Elle a été assemblée et mise sous vide dans le groupe avant mon arrivée. La

1. Développé par Jakob Reichel.

2. Acier 316LN, 316L ou A4 suivant les pièces.

cellule du bas contient une charge appelée aussi *dispenser*³ ainsi que deux pompes chimiques⁴ montées sur des traversées électriques. La cellule du haut contient quant à elle deux autres *getter*, et une pompe ionique de 2 L/s de chez Agilent. La pompe ionique est dans un blindage magnétique fabriqué avec des feuilles de μ -métal de chez Thorlabs (référence : MSFLP). Les deux cellules sont reliées entres-elles par un trou cylindrique d'un mm de diamètre et de 2 mm de hauteur, ce qui permet de faire du pompage différentiel. La cellule du bas est typiquement à 1×10^{-8} mbar tandis que la cellule du haut ne dépasse jamais les $2,5 \times 10^{-10}$ mbar, et ce, même avec un courant de 4,3 A dans le dispenser (ce dernier est allumé en permanence). Il est très courant dans la littérature d'avoir un premier piège magnéto-optique à 2 dimensions (MOT2D), qui vient accélérer le chargement d'un MOT3D [Schoser *et al.*, 2002]. Ce choix de géométrie de cellule utilisé sur notre expérience est un compromis entre un vide de grande qualité dans la cellule du haut pendant les mesures et une vitesse de chargement élevé du MOT3D. En effet, les collisions dans la cellule entre le gaz résiduel et les atomes du MOT réduisent sa durée de vie puisqu'une particule du gaz résiduel entrant en collision avec un atome du MOT éjecterait ce dernier du MOT. De plus, et pour les mêmes raisons, une pression trop importante dans la cellule limiterait le temps de cohérence de l'interféromètre, dégradant les performances du capteur.

3.2 La puce atomique

Une puce atomique (voir figure 3.1 et 3.2) est un dispositif micro-fabriqué dont le but est la manipulation d'atomes à son voisinage. À la différence des circuits intégrés, une puce atomique ne manipule pas d'informations et ne fait aucun calcul, les pistes électriques sont destinées à recevoir des courants continus ou alternatifs afin de créer des pièges magnétiques. Le concept a été proposé en 1995 par différents groupes [Weinstein et Libbrecht, 1995, Schmiedmayer, 1995b, Schmiedmayer, 1995a], et réalisé pour la première fois en 1999 par Reichel, Hänsel et Hänsch [Reichel *et al.*, 1999].

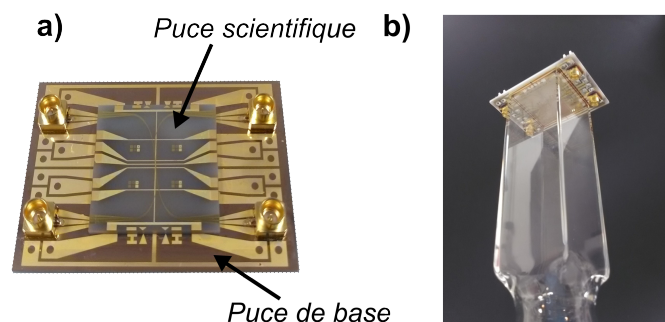


FIGURE 3.1 – Photos de la puce atomique avec ses connecteurs mini SMP montés en a), puis de l'ensemble une fois collé à la cellule b).

3. Il s'agit d'un fil conducteur qui a été imbibé de Rubidium, et qui, une fois chauffé (par effet joule à l'aide d'un courant) sublime des atomes de rubidium.

4. Un matériau poreux aussi appelé *getter* qui fait office de pompe passive : quand un atome du gaz résiduel dans la cellule entre en collision avec le getter, la probabilité qu'il y reste piégé est très grande.

Dans notre cas, la séquence d'interférométrie se fait sur puce atomique, c'est à dire que le nuage est gardé piégé par la puce pendant toute la durée de l'interférométrie. Le piège magnétique est généré à l'aide de courants électriques circulant dans des fils de la puce, ainsi que d'un champ de biais généré avec des bobines externes. La puce constitue une des parois de l'enceinte à vide du haut, voir figure 3.1.

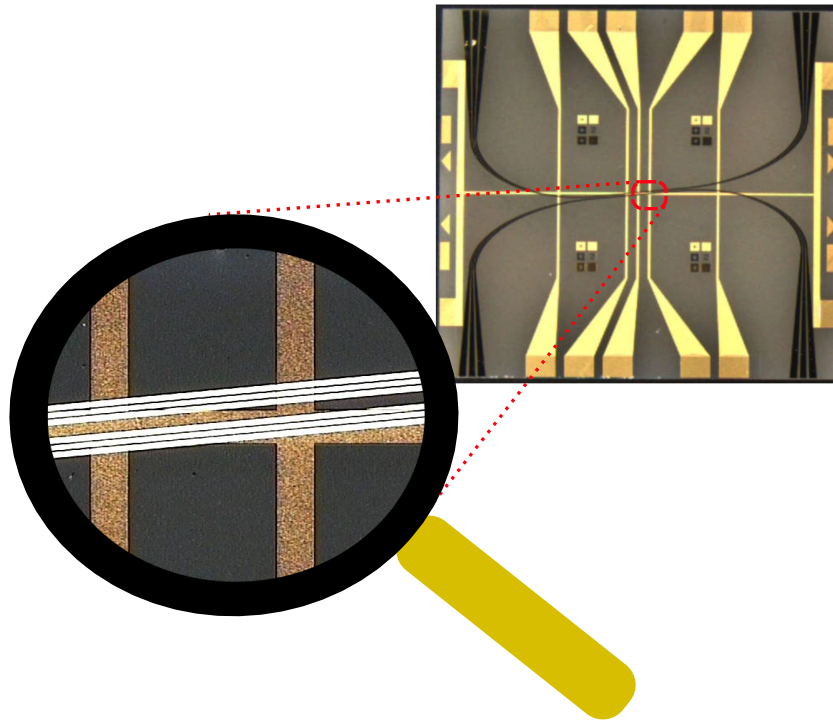


FIGURE 3.2 – Vue de la puce scientifique, avec un zoom sur les guides d'ondes au niveau du croisement des fils DC.

Cette puce a été dessinée dans la thèse [Dupont-Nivet, 2016], puis a été fabriquée dans les laboratoires de TRT. Elle est composée de deux parties : la partie centrale, avec une première puce de 1,8 cm de côté avec des pistes micro-fabriquées ; c'est la puce scientifique (voir la figure 3.2). C'est cette dernière qui génère nos pièges DC et la micro-onde. Elle repose sur une deuxième puce plus grande de $2,8 \times 3,8$ cm² ; la puce de base, qui fait office de carte de connexion et de couvercle de la cellule (voir figure 3.1). Les pistes entre ces deux puces sont ensuite connectées avec des fils d'or par *wire bonding*. La puce scientifique est faite d'un substrat en nitrure d'aluminium (AlN) où on est venu déposer des fils d'or en croix, destinés à recevoir des courants DC. Une couche de benzocyclobutene (BCB) est ensuite déposée par dessus ces fils, afin de réaliser une isolation électrique. Une dernière couche de fils d'or forme nos guides d'ondes coplanaires (CPW) dans lesquels des courants micro-ondes circuleront. Les pistes DC font 100 μm de largeur pour 4 μm d'épaisseur. Les CPW font un angle de 6° avec le fil en Z (voir le zoom de la figure 3.2). Chaque guide d'onde fait 1 μm d'épaisseur. Près du centre de la puce, la ligne centrale fait 15 μm de largeur. De chaque côté de cette ligne centrale se trouvent à une distance de 5,5 μm les lignes de masse qui font chacune 17 μm de largeur. L'impédance des guides est choisie à 50 Ω .

3.3 Sources de champ magnétique

Les champs magnétiques DC sont générés par les fils de la puce atomique, des aimants permanents, ainsi que par des bobines externes.

3.3.1 Les aimants permanents du MOT2D+

À l'extérieur de la cellule du bas, 4 aimants permanents sont disposés autour à une dizaine de cm, voir figure 3.3, afin d'obtenir un gradient de champs magnétique au centre de cette cellule dans le plan horizontal pour le MOT2D+⁵, de la même façon que dans les références [Farkas *et al.*, 2010, Squires, 2008]. Ce piège permet de refroidir dans un plan horizontal les atomes et d'obtenir un faisceau d'atomes dont la vitesse est principalement à la verticale; cela permet de charger plus rapidement le MOT3D.

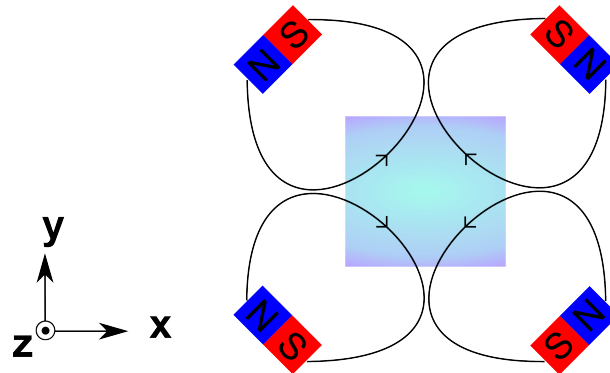


FIGURE 3.3 – Vue de dessus simplifiée de la cellule du bas, et de lignes de champs magnétiques créées par les aimants du MOT2D+. Cette disposition d'aimants permet d'obtenir un minimum de champ magnétique au centre de la cellule. Les faisceaux laser ne sont pas représentés ici, voir la section 3.6.2.

3.3.2 Les bobines du MOT3D

La cellule du MOT3D se trouve à l'intérieur d'une cage de bobines, comportant une paire de bobines suivant chaque direction de l'espace. Une photo (figure 3.4) montre la puce au milieu de la cage de bobines. Deux paires sont en configuration Helmholtz permettant l'obtention d'un champ de biais homogène. La dernière paire peut être au choix en Helmholtz et générer un champ de biais homogène, ou en anti-Helmholtz et générer un gradient de champ magnétique. Ces bobines ont un champ de biais respectif de 22,4 G/A, 24,2 G/A, 17 G/A, respectivement selon l'axe x, y et z⁶, et tel que définit sur la figure 3.18. Ces bobines servent dans un premier temps à charger les atomes dans le piège magnéto-optique 3D, puis à chaque étape de la préparation des atomes du piègeage sur la puce jusqu'à la détection. Ces bobines sont alimentées par trois Kepco BOP 36-6DL pour les paires selon les axes x et y, et une Kepco BOP 20-5DL pour la paire selon l'axe z.

5. Le + signifie que l'on utilise un faisceau pousseur en plus du MOT2D.

6. On les appelle *Front-Back*, *Left-Right* et *Top-Bottom*.

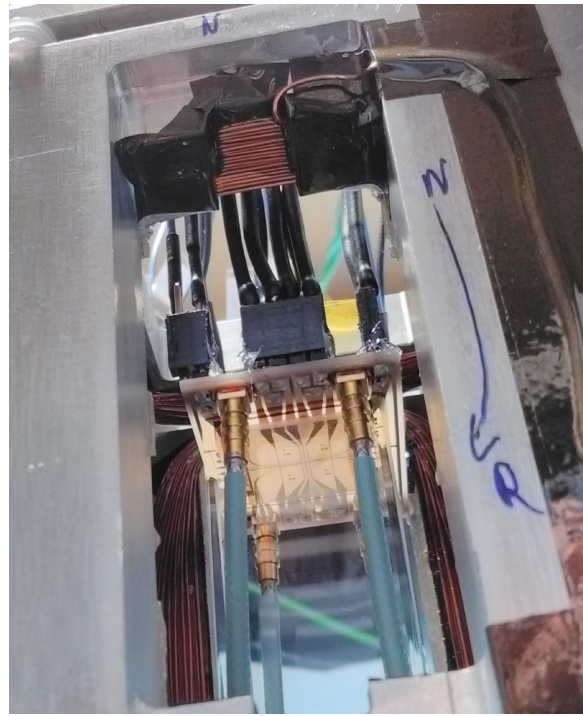


FIGURE 3.4 – Vue de la puce, de la cellule du haut, et de certaines bobines du MOT3D.

3.3.3 La puce

La puce est composée d'une première ligne DC à l'horizontale appelée fil en z et parcourue par un courant I_z , et de cinq autres lignes DC qu'on peut voir à la verticale sur la figure 3.5. Dans la pratique parmi les cinq fils verticaux, on ne se sert que du fil central appelé fil d, et qui est parcouru par un courant I_d . Les fils DC de la puce sont alimentés par deux Kepco BOP 36-6DL, chacune ayant une masse flottante. En effet les fils d et z sont connectés électriquement, la masse flottante permet d'éviter que le ratio des courants I_d et I_z soit piloté par le ratio des résistances des fils d et z.

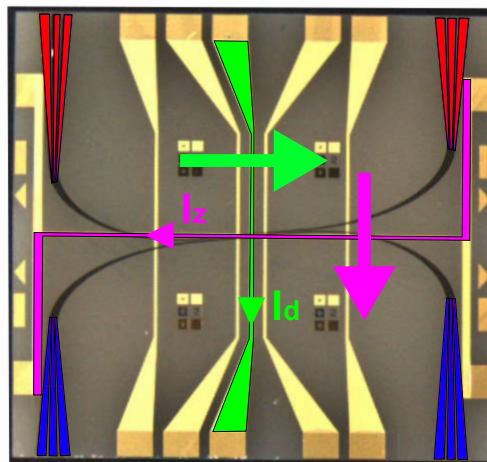


FIGURE 3.5 – Vue de face de la puce, avec les différents courants parcourant les fils. La flèche verte correspond au champ de biais A_{LR} et la rose au biais A_{FB} . Les courants I_z et I_d sont positifs. Le guide d'onde bleu correspond à la voie 1 et le guide rouge à la voie 2.

3.3.4 La bobine en Z

Au dessus de la puce atomique à l'extérieur de la cellule, nous disposons d'une bobine en forme de Z composée de 36 fils dans lesquels on peut faire passer un courant de 20 A pendant environ 100 ms. Cette bobine est utilisée pour rapprocher les atomes de la puce lors du transfert de piège entre le MOT3D et le piège créé par les fils de la puce. Elle est alimentée par une Kepco ATE 55-20DM. Le Z que forme cette bobine est aligné avec le Z du fil en Z de la puce pour optimiser le transport [Dupont-Nivet, 2016, Squires, 2008].

3.3.5 Antennes externes radio-fréquence et micro-onde

Une boucle radio-fréquence (RF) est installée entre la puce et la bobine en Z. Elle est utilisée lors de la phase de refroidissement par évaporation, pour effectuer les transitions à deux photons des impulsions $\pi/2$ entre les deux états d'horloge, ainsi que pour réaliser des mesures spectro-métriques permettant de déterminer la valeur du champs magnétique au fond du piège lorsque cela est nécessaire.

On utilise des générateurs Agilent 33250A et SRS DS345 pour la génération de l'onde radio-fréquence lors du refroidissement par évaporation. Le premier pour faire plusieurs rampes linéaires de fréquence et commandé par une tension analogique, et le second pour la toute dernière rampe de refroidissement dont la fréquence doit être plus stable, est commandé par GPIB. En effet, le bruit sur la tension analogique de commande est trop important pour permettre la stabilité de fréquence nécessaire en fin de refroidissement radio-fréquence quand on s'approche de la condensation de Bose-Einstein.

Un cornet micro-onde de 5 cm de long centré à 6,8 GHz fait maison est placé à environ 30 cm du centre de la cellule. Il sert notamment pour les impulsions $\pi/2$ et le STIRAP⁷.

On utilise un modulateur I/Q⁸ pour générer la micro-onde à $f_{mw} \approx 6,8$ GHz pour les photons micro-ondes du STIRAP et pour le photon micro-onde du $\pi/2$. Les signaux I et Q sont créés par le générateur Keysight 33500B et le signal micro-onde par le générateur Rohde&Schwartz SMF100A de la figure 3.6. Le signal I/Q passe par un *switch* qui sert d'interrupteur et est ensuite envoyé vers le modulateur I/Q. Notons $S_-(t)$ et $S_+(t)$ les 2 signaux I et Q, ils sont déphasés et de même fréquence f_{rf} tel que :

$$S_{\pm}(t) = \cos(2\pi f_{rf}t + \phi_{\pm}) \quad (3.1)$$

Pour réaliser le STIRAP, la différence de phase entre $S_-(t)$ et $S_+(t)$ est choisie telle que :

$$\Delta\phi(t) = \phi_-(t) - \phi_+(t) \quad \text{avec} \quad \phi_{\pm}(t) = \pm \left(\frac{\pi t}{2\tau} - \pi/4 \right) \quad (3.2)$$

7. Stimulated raman adiabatic passage

8. Modulateur en phase et en quadrature, modèle SSM0208LC2MDQ de chez Miteq.

τ étant la durée du STIRAP. Cette configuration nous permet d'obtenir en sortie du modulateur IQ deux bandes latérales :

$$S_{IQout}(t) = S_{f_{mw}+f_{rf}}(t) + S_{f_{mw}-f_{rf}}(t) \quad (3.3)$$

chacune espacée de f_{rf} par rapport à la porteuse f_{mw} . En variant $\Delta\phi(t)$, on peut faire varier la répartition des puissances entre les deux bandes latérales micro-onde $S_{f_{mw}\pm f_{rf}}(t)$ en sortie du I/Q. Cette technique est utilisée pendant la phase de STIRAP où l'on a besoin d'allumer un champ micro-onde progressivement, tandis que l'autre doit s'éteindre progressivement. Avec nos modulateurs I/Q, la porteuse à f_{mw} , ainsi que les harmoniques supérieures des bandes latérales sont atténuées de 25 dBm.

Pour le photon mw de l'impulsion $\pi/2$ on maintient $\Delta\phi(t)$ stable à une certaine valeur permettant de privilégier soit la bande latérale basse, soit la haute. Dans la pratique, on a choisi la bande latérale basse. Nos signaux de déclenchement sont générés par des cartes National

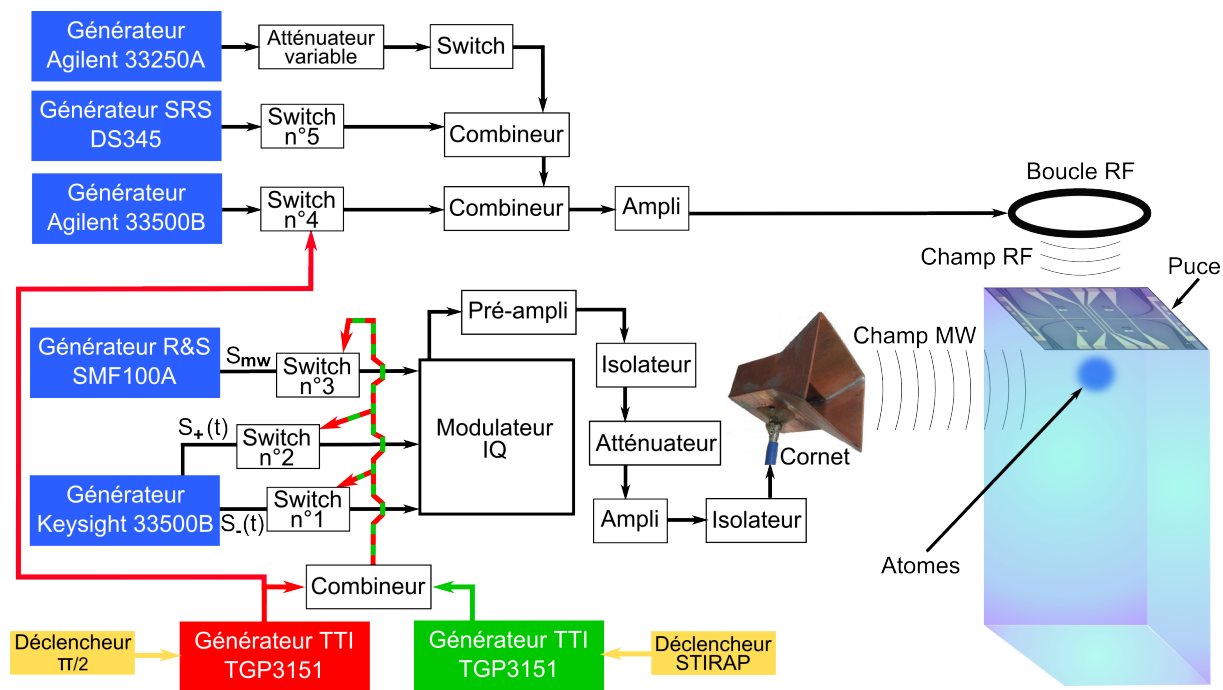


FIGURE 3.6 – Schéma de la chaîne micro-onde et radio fréquence alimentant le cornet micro-onde et la boucle RF servant au STIRAP, au $\pi/2$ ainsi qu'au refroidissement par évaporation. Les traits fléchés en noir sont des signaux micro-ondes/radio-fréquence, tandis que les traits fléchés jaunes sont des signaux déclencheurs (triggers) issus des cartes National Instruments, avec lesquels on pilote l'expérience. Les traits fléchés rouges et verts sont des signaux pour ouvrir/fermer les switch. En rouge la commande de l'ouverture pour les impulsions $\pi/2$, en vert la commande de l'ouverture pour le STIRAP.

Instruments (comme nous allons le voir plus tard dans la section 3.6) dont nous avons réglé la fréquence d'échantillonnage sur 10 kHz, ce qui par conséquent, ne permet de faire des signaux de déclenchement que d'une durée égale à un multiple entier de $100 \mu\text{s}$. La durée d'une impulsion $\pi/2$ étant du même ordre de grandeur et nécessitant un réglage fin, il n'est pas envisageable de se servir directement de ces cartes pour ouvrir ou fermer les *switch*. Les générateurs TTI TGP3151

(en rouge et vert sur la figure 3.6) sont là pour pallier à ce problème et sont utilisés pour générer des impulsions aussi petites que 100 ns de largeur en pilotant les *switch* n°1 à 4 :

- Lorsque le signal déclencheur $\pi/2$ est envoyé sur le générateur en rouge, ce dernier envoie une impulsion aux *switch* n°1 à 4 ce qui les rend passant pour la durée exacte de l'impulsion $\pi/2$.
- Lorsque le signal déclencheur STIRAP est envoyé sur le générateur en vert, ce dernier envoie une impulsion aux *switch* n°1 à 3 ce qui les rend passant pour la durée exacte τ du STIRAP.

3.3.6 Chaîne micro-onde de la puce pour la séparation

Pour réaliser les deux pièges habillés décrit dans la section 2.13.2, nous avons besoin de générer deux signaux micro-ondes espacés de quelques MHz, un pour chaque guide d'ondes coplanaires (CPW) de la puce. On utilise deux générateurs Rohde&Schwartz (un SMF100A et un SMA100B) comme source micro-onde. Mis à part les sources, les composants sont identiques sur les deux voies (voir figure 3.7). Un *switch* de chez Pulsar (SW8AD-12) en début de chaîne permet de couper la puissance par sécurité. On amplifie une première fois le signal avec un pré-ampli de chez Mini-Circuits (ZVA-183-S+), puis un isolateur de chez Aerotek est là pour le protéger de possibles réflexions. Un atténuateur variable de chez Pulsar (AAT-25-479/2S) permet ensuite de pouvoir faire des rampes de puissances. Un amplificateur de 10W de chez Kuhne electronic (KU PA 640720 - 10 A) amplifie une dernière fois le signal micro-onde de +30dB, il est suivi par un dernier isolateur pour le protéger de réflexions. La puce se trouve juste derrière, et à sa sortie on place un circulateur avec des terminaisons de 50 Ω . Les générateurs sont pilotés par GPIB, tandis que chaque atténuateur variable est piloté par un générateur de signaux TTI TGP3151. Cela permet de faire des impulsions très courtes et/ou des rampes de puissance micro-ondes avec un pas de quelques dizaines de nanosecondes, de façon similaire à la chaîne du STIRAP et du $\pi/2$.

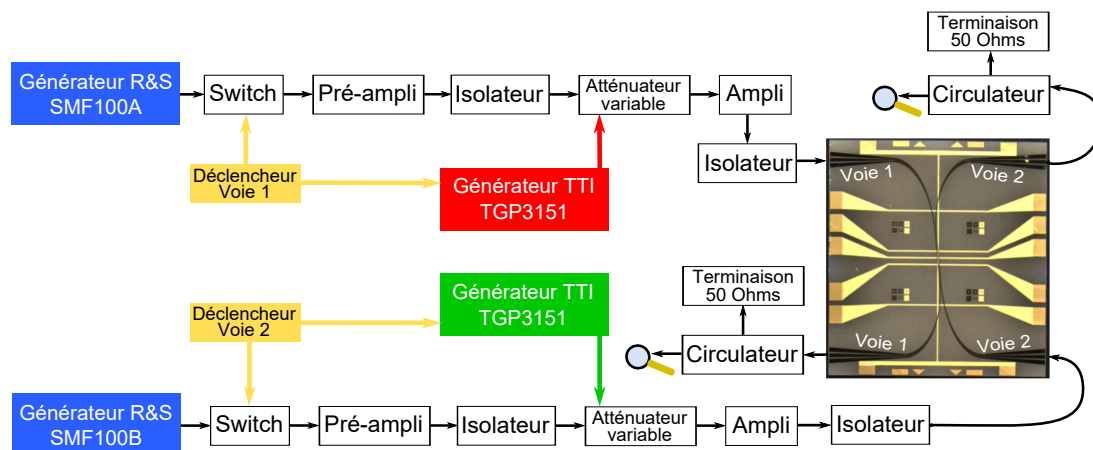


FIGURE 3.7 – Schéma de la chaîne micro-onde de la puce. Il est possible de monitorer la puissance en sortie de puce sur chaque voie, en remplaçant les terminaisons 50 Ω aux sorties des circulateurs par des détecteurs là où se trouvent les loupes.

3.4 Sources laser et banc optique

3.4.1 Sources laser

Nous disposons de deux diodes laser en cavité étendue (ECDL) à 780 nm de chez Toptica : une DL100 et un TA100⁹, d'une puissance optique respective en sortie d'environ 100 mW et 1 W. Chaque diode est asservie en fréquence par absorption saturée (voir [Preston *et al.*, 1996]) sur une raie d'absorption du ^{87}Rb à l'aide d'un module CoSy - *Doppler free spectroscopy* de chez Toptica. L'asservissement se fait numériquement sur un ordinateur dédié, avec le logiciel DigiLock110 de Toptica. La DL100 est asservie sur le *cross-over* des raies $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \longleftrightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 1\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \longleftrightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ (noté CO(1,2), voir la figure 3.8) ; c'est cette fréquence que l'on obtient en sortie du laser. Le TA100 est asservi sur le *cross-over* des raies $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \longleftrightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ et $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \longleftrightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ (noté CO(2,3), voir la figure 3.8), et on note $f_{CO(2,3)}$ la fréquence associée à cette transition. À l'aide du modulateur acousto-optique n°4 (AOM4), nous décalons en fréquence le faisceau issu du TA100 vers le bleu de $2f$, avant de l'injecter dans le module d'absorption CoSy (voir la figure 3.9). Le facteur 2 provient du fait que l'AOM4 est monté en double passage ; on décale donc le faisceau de deux fois la fréquence f du modulateur. Cette configuration permet de varier la fréquence du laser sans que le faisceau ne se déplace spatialement et ne se désaligne : la puissance injectée dans les fibres reste constante. La fréquence en sortie du TA100 (notée f_0) devient alors :

$$f_0 = f_{CO(2,3)} + 2f \quad \text{avec} \quad f = (166,65 - \delta/2) \text{ MHz} \quad (3.4)$$

où f est la fréquence acoustique appliquée à l'AOM4, et δ est le décalage en fréquence que l'on peut introduire pour faire varier la fréquence du TA100. Ici f est défini tel que δ corresponde au $\delta = \omega - \omega_{eg}$ du refroidissement Doppler.

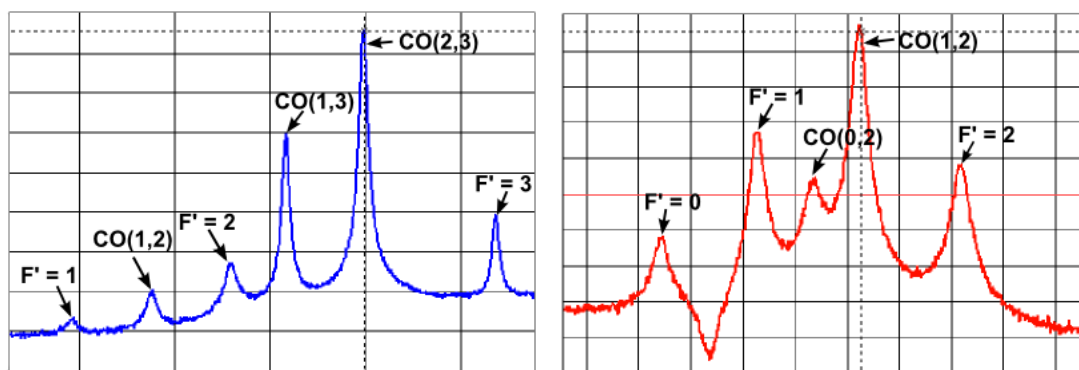


FIGURE 3.8 – Raies du ^{87}Rb obtenues par absorption saturée. En bleu depuis l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ pour le TA100, en rouge depuis l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ pour la DL100.

Le faisceau **refroidisseur** (voir la figure 3.9) qui pompe les atomes de $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ vers $|5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ est obtenu à partir du TA100 et est utilisé pour le refroidissement des atomes

9. Le TA100 contient en plus de la diode en cavité étendue un amplificateur.

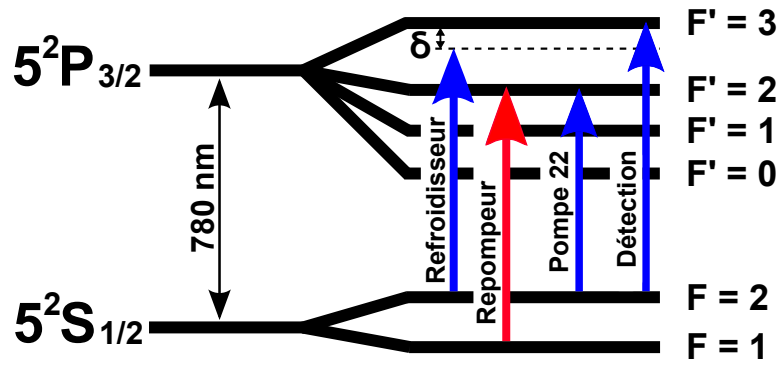


FIGURE 3.9 – Schéma de la structure du ^{87}Rb , et les fréquences laser. En bleu les faisceaux issus du TA100, en rouge le faisceau de la DL100.

par effet Doppler. Ce faisceau est décalé en fréquence vers le rouge de 200 MHz par rapport à f_0 en utilisant l'AOM7 dont le décalage est gardé constant pendant l'expérience. Cet AOM sert également d'obturateur rapide pour couper le faisceau refroidisseur. Ce faisceau est injecté dans des fibres optiques mono-modes à maintien de polarisation vers le MOT2D, le MOT3D et le pushbeam.

Le faisceau **pushbeam** est un faisceau de refroidisseur qui est placé sous la cellule du bas et est orienté selon un axe vertical aligné avec l'orifice reliant les deux cellules. Cela permet de pousser les atomes dans le MOT2D vers le haut par pression radiative, afin d'augmenter le flux d'atomes chargeant la cellule du haut. Il est partiellement rétroréfléchi et participe donc à une réduction de la vitesse des atomes selon l'axe vertical.

La probabilité que des atomes soient pompés avec le faisceau refroidisseur vers $F' = 2$ est non nulle, or depuis $F' = 2$, les atomes se désexcitent par émission spontanée vers $F = 2$ et $F = 1$. Les atomes dans $F = 1$ ne participant pas au processus de refroidissement, tous les atomes finiront par s'accumuler dans cet état, mettant fin au refroidissement. Il est donc nécessaire d'ajouter un deuxième faisceau asservi sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \iff |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ qu'on appelle **repompeur**, afin de permettre aux atomes de faire en continu des cycles de refroidissement. Le repompeur est recombinaison et superposé à tous les faisceaux refroidisseurs avant d'être injecté dans les fibres. Sa fréquence est ajustée avec l'AOM3.

Le faisceau **Pompe22** permet de pomper optiquement tous les atomes vers l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$. En effet à la fin de la mélasse optique, les atomes sont répartis dans les sous niveaux $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$, or seuls ceux dans $m_F = 1, 2$ sont piégeables magnétiquement. Il est donc nécessaire de pomper les atomes dans un sous niveau piégeable (voir section sur le pompage optique 3.6.2).

Le faisceau de **détection** est réglé à résonance sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \iff |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$, et permet d'imager les atomes par absorption. Sa fréquence est ajustable à l'aide de l'AOM1, ce qui est indispensable pour maximiser le signal car la fréquence de la transition est sensible à la valeur du champs magnétique, et ce dernier peut varier quand nous

changeons de piège ou de temps de vol (TOF¹⁰). L'AOM est monté en double passage pour que le faisceau reste couplé dans la fibre, pour différentes fréquences du modulateur. On se sert d'un générateur d'impulsion pour piloter la chaîne de fréquence de cet AOM, cela nous permet de réaliser des impulsions laser de 35 μ s pour la détection.

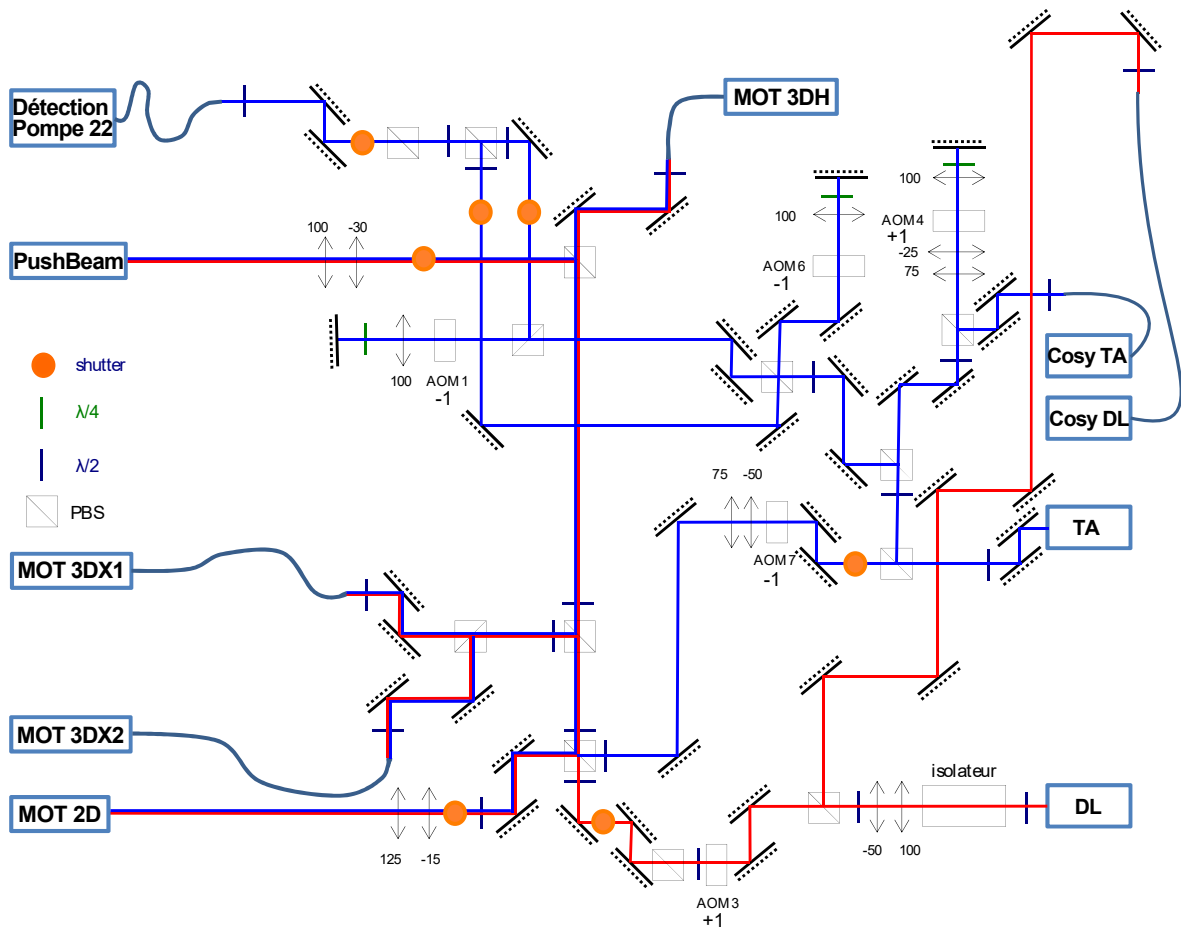


FIGURE 3.10 – Schéma du banc optique de l'expérience, repris et adapté de [Dupont-Nivet, 2016]. Les focales sont indiquées en mm, les ordres de diffractions sont aussi indiqués.

3.5 Système d'imagerie et détection des atomes

Dans cette section, je parlerai des différentes façons avec lesquelles on observe les atomes, du protocole de détection des atomes, ainsi que du protocole de correction du bruit sur les images de densité optique.

3.5.1 Système d'imagerie

Détection par fluorescence

Pendant la phase de chargement du MOT3D, les atomes dans le piège font des cycles d'absorption-émission, ré-émettant des photons à 780 nm de façon isotrope. On peut donc observer la fluorescence du nuage en continu et « voir » indirectement les atomes à l'aide

10. TOF : time-of-flight

d'une petite caméra sans filtre infrarouge¹¹ (figure 3.11), soit d'une photo-diode (figure 3.12) [Ketterle *et al.*, 1999, Lewandowski *et al.*, 2003]. Ces deux systèmes tournent en permanence pendant les mesures et permettent de s'assurer aisément du bon fonctionnement de l'expérience. Cela nous donne de précieuses informations qui facilitent les débogages lorsque cela est nécessaire.

Pour imager les atomes sur la puce, qui se trouvent en plus petit nombre, nous avons besoin d'un capteur plus sensible. Pour cela, nous utilisons une caméra CCD bas bruit de la marque Andor¹² refroidie à moins quarante degrés Celsius pour imager les atomes par absorption.

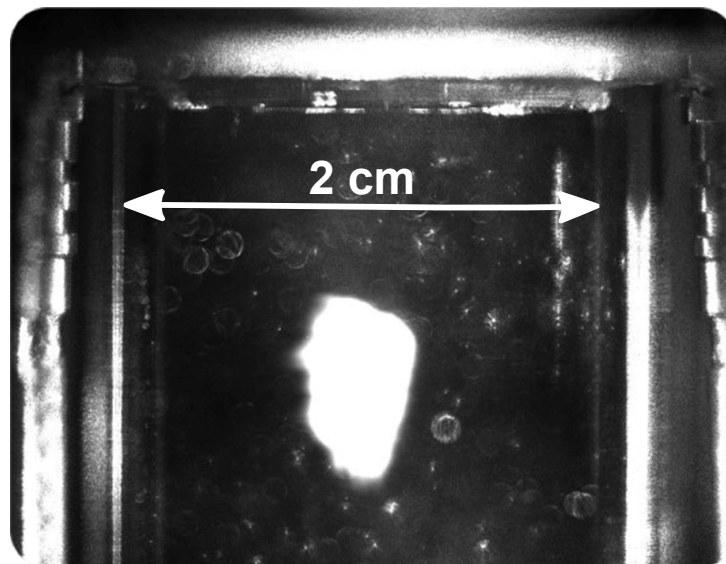


FIGURE 3.11 – Chargement d'un nuage d'atomes dans le MOT3D vu depuis la caméra Point Grey Flea 2. La tache blanche au centre est la fluorescence des atomes de rubidium, révélant leur position. À gauche ainsi qu'à droite, on peut voir les câbles micro-ondes branchés sur les connecteurs mini-SMP de la puce.

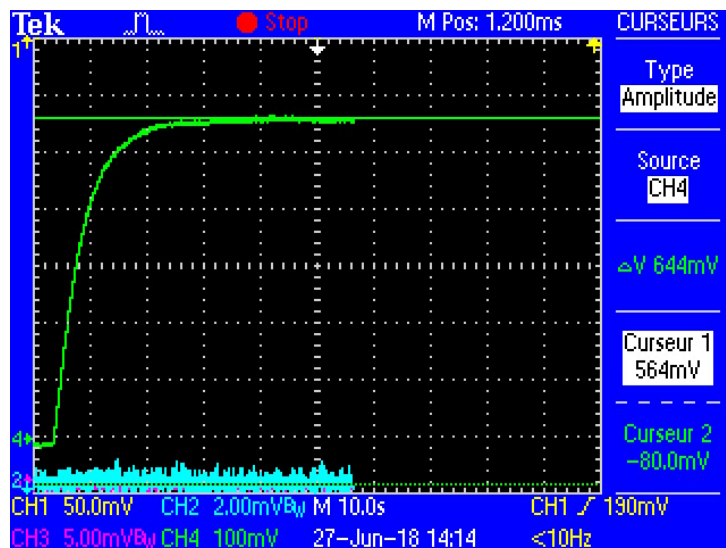


FIGURE 3.12 – Signal de fluorescence, collecté sur une photo-diode, d'un nuage de rubidium dans le MOT3D, puis affiché sur un oscilloscope en vert. Le chargement complet du piège se fait ici en 30 secondes.

11. Point Grey Flea 2 FL2-0852

12. iKon-M 934 - DU934P-BR-DD-9KI.

Détection par absorption

L'imagerie par absorption consiste à illuminer un nuage d'atome avec un faisceau laser collimaté et résonnant sur une transition atomique, puis d'imprimer l'ombre des atomes sur le capteur d'une camera [Maussang, 2010]. L'ombre vient du fait qu'une partie de la lumière issue du faisceau va être absorbée par les atomes, puis ré-émise par fluorescence dans toutes les directions, laissant un trou dans le faisceau (voir la figure 3.13). Il est possible de déterminer le nombre

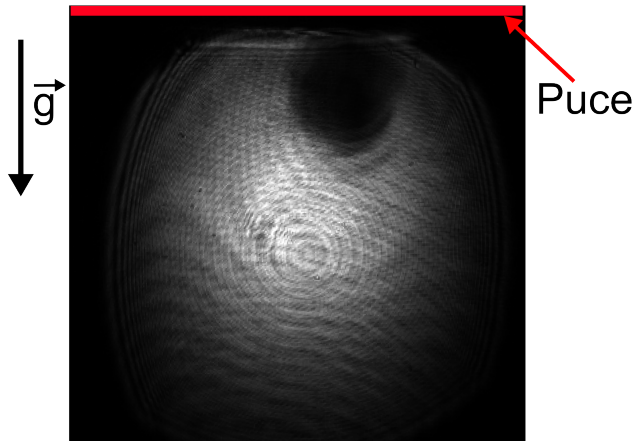


FIGURE 3.13 – Image des atomes obtenue par absorption depuis la caméra Point Grey Flea 2. En blanc nous imageons le faisceau de détection dont le diamètre est d'environ 1 cm, la tache sombre dans le faisceau est l'ombre des atomes, révélant leur position. Il s'agit d'un nuage d'atomes juste après avoir été transféré sur la puce. La puce est représentée en rouge.

d'atomes dans un nuage avec cette méthode en connaissant la section efficace d'absorption σ_0 , et en utilisant la loi de Beer-Lambert (3.5)[Steck, 2003]. Considérons un nuage de densité volumique $\rho(x, y, z)$, et un faisceau d'intensité $I(x, y, z)$ ¹³ se propageant selon l'axe z . Ce faisceau passant à travers une fine couche d'épaisseur dz composée d'atomes, verra son intensité décroître d'une fraction :

$$\frac{dI}{I} = -\rho(x, y, z)\sigma(I)dz \quad \text{avec} \quad \sigma(I) = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2 + I/I_{sat}} \quad (3.5)$$

où δ le désaccord par rapport à la résonance, $\Gamma = 2\pi \times 6$ MHz la largeur naturelle de la transition et $I_{sat} = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2\sigma_0} = 1,67$ mW/cm² est l'intensité de saturation pour la transition de détection entre $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ [Steck, 2003].

On peut intégrer l'équation (3.5) selon z et on obtient la densité atomique intégrée¹⁴ :

$$n(x, y) = \int \rho(x, y, z)dz = - \int_{I_B}^{I_A} \frac{dI}{I\sigma(I)} \quad (3.6)$$

où I_B est l'intensité du faisceau juste avant les atomes (image sans atomes, ou "blanche", comme on le verra par la suite) et I_A l'intensité juste après les atomes (image avec atomes). Imager les atomes nécessite donc de prendre deux images, avec un laps de temps assez court entre les deux¹⁵. On verra pourquoi un tel laps de temps est nécessaire dans la section 3.5.3.

13. On parle d'intensité ici mais en toute rigueur on devrait parler d'éclairement.

14. Appelée aussi densité colonne.

15. De l'ordre de quelques ms.

Si le faisceau est à résonance, on peut réécrire :

$$\sigma(I) = \frac{\sigma_0}{1 + I/I_{sat}} \quad (3.7)$$

En injectant (3.7) dans (3.6) on obtient :

$$n(x, y) = - \int_{I_B}^{I_A} \frac{1 + I/I_{sat}}{\sigma_0 I} dI = \frac{1}{\sigma_0} \ln\left(\frac{I_B}{I_A}\right) + \frac{(I_B - I_A)}{\sigma_0 I_{sat}} = \frac{OD(x, y)}{\sigma_0} \quad (3.8)$$

avec OD la densité optique du pixel situé en (x, y) . Enfin en sommant chaque pixel du capteur de la caméra, on obtient le nombre d'atomes : N_{atomes}

$$N_{atomes} = \iint_{A_{capteur}} n(x, y) dx dy = A_{pixel} \frac{OD_{Somme}}{\sigma_0} \quad (3.9)$$

avec A_{pixel} l'aire d'un pixel et OD_{Somme} la somme des densités optiques de tous les pixels.

3.5.2 Dispositif d'imagerie

On utilise une cage coudée rigide pour lier l'ensemble des lentilles, miroir, filtre et couteau du dispositif de détection. Cela permet de bien solidariser l'ensemble et facilite le montage. Le couteau est là pour obstruer une partie du capteur pour le *frame transfer* comme on le verra par la suite. Un filtre passe-bas à 780 nm de 3 nm de large est utilisé pour filtrer la lumière ambiante indésirable qui pourrait illuminer le capteur de la caméra. On utilise deux doublets de un pouce de diamètre et de focales 150 mm (pour L1) et 500 mm (pour L2) en configuration foyer-infini-foyer, ce qui permet un grandissement théorique de 3,33. Il est possible de déterminer la valeur du grandissement expérimentalement en laissant tomber un nuage d'atomes et en mesurant sa position pour différents temps de vol [Maussang, 2010]. Dans la pratique, nous trouvons un grandissement de $3,8 \mu\text{m}/\text{pixel}$ avec cette méthode. La taille d'un pixel de la caméra dans l'espace image est de $13 \mu\text{m}$, ce qui fait environ $3,4 \mu\text{m}$ dans l'espace objet. Le temps d'exposition du capteur est de 2 ms, et la durée de l'impulsion laser de détection est de $35 \mu\text{s}$.

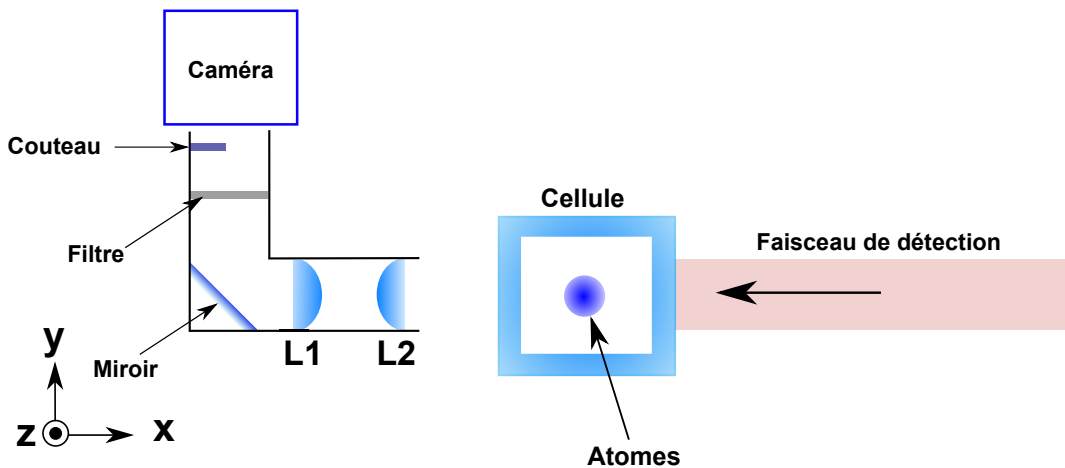


FIGURE 3.14 – Schéma du dispositif d'imagerie par absorption de l'expérience.

3.5.3 Protocole d'imagerie

La détection se fait après un temps de vol (ou TOF pour *time of flight*). Cela consiste à ouvrir le piège, et donc couper tous les champs magnétiques par extinction de tous les courants. Le nuage commence donc à s'étendre dans toutes les directions sous l'effet de la température [Brzozowski *et al.*, 2002], et à chuter sous l'effet de la gravité car il n'est plus piégé. Pendant la détection, un champ de biais B_{img} ¹⁶ unidirectionnel d'environ 1 Gauss est utilisé comme champ de quantification pour faire des transitions σ^+ , car la section efficace d'absorption est plus grande sur cette transition [Steck, 2003]. Nous avons deux modes de détection possible : 1) la détection simple avec une impulsion laser du faisceau de détection, et 2) la double détection avec deux impulsions.

Détection simple

La **détection simple** est utilisée quand on souhaite imager un état à la fois (les atomes dans $F = 2$, ou les atomes dans $F = 1$). Elle correspond à la technique d'imagerie par absorption décrite précédemment. Le faisceau de détection est résonnant sur la transition $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \iff |5^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et permet donc d'imager les atomes qui sont dans l'état $F = 2$. Pour imager un nuage d'atomes dans $F = 1$, le processus est identique, à la différence près qu'il faut repomper au préalable le nuage dans $F = 2$. Cela se fait avec le faisceau repompeur issu des fibres optiques X1, X2 et H¹⁷(voir la figure 3.18). Ainsi, 100 μs avant la fin du temps de vol choisi, une impulsion de 100 μs de repompeur est envoyée aux atomes, immédiatement suivie de l'impulsion de détection.

Cependant, si on considère maintenant un nuage composé d'atomes dans $F = 1$ et dans $F = 2$, il est nécessaire d'expliquer plus en détails quelques cas particuliers. Pour cela on note N_{11} le nombre d'atomes initialement dans $F = 1$, N_{21} le nombre d'atomes initialement dans $F = 2$, N_{tot} le nombre d'atomes total tel que $N_{tot} = N_{21} + N_{11}$, et N_{atomes} le nombre d'atomes détecté.

1. La détection exclusive de $F = 2$ dans un nuage composé de $N_{tot} = N_{11} + N_{21}$ se fait simplement par l'envoi d'une impulsion laser du faisceau de détection puisque ce faisceau n'est résonnant qu'avec les atomes dans $F = 2$. Après détection on trouve $N_{atomes} = N_{21}$.
2. La détection exclusive de $F = 1$ nécessite de chasser au préalable les atomes dans $F = 2$ du champ d'exposition de la caméra, sinon on va détecter l'ensemble des atomes et trouver $N_{atomes} = N_{11} + N_{21}$. En effet, si des atomes sont déjà présents dans $F = 2$ avant le repompage de ceux dans $F = 1$, ces derniers vont participer à l'absorption au même endroit et le signal sera plus élevé : on comptera d'avantage d'atomes dans $F = 1$ qu'il n'y en avait initialement. On chasse donc les atomes de $F = 2$ pendant le TOF en envoyant une impulsion de 100 μs du faisceau refroidisseur dans les fibres X1, X2 et H. Les atomes ayant

16. Ce petit champ de biais étant homogène dans l'espace, il ne permet pas de retenir piégés les atomes.

17. On rappelle que ces faisceaux n'illuminent pas le capteur de la caméra, il n'y a donc pas de détection.

une vitesse bien plus faible que la vitesse de recul induite par l'absorption d'un photon de refroidisseur, ces derniers vont en fait se réchauffer et s'étendre plus rapidement que ceux de $F = 1$. Ainsi, si on attend $200 \mu\text{s}$ après l'impulsion du refroidisseur avant d'envoyer l'impulsion du repompeur suivi de celle de la détection, les atomes initialement dans $F = 2$ vont sortir du champ de la caméra et on détectera $N_{\text{atomes}} = N_{11}$.

3. Il peut être utile de détecter simultanément les deux états, dans ce cas, on suit la même séquence décrite au point précédent, mais sans impulsion du faisceau refroidisseur, et on détecte alors $N_{\text{atomes}} = N_{\text{tot}} = N_{21} + N_{11}$.

Toutefois, ce dernier cas n'apporte pas d'information en terme de nombre sur la répartition des populations entre les deux états, ce qui est pourtant primordial lorsque l'on veut par exemple observer des franges d'interférences lors de séquences de type Ramsey.

Double détection

La **double détection** est utilisée quand on souhaite imager et distinguer spatialement deux états sur la même image ($F = 2$ et $F = 1$); cela permet de compter combien d'atomes nous avons dans chaque état. Dans cette configuration, une première impulsion à résonance avec la transition $|F = 2\rangle \iff |F' = 3\rangle$ est envoyée sur les atomes peu de temps après avoir coupé les champs magnétiques. Les atomes dans $F = 2$ laissent leurs empreintes sur le capteur, tandis que les atomes dans $F = 1$ ne sont pas affectés, et continuent leur chute libre. Après quelques centaines de microsecondes, les atomes dans $F = 2$ sont chassés hors du champ de la caméra grâce aux impulsions transférées par les photons du faisceau de détection. Pendant ce temps, on vient repomper les atomes de $F = 1$ vers $F = 2$, puis on envoie une seconde impulsion du faisceau de détection. Cette deuxième impulsion laisse sur le capteur une seconde empreinte correspondant aux atomes précédemment dans l'état $F = 1$. On se retrouve donc avec deux empreintes sur le capteur. Pour éviter un recouvrement spatial et donc distinguer les deux empreintes, il est nécessaire de laisser le nuage dans l'état $F = 1$ tomber un certain temps après la détection de $F = 2$. Il est possible d'accélérer la chute des atomes en utilisant un petit gradient de champ magnétique vertical de l'ordre de quelques G/cm. Cela permet de trouver un compromis entre résoudre chaque nuage, et garder un temps de vol faible. En effet plus le TOF est grand, plus les nuages s'étendent sous l'effet de la température, ce qui *in fine* diminue la densité optique et donc le rapport signal à bruit sur le nombre d'atomes.

La prise des deux images avec (image A) et sans atomes (image B) doit se faire dans un intervalle de temps réduit pour limiter les déplacements mécaniques des lentilles et autres optiques à travers lesquels le faisceau se propage afin d'éviter le changement de la figure d'interférence de ce faisceau. Le capteur n'étant pas assez rapide pour prendre ces deux images à la suite, on utilise une technique appelé *frame transfer* [Maussang, 2010, Böhi, 2010]. Cette technique consiste à

utiliser la moitié des pixels du capteur comme espace de stockage temporaire (la moitié basse, qui est obstruée par un couteau) et l'autre moitié comme espace d'acquisition (partie haute, qui elle est sur la ligne de visée capteur - atomes - faisceau de détection). Ainsi, lors de la prise de la première image, l'image avec atome se retrouve sur la partie haute du capteur. Juste après cette prise d'image, les informations sont ensuite transférées du haut vers le bas du capteur pour y être temporairement stockées. Ce processus nécessite 4 ms. Vient ensuite la prise de l'image blanche où seule la partie haute du capteur est réécrite. On lit et sauvegarde ensuite les données du capteur, où la moitié haute correspond à l'image blanche et la moitié basse à l'image avec atomes. Cette lecture du capteur prend environ une seconde.

3.5.4 Correction du bruit

Lumière parasite et courant d'obscurité

Un peu de lumière ambiante (à 780 nm) ainsi que les courants d'obscurités du capteur viennent également se mélanger aux données durant l'acquisition du signal d'absorption par le capteur de la camera. Il est donc nécessaire d'acquérir des images sans impulsion laser afin de retirer ce bruit. Une première image A d'intensité I_{ASI} qui est à soustraire à l'image avec atome, puis une seconde image B d'intensité I_{BSI} qui est à soustraire à l'image blanche. Les intensités corrigées sont donc :

$$I_{Acorr} = I_A - I_{ASI} \quad \text{et} \quad I_{Bcorr} = I_B - I_{BSI} \quad (3.10)$$

L'acquisition de ces images nécessite donc quelques secondes après la dernière prise d'image avec le laser. En utilisant (3.10), la densité colonne (3.8) dans le cas de la détection simple peut donc se réécrire n_{corr} :

$$n_{corr}(x, y) = \frac{1}{\sigma_0} \ln \left(\frac{I_{Bcorr}}{I_{Acorr}} \right) + \frac{(I_{Bcorr} - I_{Acorr})}{\sigma_0 I_{sat}} \quad (3.11)$$

Et dans le cas de la double détection nous avons $n_{corr} = n_{1corr} + n_{2corr}$, où n_{1corr} est la densité colonne corrigée des atomes dans l'état $F = 1$, et n_{2corr} pour $F = 2$. On a donc dans le cas où les deux nuages ne se recouvrent pas :

$$\sigma_0 n_{corr}(x, y) = \sigma_0 \left(n_{1corr}(x, y) + n_{2corr}(x, y) \right) \quad (3.12)$$

$$= \ln \left(\frac{I_{Bcorr}}{I_{A1corr}} \right) + \frac{(I_{Bcorr} - I_{A1corr})}{I_{sat}} + \ln \left(\frac{I_{Bcorr}}{I_{A2corr}} \right) + \frac{(I_{Bcorr} - I_{A2corr})}{I_{sat}} \quad (3.13)$$

$$= \ln \left(\frac{I_{Bcorr}^2}{I_{A1corr} I_{A2corr}} \right) + \frac{(2I_{Bcorr} - I_{A1corr} - I_{A2corr})}{I_{sat}} \quad (3.14)$$

La reconstruction d'une image en simple détection nécessite donc quatre impulsions laser sur le capteur, tandis que la double détection en nécessite huit.

Reconstruction artificielle de l'image blanche

Le faisceau de détection présente des franges d'interférences comme cela est visible sur la figure 3.13. Si le faisceau est légèrement perturbé - par exemple par une lentille qui a un peu bougé - entre l'acquisition de l'image blanche et l'acquisition de l'image avec atomes, les figures d'interférences risquent de ne plus se superposer par endroit, et donc de ne plus se soustraire sur l'image finale. C'est un problème car cela induit un bruit sur la mesure des populations. Une solution pour diminuer ce bruit est la méthode *eigenface* utilisée en reconnaissance faciale

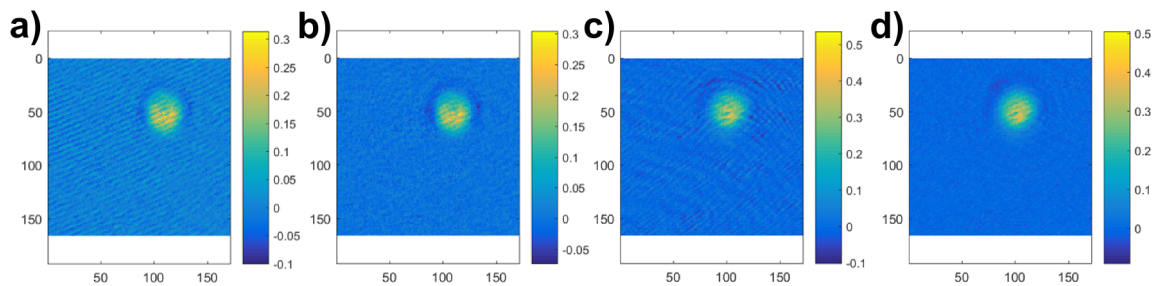


FIGURE 3.15 – Image des atomes en densité optique obtenue par absorption depuis la caméra Andor. Pour a) et c) (sans correction de bruit) on a utilisé l'image blanche originale, tandis que pour b) et d) (avec correction du bruit) on a utilisé une image blanche qui a été reconstruite. b) correspond au même nuage d'atomes que a), et d) au même que c). On constate que la présence des artefacts due aux interférences du laser de détection est atténuée.

[Sirovich et Kirby, 1987, Turk et Pentland, 1991, Li *et al.*, 2007]. Cette technique consiste à accumuler un grand nombre d'images blanches pour constituer une base d'images blanches W_k , puis de reconstruire à partir d'une combinaison linéaire de ces images, une image blanche artificielle W_{corr} qui correspond mieux à la figure d'interférence de l'image avec atomes que l'image blanche B acquise juste après l'acquisition de l'image avec atomes A [Ockeloen *et al.*, 2010]. Nous posons donc pour l'image blanche artificielle :

$$W_{corr} = \sum_{k=0}^N C_k W_k \quad (3.15)$$

où les C_k sont les coefficients de pondération et W_k est la k^{eme} image blanche de la base des images blanches. Pour trouver les C_k , on cherche ensuite à minimiser J défini comme :

$$J = \sum_{pixels} (M * A - M * W_{corr})^2 \quad (3.16)$$

avec A l'image avec atomes, M une matrice masque de même taille que l'image A où chaque élément est nul aux positions où des atomes sont présents, et égale à 1 partout ailleurs. On note $*$ le produit matriciel d'Hadamard, c'est à dire le produit terme à terme de chaque matrice. Ce problème de minimisation se simplifie par la résolution de $\frac{\partial J}{\partial C_p} = 0$ pour tous les C_p :

$$\forall p \in [0, 1, \dots, N], \quad \sum_{pixels} M * (A * W_p) = \sum_{k=0}^N C_k \sum_{pixels} M * (W_p * W_k) \quad (3.17)$$

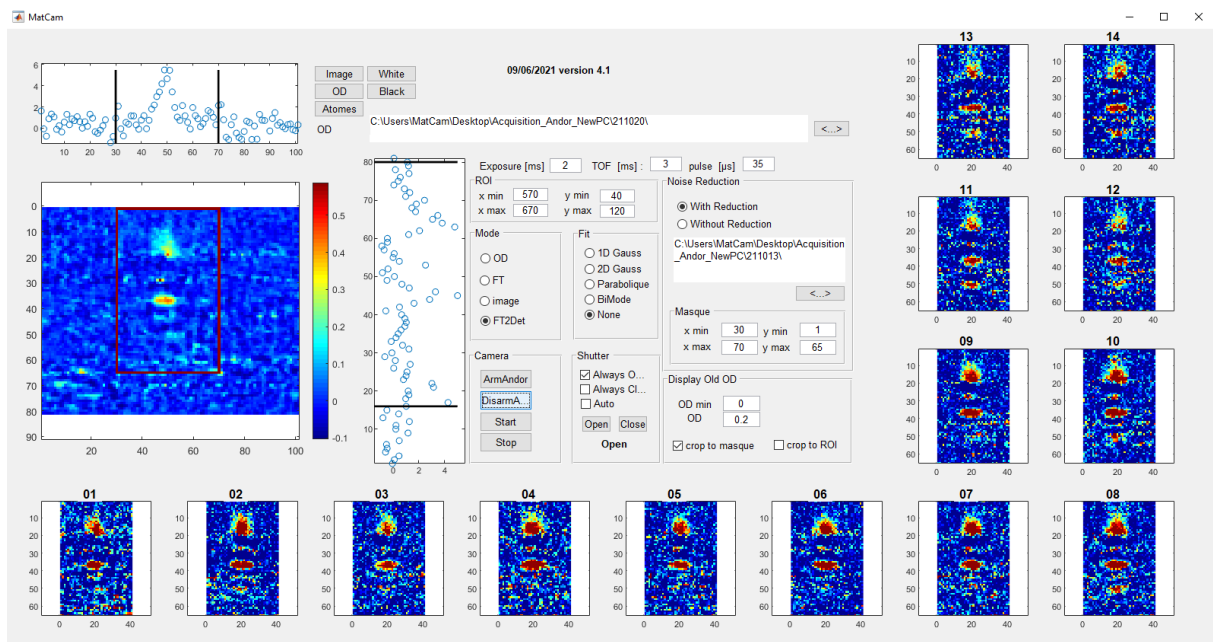


FIGURE 3.16 – Capture d’écran de l’interface MatCam, qui nous sert à piloter la caméra Andor. À gauche il s’agit de la dernière acquisition d’image, et en miniatures autour de la fenêtre nous affichons les précédentes acquisitions.

La résolution de ce système d’équations est très rapide, même avec une base blanche de 500 images. Cela nous permet de reconstruire l’image blanche en moins d’une seconde après avoir obtenu l’image avec atomes, puis de l’afficher immédiatement dans MatCam (notre programme d’interface graphique et de gestion de la caméra sous MatLab) sur un ordinateur dédié. La base blanche peut être fixe et changée manuellement lorsque c’est nécessaire, ou être glissante avec l’acquisition des données où la dernière acquisition d’image blanche entre dans la base, tandis que la plus ancienne en est éjectée. Cela permet d’adopter la base à l’évolution de la figure d’interférence du laser de détection.

3.5.5 Détection à proximité de la puce et détermination de la distance nuage - puce

Pour caractériser un piège, il est intéressant de déterminer la distance entre ce piège et la puce. Cela permet de connaître la distance du nuage aux guides d’ondes, et d’en déduire un ordre de grandeur des pulsations de Rabi créé par ces guides d’ondes.

Le faisceau de détection arrive avec un petit angle¹⁸ lorsqu’il vient raser la surface de la puce. La surface de la puce étant partiellement réfléchissante à 780 nm, une partie du faisceau est réfléchi (voir figure 3.17 (a)). Le faisceau de détection peut alors illuminer le nuage de deux côtés quand ce dernier se trouve très proche de la surface de la puce. Cela va avoir pour effet de produire deux trous dans le faisceau de détection, et donc deux taches comme on peut le voir sur la figure 3.17 (b). La distance entre les taches nous donne la distance du nuage à la puce par la relation $\Delta y = 2z_0$, où z_0 est la distance du nuage à la puce.

18. De l’ordre de quelques degrés.

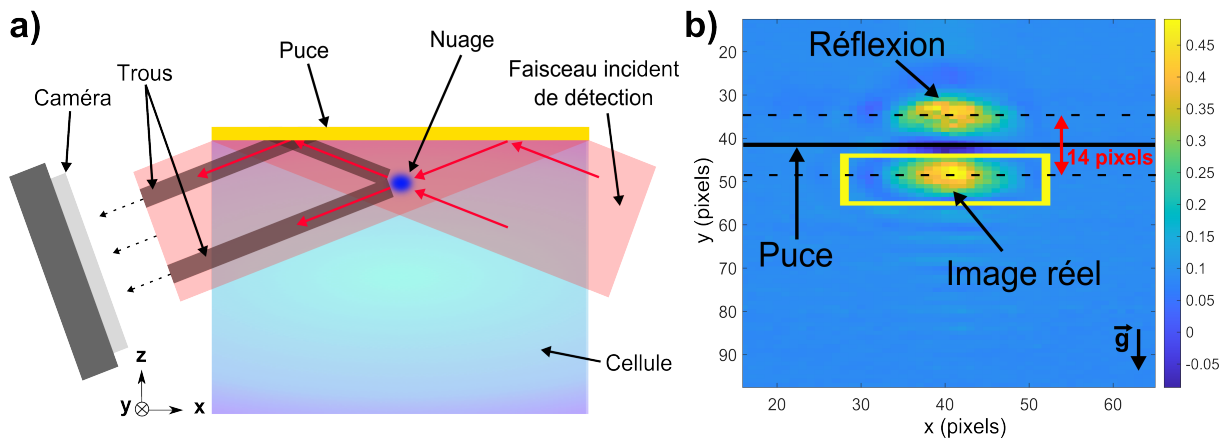


FIGURE 3.17 – (a) Schéma de la réflexion du faisceau de détection sur la surface de la puce. L'angle d'incidence est volontairement exagéré pour une meilleure compréhension. Le nuage d'atomes représenté en bleu produit deux ombres (ou trous) dans le faisceau. (b) Détermination de la distance du nuage à la puce. Le trait noir continu horizontal entre les deux taches jaunes représente la position de la surface de la puce. Les traits horizontaux en pointillés marquent le centre de chaque nuage. Sachant que nous avons un grossissement de $3,8 \mu\text{m}/\text{pixel}$, et $\Delta y = 14 \text{ pixels}$, on a $z_0 \approx 26 \mu\text{m}$. Le rectangle jaune entourant le nuage du bas définit la région d'intérêt pour compter les atomes.

3.6 GoodTime et séquençage de l'expérience

3.6.1 Pilotage

La séquence entre le début du chargement d'un nuage d'atomes dans le MOT jusqu'à sa détection peut être décomposée en un certain nombre d'étapes. Il est impensable de réaliser toutes ces étapes manuellement. L'ensemble de l'expérience est donc automatisé et piloté par ordinateur à travers un logiciel d'interface nommé GoodTime¹⁹. Chaque étape est codée dans un programme où chaque commande sera exécutée dans un certain ordre et commandera la plupart des appareils durant chaque phase de l'expérience. Comme nous l'avons vu précédemment, le rafraîchissement de ces commandes se fait tous les $100 \mu\text{s}$. Le code que nous utilisons pour faire une séquence d'interférométrie en mode "accéléromètre" fait environ 2000 lignes.

L'ordinateur dédié à GoodTime commande des cartes National Instrument²⁰ qui totalisent 64 sorties binaires 0/5V et 44 sorties analogiques -10/10V, ainsi que des ports GPIB. Ces sorties pilotent l'ensemble des alimentations de courant pour les bobines, des sources RF et micro-ondes ainsi que de leurs atténuateurs variables et interrupteurs, des obturateurs mécaniques, des AOM et de la caméra Andor. La référence [Huet, 2013] donne plus d'informations sur cette architecture.

Tous les générateurs radio-fréquences et micro-ondes sont synchronisés sur un même signal de 10 MHz fourni par un quartz stabilisé sur l'horloge du GPS, modèle GPS-10 de chez Menlo Systems, dont la stabilité en fréquence est, en relatif, de 5×10^{-12} à une seconde et reste sous les 10^{-12} sur le long terme.

19. Développé par Jakob Reichel.

20. NI PCI-6723, NI PCI-6733 et NI PCIe-6363

3.6.2 Description d'une séquence type

Une séquence type du début du chargement du MOT à la fin de la détection des atomes dure une quinzaine de secondes. Ce temps est pour l'instant important, mais on peut le raccourcir à environ 2 secondes en optimisant le MOT2D pour accélérer le chargement du MOT3D. Avec un MOT2D bien optimisé, il est possible de charger 10^9 atomes dans un MOT3D en environ 200 ms [Farkas *et al.*, 2010, Dupont-Nivet, 2016].

Piège magnéto-optique à 2D et pushbeam

Notre source de rubidium est parcourue par un courant de 4,3 A et produit une vapeur atomique de façon continue dans la cellule du bas. Cette vapeur est refroidie à l'intérieur de la cellule dans un plan horizontal à l'aide de deux paires de faisceaux laser contrapropageants, comportant la fréquence du refroidisseur ainsi que celle du repompeur. Avec l'aide d'aimants disposés autour de la cellule ainsi qu'un faisceau pousseur (ou *pushbeam*), nous obtenons un MOT2D+ (voir la figure 3.18). Le pushbeam est aligné verticalement dans l'axe du MOT2D+ et de l'orifice. Un faisceau vertical d'atomes est ainsi créé, permettant de charger la cellule du haut en atomes. Le pushbeam peut être coupé²¹ rapidement (≈ 1 ms) à l'aide d'un obturateur mécanique, ce qui diminue significativement le flux d'atomes entre les deux cellules.

Désorption atomique induite par la lumière

En supplément du MOT2D et du pushbeam, nous utilisons un mélange d'une vingtaine de LED UV²² disposées autour des hublots du MOT2D+, que nous allumons en continu lors des expériences et éteignons chaque soir. La lumière UV permet de désorber les atomes de rubidium des parois intérieures des hublots et d'augmenter la pression résiduelle en rubidium dans la cellule. En effet les hublots (et les parois intérieures de la croix en acier, dans une moindre mesure) agissent comme des pompes car le rubidium s'y adsorbe facilement. Cette technique s'appelle désorption atomique induite par la lumière (ou LIAD en anglais) et permet de charger des nuages bien plus gros, et bien plus vite dans le MOT3D [Anderson et Kasevich, 2001, Atutov *et al.*, 2003, Klempt *et al.*, 2006].

Piège magnéto-optique à 3D

Le MOT3D est formé par trois faisceaux laser rétro réfléchis, ainsi que d'un minimum local non nul de champ magnétique créé par trois paires de bobines, dont une en configuration anti-Helmholtz (voir les figures 3.18 et 3.19) [Gajda et Mostowski, 1994, Devlin et Tarbutt, 2016]. Ce piège est chargé à l'aide du flux d'atomes issu de la cellule du bas, et la durée de chargement utilisée est d'une dizaine de secondes; c'est la phase qui prend le plus de temps dans notre expérience. Bien que le piège soit entièrement chargé en quelques secondes, nous utilisons une

21. Ce que nous faisons, entre le MOT3D et le CMOT.

22. Le pic d'émission est centré 400 nm

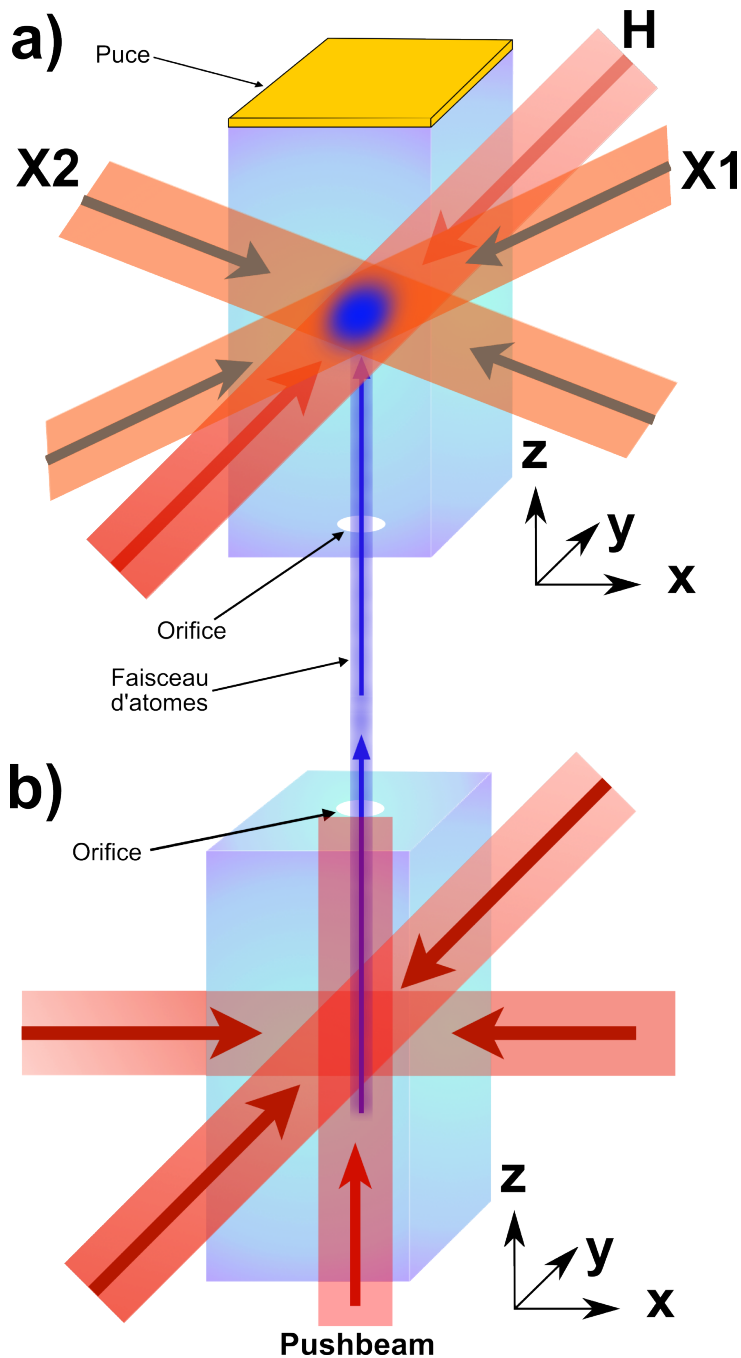


FIGURE 3.18 – a) Schéma du MOT3D. Trois paires de faisceaux laser contrapropageants et des bobines (non représentées) permettent d'obtenir un piège magnéto-optique à 3 dimensions. Le faisceau H est orienté selon l'axe des Y, tandis que X1 et X2 sont dans le plan XZ. b) Schéma du MOT2D+. Une paire de faisceaux laser contrapropageant (en rouge dans le plan XY) et des aimants (non représentés) permettent d'obtenir un jet d'atomes collimaté (en bleu) qui va venir charger la cellule du haut, en passant par l'orifice (qui n'est pas à l'échelle). Le pushbeam est dans l'axe du faisceau d'atomes selon l'axe Z.

durée plus longue par sécurité vis-à-vis de la dissipation de chaleur par la puce. Pendant cette phase, on maintient la puissance et la fréquence des laser constants.

Piège magnéto-optique comprimé (CMOT)

À la fin du MOT3D, le nuage est à environ $200 \mu\text{K}$, ce qui est encore trop chaud pour être transféré sur la puce car la profondeur de nos pièges magnétiques créés par les fils de la puce n'est que de quelques dizaines de μK . Il est donc nécessaire de refroidir d'avantage les atomes. Pour ce faire, nous comprimons le MOT3D en augmentant le gradient de champ magnétique (jusqu'à 20 Gauss/cm) en 25 ms . Puis, nous diminuons en 2 ms la puissance du laser refroidisseur et augmentons son désaccord (jusqu'à 4Γ) pour limiter le chauffage par émission spontanée [Metcalf et Van der Straten, 2012]. Cela permet d'abaisser la température du nuage

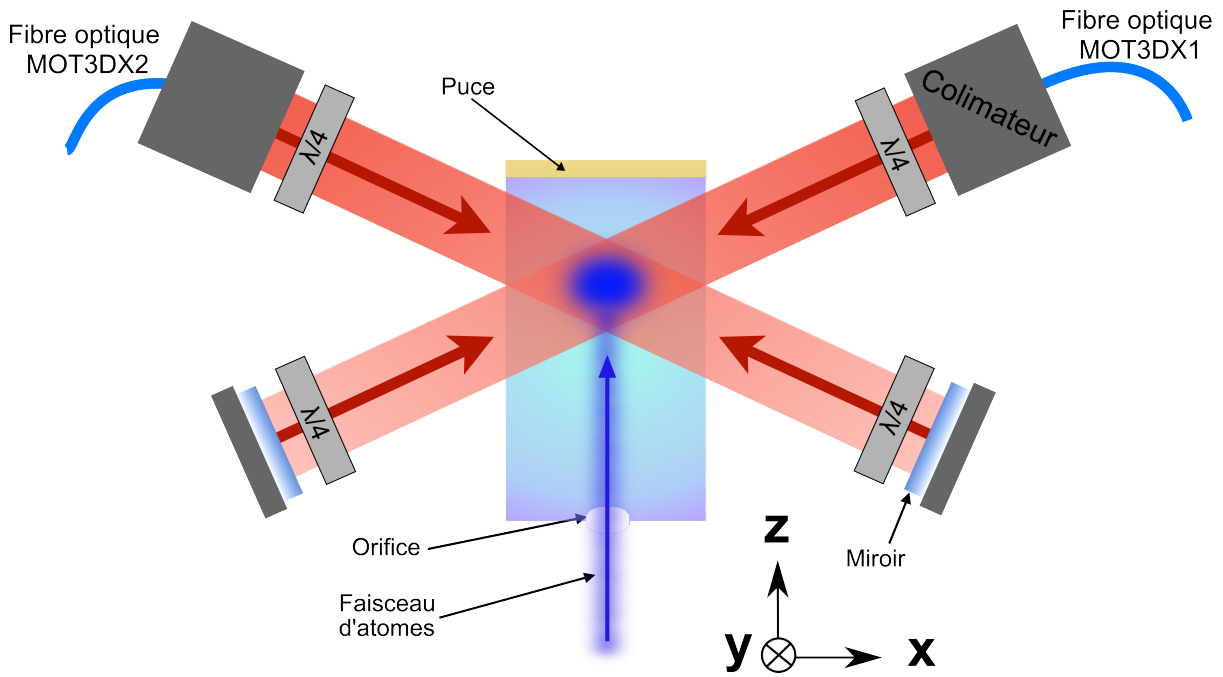


FIGURE 3.19 – Schéma du MOT3D vue de face. Le faisceau horizontal H selon l'axe y n'est pas représenté.

à moins de $100 \mu\text{K}$ ²³ [Dalibard et Cohen-Tannoudji, 1989], de réduire son étendue à une taille d'environ 1 mm et de le rapprocher de la puce.

Mélasse optique

Il est possible de réduire d'avantage la température du nuage en utilisant une mélasse optique avec des faisceaux en polarisation $\sigma^+ - \sigma^-$ [Dalibard et Cohen-Tannoudji, 1989, Walhout *et al.*, 1992] : cela donne lieu à un gradient de polarisation²⁴. Cette étape est initiée juste après la phase CMOT, nous coupons les courants dans les bobines²⁵ et laissons les faisceaux de refroidisseur et repompeur allumés. Le décalage en fréquence du refroidisseur est jusqu'à 12Γ et son intensité est un peu réduite. Cette phase ne dure que 4 ms et permet de descendre à environ $20 \mu\text{K}$ comme on peut le voir figure 3.20, où la température a été déterminée à partir de l'expansion libre du nuage pour différents temps de vol (TOF) en utilisant la relation suivante [Brzozowski *et al.*, 2002] :

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2 \quad (3.18)$$

avec $\sigma(t)$ l'écart type issu de l'ajustement du profil du nuage par une distribution gaussienne au temps t , $\sigma_0 = \sigma(t = 0)$, k_B la constante de Boltzmann, T la température et m la masse d'un atome de rubidium 87.

23. Soit une température inférieure à la limite Doppler du rubidium ($140 \mu\text{K}$).

24. PGC ou polarization gradient cooling.

25. En pratique on laisse un petit biais magnétique pour essayer d'annuler le champ magnétique résiduel au niveau des atomes.

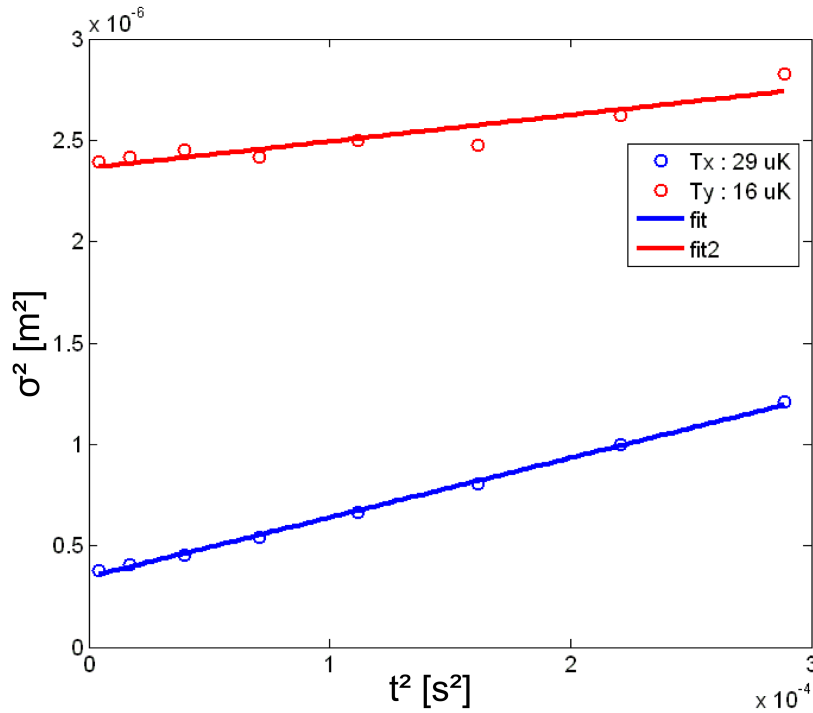


FIGURE 3.20 – Largeur du nuage au carré selon un axe, en fonction du temps de vol au carré : la pente de la courbe est proportionnel à la température. T_x correspond à la température déterminée à partir de l'expansion selon l'axe x et T_y selon y . La pente des deux courbes n'est pas exactement la même car la présence d'un gradient de champ magnétique résiduel peut modifier l'expansion.

Pompage optique

À la fin de la mélasse optique, les atomes sont répartis dans les sous niveaux $m_F = -2, -1, 0, 1$ et 2 de $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$, or seuls ceux dans $m_F = 1$ et 2 sont piégeables magnétiquement. Il est donc nécessaire de pomper les atomes dans un sous niveau piégeable. On utilise pour cela le faisceau **Pompe22** réglé à résonance sur $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \iff |5^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ ainsi qu'un petit champ magnétique de quantification dans la direction du faisceau. Ce faisceau passe par la même fibre que le faisceau de détection. Le faisceau est polarisé en σ^+ , et met ainsi en résonance les sous niveaux $m_f = n$ de $|F = 2\rangle$ aux $m_f = n+1$ de $|F' = 2\rangle$. On allume aussi le repompeur à travers les faisceaux du MOT3D pour éviter de perdre tous les atomes dans $F = 1$. *In fine*, tous les atomes se retrouvent pompés dans $|F = 2, m_F = 2\rangle$ après un certain nombre de cycles d'absorption - émission, voir la figure 3.21.

Nous choisissons l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ car il a l'avantage d'avoir un moment magnétique 2 fois plus grand que $|F = 2, m_F = 1\rangle$ ²⁶, ce qui lui permet de voir des pièges magnétiques deux fois plus raides que $m_F = 1$ à courant donné, et donc de ménager les fils DC de la puce d'un point de vue dissipation thermique. À la fin de cette phase et jusqu'à la détection, tous les faisceaux laser sont coupés. C'est le moment de transférer les atomes vers la puce.

26. De plus, l'état $|F = 2, m_F = 1\rangle$ n'est pas accessible par le mécanisme de pompage optique discuté ici.

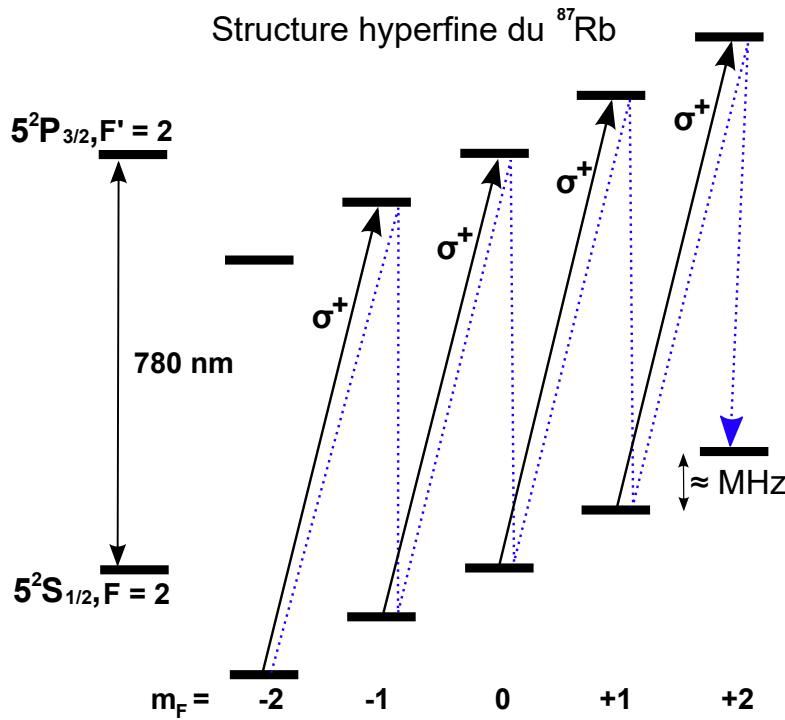


FIGURE 3.21 – Le faisceau Pompe22 est polarisé en σ^+ , et il met en résonance les sous niveaux $m_F = n$ de $|F = 2\rangle$ aux $m_F = n+1$ de $|F' = 2\rangle$. La flèche en pointillé bleu image graphiquement le passage d'un sous niveau à un autre effectué par les atomes. Les atomes peuvent aussi retomber dans un sous niveau $m_F = n+1$ de $|F = 2\rangle$ depuis un état $m_F = n$ de $|F' = 2\rangle$.

Transfert sur la puce

Le nuage est maintenant suffisamment froid, et préparé dans un état piégeable magnétiquement et peut donc être transféré sur la puce, mais ce dernier se trouve encore à une distance d'environ 1 cm de la puce. Il n'est pas envisageable d'utiliser les fils de la puce pour le transfert car cela nécessiterait un courant trop intense, bien au delà de ce que les fils peuvent supporter. Nous avons donc recouru à la bobine en Z se trouvant au dessus de la puce. Les fils de cette dernière permettent d'envoyer des impulsions de 20 A.

Avant le transfert et juste après le pompage optique, nous devons d'abord effectuer une rotation de 90° du champ de quantification dans le plan horizontal pour l'aligner avec la polarisation du champ du fil en Z, afin de s'assurer du suivi adiabatique du *spin* des atomes. Puis, 20 A sont aussitôt envoyés dans la bobine en Z, tandis qu'au même moment un champ de biais important est produit par les bobines du MOT3D, ce qui a pour effet de créer un piège magnétique. Puis, graduellement en 200 ms, le courant de la bobine en Z est réduit à 11 A, tandis que ceux des bobines du MOT3D augmentent : le piège se rapproche ainsi de la puce jusqu'à $500 \mu\text{m}$ de la surface. Les fils de la puce sont ensuite progressivement allumés et le courant de la bobine en Z ramené à 0 : le transfert entre les pièges magnétiques de la bobine en Z et celui de la puce est en court. Une fois le courant dans la bobine en Z ramené à 0, le transfert est fini et les atomes sont maintenant piégés au voisinage de la surface de la puce.

Refroidissement par évaporation

Le refroidissement par évaporation nous permet de refroidir d'avantage le nuage d'atome et d'atteindre des températures de l'ordre de la centaine de nanokelvin. Cette étape dure environ 2 secondes et se fait au prix d'une perte d'un certain nombre d'atomes²⁷. On utilise en tout cinq rampes radio-fréquences de refroidissement, distribuées dans trois pièges distincts, voir la figure 3.22. La première rampe (linéaire) de 200 ms se fait dès la fin du transfert sur la puce, dans un piège fortement comprimé de fréquences propres $(f_x; f_y; f_z) = (5,1; 0,423; 5,12)$ kHz. Nous tournons ensuite le piège²⁸ en 45 ms afin d'avoir l'axe mou du piège perpendiculaire aux guides d'ondes de la puce²⁹, puis reprenons l'évaporation (toujours linéaire) dans un piège tout aussi comprimé pendant 800 ms. On décomprime ensuite le piège suivant en diminuant les courants de la puce et des bobines de biais. Les nouvelles fréquences du piège sont $(2,46; 0,38; 2,49)$ kHz. Dans ce piège, on évapore pendant 1 seconde avec une rampe exponentielle³⁰. Le piège est enfin décomprimé vers le piège où va se dérouler le STIRAP.

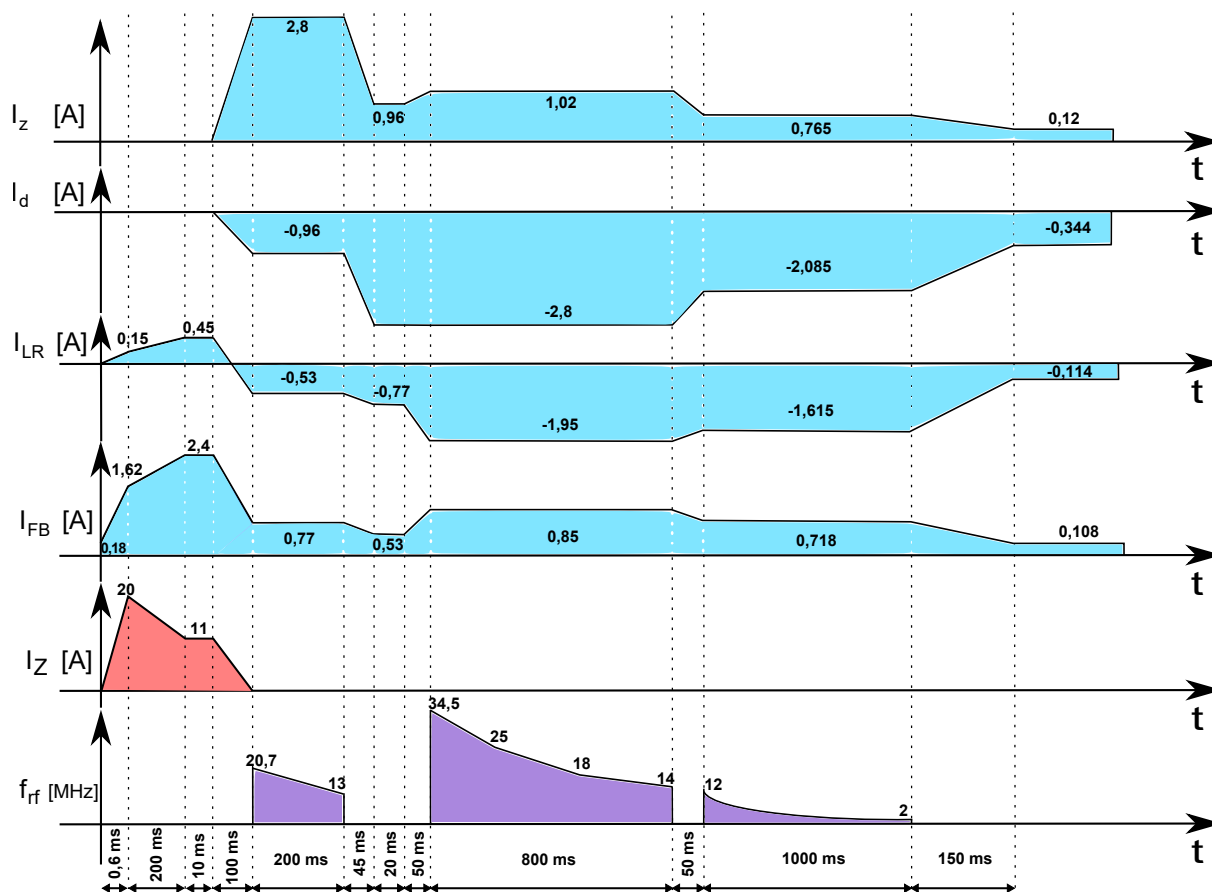


FIGURE 3.22 – Évolution des courants dans les fils de la puce et des bobines de biais (bleu), de la bobine en Z (rouge), et des rampes RF d'évaporation (violet) en fonction du temps. L'origine des temps sur la figure coïncide avec la fin du pompage optique, pour finir dans le piège du STIRAP.

27. On a vu dans le chapitre 2 qu'on laissait sortir du piège les atomes les plus chauds, et qu'en laissant ensuite le nuage thermaliser la température moyenne du nuage était plus faible.

28. On échange la valeur du module des courants entre les deux fils de la puce, et entre les deux champs de biais, mais sans changer les signes.

29. On a vu qu'il était plus facile dans cette configuration de séparer les atomes.

30. Plus on se rapproche de la valeur du fond de piège, et plus il faut aller doucement.

STIRAP

Le nuage d'atomes est dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ depuis le pompage optique, seulement les états qui nous intéressent pour l'interférométrie sont les états $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$. Ces derniers ont le même moment magnétique, et quand la valeur du champ magnétique au fond du piège est égale à celle du « champ magique », ils voient les mêmes potentiels de piégeages. Nous devons donc transférer les atomes dans un de ces deux états. Pour cela nous utilisons une technique appelée *STImulated Raman Adiabatic Passage (STIRAP)*, qui consiste à utiliser des transitions à deux photons en passant par un état intermédiaire sans le peupler : on suit adiabatiquement l'état propre qui couple $|2, 2\rangle$ et $|2, 1\rangle$, mais qui ne dépend pas de l'état intermédiaire $|1, 1\rangle$.

La simulation sur l'efficacité du transfert STIRAP de la figure 3.24 est comparée à la cartographie expérimentale de l'efficacité de transfert (voir la figure 3.25 en fonction de δ et Δ , que l'on fait varier à l'aide des paramètres expérimentaux f_{rf} et f_{mw} avec $\Delta = 2\pi f_{mw} - (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ et $\delta = 4\pi f_{rf} - (\omega_{01} - \omega_{02})$.

Le STIRAP permet donc dans la pratique de transférer le nuage dans un des deux états de l'interféromètre avec une efficacité de transfert supérieure à 90%, tel qu'on peut le voir sur la figure 3.23 où on présente une mesure d'un nuage sans et avec STIRAP.

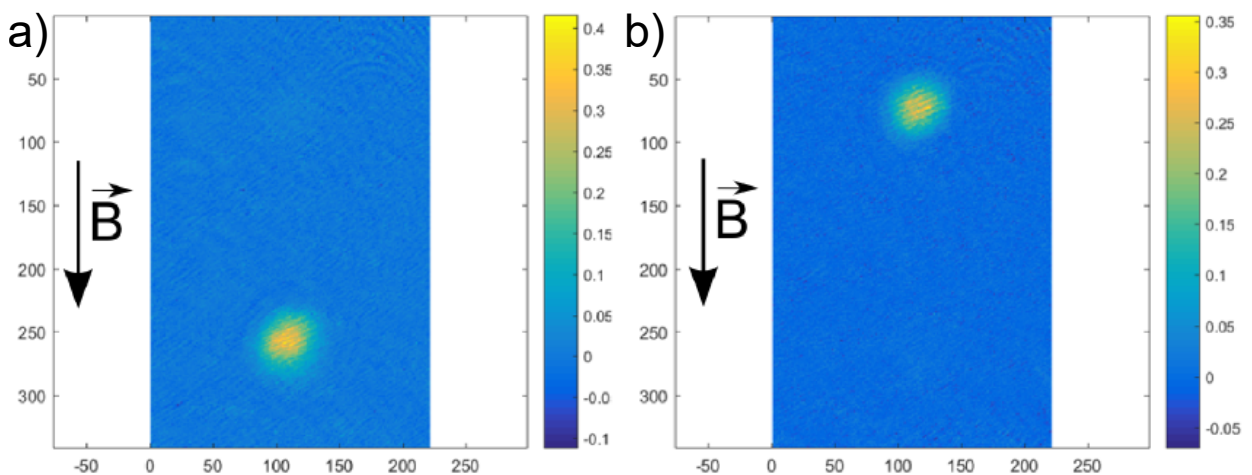


FIGURE 3.23 – Représentation en densité optique des nuages d'atomes, sans (a) et avec (b) STIRAP. Pendant le TOF, nous appliquons un gradient de champ magnétique pour séparer spatialement $|2, 2\rangle$ et $|2, 1\rangle$, dû à leur différent moment magnétique. Cela permet lors de la détection d'identifier et de quantifier le nombre d'atomes dans chaque état, mais aussi de vérifier l'efficacité du transfert. Lors du STIRAP, le champ magnétique au fond du piège est de 2,255 Gauss. On utilise $f_{mw} = 6,838600$ GHz, et $f_{rf} = 798$ kHz.

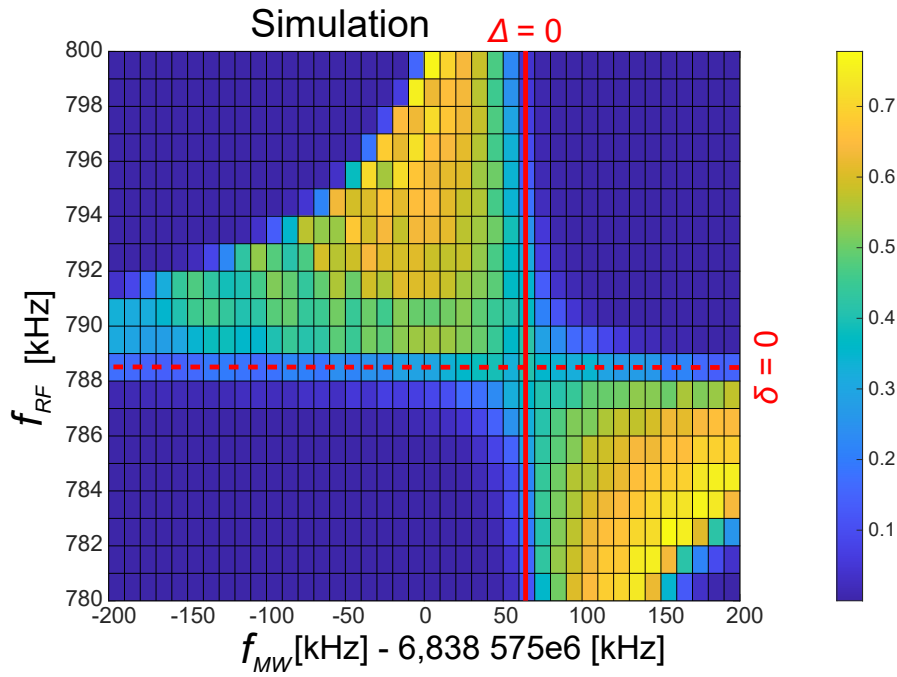


FIGURE 3.24 – Simulation de l'efficacité de transfert du STIRAP en fonction de f_{rf} et f_{mw} avec $\Delta = 2\pi f_{mw} - (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ et $\delta = 4\pi f_{rf} - (\omega_{01} - \omega_{02})$, en utilisant la matrice densité du système [Dupont-Nivet, 2016]. Dans la simulation on prend comme paramètre $\max(\Omega_1) = 2\pi \times 83,4$ kHz, $B_{bot} = 2,255$ Gauss, $\Gamma = 2\pi \times 100$ s $^{-1}$, $\max(\Omega_2)/\max(\Omega_1) = 0,243$ et $\Gamma_{col} = 2\pi \times 54$ s $^{-1}$, où Ω_1 est la pulsation de Rabi liée à l'onde ω_1 , B_{bot} est la valeur du champ magnétique au fond du piège dans lequel est réalisé le STIRAP, Γ est le taux de pertes par l'état anti-piégé, et Γ_{col} le taux de pertes dû aux collisions. La barre rouge verticale correspond à $\Delta = 0$, et la droite horizontale en pointillé rouge correspond à $\delta = 0$.

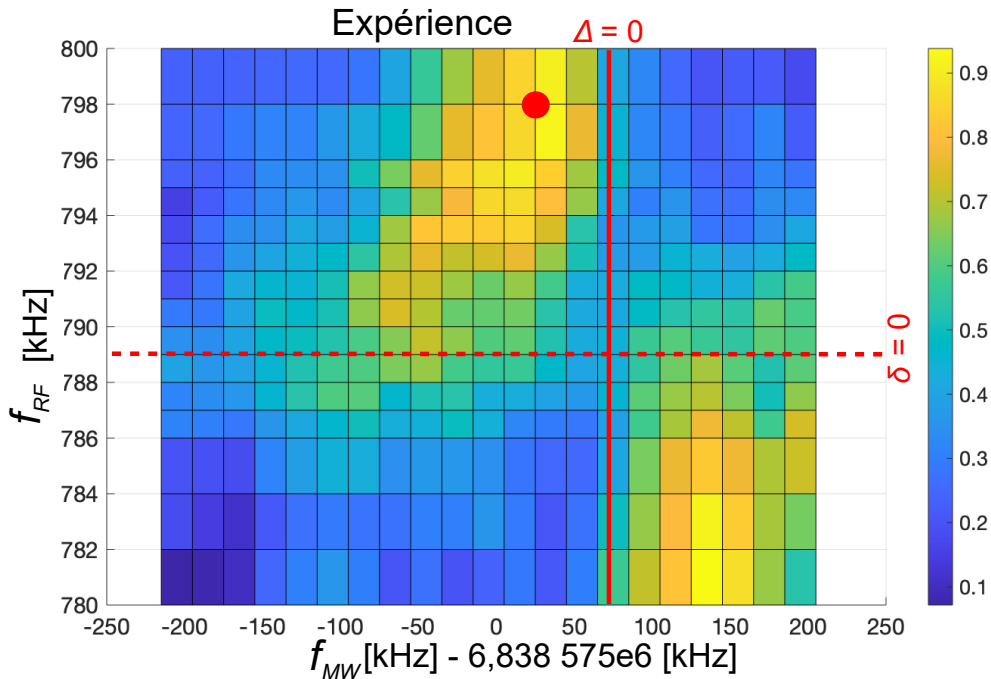


FIGURE 3.25 – Cartographie expérimentale de l'efficacité de transfert du STIRAP en fonction de f_{rf} et f_{mw} avec $\Delta = 2\pi f_{mw} - (\omega_{01} + \omega_{02})/2$ et $\delta = 4\pi f_{rf} - (\omega_{01} - \omega_{02})$. La barre rouge verticale correspond à $\Delta = 0$, et la droite horizontale en pointillé rouge correspond à $\delta = 0$. Le point rouge correspond aux paramètres de fonctionnement.

Transfert vers le piège d'interférométrie

Le nuage est désormais dans le bon état et à la bonne température pour commencer l'interférométrie, il ne reste plus qu'à le transférer dans le piège final à environ $35 \mu\text{m}$ de la puce afin de se rapprocher des guides d'ondes. Pour cela on réduit progressivement les courants de la puce tout en augmentant ceux des bobines de biais. Les courants utilisés pour le piège d'interférométrie nous permettent d'obtenir d'après la simulation numérique les propriétés suivantes :

- La valeur du champ magnétique au fond de ce piège est égale à celle du « champ magique », soit environ 3,229 Gauss (voir la figure 3.26) ;
- L'orientation du champ magnétique au fond du piège fait un angle $\theta_B = -81,9^\circ$ avec le fil z de la puce. Ce champ est ainsi quasi perpendiculaire aux guides d'ondes, ce qui est nécessaire pour privilégier les transitions micro-ondes σ (les fréquences de Rabi associées aux transitions σ étant maximales lorsque $B_m \perp B_{CPW}$) ;
- L'orientation de l'axe mou du piège fait un angle $\theta_0 = 11,8^\circ$ avec le fil d de la puce. L'axe mou est ainsi quasi perpendiculaire aux guides d'ondes, ce qui permet de pousser les atomes plus facilement, et donc d'obtenir une plus grande distance de séparation ;
- Les fréquences propres du pièges sont :

$$f_x = 326 \text{ Hz}, \quad f_y = 136 \text{ Hz}, \quad f_z = 350 \text{ Hz} \quad (3.19)$$

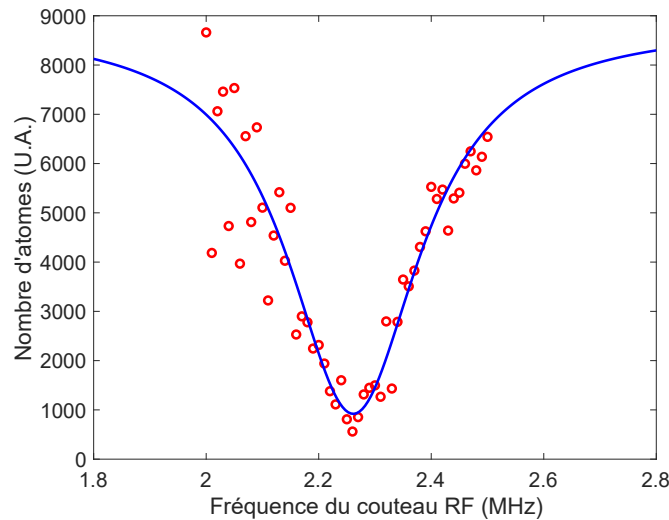


FIGURE 3.26 – Détermination de la valeur du champ magnétique au fond du piège d'interférométrie par spectroscopie RF. On utilise pour cela un couteau RF de fréquence fixe qu'on envoie sur les atomes. On a vu en effet dans la section 2.7 que la fréquence de Larmor était proportionnelle à la valeur du champ magnétique. En reproduisant l'expérience et en balayant la fréquence du couteau, on scan la résonance de la transition de Larmor. La fréquence qui vide tout le piège correspond à la valeur du champ magnétique fond de piège. Les points en rouge sont les acquisitions et la courbe bleue le fit des données qui donne la valeur de la résonance à $3,236 \pm 0,01$ Gauss après conversion avec la formule de Breit-Rabi.

3.7 Conclusion du chapitre

Nous avons décrit dans ce chapitre l'ensemble du dispositif expérimental à commencer par l'enceinte à vide et de la puce atomique, puis nous avons décrit les différentes sources de champs magnétiques DC, RF et micro-ondes que nous utilisons. Par la suite, nous avons détaillé les sources laser et le banc optique nécessaires à la génération et la manipulation des faisceaux. Les systèmes d'imagerie, les techniques de détection utilisées, ainsi que le protocole d'imagerie et de correction du bruit ont été présentés. Enfin, nous avons présenté nos moyens de piloter l'expérience et avons détaillé les différentes étapes de préparation d'un nuage d'atomes froids avant le début de la phase d'interférométrie : du refroidissement et piégeage dans les différents pièges magnéto-optiques, du pompage optique, du transfert sur la puce, du refroidissement par évaporation, du STIRAP jusqu'au transfert dans le piège d'interférométrie. Place à l'interférométrie.

Interféromètre de Ramsey avec séparation spatiale

Dans ce chapitre, je présente les résultats obtenus dans le cadre de ma thèse. Je commence par présenter les oscillations de Rabi que nous réalisons dans le but d'optimiser les impulsions $\pi/2$, puis je présente les franges d'interférences obtenues à l'aide de séquences de Ramsey de type horloge. Je présente aussi le déplacement sélectif des états par habillage micro-onde, puis la séparation sélective simultanée des deux états. Je présente ensuite les résultats de la calibration de l'amplitude des courants micro-ondes dans les guides d'ondes, puis je décris notre méthode de détermination de la position du piège magnétique pour que celui-ci soit centré entre les deux guides d'ondes, à l'aide de mesure des déplacements AC Zeeman. Par la suite, je montre que dans certaines conditions, nous observons des oscillations spatiales de chacun des nuages suite à la recombinaison dans le piège DC. Enfin, nous verrons les franges d'interférences obtenues dans le cadre d'une séquence d'interférométrie en mode accéléromètre; c'est à dire avec une séparation spatiale des deux états pendant la séquence de Ramsey. On s'intéressera à l'effet de la température sur le contraste des franges, puis à la variance d'Allan.

4.1 Impulsions $\pi/2$ et π

Dans cette section, j'explique comment nous réalisons nos impulsions $\pi/2$ pour la séquence de Ramsey, et nos impulsions π pour le transfert complet vers l'état $|1, -1\rangle$ dont nous aurons besoin dans la section 4.3 pour séparer chaque état de manière sélective.

Nous avons vu dans la section 2.9.2 que la population de l'état $|1, -1\rangle$ était donnée par :

$$P_{|1,-1\rangle}(t) = \frac{\Omega_{2P}^2}{\Omega_{eff}^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_{eff} t}{2}\right) \quad (4.1)$$

avec Ω_{eff} la pulsation de Rabi effective et Ω_{2P} la pulsation de Rabi à deux photons :

$$\Omega_{eff} = \sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2}; \quad \Omega_{2P} = \frac{\Omega_1 \Omega_2}{2|\Delta|}; \quad \delta_{21} = \frac{\Omega_2^2 - \Omega_1^2}{4\Delta} \quad (4.2)$$

où $\Omega_1, \Omega_2, \Delta, \delta$ et sont définis de la même façon que dans la section 2.9.2.

Sur notre expérience nous estimons le maximum de Ω_1 et Ω_2 à quelques dizaines de kHz nous choisissons donc $|\Delta| \approx 1$ MHz pour ne pas peupler l'état intermédiaire $|2, 0\rangle$.

Pour maximiser l'efficacité de transfert des oscillations de Rabi, nous devons nous placer à $\delta - \delta_{21} = 0$. Dans un premier temps, nous minimisons grossièrement le déplacement lumineux δ_{21} lié au déséquilibre des fréquences de Rabi en essayant d'égaliser Ω_1 et Ω_2 . Puis dans un second temps, pour régler la fréquence et maximiser l'amplitude de nos oscillations de Rabi, on cherche à se mettre à $\delta = \delta_{21}$.

Pour cela, on regarde des oscillations de Rabi en fonction de la durée de l'impulsion micro-onde, et on extrait avec un ajustement la période (voir la figure 4.1). En répétant l'expérience pour différentes fréquences (donc différentes valeur de δ) nous traçons la fréquence des oscillations effective en fonction de la fréquence de l'impulsion de Rabi (voir la figure 4.2).

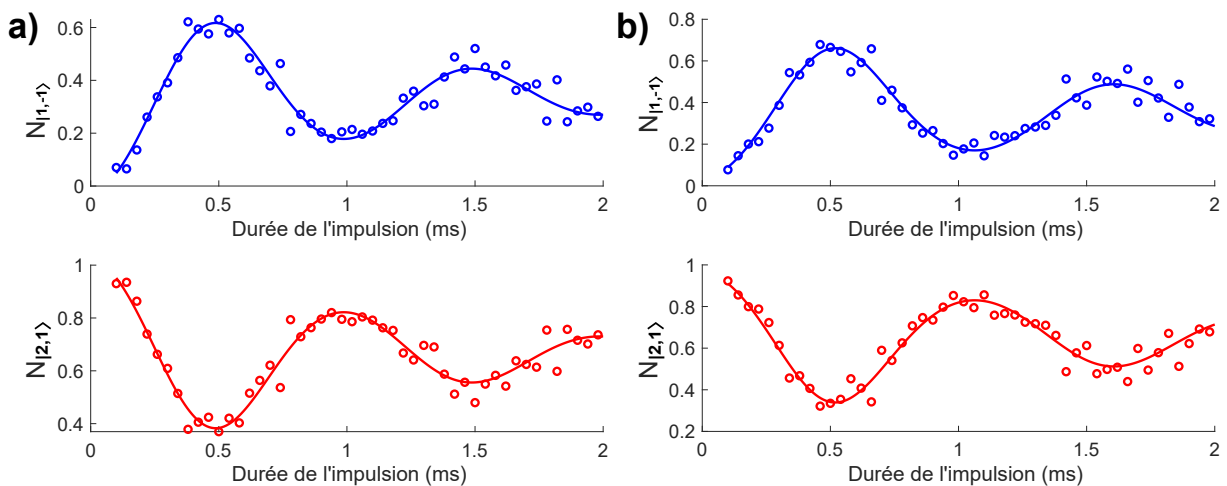


FIGURE 4.1 – Oscillations de Rabi entre les niveaux $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ en fonction de la durée de l'impulsion pour (a) $f = 6,834\,678\,330$ GHz et (b) $f = 6,834\,677\,830$ GHz.

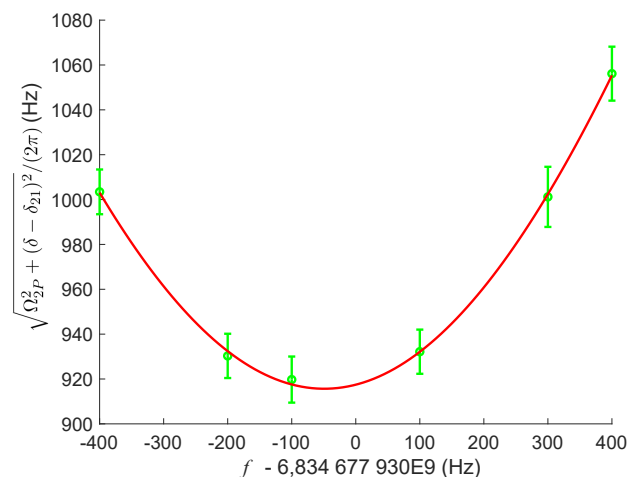


FIGURE 4.2 – Fréquence des oscillations de Rabi $\sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta - \delta_{21})^2} / (2\pi)$ en fonction du décalage par rapport à $6,834\,677\,930$ GHz de la fréquence de l'impulsion de Rabi f .

La maximisation du contraste est réalisée en choisissant la fréquence $f = (\omega_1 + \omega_2)/2\pi$ telle qu'elle minimise la courbe de la figure 4.2. Pour cela nous gardons $\omega_1/2\pi = 1,2$ MHz, et on fait varier ω_2 . Nous obtenons un contraste proche de 0,6 sur la première oscillation. Les oscillations sont amorties notamment à cause du bruit magnétique sur l'expérience qui induit des fluctuations de la fréquence de transition ainsi que de la température du nuage.

4.2 Franges d'horloge

Maintenant que les impulsions $\pi/2$ sont correctement réglées, nous pouvons réaliser des séquences de Ramsey de type horloge, et vérifier si nous obtenons des franges. Pour cela, nous réglons la durée des impulsions $\pi/2$ sur $\tau = 230 \mu s$. Nous utilisons une durée de libre évolution $T_R = 3,87$ ms. Nous reproduisons l'expérience en faisant varier la fréquence des impulsions $\pi/2$, puis nous détectons chaque état selon le protocole de double détection décrit dans la section 3.5.3. Le résultat est représenté sur la figure 4.3.

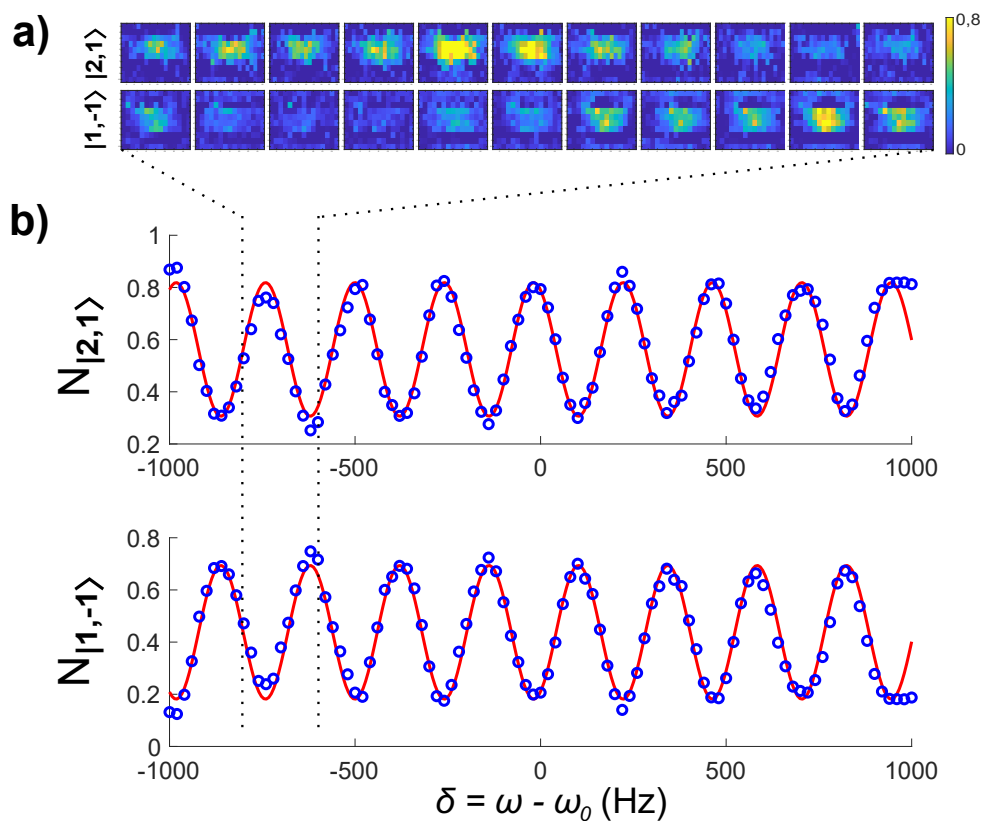


FIGURE 4.3 – Visualisation d'oscillations de populations lors d'une séquence de Ramsey. (a) Densités optiques des nuages dans les états $|2,1\rangle$ et $|1,-1\rangle$ pour différentes fréquences d'impulsions micro-onde. (b) Franges d'interférences obtenues par séquence de Ramsey. Populations des niveaux $|2,1\rangle$ et $|1,-1\rangle$ en fonction de la fréquence des impulsions $\pi/2$ de durées $\tau = 230 \mu s$. L'ajustement des données (courbe rouge) donne une valeur $T_R = 4,153 \pm 0,004$ ms. Chaque point bleu correspond à une mesure et chaque courbe rouge est un ajustement des données.

Assurons-nous maintenant de pouvoir séparer chaque état, avant d'essayer d'observer des franges dans le cas d'un interféromètre de Ramsey avec habillage des états internes.

4.3 Déplacement sélectif des états

Dans cette section, nous souhaitons déplacer les états $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ de manière sélective. Nous nous intéressons dans un premier temps à l'analyse de nuages polarisés soit dans $|2, 1\rangle$ soit dans $|1, -1\rangle$, dans un piège dont le fond de piège n'est pas au champ magique, mais à environ 4,4 Gauss.

On commence par déterminer la valeur du champ magnétique au fond du piège par spectroscopie radio-fréquence (voir figure 4.4). On trouve une fréquence de Larmor de 3,078 MHz, ce qui correspond à une valeur de $B_{bot} \approx 4,4$ Gauss¹. De cette valeur B_{bot} , nous déterminons les énergies des différents niveaux avec les formules de Breit-Rabi, puis nous calculons les fréquences des transitions entre états et nous en déduisons les fréquences micro-ondes à utiliser pour l'habillage.

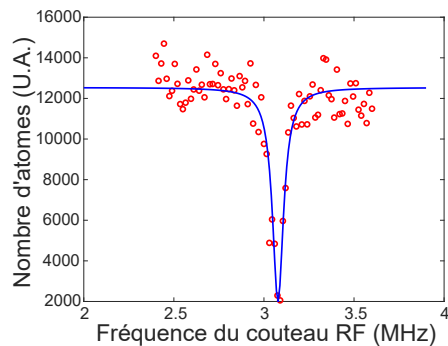


FIGURE 4.4 – Détermination de la valeur du champ magnétique au fond du piège magnétique par spectroscopie à l'aide d'un couteau RF. Les points rouges correspondent aux acquisitions, la courbe bleu à un ajustement par une lorentzienne dont la résonance est à $3,078 \pm 0,004$ MHz, soit $4,404 \pm 0,006$ Gauss.

Protocole de mesure de la position du nuage : Après détection des nuages, le traitement des données se fait en définissant une région d'intérêt (ROI) autour de la position des atomes en absence d'habillage, tel que sur la figure 3.17 (b). Un changement de la ROI nous donne la figure 4.5 (a). On ajuste les profils du nuage selon les axes x et y par des gaussiennes (voir figure 4.5(b)), le centre de la gaussienne nous donne la position du nuage sur l'image.

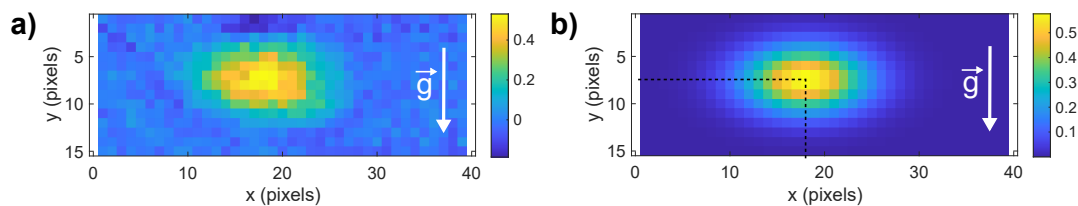


FIGURE 4.5 – Représentation d'un nuage détecté par absorption, en densité optique. a) Données brut. b) Reconstruction après ajustement gaussien. Sur les images de nuage réalisées par absorption, l'axe y correspond à l'axe vertical.

Mesure de la position du nuage en fonction de la fréquence de l'habillage : Pour observer le déplacement d'un nuage en fonction de la fréquence de l'habillage micro-onde, nous commençons par préparer un nuage dans l'état considéré, dans le piège qui nous intéresse. Puis, à l'issu de la préparation nous allumons progressivement la micro-onde à une fréquence donnée - fixe pendant la durée de l'expérience - dans un des guides d'ondes et maintenons la puissance

1. Le calcul du champ magnétique étant fait en inversant les formules de Breit-Rabi.

à sa valeur nominale pendant un certain temps. Dans un premier temps on s'intéresse à l'amplitude maximale de déplacement des nuages, on utilise donc la puissance micro-onde maximale disponible sans considérer les différents couplages en fonction des transitions ni des possibles dissymétries entre chaque voie. Les champs DC et micro-ondes sont ensuite coupés simultanément, initiant ainsi le début du TOF. La détection du nuage se fait ensuite de façon quasi *in situ* après un temps de vol de $100 \mu\text{s}$. L'expérience est ensuite répétée pour les deux états de l'interféromètre, ainsi que pour chaque guide d'onde. Une illustration du déplacement d'un nuage dans l'état $|2, 1\rangle$ en fonction du signe du décalage en fréquence est donnée sur la figure 4.6. La même expérience est réalisable avec un nuage dans l'état $|1, -1\rangle$, mais les signes du désaccord pour les cas attractif et répulsif sont alors inversés (cf. section 2.13.2).

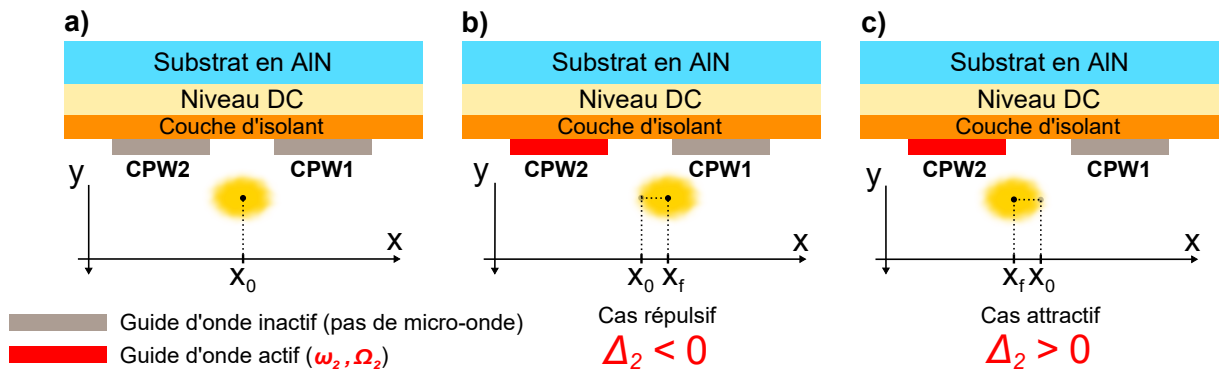


FIGURE 4.6 – Suivi de la position d'un nuage d'atomes dans l'état $|2, 1\rangle$ représenté ici en jaune, horizontalement selon l'axe x dans un piège magnétique en fonction de la fréquence micro-onde $\omega_2/2\pi$ du champ issu du guide d'onde n°2. Les différents niveaux de la puce atomique sont représentés. En fonction du signe du décalage en fréquence Δ_2 , la force peut être répulsive (b) ou attractive (c). Les traits verticaux en pointillés noirs représentent les positions avec (x_f) et sans (x_0) micro-onde.

On rappelle que le nuage se trouve après le STIRAP dans l'état $|2, 1\rangle$, ainsi l'analyse des déplacements de cet état ne nécessite pas de préparation additionnelle. Pour l'état $|1, -1\rangle$, nous avons besoin de réaliser un transfert à l'aide d'une impulsion π . Le transfert n'ayant pas une efficacité égale à 1, une partie du nuage reste dans $|2, 1\rangle$. Pour ne pas introduire de biais dans la détermination de la position du nuage d'atomes dans $|1, -1\rangle$ avec la détection des atomes dans $|2, 1\rangle$, nous allongeons le temps de vol de quelques centaines de μs et envoyons préalablement une impulsion de refroidisseur pour chasser du champ de la caméra les atomes dans $|2, 1\rangle$, suivi d'une impulsion de repompeur puis d'une impulsion de détection. Une description plus détaillée de la méthode se trouve dans la section 3.5.3 sur la détection simple de $|1, -1\rangle$.

4.3.1 Etat $|2, 1\rangle$

Sur la figure 4.7, nous traçons le déplacement de nuages en fonction de la fréquence de la micro-onde issue d'un guide d'onde à la fois. Le nuage est repoussé ou attiré en fonction du signe du décalage en fréquence. Quand la fréquence de la micro-onde est résonnante sur une transition, le champ micro-onde induit des pertes car il transfère les atomes vers un état non-piégeable.

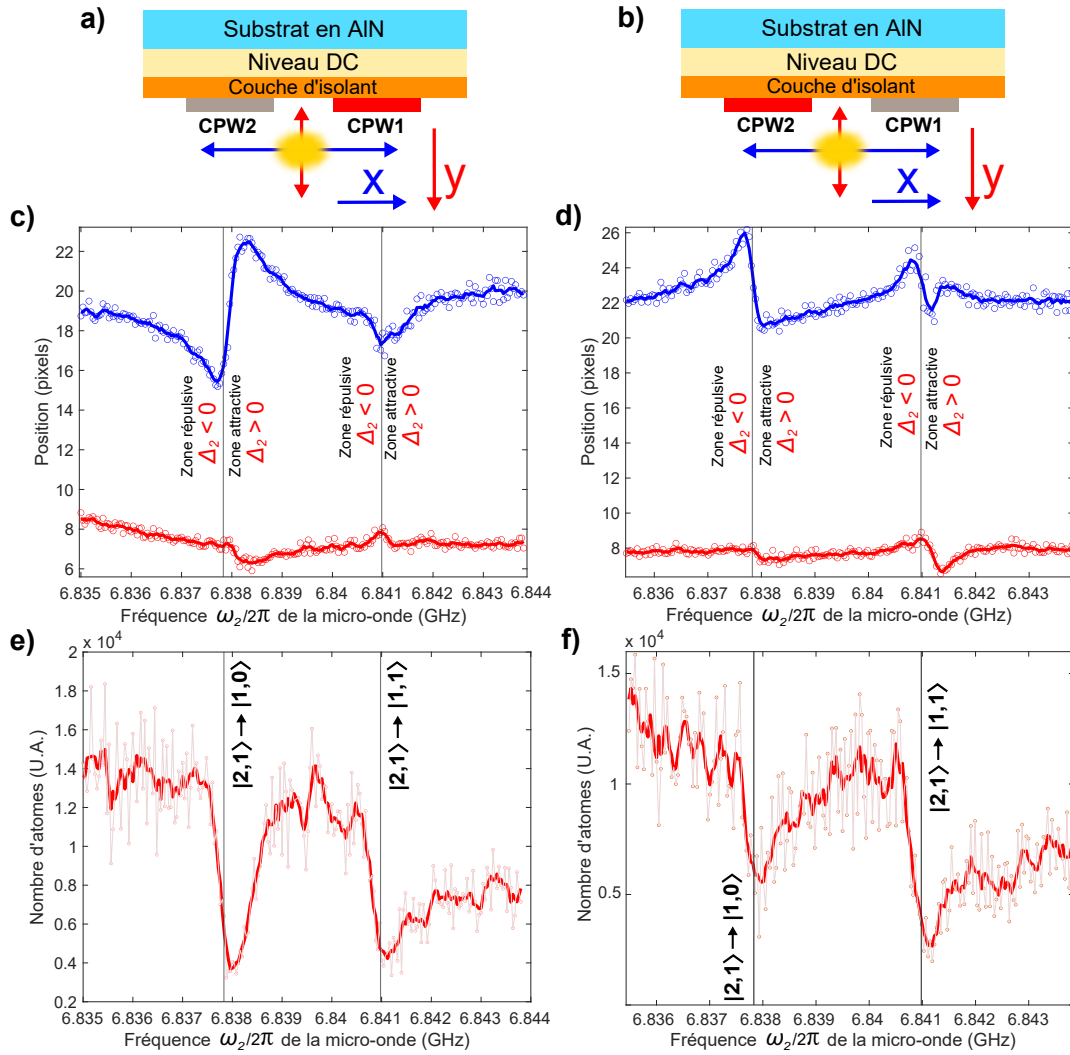


FIGURE 4.7 – Suivi de la position d'un nuage dans l'état $|2,1\rangle$ horizontalement (en bleu) et verticalement (en rouge) dans un piège magnétique en fonction de la fréquence micro-onde du champ issu du guide d'onde $n^{\circ}1$ (a), (c) ou $n^{\circ}2$ (b), (d). Chaque point correspond à un chargement du nuage et à une mesure différente. (c), (d) : Les courbes correspondent à une moyenne glissante de 5 points sur la position. Les deux barres verticales noires représentent les positions des transitions résonantes vers les états $|1,0\rangle$ et $|1,1\rangle$ calculées avec la formule de Breit-Rabi pour la valeur de champ magnétique au fond du piège. (e), (f) : Chaque point correspond au nombre d'atomes détectés en fonction de la fréquence de la micro-onde. La courbe rouge correspond à une moyenne glissante de 5 points sur le nombre d'atomes détectés.

Les transitions vers $|1,0\rangle$ et $|1,1\rangle$ semblent être décalées d'une centaine de kHz par rapport à celles calculées avec la valeur du champ magnétique au fond du piège. Les causes de ce décalage vers le bleu peuvent être multiples. Une première explication possible est qu'en déplaçant le nuage on l'éloigne du minimum du fond de piège, on l'emmène vers des valeurs de champ magnétiques plus élevées, ce qui décale les résonances vers des fréquences de transitions plus élevées. En prenant un piège de type harmonique et un déplacement de $15 \mu\text{m}$, on trouve un décalage vers le bleu de l'ordre de plusieurs dizaines de kHz, ce qui n'explique que partiellement le décalage observé. Une deuxième explication réside dans le caractère attractif de la force lorsque $\Delta_2 > 0$. En effet, en configuration attractive le piège peut s'ouvrir et provoquer des pertes, ce qui n'est pas le cas de la configuration répulsive. D'autre part, en configuration attractive le nuage est attiré

vers le guide d'onde source, qui à mesure qu'il s'en approche voit une fréquence de Rabi $\Omega_{R2}/2\pi$ plus élevée, ce qui provoque plus de pertes et élargit la résonance de façon non symétrique.

4.3.2 Etat $|1, -1\rangle$

Sur la figure 4.8, nous traçons le déplacement de nuages dans l'état $|1, -1\rangle$ en fonction de la fréquence de la micro-onde issue d'un guide d'onde à la fois. Le nuage est repoussé ou attiré en fonction du signe du décalage en fréquence.

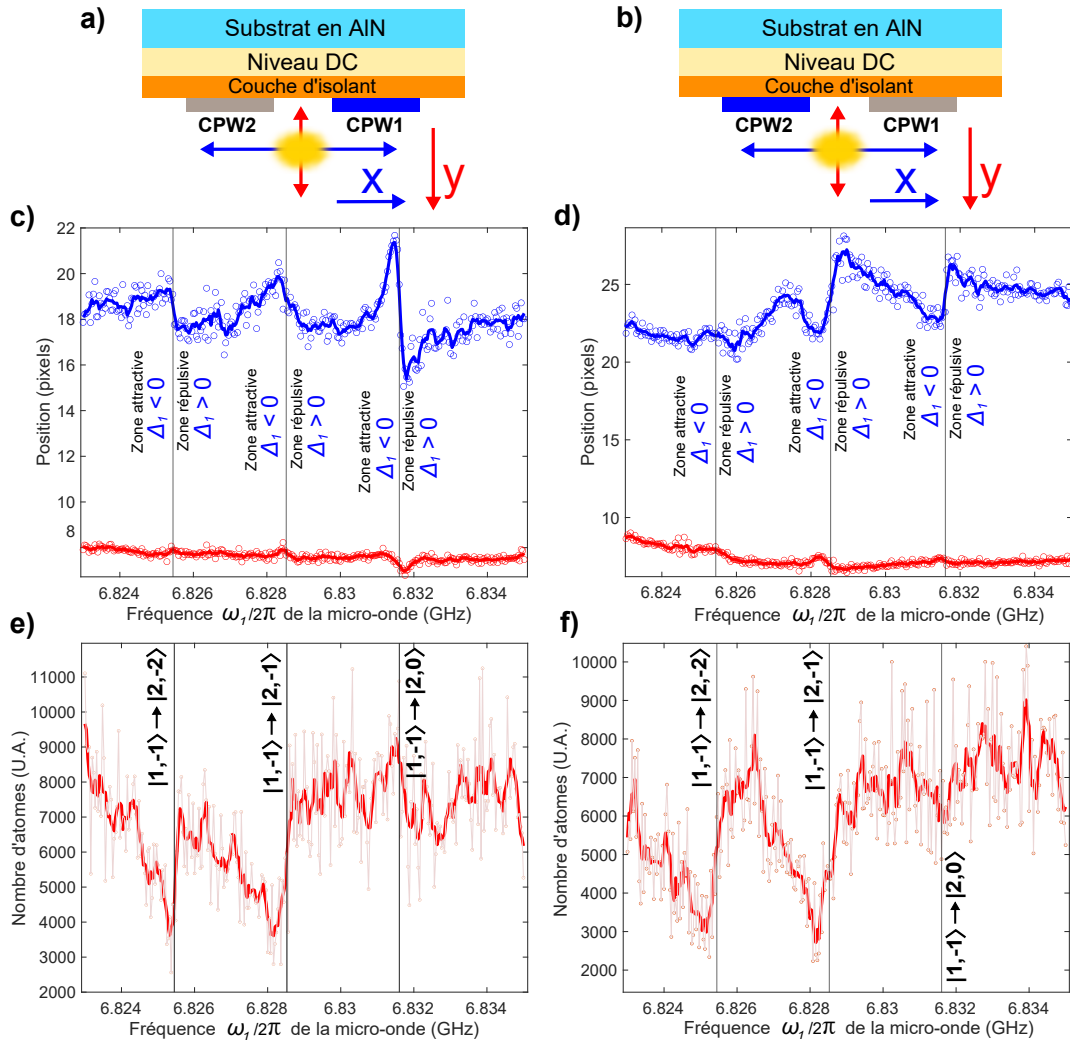


FIGURE 4.8 – Suivi de la position d'un nuage dans l'état $|1, -1\rangle$ horizontalement (en bleu) et verticalement (en rouge) dans un piège magnétique en fonction de la fréquence micro-onde du champ issu du guide d'onde $n^\circ 1$ (a), (c) ou $n^\circ 2$ (b), (d). Chaque point correspond à un chargement du nuage et à une mesure différente. (c), (d) : Les courbes correspondent à une moyenne glissante de 5 points sur la position. Les trois barres verticales noires représentent les positions des transitions résonantes vers les états $|2, -2\rangle$, $|2, -1\rangle$ et $|2, 0\rangle$ calculées avec la formule de Breit-Rabi pour la valeur de champ magnétique au fond du piège. (e), (f) : Chaque point correspond au nombre d'atomes détectés en fonction de la fréquence de la micro-onde. La courbe rouge correspond à une moyenne glissante de 5 points sur le nombre d'atomes détectés.

Les transitions vers $|2, -2\rangle$ et $|2, -1\rangle$ semblent être décalées par rapport à la valeur correspondante à la valeur du champ magnétique au fond du piège. Nous expliquons ces décalages en fréquence de la même façon que pour les décalages observés sur les figures 4.7 e) et f) dans

la section (4.3.1), sauf que le décalage est ici vers le rouge et non vers le bleu, car le champ micro-onde est attractif pour $\Delta_1 < 0$ pour l'état $|1, -1\rangle$, et attractif pour $\Delta_2 > 0$ pour l'état $|2, 1\rangle$. La dernière transition vers $|2, 0\rangle$ est peu visible sur la figure 4.8 e) et f), elle ne semble pas engendrer beaucoup de pertes dans le cas présent bien qu'on observe une certaine amplitude de déplacement (voir la figure 4.8 c) et d)). En effet, cela s'explique par le fait qu'un atome se retrouvant dans l'état $|2, 0\rangle$ n'est pas piégeable² et sort donc du piège magnétique sous l'effet de la gravité, tandis que les états $|2, -2\rangle$ et $|2, -1\rangle$ sont eux anti-piégeant³ : les atomes se retrouvant dans l'un de ces deux états seront éjectés du piège sous l'effet de la gravité et du champ magnétique. Ainsi un atome dans $|2, -2\rangle$ ou $|2, -1\rangle$ se déplace d'une distance de l'ordre de la taille du nuage plus rapidement qu'un atome $|2, 0\rangle$. Les pertes sont donc plus importantes pour un atome dans $|2, -2\rangle$ ou $|2, -1\rangle$ que dans $|2, 0\rangle$.

4.4 Séparation sélective simultanée

Dans cette partie, nous nous intéressons à la séparation sélective simultanée des deux états $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ en présence de deux champs micro-ondes habillant chacun une transition atomique du même type : σ ou π (voir la figure 2.25). On utilise le même piège magnétique que dans la section 4.3, dont la valeur du champ magnétique au fond du piège est $B_{bot} \approx 4,4$ G. Chaque guide d'onde produit un champ micro-onde habillant un état. Pour cela, nous préparons avec une impulsion $\pi/2$ un nuage d'atomes dans une superposition cohérente à poids égaux de $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$. On commence par prendre une mesure témoin de la position du nuage en l'absence d'habillages micro-ondes (voir la figure 4.9 (b)). Pour réaliser cette mesure, on utilise une impulsion du laser repompeur pendant le TOF, suivi d'une impulsion du laser de détection. Cela permet de détecter les deux états en même temps, au prix de la perte de l'information sur la répartition de population des deux états atomiques. Puis, nous répétons l'expérience en présence des deux habillages micro-ondes avec $\Delta_0/2\pi = 2,75$ MHz, soit un décalage en fréquence d'environ 300 kHz par rapport à la résonance des deux transitions σ ⁴. L'allumage de la micro-onde se fait progressivement en 0,8 ms, puis la valeur est maintenue jusqu'au début du TOF. La puissance micro-onde injectée dans chacune des voies est d'environ 500 mW au niveau du centre de la puce. Nous coupons ensuite les champs DC et micro-ondes simultanément, ce qui permet de conserver la séparation pendant le TOF et de la mesurer après détection. En procédant ainsi on ne laisse pas le temps aux deux nuages de se recombiner spatialement dans le piège DC. Nous détectons ensuite soit l'état $|1, -1\rangle$ (figure 4.9 (c)) soit l'état $|2, 1\rangle$ (figure 4.9 (d)) après un temps de vol de 500 μ s, tel que décrit dans le protocole de détection de la section 3.5.3 sur la détection simple

2. Pour des valeurs de champs magnétiques utilisées dans le cadre de cette thèse.

3. On rappelle qu'au minimum d'un champ magnétique, le potentiel vu par un état piégeable est de la forme d'une cuvette, qu'un état non-piégeable voit lui une plaine, et qu'un état anti-piégeant serait au sommet d'une colline.

4. Pour rappel $\Delta_0 = \omega_{hfs} - \omega_1 = \omega_2 - \omega_{hfs}$ et donc $|\Delta_1/2\pi| = |\Delta_2/2\pi| = 300$ kHz, où $\Delta_1 = \omega_1 - (E_{|2,0\rangle} - E_{|1,-1\rangle})/\hbar$ et $\Delta_2 = \omega_2 - (E_{|2,1\rangle} - E_{|1,0\rangle})/\hbar$, voir la section 2.13

de l'état $|1, -1\rangle$ et de l'état $|2, 1\rangle$. La séparation entre les nuages (c) et (d) est de 5 pixels soit environ $19 \mu m$.

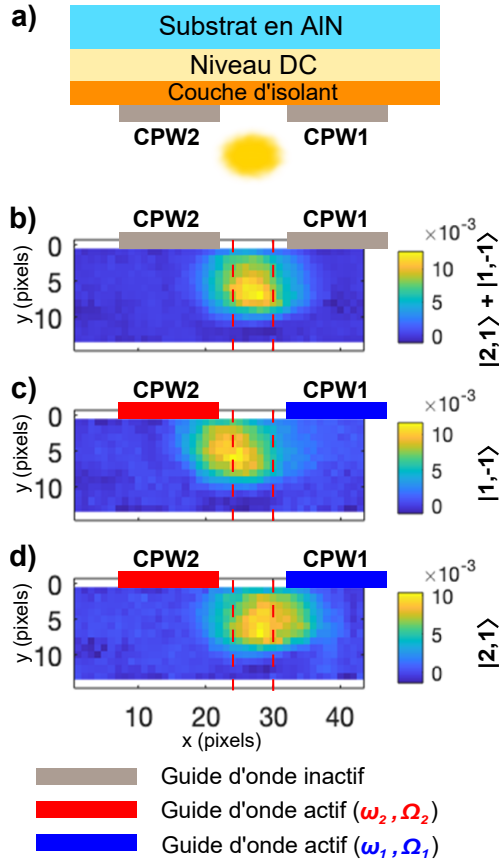


FIGURE 4.9 – Séparation sélective simultanée. (a) Représentation de la puce avec les guides d'ondes micro-ondes (CPW) et d'un nuage d'atomes piégé en jaune. (b) Un nuage d'atomes dans une superposition cohérente à poids égaux des états $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ détecté par absorption. Il n'y a pas de micro-onde. (c), (d) Chaque guide d'ondes est parcouru par un courant micro-onde résonnant sur une des deux transitions σ . Chacun des guides produit donc un gradient de potentiel micro-onde produisant une force agissant sur un état. Cette configuration repousse chaque état et produit un déplacement opposé pour chaque état. Afin de s'assurer de la séparation sélective et simultanée, on reproduit l'expérience à plusieurs reprises mais on choisit de ne détecter qu'un état à la fois : (c) Détection de $|1, -1\rangle$ seul, (d) détection de $|2, 1\rangle$ seul. Les traits rouges verticaux en pointillés servent de repères de positions. Un pixel vaut environ $3,8 \mu m$. Les guides d'ondes sont représentés à l'échelle 1 : 1 en largeur mais pas en épaisseur. La densité optique de (c) et (d) est normalisée sur celle de (b) pour plus de clarté. Le temps de vol utilisé pour (b), (c), (d) est de $500 \mu s$. Les images (b), (c), et (d) sont chacune obtenues à partir d'une moyenne de 15 itérations de l'expérience.

La figure 4.10 illustre une expérience similaire, mais imagée différemment. Elle représente la détection sur la même image des deux nuages dans le mode double détection, tel que décrit dans la section 3.5.3 et se fait à $100\text{-}200 \mu m$ de la puce. Pendant que les atomes étaient encore piégés dans le piège DC, nous avons progressivement allumé la micro-onde dans chaque guide d'onde de telle sorte que chaque guide habille un état comme précédemment. Puis nous coupons tous les champs DC et micro-ondes simultanément servant au piégeage et on laisse tomber les atomes dans un gradient de champ magnétique. Les deux états s'éloignent rapidement de la surface de la puce durant le TOF, mais conservent la séparation qu'ils avaient entre eux dans le piège selon l'axe horizontal.

La figure 4.11 représente la distance entre les nuages selon l'axe horizontal (axe x) et l'axe vertical (axe y) résultante des deux habillages micro-ondes, en fonction de Δ_0 . On remarque que bien que le piège soit choisi pour privilégier les transitions π - soit celle à $|\Delta_0/2\pi| \approx 6 \text{ MHz}$, voir section 3.6.2 - la transition σ reste bien visible puisque l'on observe une distance de séparation comparable en configuration répulsive. Cet effet déjà visible dans l'étude des déplacements sélectifs des sections 4.3.1 et 4.3.2, est vraisemblablement dû à la projection de la direction du champ magnétique \mathbf{B}_{dc} au fond du piège sur l'axe du champ magnétique micro-onde \mathbf{B}_{mw} issu des guides d'ondes qui n'est pas exactement parallèle, comme déterminée par la simulation du piège magnétique. Il semble qu'une composante perpendiculaire demeure. Une autre explication

possible est que la polarisation du champ micro-onde créé par les guides ne soit pas entièrement contenue dans le plan perpendiculaire aux guides comme cela est supposé dans la simulation.

Notre simulation ne prend pas en compte le champ magnétique terrestre, ni les sources artificielles de champs issus des différents appareils à proximité, notamment la pompe ionique⁵. Nous ne disposons pas de blindage magnétique en μ -métal entourant l'ensemble du dispositif sur cette version de l'expérience - comme on peut en trouver par exemple dans les références [Treutlein, 2008, Böhi, 2010] - pour des raisons pratiques⁶.

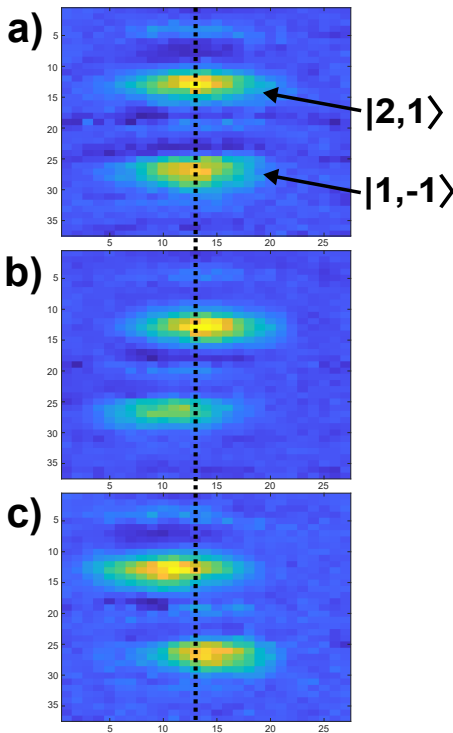
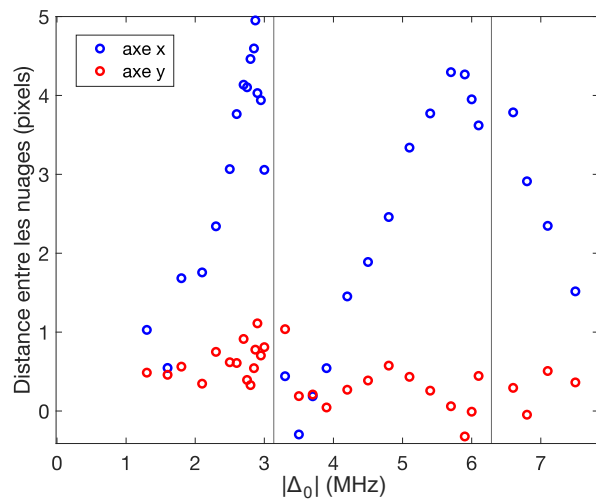


FIGURE 4.10 – Double détection des deux nuages loin de la puce dans trois configurations différentes. Le nuage du haut est dans l'état $|2,1\rangle$ et celui du bas dans l'état $|1,-1\rangle$. La préparation des nuages est identique jusqu'à l'impulsion $\pi/2$ sur les images (a), (b) et (c). (a) Après l'impulsion $\pi/2$, on attends 4 ms puis on initie le TOF et on détecte les deux états. (b) Après l'impulsion $\pi/2$ on allume progressivement en 0,8 ms la micro-onde de pulsation ω_2 dans le guide d'onde 2, et la micro-onde de pulsation ω_1 dans le guide d'onde 1, et nous maintenons la puissance à sa valeur nominale pendant 3,2 ms. Ainsi, chaque état est déplacé dans des directions opposées à l'intérieur du piège DC. Ensuite, nous initions le TOF en coupant simultanément tous les champs DC et micro-ondes et on détecte les deux états. Les deux nuages ne se recombinaient donc pas selon l'axe de séparation dans le piège DC, et conservent donc pendant le TOF la séparation qu'ils avaient entre eux dans le piège selon l'axe horizontal. (c) On réitère l'expérience de (b) en échangeant cette fois-ci les fréquences micro-ondes dans chaque guide, ce qui a pour effet de changer la direction dans laquelle on déplace chaque état. Chacune des trois images est le résultat d'un moyennage de 6 itérations de la même expérience.

FIGURE 4.11 – Distance horizontale selon x en bleu, et verticale selon y en rouge, mesurée entre les nuages $|2,1\rangle$ et $|1,-1\rangle$ en fonction de $|\Delta_0|$. On utilise ici environ 500 mW de puissance micro-onde dans chaque guide d'onde au centre de la puce. Les positions en fréquence des transitions σ et π sont représentées par deux lignes verticales pour la valeur du champ magnétique au fond de ce piège (4,4 G); les transitions σ sont vers 3 MHz et les transitions π sont vers 6 MHz. À mesure que $|\Delta_0|$ augmente, on passe dans un premier temps sur les transitions σ , puis dans un second temps sur les transitions π .



5. La pompe se trouve à environ 50 cm de la cellule, cependant un blindage magnétique à été installé autour d'elle pour limiter l'influence de son champ magnétique.

6. La prochaine version de l'expérience devrait en être pourvue.

L'allumage de la micro-onde peut aussi se faire de façon plus progressive comme le montre la figure 4.12, où nous mesurons la distance de séparation des deux nuages en fonction de la durée de la rampe d'allumage.

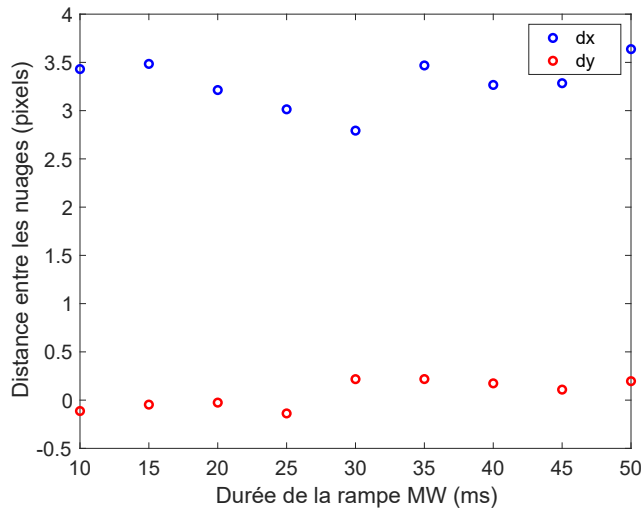


FIGURE 4.12 – Distance de séparation entre les deux nuages en fonction de la durée de la rampe d'allumage micro-ondes, noté T_R^i sur la figure 4.16. Pour cette mesure le TOF commence immédiatement après la fin de cette rampe.

Maintenant que nous avons démontré la capacité à déplacer les deux nuages de façon sélective simultanément dans un piège DC, ainsi que présenté des franges de Ramsey dans une séquence de type horloge, essayons de combiner ces deux expériences.

4.5 Calibration des courants micro-ondes injectés dans les guides d'ondes

Il ressort de l'analyse des données des sections 4.3 et 4.4 que l'amplitude des déplacements des nuages n'est pas la même lorsqu'on utilise l'un ou l'autre des guides d'ondes. En effet, nous n'avons pas encore calibré les puissances dans chaque guide d'ondes, ni pris en compte les différents facteurs de couplage des différentes transitions. Nous devons aussi nous assurer que le nuage se trouve bien à égale distance de chaque guide d'ondes en absence d'habillages micro-ondes pour symétriser les déplacements.

La mesure des puissances avant et après la puce nous renseigne sur les pertes générées par la puce sur chaque voie. On mesure en moyenne entre les entrées et sorties 5,5 dB de perte sur la voie 1 et 6,8 dB sur la voie 2 à l'aide de détecteurs⁷, voir figure 4.13. On considère par la suite que ces pertes sont linéaires le long de la puce, ce qui nous permet d'estimer que la puissance d'une voie au centre de la puce⁸ est la moyenne des puissances mesurées entre l'entrée et sa sortie. On trace alors la puissance micro-onde déduite au plus près des atomes en fonction de la commande envoyée aux générateurs sur la figure 4.13. Par ailleurs, on considère que les guides d'ondes sont identiques et qu'ils produisent des profils de champs micro-ondes symétriques pour une puissance donnée. On néglige les phénomènes de *cross-talk* entre les deux guides d'ondes.

7. Modèles Agilent 8471E.

8. Au plus près du piège et des atomes.

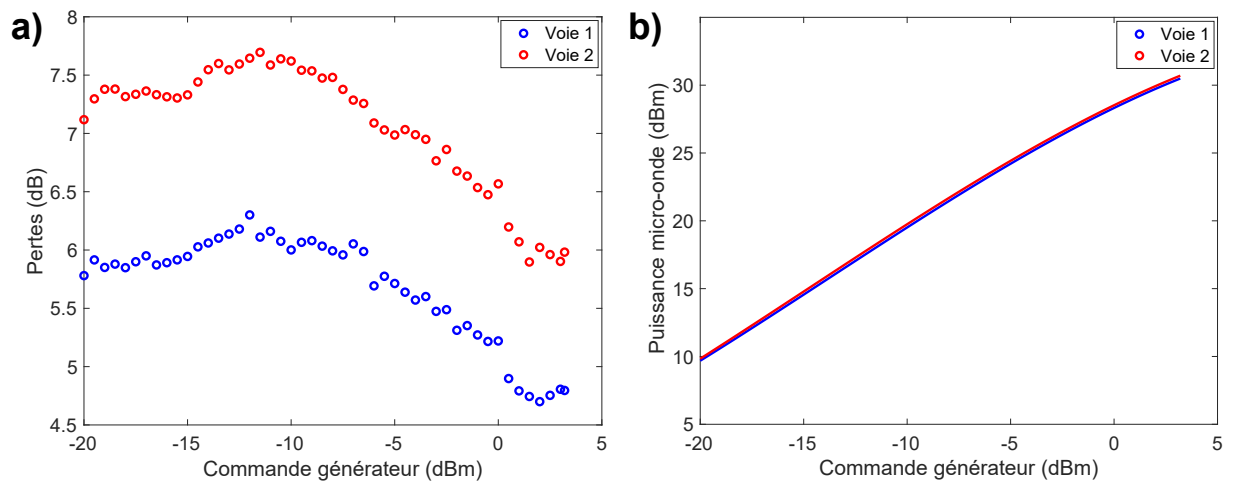


FIGURE 4.13 – (a) Mesure des pertes de puissance micro-onde sur les voies 1 et 2. On mesure sur chaque voie pour une commande donnée la puissance en entrée et en sortie de la puce : la différence des deux donne les pertes. (b) Puissance micro-onde sur les voies 1 et 2 au centre de la puce en fonction de la commande des générateurs micro-ondes.

En effet à $6,834 \text{ GHz} \pm 10 \text{ MHz}$, pour une puissance donnée dans un guide actif, on mesure le même signal atténué d'environ 40 dB sur la sortie du guide inactif.

Après avoir calibré la puissance micro-onde dans chaque guide d'ondes au centre de la puce et pris en compte les différents couplages selon la transition utilisée afin d'égaliser les fréquences de Rabi Ω_{R1} et Ω_{R2} , il s'avère que la position du piège magnétique DC ne se trouve pas à égale distance de chacun des guides d'ondes.

Nous allons voir dans la section suivante que cela est probablement dû au champ magnétique ambiant qui déplace le minimum du piège par rapport à la simulation. Pour contrer cela, nous pouvons jouer sur le champ de biais vertical B_{TB} , induit par le courant I_{TB} parcourant la paire de bobines du MOT3D correspondante. Expérimentalement, on observe qu'une petite valeur de ce champ de biais vertical permet de déplacer le piège magnétique DC latéralement selon l'axe des x (voir figure 4.14).

4.6 Détermination de la position du centre des guides

Afin de symétriser le plus possible la séparation spatiale des nuages, nous devons nous intéresser à la position du nuage vis à vis de chaque guide d'ondes. La position des guides d'ondes ne peut pas être déterminée visuellement dans notre cas, ces derniers n'étant pas visibles dans nos images par absorption. Nous avons mis au point un protocole qui permet de placer le nuage à mi-chemin de chaque guide d'ondes en utilisant :

- Les calibrations de puissance micro-onde de chaque voie jusqu'aux guides d'ondes de la section précédente.
- Un petit champ magnétique de biais orienté à la verticale.
- Les déplacements AC Zeeman induits en cas de déséquilibre des fréquences de Rabi.

4.6.1 Déplacement du nuage latéral selon l'axe x en fonction de I_{TB}

Pour un piège de type *dimple*, nous avons vu dans la section 2.8.2 que le piège se trouve théoriquement à la verticale de l'intersection des deux fils. À courant I_1 et I_0 constants, une variation des champs de biais horizontaux A_0 et A_1 permet de faire varier l'altitude du piège par rapport à la puce : la distance du nuage à la puce est inversement proportionnelle au champ de biais horizontal, voir l'équation 2.26.

Comme introduit à la fin de la section précédente, nous avons observé lors de la calibration⁹ des bobines du MOT3D qu'un champ magnétique homogène orienté verticalement permettait de déplacer le nuage latéralement selon l'axe des x , comme schématisé sur la figure 4.14.

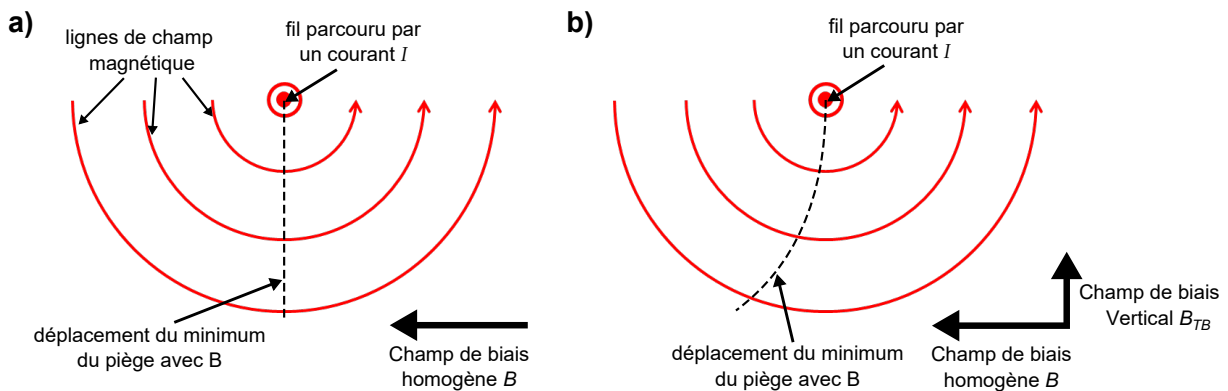


FIGURE 4.14 – Représentation de la dépendance de la position du piège dimple en fonction du biais homogène B horizontal et du biais B_{TB} vertical. (a) En l'absence de champ de biais vertical, le piège se trouve à une certaine altitude sur une droite verticale représentée en pointillée. (b) En présence d'un champ de biais vertical B_{TB} , le piège se trouve à une certaine altitude sur un arc de cercle.

Ce champ déplace en effet le minimum du piège latéralement lorsque ce dernier se trouve à proximité de la puce. L'amplitude de ce décalage dépend de l'amplitude de B_{TB} mais aussi de la distance du nuage à la puce. Selon le signe de B_{TB} , il peut être décalé vers la droite ou la gauche, comme représenté sur la figure 4.15.

Pour compenser le champ de biais vertical, la figure 4.15 suggère que la valeur de I_{TB} annulant le champ ambiant se trouve entre la courbe verte et violette : soit entre -0,02 et -0,04 A. Une optimisation du paramètre sur Matlab avec les données issues de la calibration des bobines nous donne une valeur optimale de -28 mA à appliquer dans la paire de bobine *Top-Bottom*.

En considérant notre géométrie de puce où chaque guide d'ondes est à égale distance de l'intersection des deux fils DC, annuler le champ de biais vertical à la position des atomes devrait nous placer à la position recherchée. Cependant, l'incertitude sur la valeur de -28 mA trouvée pour annuler le champ de biais vertical est importante. Nous devons donc trouver un autre moyen de confirmer ou non cette valeur. Nous allons maintenant comparer cette mesure avec la méthode utilisant la mesure des déplacements AC Zeeman par séquence de Ramsey en temps.

9. Cette calibration effectuée durant ma thèse ne figure pas dans le manuscrit.

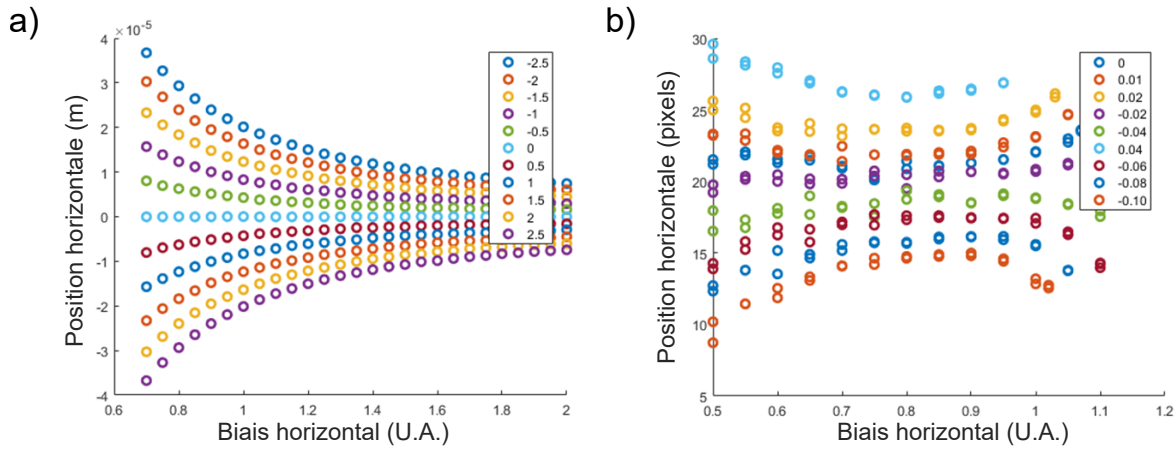


FIGURE 4.15 – Dépendance de la position horizontale du nuage en fonction du biais horizontal et du biais vertical. (a) Simulation de la position horizontale (en μm) d'un piège dimple en fonction du champ de biais horizontal (en U.A.), qui est inversement proportionnel à la distance du piège à la puce, voir l'équation 2.26. Chaque courbe représente une valeur différente du champ de biais vertical (en U.A.). (b) Mesure de la position horizontale du piège dimple (en pixels) en fonction du champ de biais horizontal (en U.A.) pour différentes valeurs de I_{TB} (en A).

4.6.2 Protocole de mesure des déplacements AC Zeeman

Nous rappelons sur la figure 4.16 a) la chronologie d'une séquence de Ramsey classique avec deux impulsions $\pi/2$ espacées dans le temps de T_R , et b) une séquence de Ramsey durant laquelle un des guides d'ondes est actif, habillant une transition atomique d'un des deux états.

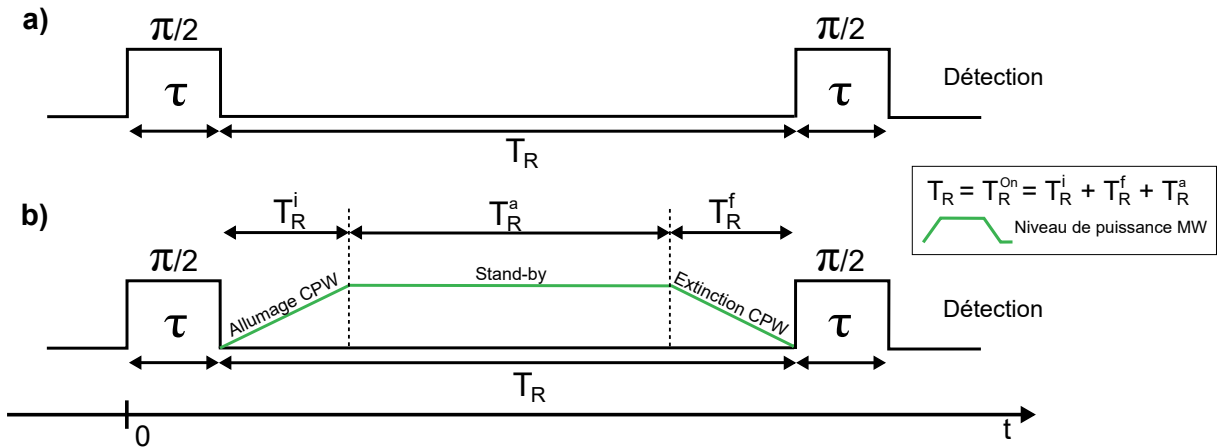


FIGURE 4.16 – (a) Principe d'une séquence de Ramsey en mode horloge permettant de déterminer δ en faisant varier T_R . (b) Séquence de Ramsey avec habillage micro-onde : cette séquence permet de mesurer le déplacement AC Zeeman lorsqu'on fait varier T_R^a .

Pour mieux comprendre l'effet de l'habillage micro-ondes des transitions sur les populations de chaque état, reprenons les résultats des équations complètes des populations à la sortie d'un interféromètre de Ramsey donnée en annexe A - où l'on a négligé le déphasage lié à l'effet de la séparation spatiale des deux nuages car i) la séparation est très petite et ii) on considère que l'accélération a est nulle - où la population dans $|2, 1\rangle$ notée $P_{|2,1\rangle}$ est donnée par :

$$\begin{aligned}
 P_{|2,1\rangle} = & \left| e^{-i\frac{(\Delta_1+\Delta_2)T_R^{On}}{2}} e^{i\delta T_R} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right)^2 \left[\left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] \right. \\
 & \left. - \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right]^2 \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right|^2
 \end{aligned} \quad (4.3)$$

avec T_R l'intervalle de temps entre les deux impulsions $\pi/2$, T_R^{On} la durée pendant laquelle l'habillage micro-onde est présent, Δ_1, Δ_2 les décalages en fréquence de ω_1, ω_2 par rapport aux transitions atomiques habillées considérées, Ω_1, Ω_2 les pulsations de Rabi généralisées sur les transitions habillées, Ω_{R1} et Ω_{R2} les pulsations de Rabi, δ le décalage en fréquence entre l'oscillateur local et la fréquence de la transition atomique, Ω la pulsation de Rabi généralisée de l'impulsion $\pi/2$ et τ la durée de l'impulsion $\pi/2$. Notons aussi $S(x)$ la fonction signe de x .

Plaçons nous dans le cas d'un habillage faible, c'est à dire :

$$\begin{cases} \Delta_1 \gg \Omega_{R1}; & \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \approx S(\Delta_1); & \Omega_1 = \sqrt{\Omega_{R1}^2 + \Delta_1^2} \approx |\Delta_1| + \frac{\Omega_{R1}^2}{(2|\Delta_1|)} \\ \Delta_2 \gg \Omega_{R2}; & \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \approx S(\Delta_2); & \Omega_2 = \sqrt{\Omega_{R2}^2 + \Delta_2^2} \approx |\Delta_2| + \frac{\Omega_{R2}^2}{(2|\Delta_2|)} \end{cases} \quad (4.4)$$

Remarquons qu'avec les approximations ci-dessus, $\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \pm i S(\Delta_2) \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} = e^{\pm i S(\Delta_2) \frac{\Omega_2 T_R^{On}}{2}}$.

On peut donc réécrire $P_{|2,1\rangle}$:

$$\begin{aligned}
 P_{|2,1\rangle} = & \left| e^{i\delta T_R} e^{-i\frac{(\Delta_1+\Delta_2)T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right)^2 e^{iS(\Delta_2) \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On}} - \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right]^2 e^{-iS(\Delta_1) \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On}} \right|^2 \\
 = & \left| e^{i\varphi} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right)^2 - \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right]^2 \right|^2
 \end{aligned} \quad (4.5)$$

où la phase φ est donc :

$$\begin{aligned}
 \varphi = & \delta T_R - \frac{(\Delta_1 + \Delta_2) T_R^{On}}{2} + S(\Delta_2) \frac{|\Delta_2| T_R^{On}}{2} + S(\Delta_1) \frac{|\Delta_1| T_R^{On}}{2} \\
 & + S(\Delta_2) \frac{\Omega_{R2}^2 T_R^{On}}{4|\Delta_2|} + S(\Delta_1) \frac{\Omega_{R1}^2 T_R^{On}}{4|\Delta_1|}
 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Ce qui aboutit à :

$$\varphi = \delta T_R + \left(\frac{\Omega_{R2}^2}{4\Delta_2} + \frac{\Omega_{R1}^2}{4\Delta_1} \right) T_R^{On} \quad (4.7)$$

Les franges de Ramsey sont donc en $\cos \left[\delta T_R + \left(\frac{\Omega_{R2}^2}{4\Delta_2} + \frac{\Omega_{R1}^2}{4\Delta_1} \right) T_R^{On} \right]$ où $\frac{\Omega_{R1}^2}{4\Delta_1}$ est le terme de déplacement AC Zeeman de l'état $|1, -1\rangle$ et $\frac{\Omega_{R2}^2}{4\Delta_2}$ celui de l'état $|2, 1\rangle$. Nous remarquons qu'un déséquilibre des fréquences de Rabi va faire défiler les franges et créer ainsi un biais. Il est donc intéressant d'annuler ce terme. Si $T_R = T_R^{On} + T_R^{Off}$, que T_R est constant et que l'on varie T_R^{On} , la fréquence des franges en fonction de T_R^{On} est :

$$f = \frac{1}{2\pi} \left| \delta + \left(\frac{\Omega_{R2}^2}{4\Delta_2} + \frac{\Omega_{R1}^2}{4\Delta_1} \right) \right| \quad (4.8)$$

Nous privilégions la configuration répulsive¹⁰, nous avons donc $\Delta_2 < 0$ et $\Delta_1 > 0$. Remarquons que dans cette configuration, les deux déplacements AC Zeeman s'opposent, et se compensent même parfaitement lorsque $\Omega_{R1} = \Omega_{R2}$ et $|\Delta_2| = |\Delta_1|$. Si on habille uniquement un état à la fois, la fréquence devient :

$$\begin{cases} f_{|2,1\rangle} = \frac{1}{2\pi} \left| \delta - \frac{\Omega_{R2}^2}{4|\Delta_2|} \right| ; \text{ si on habille } |2, 1\rangle \text{ depuis un guide.} \\ f_{|1,-1\rangle} = \frac{1}{2\pi} \left| \delta + \frac{\Omega_{R1}^2}{4|\Delta_1|} \right| ; \text{ si on habille } |1, -1\rangle \text{ depuis un guide.} \end{cases} \quad (4.9)$$

Un raisonnement analogue peut être fait pour la configuration attractive.

Puisque δ , Δ_1 et Δ_2 sont connus, il est donc possible de déterminer les fréquences de Rabi Ω_{R1} et Ω_{R2} expérimentalement à la position des atomes en observant les oscillations en fonction de la durée T_R^{On} . On distingue deux cas suivant le signe de δ :

— $\delta > 0$:

$$\begin{cases} f_{|2,1\rangle} = \frac{1}{2\pi} \left| \delta - \frac{\Omega_{R2}^2}{4|\Delta_2|} \right| \\ f_{|1,-1\rangle} = \frac{1}{2\pi} \left| \delta + \frac{\Omega_{R1}^2}{4|\Delta_1|} \right| \end{cases} \quad (4.10)$$

et on représente $f_{|2,1\rangle}$ et $f_{|1,-1\rangle}$ sur la figure 4.17.

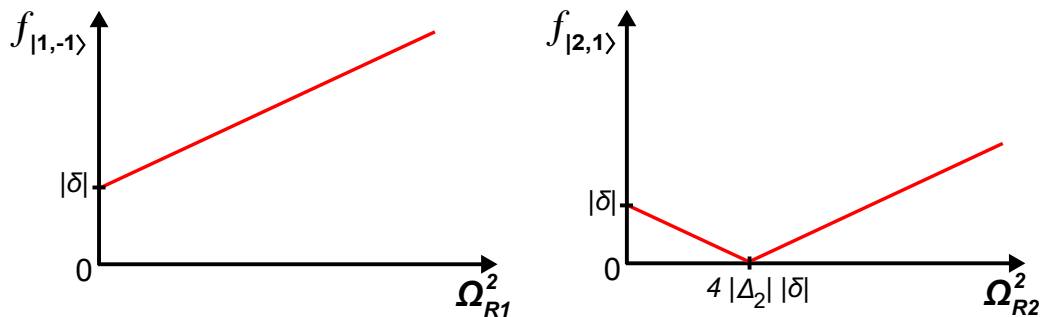


FIGURE 4.17 – Représentation des équations 4.10 dans le cas $\delta > 0$.

10. Car comme nous l'avons vu dans la section 4.3, en configuration attractive le piège peut s'ouvrir et causer la perte d'atomes. Nous obtenons aussi une plus grande distance de séparation en configuration répulsive.

— $\delta < 0$:

$$\begin{cases} f_{|2,1\rangle} = \frac{1}{2\pi} \left| -|\delta| - \frac{\Omega_{R2}^2}{4|\Delta_2|} \right| \\ f_{|1,-1\rangle} = \frac{1}{2\pi} \left| -|\delta| + \frac{\Omega_{R1}^2}{4|\Delta_1|} \right| \end{cases} \quad (4.11)$$

et on représente $f_{|2,1\rangle}$ et $f_{|1,-1\rangle}$ sur la figure 4.18.

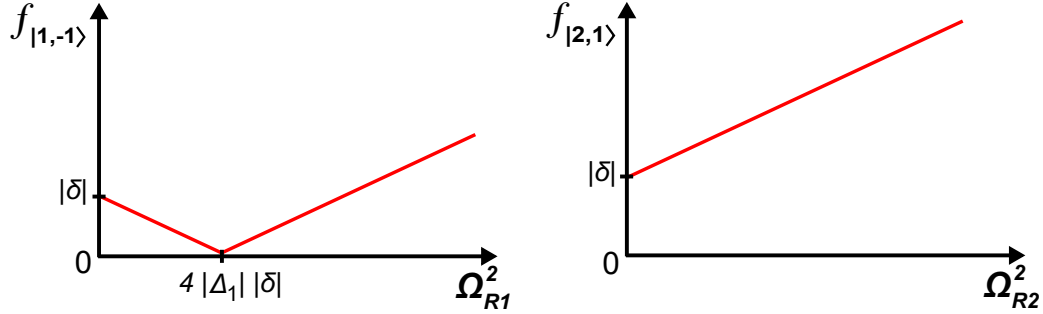


FIGURE 4.18 – Représentation des equations 4.11 dans le cas $\delta < 0$.

Expérimentalement, on se place à $\delta = -110$ Hz (i.e. $\delta < 0$) et nous faisons des séquences de Ramsey en temps en variant T_R^{On} , puis on détermine la fréquence des franges d'interférences par un ajustement. Nous faisons ensuite varier Ω_{R1} dans le guide d'onde n°1 et on extrait pour chaque valeur de Ω_{R1} la fréquence $f_{|1,-1\rangle}$. Nous procédons ensuite à la même caractérisation avec Ω_{R2} dans le guide d'onde n°2. Les résultats de cette caractérisation sont représentés sur les figures 4.19 et 4.20.

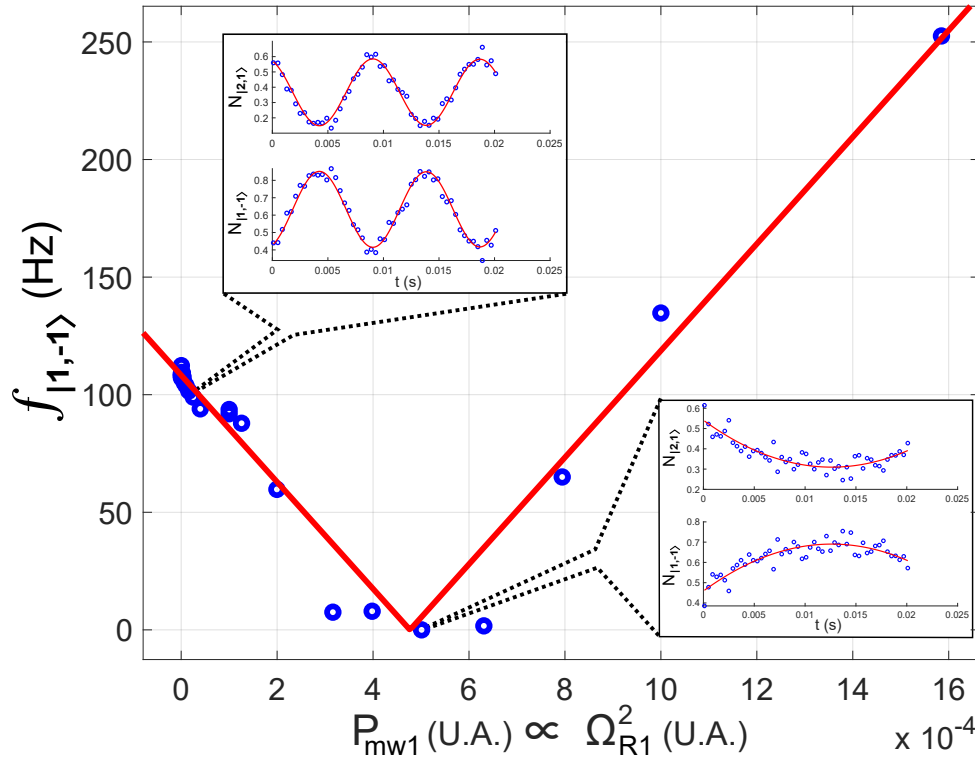


FIGURE 4.19 – Détermination de Ω_{R1} par mesure des déplacements Zeeman AC. Chaque point bleu correspond à la fréquence $f_{|1,-1\rangle}$ des oscillations déterminée à partir de séquence de Ramsey en temps. La courbe rouge correspond à un ajustement des données. En encart est représenté pour deux points différents, les oscillations obtenues pour une séquence de Ramsey pour Ω_{R1} donnée.

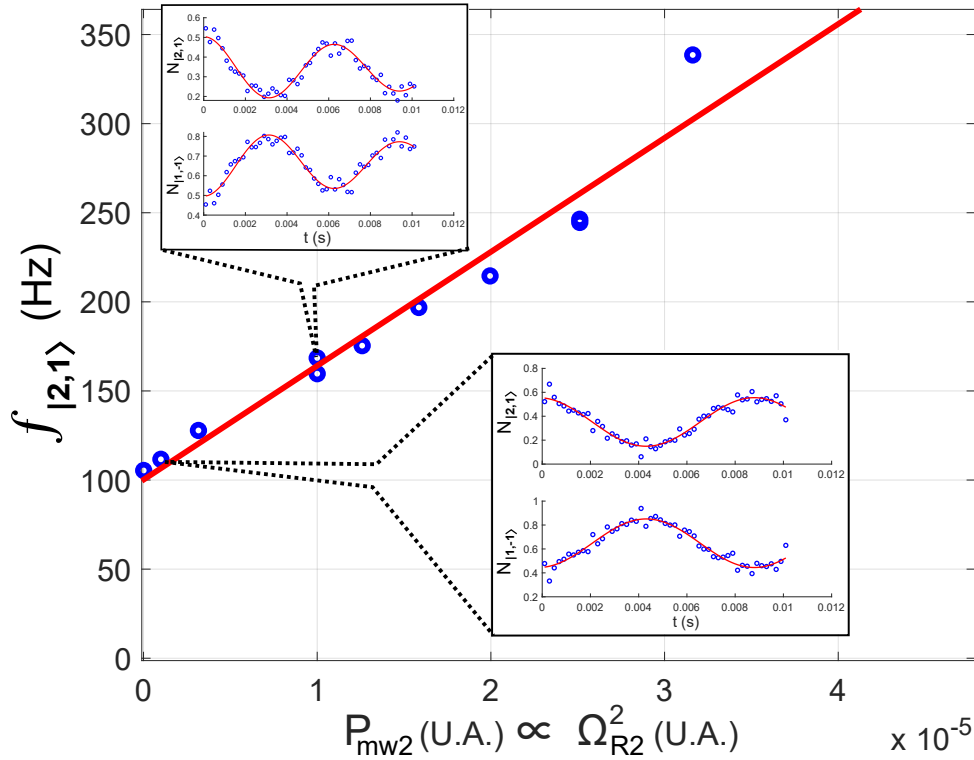


FIGURE 4.20 – Détermination de Ω_{R2} par mesure des déplacements Zeeman AC. Chaque point bleu correspond à la fréquence $f_{|2,1\rangle}$ des oscillations déterminée à partir de séquence de Ramsey en temps. La courbe rouge correspond à un ajustement des données. En encart est représenté pour deux points différents, les oscillations obtenues pour une séquence de Ramsey pour Ω_{R2} donnée.

À partir des deux courbes précédentes et de l'équation 4.17 on peut en déduire les courbes des déplacements AC Zeeman en fonction de P_{mw1} et P_{mw2} , les puissances injectées dans chaque guide.

4.6.3 Positionnement du nuage au milieu des guides

Dans cette section nous cherchons à déterminer la position des guides d'ondes par rapport à celle du nuage. Pour cela nous mesurons les déplacements AC Zeeman par séquence de Ramsey en temps, comme dans la section précédente.

Nous partons du principe que la pulsation de Rabi Ω_{Ri}^2 à la position des atomes (x_0, y_0) est proportionnelle au produit de la puissance P injectée dans un guide, au diagramme de rayonnement de ce guide d'onde $f(r_i)$ qui dépend de la distance r_i des atomes au guide d'onde i , et au terme de couplage $C_{[F,m_F]}^2$ lié à la transition considérée. On suppose que nos guides d'ondes sont identiques, et donc qu'ils ont le même diagramme de rayonnement $f(r)$. On utilise de faibles puissances micro-ondes pour que l'habillage micro-onde soit suffisamment faible pour ne pas déplacer le nuage pendant la mesure. Dans la pratique nous avons choisi Ω_R^2 tel que $|\delta| > \frac{\Omega_{Ri}^2}{4|\Delta_i|}$. Sous ces conditions, on a :

$$\Omega_{R2}^2 \propto C_{|2,1\rangle}^2 P_{\beta} f(r_2) \quad (4.12)$$

dans le cas où on habille l'état $|2, 1\rangle$ en injectant la puissance P_β dans le guide d'onde 2 qui se trouve à une distance r_2 du nuage. On a aussi :

$$\Omega_{R1}^2 \propto C_{|1,-1\rangle}^2 P_\alpha f(r_1) \quad (4.13)$$

dans le cas où on habille l'état $|1, -1\rangle$ en injectant P_α dans le guide d'onde 1 qui se trouve à une distance r_1 du nuage. On suppose aussi que la puissance micro-onde injectée dans un guide ne dépend pas de la fréquence¹¹. La figure 4.21 représente les différentes configurations de mesure de déplacement AC Zeeman que nous mesurons.

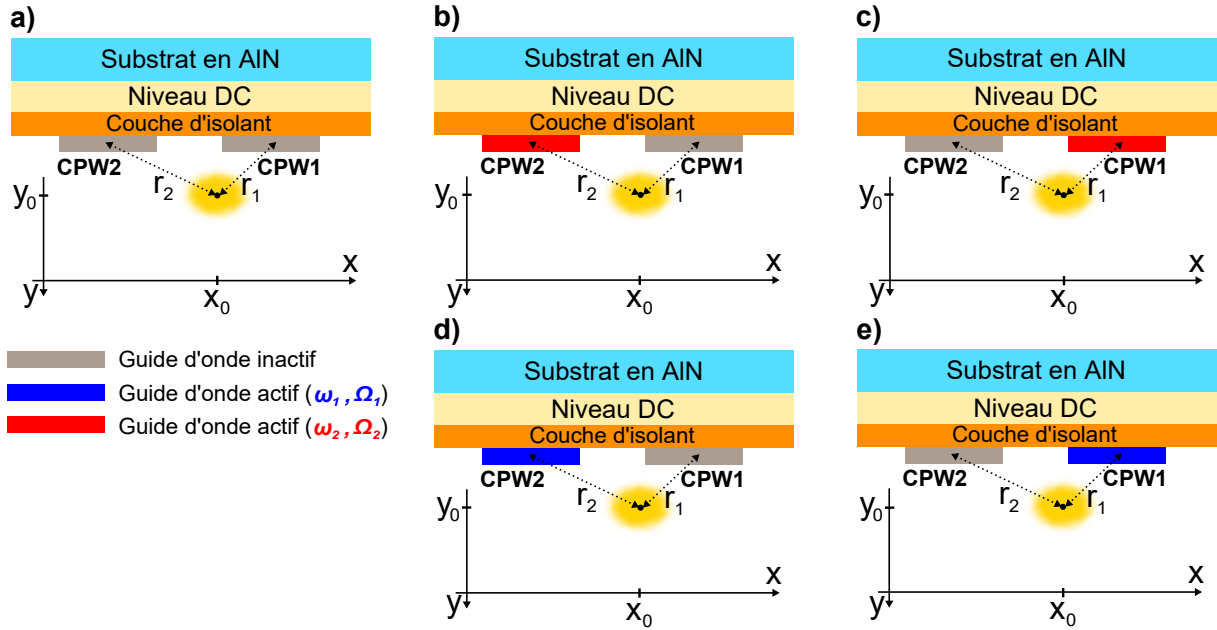


FIGURE 4.21 – Protocole de mesure des déplacements AC Zeeman. (a) Un nuage d'atomes dans une superposition cohérente des états $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ à poids égaux après l'impulsion $\pi/2$, est représenté en jaune. Il se trouve dans un piège magnétique statique créé par la puce à la position (x_0, y_0) en absence d'habillage micro-onde. (b) Le guide d'onde 2 est parcouru par un courant micro-onde de pulsation ω_2 . Le champ résultant couple les atomes avec un autre sous niveau avec une pulsation de Rabi Ω_2 . L'habillage résultant est suffisamment faible pour considérer que le déplacement spatial du nuage soit négligeable. On mesure le déplacement AC Zeeman induit par la présence du champ créé par le guide 2 avec une séquence de Ramsey en temps, et on reproduit l'expérience pour mesurer les déplacements induits dans les configurations (c), (d) et (e).

On commence par mesurer le déplacement AC Zeeman induit par l'habillage de $|2, 1\rangle$ noté $AC_{|2,1\rangle}^{(b)}$ créé par la puissance P_β dans le guide 2, tandis que la puissance $P_\alpha = 0$ est envoyée dans le guide 1, voir figure 4.21 (b). Dans un second temps, on mesure le déplacement AC Zeeman $AC_{|2,1\rangle}^{(c)}$ créé par la puissance P_α dans le guide 1, tandis que $P_\beta = 0$ est envoyée dans le guide 2, voir figure 4.21 (c).

$$\begin{cases} AC_{|2,1\rangle}^{(b)} = -\frac{\Omega_{R2}^2}{4|\Delta_2|} \propto C_{|2,1\rangle}^2 \frac{P_\beta f(r_2)}{4|\Delta_2|} \\ AC_{|2,1\rangle}^{(c)} = -\frac{\Omega_{R2}^2}{4|\Delta_2|} \propto C_{|2,1\rangle}^2 \frac{P_\alpha f(r_1)}{4|\Delta_2|} \end{cases} \quad (4.14)$$

11. Les variations de puissances sont négligeables sur l'intervalle de fréquences micro-ondes utilisé.

On procède ensuite aux mêmes mesures en habillant cette fois-ci $|1, -1\rangle$. On commence par mesurer le déplacement AC Zeeman $AC_{|1,-1\rangle}^{(d)}$ créé par P_β dans le guide 2, tandis que $P_\alpha = 0$ dans le guide 1, voir figure 4.21 (d). Puis on mesure le déplacement AC Zeeman $AC_{|1,-1\rangle}^{(e)}$ créé par P_α dans le guide 1, tandis que $P_\beta = 0$ dans le guide 2, voir figure 4.21 (e).

$$\begin{cases} AC_{|1,-1\rangle}^{(d)} = +\frac{\Omega_{R1}^2}{4|\Delta_1|} \propto C_{|1,-1\rangle}^2 \frac{P_\beta f(r_2)}{4|\Delta_1|} \\ AC_{|1,-1\rangle}^{(e)} = +\frac{\Omega_{R1}^2}{4|\Delta_1|} \propto C_{|1,-1\rangle}^2 \frac{P_\alpha f(r_1)}{4|\Delta_1|} \end{cases} \quad (4.15)$$

Nous avons vu un peu plus tôt dans la section 4.6.1 que l'application de différentes valeurs de champ magnétique homogène vertical - qui dans notre expérience est contrôlé par le courant I_{TB} - permettait de déplacer le nuage latéralement selon l'axe des x . La distance r est donc fonction de I_{TB} .

Nous nous sommes placés à $|\Delta_2| = |\Delta_1|$, ce qui permet de simplifier l'expression χ des ratios des déplacements AC Zeeman sur chaque état :

$$\begin{cases} \chi_{|2,1\rangle}^{AC}(I_{TB}) = \frac{AC_{|2,1\rangle}^{(b)}}{AC_{|2,1\rangle}^{(e)}} = \frac{P_\beta f(r_2(I_{TB}))}{P_\alpha f(r_1(I_{TB}))} \\ \chi_{|1,-1\rangle}^{AC}(I_{TB}) = \frac{AC_{|1,-1\rangle}^{(e)}}{AC_{|1,-1\rangle}^{(d)}} = \frac{P_\alpha f(r_1(I_{TB}))}{P_\beta f(r_2(I_{TB}))} \end{cases} \quad (4.16)$$

Dans le cas où $P_\alpha \neq P_\beta$, il est utile d'introduire :

$$\eta = \frac{P_\alpha}{P_\beta} \quad (4.17)$$

pour tenir compte du déséquilibre des puissances. Ce ratio est connu car nous avons calibré les puissances micro-ondes injectées dans les guides, voir la figure 4.13.

Enfin, dès que :

$$\eta \times \chi_{|2,1\rangle}^{AC}(I_{TB}) = \frac{1}{\eta} \chi_{|1,-1\rangle}^{AC}(I_{TB}) \quad (4.18)$$

on a $f(r_1) = f(r_2)$, et si $f(r)$ est une fonction suffisamment monotone alors $r_1 = r_2$. Graphiquement cette égalité est réalisée lorsque ces deux courbes ($\eta \times \chi_{|2,1\rangle}^{AC}(I_{TB})$ et $\frac{1}{\eta} \chi_{|1,-1\rangle}^{AC}(I_{TB})$) se croisent. En effet, pour ce point les déplacements lumineux issus de chaque guide d'ondes sont égaux : le nuage se trouve alors à égales distances des deux guides.

Nous reproduisons donc ces 4 mesures de déplacements AC Zeeman à différentes positions du nuage puis traçons les ratios χ en fonction de I_{TB} sur la figure 4.22.

In fine, nous trouvons une valeur très proche de la valeur du courant I_{TB} annulant le champ de biais vertical dans la section 4.6.1 : $I_{TB} = -26,3$ mA. Nous nous plaçons donc à cette valeur de I_{TB} , et nous commençons à nous intéresser aux séquences de Ramsey avec séparations spatiales des deux nuages pendant la phase de libre évolution.

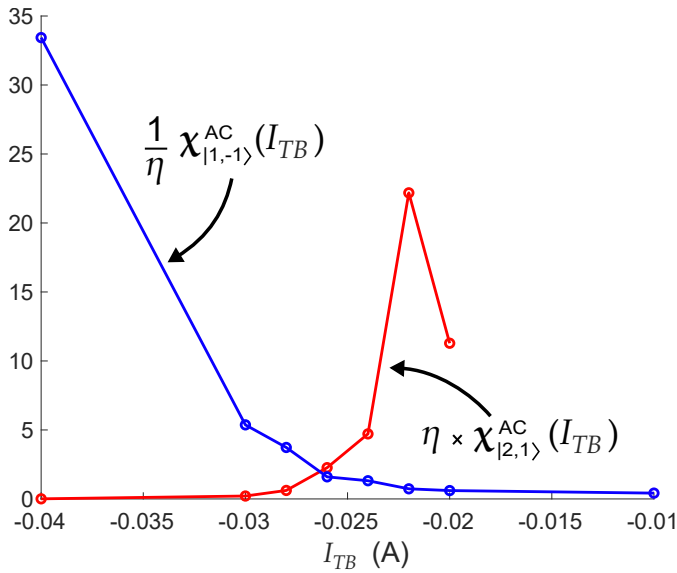


FIGURE 4.22 – Ratios $\eta \times \chi_{|2,1\rangle}^{AC}(I_{TB})$ et $\frac{1}{\eta} \chi_{|1,-1\rangle}^{AC}(I_{TB})$ en fonction de I_{TB} . I_{TB} est le courant parcourant la bobine créant le champ de biais vertical. Ce paramètre permet de déplacer le nuage latéralement. Le croisement des deux courbes se fait à $I_{TB} = -26,3$ mA.

4.7 Oscillations des nuages dans le piège suite à la recombinaison

La séparation spatiale des deux nuages doit se faire idéalement de façon adiabatique pour éviter que chaque nuage oscille dans son piège habillé. De la même façon, la recombinaison via l’extinction des champs micro-ondes doit elle aussi être adiabatique pour éviter que chaque nuage oscille dans le piège DC. Cela se fait par une diminution progressive de la puissance micro-onde dans chacun des guides d’ondes. Si l’extinction se fait de manière non adiabatique, il est possible d’observer des oscillations de chacun des nuages dans le piège, comme le montre la figure 4.23.

Ces oscillations sont indésirables car elles compliquent la fermeture de la séquence d’interférométrie que réalise la seconde impulsion $\pi/2$. En effet, en l’absence d’un recouvrement spatial des nuages atomiques pendant la seconde impulsion $\pi/2$, il n’est pas possible d’observer de franges d’interférences quand on fait un balayage dans le domaine fréquentiel. Nous devons donc nous assurer que chacun des nuages se superposent pendant toute la durée de la seconde impulsion, ce qui ajoute une condition supplémentaire expérimentale sur la durée des impulsions $\pi/2$. L’impulsion $\pi/2$ doit être suffisamment courte pour que les nuages restent superposés pendant toute sa durée. Lorsque l’on observe les franges dans le domaine temporel en variant T_R plutôt que la fréquence des impulsions $\pi/2$, il est possible d’observer des *revival* du contraste en présence de ces oscillations [Böhi, 2010].

Plusieurs solutions s’offrent à nous pour remédier à ce problème de perte de contraste :

- Une première consiste à utiliser des rampes adiabatiques de plusieurs dizaines de ms. Cette solution bien qu’étant la plus naturelle, suppose de pouvoir préserver la cohérence sur des échelles de temps relativement longues. En l’absence de blindage magnétique sur l’expérience, il semble ambitieux d’atteindre des temps de cohérence suffisamment longs à cause du bruit sur l’amplitude du champ magnétique pour à la fois réaliser des rampes adiabatiques et observer des franges d’interférences. Nous n’avons pas essayé cette solution, mais il pourrait être intéressant de l’essayer.

- Une seconde piste serait de réaliser un raccourci à l'adiabaticité [Torrontegui *et al.*, 2013, Schaff *et al.*, 2011], en utilisant par exemple la méthode des invariants de Lewis-Riesenfeld [H. R. Lewis et Riesenfeld, 1969]. Voir par exemple les travaux du groupe [Dupont-Nivet *et al.*, 2016].
- Une autre solution est de garder des rampes courtes non-adiabatiques, mais d'utiliser un temps T_R^{Off} entre l'extinction des habillages et l'impulsion $\pi/2$. T_R^{Off} est réglé pour que, au moment de l'impulsion $\pi/2$ les nuages de chaque état se recouvrent.

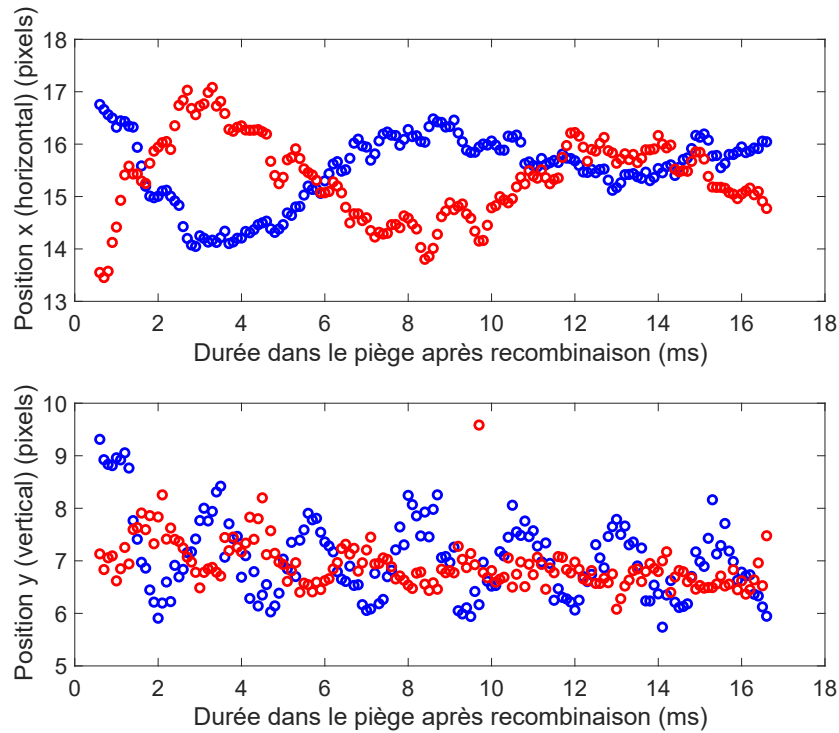


FIGURE 4.23 – Évolution des positions (x,y) des nuages dans $|2,1\rangle$ en bleu et $|1,-1\rangle$ en rouge en fonction du temps passé dans le piège après la recombinaison en l'absence de la seconde impulsion $\pi/2$. On utilise ici environ 630 mW de puissance micro-onde dans chaque guide d'onde, et l'extinction de la micro-onde est réalisé en 1,8 ms. On utilise une moyenne glissante de 4 points sur la position. On observe des oscillations spatiales des nuages en opposition de phase.

C'est cette dernière solution que nous avons privilégié. L'inconvénient de cette solution est qu'elle nécessite de déterminer la période des oscillations du nuage dans chaque piège dans lequel on souhaite réaliser une séquence de Ramsey avec habillage des états internes (voir la figure 4.23). Il est par ailleurs nécessaire de réaliser des ajustements sur le temps T_R^{Off} pour chaque modification des paramètres de puissances micro-ondes injectées, des rampes d'allumages et d'extinctions, et de la durée du *stand-by*, tel que défini sur la figure 4.24.

Dans la section suivante, nous passons aux résultats obtenus lors de séquence de Ramsey avec séparation spatiale des deux états. Nous utiliserons plusieurs pièges différents où T_R^{Off} sera donc susceptible de varier.

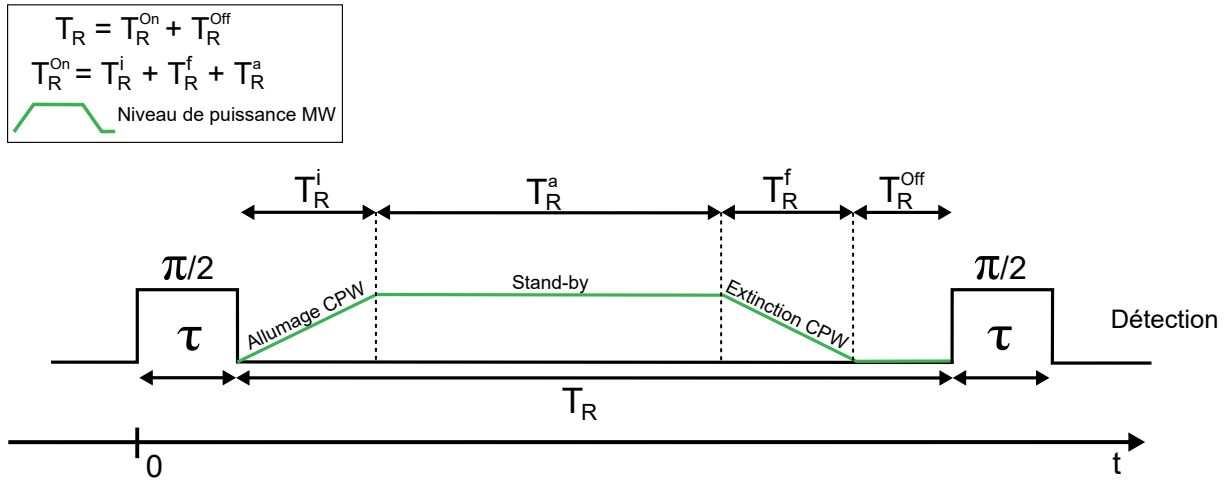


FIGURE 4.24 – Séquence de Ramsey avec habillage micro-onde et présence d'un temps T_R^{Off} avant la seconde impulsion $\pi/2$. La durée de ce temps est déterminé en fonction des données de la figure 4.23.

4.8 Séquence de Ramsey avec habillage des états internes

Dans cette section, je présente les résultats obtenus lorsque nous introduisons une séparation spatiale des deux états de l'interféromètre à l'aide de deux habillages micro-ondes des états internes pendant la séquence de Ramsey. On s'intéresse dans un premier temps à une séquence réalisée dans le piège d'interférométrie (dont la valeur du champ magnétique au fond du piège est $B_m \approx 3,23 \text{ G}$), avec un petit champ de biais vertical créé par $I_{TB} = -26,3 \text{ mA}$.

À l'issue de l'impulsion $\pi/2$, nous allumons progressivement en 0,8 ms la micro-onde dans les deux guides d'ondes simultanément. Le guide 2 habille l'état $|2, 1\rangle$ et le guide 1 habille l'état $|1, -1\rangle$. Nous utilisons des décalages en fréquences constants de $|\Delta_1/2\pi| = |\Delta_2/2\pi| = 464 \text{ kHz}$, où $\Delta_1 = \omega_1 - (E_{|2,0\rangle} - E_{|1,-1\rangle})/\hbar$ et $\Delta_2 = \omega_2 - (E_{|2,1\rangle} - E_{|1,0\rangle})/\hbar$. Les deux habillages se font donc sur les transitions σ . Nous maintenons les guides allumés pendant 0,3 ms à une puissance d'environ 14 dBm au milieu de chaque guide, puis on les éteint progressivement en 0,8 ms de façon symétrique. Nous laissons un temps $T_R^{\text{Off}} = 1,9 \text{ ms}$ pour permettre aux deux nuages de se recombiner spatialement, puis débute la seconde impulsion $\pi/2$ qui vient refermer l'interféromètre. Chaque impulsion $\pi/2$ fait ici $300 \mu\text{s}$. Le temps de Ramsey total est donc de 3,8 ms. Nous détectons ensuite les deux états en mode double détection après un temps de vol de 0,8 ms. Nous reproduisons l'expérience en faisant varier la fréquence des impulsions $\pi/2$ et obtenons la figure 4.25.

Bien que nous ayons utilisé la calibration des déplacements AC Zeeman de la section précédente pour placer le nuage au centre des guides, et utiliser des fréquences de Rabi équivalentes pour symétriser l'amplitude de déplacement de chaque nuage, nous observons une franche dissymétrie des déplacements de chacun des nuages dans ce piège : l'état $|1, -1\rangle$ ne se déplace que de 0,25 pixels, soit $0,95 \mu\text{m}$. Toutefois, l'état $|2, 1\rangle$ est bien déplacé de 0,65 pixels soit $2,47 \mu\text{m}$ et la séparation entre les deux états est d'environ $3,4 \mu\text{m}$ pour les puissances micro-ondes utilisées.

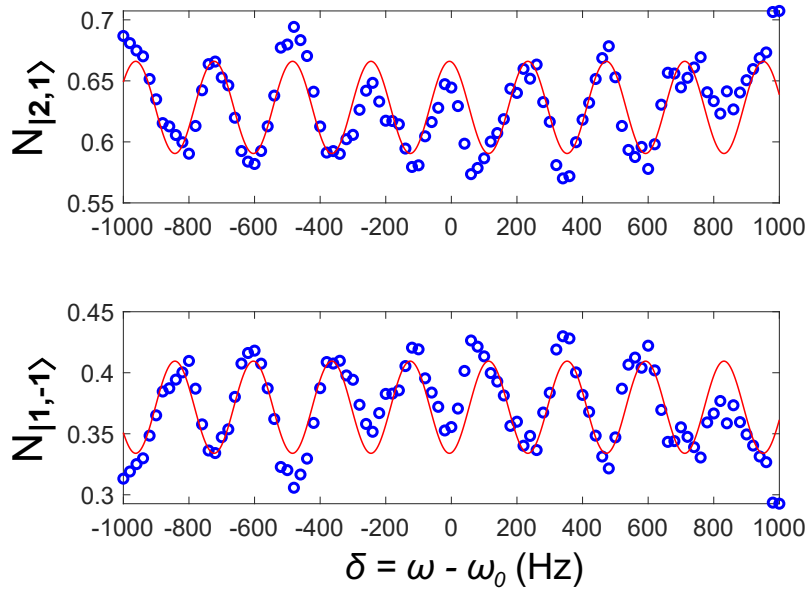


FIGURE 4.25 – Franges de Ramsey en mode accéléromètre avec les mêmes paramètres que la figure 4.26 (c), mais $T_R^{Off} = 1,9$ ms, donc $T_R = 3,8$ ms, $I_{TB} = -26$ mA, et $P_{mw1} = 14$ dBm, $P_{mw2} = 14$ dBm. Les cercles bleus sont les mesures, la ligne rouge est l’ajustement par un cosinus qui donne $T_R = 4,20 \pm 0,02$ ms.

Nous avons expérimenté des séquences de Ramsey dans un piège aux mêmes caractéristiques mais avec cette fois-ci avec un champ de biais vertical créé par $I_{TB} = -30$ mA, ce qui déplace de quelques μm le piège latéralement. Des séquences de Ramsey en fréquence où l’on allume un des guides d’ondes - ou les deux - pendant le temps de Ramsey sont représentées sur la figure 4.26.

Dans une première série de séquence, nous habillons un des états depuis un guide d’onde sur la figure 4.26(a), puis dans une autre série nous habillons l’autre état depuis l’autre guide sur la figure 4.26(b). Nous maintenons séparés ces nuages pendant $T_R^a = 0,3$ ms, l’allumage et l’extinction progressive de la micro-onde sont faites en $T_R^i = T_R^f = 0,8$ ms. Après un temps T_R^{Off} de 2,5 ms pour permettre aux nuages d’être à la même position, la deuxième impulsion $\pi/2$ clôt la séquence de Ramsey. Chaque impulsion $\pi/2$ fait ici $100 \mu\text{s}$. Nous détectons la population de chaque nuage et traçons les populations en fonction de la fréquence des impulsions $\pi/2$. Nous obtenons un contraste d’environ 0,2 sur ces franges.

Lorsque l’on reproduit l’expérience en allumant cette fois les deux guides en mêmes temps (voir la figure 4.26 (c)), les deux nuages se déplacent simultanément dans des directions opposées augmentant ainsi la distance de séparation. Dans cette configuration nous obtenons environ 0,1 de contraste sur les franges.

Dans ce piège et avec ces paramètres, une dissymétrie subsiste, mais nous observons de francs déplacements pour chacun des nuages. Le nuage dans l’état $|1, -1\rangle$ est déplacé sur 1,11 pixels soit environ $4,22 \mu\text{m}$, l’état $|2, 1\rangle$ se déplace dans la direction opposée sur 0,31 pixels soit environ $1,18 \mu\text{m}$. La distance totale de séparation entre les deux nuages est donc de 1,42 pixels, soit environ $5,4 \mu\text{m}$.

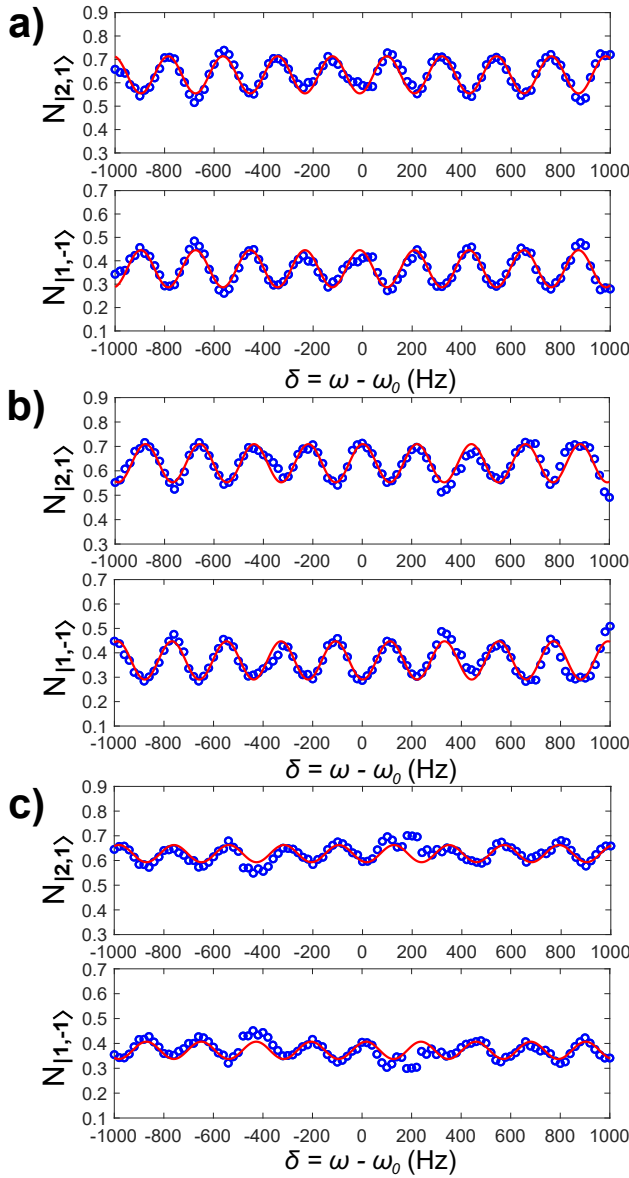


FIGURE 4.26 – Observation de franges de Ramsey en mode accéléromètre dans trois configurations différentes. L’allumage et l’extinction de la micro-onde se font en $T_R^i = T_R^f = 0,8$ ms. Entre les deux, la puissance micro-onde est maintenue pendant $T_R^a = 0,3$ ms. On utilise un temps $T_R^{Off} = 2,5$ ms pour faire coïncider la 2^{ème} impulsion $\pi/2$ à un instant où les deux nuages se recouvrent spatialement. La somme de ces intervalles donne un temps de Ramsey $T_R = 4,4$ ms entre les deux impulsions $\pi/2$. La taille d’une impulsion $\pi/2$ est de $100 \mu\text{s}$ ici. On utilise des décalages en fréquence constants $|\Delta_1/2\pi| = |\Delta_2/2\pi| = 464$ kHz, où $\Delta_1 = \omega_1 - (E_{|2,0\rangle} - E_{|1,-1\rangle})/\hbar$ et $\Delta_2 = \omega_2 - (E_{|2,1\rangle} - E_{|1,0\rangle})/\hbar$. Une moyenne glissante de 4 points est appliquée sur le nombre d’atomes dans chaque état. (a) Seul le guide 1 est allumé pendant la séquence. (b) Seul le guide 2 est allumé pendant la séquence. (c) Les deux guides d’ondes sont allumés simultanément pendant la séquence. La puissance micro-onde au niveau des atomes dans les guides est d’environ 19 dBm. La distance de séparation entre les deux nuages pour cette puissance, est de $\Delta x = 1,42$ pixels, soit environ $5,4 \mu\text{m}$.

Par la présence de ces franges d’interférences, nous observons encore de la cohérence avec une séparation spatiale de ces deux états pendant une partie de la séquence de Ramsey, et ce, pour des distances de séparation plus grande que la longueur d’onde thermique de De Broglie.

En effet, comme nous le verrons dans la section suivante, les nuages utilisés ont une température comprise entre 300 et 800 nK. Ce qui donne une longueur d’onde thermique de De Broglie de l’ordre de 0,1 à $0,17 \mu\text{m}$. Nous séparons les nuages durant la séquence de Ramsey sur des distances de 3,4 à $5,4 \mu\text{m}$ (selon le piège utilisé), soit 20 à 50 fois plus que la longueur de De Broglie.

4.9 Effet de la température sur le contraste des franges

Dans cette section, on cherche à évaluer l’effet de la température du nuage sur le contraste de l’interféromètre. La mesure de la température des différents nuages est faite par l’analyse de

l'expansion du nuage pendant le temps de vol. La figure 4.27 permet de déterminer la température du nuage dans le piège du STIRAP ainsi que dans le piège d'interférométrie.

Le piège d'interférométrie se trouve à quelques dizaines de μm de la puce. Pour la mesure de la température des nuages dans ce piège, nous devons utiliser un petit champ magnétique verticale pour accélérer sa chute pendant le temps de vol afin de faciliter sa détection. Cela a pour effet de biaiser la mesure d'expansion verticale, et donc de T_y , qui se trouve minimisée. Nous prenons donc T_x comme borne supérieure de la mesure de température.

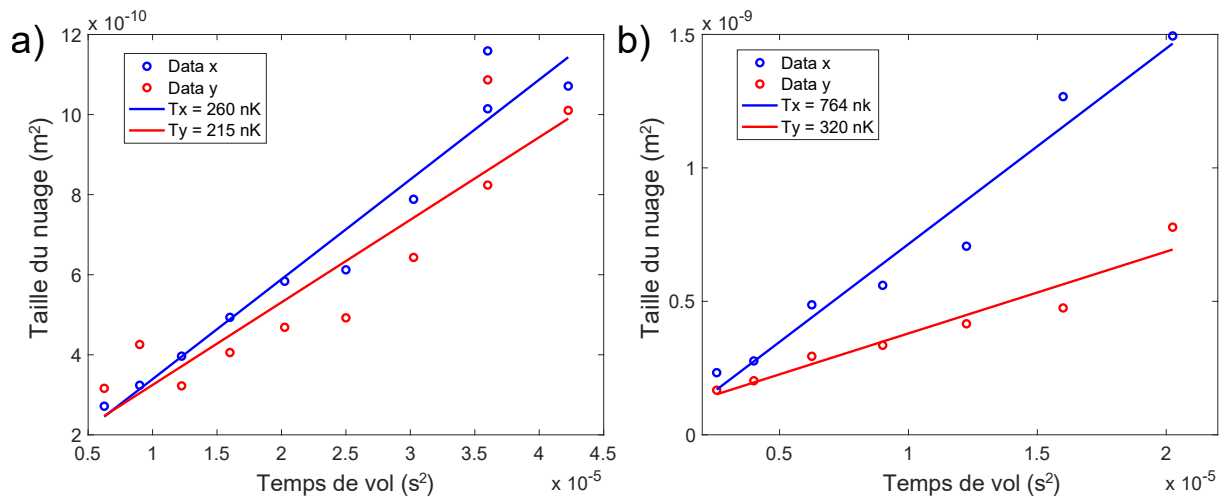


FIGURE 4.27 – (a) Température du nuage juste après le STIRAP, dans le piège du STIRAP. Mesure réalisée par l'analyse de l'expansion du nuage pour différents temps de vol. (b) Température du nuage dans le piège d'interférométrie. Mesure réalisée par l'analyse de l'expansion du nuage pour différents temps de vol.

Nous observons que le ratio des deux températures T_{Stirap}/T_{Int} de la figure 4.27 est environ égal au ratio des fréquences propres $\tilde{\omega}_{Stirap}/\tilde{\omega}_{Int}$ des pièges du STIRAP et d'interférométrie, ce qui indique que les transformations entre les différents pièges se font de manière adiabatique [Walraven, 2010].

Comme nous l'avons vu dans la section 2.7, en abaissant la fréquence de fin de rampe de l'évaporation RF on diminue la profondeur du piège, ce qui permet d'abaisser la température du nuage. La figure 4.28 nous donne la température d'un nuage dans le piège d'interférométrie en fonction de la valeur de la fréquence RF de fin d'évaporation.

La mesure du contraste se fait en analysant les franges de Ramsey obtenues lors d'un scan dans le domaine fréquentiel. En répétant l'expérience pour plusieurs températures, nous obtenons la figure 4.29. Nous observons bien une décroissance du contraste avec l'augmentation de la température du nuage. La référence [Dupont-Nivet *et al.*, 2018] suggère un temps de décroissance du contraste t_c donné par :

$$t_c \approx \frac{1}{|\delta\omega|} \frac{\hbar\omega}{k_B T} \quad (4.19)$$

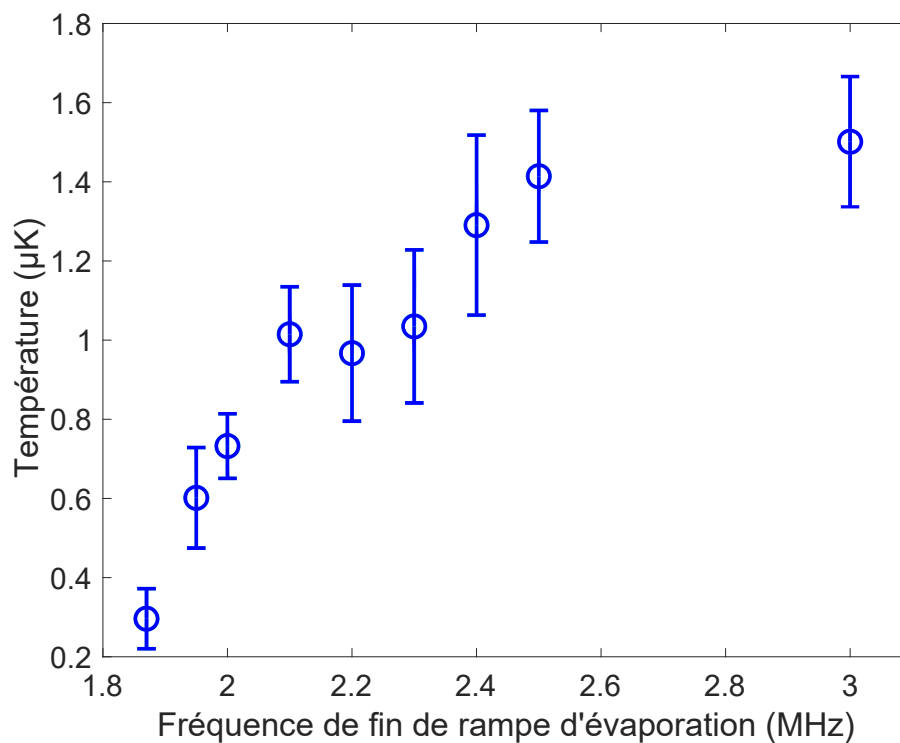


FIGURE 4.28 – Température du nuage dans le piège d'interférométrie en fonction de la fréquence de fin de rampe d'évaporation RF . Mesure réalisée par Camille Georges durant son stage.

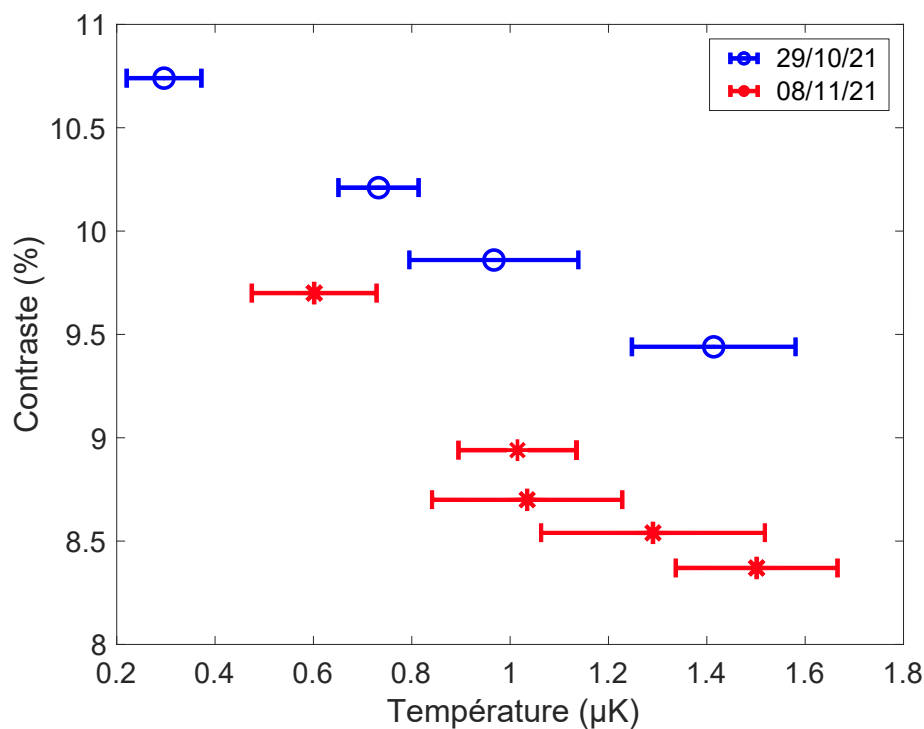


FIGURE 4.29 – Contraste des franges d'interférence de séquences de type Ramsey avec séparation spatiale des deux états de l'interféromètre (mode accéléromètre) en fonction de la température du nuage. Chaque point est obtenu à partir de la réalisation d'un réseau de franges d'interférences de Ramsey, duquel on extrait l'amplitude du contraste de ces franges. Les points bleus et rouges ont été réalisés à deux dates différentes. Mesure réalisée par Camille Georges durant son stage.

où ω est la moyenne des fréquences des deux pièges habillés, $\delta\omega$ la différence entre les fréquences des deux pièges et T la température du nuage. Cependant, nos résultats sont trop préliminaires pour infirmer ou confirmer cette loi.

Sur la figure 4.29 où deux séries de mesure du contraste sont réalisées sur deux journées différentes, nous observons bien une diminution du contraste avec l'augmentation de la température. On observe également une dérive du contraste sur les deux jours.

Détermination du contraste

En pratique, sur des données bruitées, un ajustement sinusoïdal n'est pas robuste pour estimer le contraste des franges. Nous utilisons donc l'estimateur suivant :

Supposons que notre signal soit de la forme :

$$S = A \cos(2\pi f T_R + \phi) + C \quad (4.20)$$

avec T_R le temps de Ramsey, f la fréquence des franges, ϕ la phase, A l'amplitude et C un *offset*.

En calculant la moyenne $\langle S \rangle$ et la variance $\langle S^2 \rangle$ du signal entre $\frac{-k}{2T_R}$ et $\frac{+k}{2T_R}$, où k est un entier, nous avons :

$$\langle S \rangle = \frac{T_R}{k} \int_{\frac{-k}{2T_R}}^{\frac{k}{2T_R}} [A \cos(2\pi f T_R + \phi) + C] df = C \quad (4.21)$$

$$\langle S^2 \rangle = \frac{T_R}{k} \int_{\frac{-k}{2T_R}}^{\frac{k}{2T_R}} [A \cos(2\pi f T_R + \phi) + C]^2 df = \frac{A^2}{2} + C \quad (4.22)$$

Donc, le contraste est donné par :

$$A = \sqrt{2 \left(\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2 \right)} \quad (4.23)$$

4.10 Variance d'Allan

Dans cette section, nous utilisons la méthode de la variance d'Allan [Allan, 1966, Barnes et Allan, 1990] afin de caractériser la stabilité en fréquence de l'interféromètre. Elle est couramment utilisée pour caractériser la stabilité de mesure de la plupart des capteurs et permet dans certains cas d'identifier les différents types de bruit [Rubiola et Vernotte, 2022].

Elle correspond à la moyenne des différences au carré de deux échantillons successifs de durée τ_0 d'un signal temporel :

$$\sigma_y^2(\tau = n\tau_0) = \frac{1}{2(M_n - 1)} \sum_{i=1}^{M_n-1} \left[\bar{y}_{in+1}^n - \bar{y}_{(i-1)n+1}^n \right]^2 \quad (4.24)$$

où τ_0 est la durée d'une mesure élémentaire de fréquence (correspondant à un cycle complet de la préparation à la détection des atomes) et y_i le i^{eme} échantillon de mesure de la fréquence relative sur la durée τ_0 . $M_n = E(N/n)$ est le nombre d'échantillons disponibles de mesure de fréquence relative moyenné sur l'intervalle $\tau = n\tau_0$. $E(X)$ est la partie entière de X et N est le nombre

total d'échantillons y_i . Les moyennes des échantillons de fréquence relative y_i s'écrivent :

$$\bar{y}_{j+m}^n = \frac{1}{n} \sum_{k=j}^{n+j-1} y_{k+m} \quad (4.25)$$

L'instabilité de la plupart des sources de fréquences peuvent être modélisées par la combinaison de plusieurs bruits suivant chacun une certaine loi de puissance [Sullivan *et al.*, 1990]. En variant la durée des échantillons τ , la variance d'Allan rend compte de la stabilité du signal à différentes échelles de temps, permettant ainsi de déterminer le type de bruit affectant l'oscillateur étudié [Riley, 2008].

Il existe plusieurs type de variance d'Allan permettant de caractériser la stabilité en fréquence d'un oscillateur, on peut citer :

- La variance d'Allan avec recouvrement (AVAR) donne un meilleur intervalle de confiance de l'estimation de stabilité que la définition précédente, mais elle se fait au prix d'un temps de calcul plus important. Elle est donnée par [Riley, 2008] :

$$\sigma_y^2(\tau = n\tau_0) = \frac{1}{2(N - 2n + 1)} \sum_{j=1}^{N-2n+1} [\bar{y}_{j+n}^n - \bar{y}_j^n]^2 \quad (4.26)$$

- La variance d'Allan modifié (MVAR) diffère de l'AVAR car elle permet notamment de distinguer les bruits blancs des bruits de scintillements sur la phase [Rubiola et Vernotte, 2022]. Elle est donnée par [Riley, 2008] :

$$\sigma_y^2(\tau = n\tau_0) = \frac{1}{2n^2(N - 3n + 2)} \sum_{j=1}^{N-3n+2} \left\{ \sum_{i=j}^{j+n-1} [\bar{y}_{j+n}^n - \bar{y}_i^n]^2 \right\} \quad (4.27)$$

Comme en statistique, l'écart type d'Allan est défini comme la racine carrée de la variance d'Allan.

Pour l'analyse de la stabilité de l'interféromètre, nous réalisons des séquences de Ramsey en ayant fixé le temps de Ramsey à $T_R = \mathbf{3,83 \text{ ms}}$, ainsi que la fréquence des impulsions $\pi/2$ de façon à nous placer au point de sensibilité maximum, c'est à dire à mi-frange de la première frange la plus proche de $\delta = 0$. Nous procédons à une centaine de séries de mesures de séquences de Ramsey et calculons l'écart-typs d'Allan modifié σ_y précédemment défini. Les résultats dans le cas de séquence de Ramsey de type horloge, et de type accéléromètre (avec séparation spatiale des deux états de l'interféromètre) sont représentés sur la figure 4.30.

Les points aux temps longs sur la figure 4.30 ne sont pas représentatifs car l'échantillon de mesure utilisé est relativement restreint. En effet, nous nous sommes dans un premier temps principalement intéressés au bruit de phase, qui est caractérisé par la première pente : soit un bruit de type marche aléatoire.

L'écart type d'Allan dans le mode horloge est d'environ 3×10^{-10} ce qui est élevé pour une horloge à atomes froids. Cela vient du fait qu'on a utilisé un temps de Ramsey T_R relativement

faible de 3,83 ms afin de comparer la stabilité avec la même durée pour le mode accéléromètre. Des temps de Ramsey beaucoup plus longs sont accessibles en mode horloge sur notre expérience. Dans ce même mode, nous observons encore des franges avec un bon contraste à $T_R \approx 50$ ms, toutefois nous n'avons pas caractérisé son temps de décroissance. Toujours en mode horloge, des temps T_R plus longs permettraient de diminuer d'un à trois ordres de grandeur l'écart type d'Allan et de nous rapprocher des stabilités déjà observées dans la littérature [Szmuk *et al.*, 2015]. Sur la version précédente de notre expérience nous avons obtenu une stabilité de 6×10^{-12} à un coup pour un temps de Ramsey de l'ordre de 600 ms.

En mode accéléromètre, l'écart-type d'Allan est dégradé d'un facteur entre 5 et 10. Cela est dû aux bruits supplémentaires liés aux deux habillages micro-ondes utilisés pour la séparation des deux états de l'interféromètre. Il nous faut donc réduire les bruits sur les puissances et les désaccords des deux champs micro-ondes utilisés pour les deux habillages. Pour réduire le bruit sur les désaccords micro-ondes, nous allons installer des alimentations de courants bas bruits pour alimenter les bobines de champs magnétiques ainsi que les fils de la puce, et un blindage magnétique peut aussi être ajouté autour de la cellule. Il faudra aussi réduire les bruits liés à l'amplitude des courants micro-ondes parcourant les guides d'ondes, par exemple en installant une boucle de rétro-action sur les amplificateurs micro-ondes.

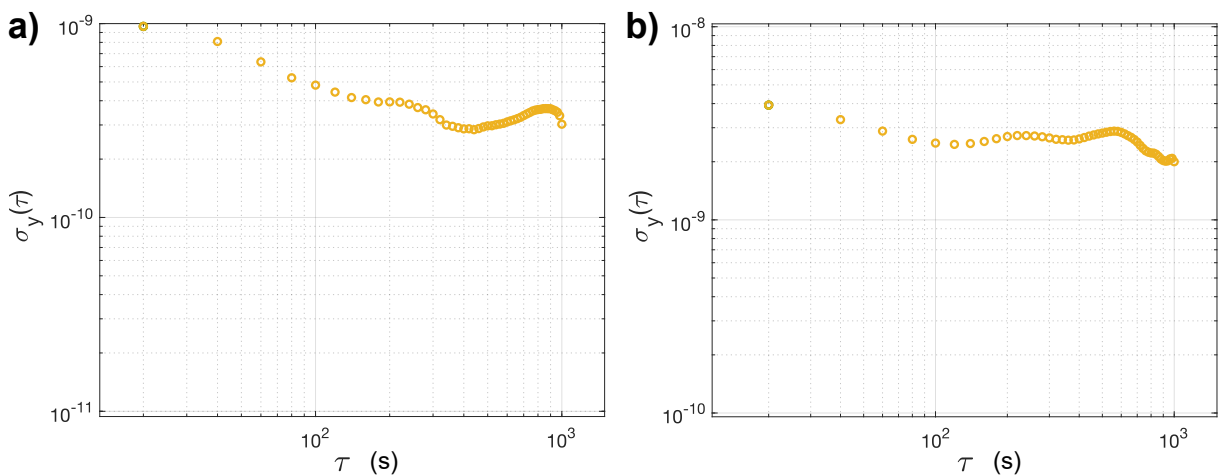


FIGURE 4.30 – Écart type d'Allan modifié (en fréquence relative) en fonction du temps d'interrogation τ (en secondes). (a) Dans la configuration horloge. (b) Dans la configuration accéléromètre, i.e. avec séparation spatiale des deux états pendant la séquence de Ramsey, dont les paramètres sont identiques que l'expérience de la figure 4.25. Mesure réalisée par Camille Georges durant son stage.

Sensibilité actuelle de l'accéléromètre

Dans le cas où notre interféromètre serait limité par le bruit de projection quantique, rappelons que l'on peut montrer que sa sensibilité δa pour un nuage de N atomes est donnée par [Dupont-Nivet, 2016] :

$$\delta a = \frac{\hbar}{m\sqrt{N} \int_0^{T_R} \Delta x(t) dt} \quad (4.28)$$

où T_R est le temps de Ramsey, $\Delta x(t)$ la distance de séparation des deux états de l'interféromètre en fonction du temps et où l'intégrale est la distance de séparation moyenne pendant la séquence d'interférométrie de durée T_R .

En supposant être limité par le bruit de projection quantique, et en utilisant les paramètres pour lesquels nous observons des franges (paramètres de la figure 4.26 (c)) et $\frac{1}{\int_0^{T_R} \Delta x(t) dt} \approx \frac{2}{\Delta x T_R}$ ¹², on trouve une sensibilité théorique de :

$$\delta a = 5,8 \cdot 10^{-5} g / \sqrt{Hz} \quad (4.29)$$

La sensibilité actuelle de notre accéléromètre peut être déterminée à partir du premier point de l'écart type d'Allan de la figure 4.30 (b). Pour cela, on convertit les fluctuations de fréquence relative σ_y en fluctuations d'accélération δa :

$$\sigma_y = \frac{m\delta a}{\hbar\omega_0} \frac{1}{T_R} \int_0^{T_R} \Delta x(t) dt \quad \rightarrow \quad \delta a = \frac{\sigma_y \hbar\omega_0}{m} \frac{T_R}{\int_0^{T_R} \Delta x(t) dt} \quad (4.30)$$

En utilisant les paramètres pour lesquels nous observons des franges (paramètres de la figure 4.26 (c)) et $\frac{T_R}{\int_0^{T_R} \Delta x(t) dt} = \frac{2}{\Delta x}$, on trouve :

$$\delta a = 4,4 \cdot 10^{-3} g \text{ par coup.} \quad (4.31)$$

Il s'agit d'un résultat préliminaire car il reste à réduire les différentes sources de bruits identifiées, provenant des alimentations de courants DC des fils de la puce, ainsi que sur la chaîne d'amplification des courants micro-ondes. À termes, nous visons une sensibilité de $\delta a = 10^{-6} g / \sqrt{Hz}$, qui peut être obtenue avec des paramètres conservateurs tel que $\Delta x = 40 \mu m$, $T_{Sep} = 10 ms$, $N = 10^4$.

4.11 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons décrit la méthode d'optimisation des impulsions $\pi/2$ et π , puis nous avons présenté des franges de Ramsey obtenus dans le cadre d'une séquence de type horloge. Nous avons présenté les résultats sur le déplacement de nuages polarisés dans $|2, 1\rangle$, puis dans $|1, -1\rangle$, et démontré des déplacements sélectifs individuels de plus de $15 \mu m$ pour chaque état, laissant entrevoir des séparations simultanées de $30 \mu m$ entre chaque état. Nous avons ensuite présenté les résultats sur les deux habillages simultanés de $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$ et démontré

12. On estime $\frac{\Delta x T_R}{\int_0^{T_R} \Delta x(t) dt} \approx 2$. Le paramètre $\Delta x(t)$ reste à être mesuré expérimentalement.

une séparation des deux nuages de $19 \mu m$. La distance de séparation est étudiée en fonction du décalage en fréquence Δ_0 des habillages. Par la suite, nous avons apporté une solution à la symétrisation des déplacements de chaque état et à la calibration de la position du piège au centre des guides d'ondes en utilisant les déplacements Zeeman AC dû aux déséquilibres des fréquences de Rabi. Nous nous sommes ensuite intéressés à la recombinaison des nuages, afin de s'assurer du recouvrement spatial des nuages avant la seconde impulsion $\pi/2$ de la séquence de Ramsey. Nous avons présenté les résultats des séquences de Ramsey avec séparation sélectives des états sur des distances supérieures à la longueur d'onde de De Broglie et nous avons montré par l'obtention de franges d'interférences que nous étions capables de conserver la cohérence. Pour finir, nous nous sommes intéressés à l'effet de la température sur le contraste des franges d'interférences puis à la variance d'Allan et aux différentes sources de bruits susceptibles de limiter le contraste. Une étude plus approfondie des différentes sources de bruits est actuellement en cours.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé à Thales Recherche et Technologies (TRT) et a été co-financé par Thales AVS et l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANRT). L'objectif des recherches menées dans notre groupe est de mettre en œuvre des capteurs inertiels à atomes froids sur puce, dans le but de les rendre embarquables pour la navigation inertielle. La mise en œuvre du banc optique et l'automatisation de l'expérience, jusqu'à la démonstration expérimentale d'une horloge sur puce, ainsi que les premières briques théoriques de la réalisation d'un interféromètre de Ramsey avec habillage des états internes avaient été réalisés durant les précédentes thèses du groupe [Huet, 2013, Ammar, 2014, Dupont-Nivet, 2016]. La tâche qui m'incombait était de poursuivre ces travaux et de mettre en place expérimentalement ce qui avait été imaginé jusqu'alors.

Durant ma thèse, j'ai participé à la réalisation et l'optimisation de toutes les étapes de préparation des nuages d'atomes, depuis le chargement dans le piège magnéto-optique à trois dimensions jusqu'à l'obtention de franges d'interférences dans le cas d'une séquence de Ramsey avec habillage des états internes. Parmi les résultats marquant :

- Nous avons reproduit les résultats précédemment obtenus dans le groupe sur l'ancien dispositif; nous avons obtenu des franges de Ramsey dans le cadre d'une séquence de type horloge.
- Nous avons ensuite réalisé des déplacements sélectifs de nuages polarisés dans $|2, 1\rangle$, puis dans $|1, -1\rangle$, et démontré des déplacements sélectifs individuels de plus de $15 \mu m$ pour chaque état, laissant entrevoir des séparations simultanées de $30 \mu m$ entre chaque état.
- Nous avons ensuite présenté les résultats sur les deux habillages simultanés de $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$; démontré une séparation des deux nuages de $19 \mu m$, et étudié la distance de séparation en fonction du décalage en fréquence des habillages.
- Dans une optique de maximisation du contraste de l'interféromètre, nous avons apporté une solution à la symétrisation des déplacements de chaque état et à la calibration de la

- position du piège au centre des guides d'ondes en utilisant les déplacements Zeeman AC dû aux déséquilibres des fréquences de Rabi.
- Dans le cas où le déplacement des nuages n'est pas adiabatique, nous avons proposé une solution afin de s'assurer du recouvrement spatiale des nuages avant la seconde impulsion $\pi/2$ de la séquence de Ramsey.
 - Nous avons réalisé des séquences de Ramsey avec séparations sélectives des états sur des distances supérieures à la longueur d'onde de De Broglie et avons observé des franges d'interférences, démontrant notre capacité à conserver la cohérence de notre interféromètre. Ceci constitue le résultat principal de cette thèse.
 - Pour finir, nous nous sommes intéressés à l'effet de la température sur le contraste des franges d'interférences puis à la variance d'Allan et aux différentes sources de bruits susceptibles de limiter le contraste des franges.

Perspectives

De nombreux points restent à améliorer sur l'expérience. Dans un premier temps, un travail sur les différentes sources de bruit est en cours, notamment sur l'amplitude des courants micro-ondes parcourant les guides d'ondes ainsi que sur les alimentations des bobines de champs magnétiques et des fils de la puce. Ces améliorations permettront de réduire le bruit sur les franges d'interférences. Dans un second temps, nous chercherons à mesurer l'accélération de la pesanteur ; en effet si l'axe de séparation n'est pas parfaitement à l'horizontal, mais a une petite inclinaison de 1° selon l'axe vertical, nous pourrions observer aisément un décalage de frange¹³. Dans un troisième temps, il reste des points à éclaircir sur la projection de l'orientation du champ magnétique DC au fond du piège sur celles des champs magnétiques micro-ondes produit par les guides d'ondes. En effet nous avons observé des déplacements pour les deux types de transitions σ et π , suggérant que l'orientation relative d'un des deux champs était différente de celle simulée. Enfin, nous avons aussi observé des franges d'interférences dans des séquences de Ramsey avec séparation spatiale des deux états dans le cas où nous utilisons des transitions π (résultats non présentés dans la thèse), mais il serait intéressant d'étudier d'avantage cette transition et d'observer si dans la pratique l'une des deux configurations est meilleure que l'autre.

En parallèle du banc optique utilisé actuellement, nous avons récemment reçu - dans le cadre du projet Astrid NIARCOS - un banc miniature intégré fabriqué par la société Kyliya, qui permet d'obtenir les différents faisceaux nécessaires au bon fonctionnement de l'expérience, et qui parallèlement à des sources laser à 1560 nm fibrées et des doubleurs, permet de réduire d'un facteur 50 le volume du banc optique. Cela permettra dans un futur proche de démontrer que nous disposons d'une première version déplaçable de l'expérience de taille comparable aux technologies concurrentes, et de réaliser des mesures en dehors du laboratoire. Par ailleurs, d'autres équipes

13. En effet on a : $\Delta\phi_{Acc} = ma \sin(1^\circ)\Delta x T_R^{On}/\hbar \approx 1,2 \text{ rad}$, où on a pris $m = 1,44 \times 10^{-25}$, $a = 9,81 \text{ m/s}$, $\Delta x = 5 \mu\text{m}$ et une durée de séparation des nuages $T_R^{On} = 1 \text{ ms}$ pendant la séquence de Ramsey.

à TRT travaillent déjà à la miniaturisation des sources laser et du banc optique en photonique intégrée, ce qui permettra à terme de réduire de plusieurs ordres de grandeur la taille finale du capteur.

La prochaine génération de puce est en cours d'étude, cette dernière nous permettra de perfectionner l'accéléromètre via des modifications d'architecture sur la base des résultats obtenus, puis moyennant d'autres modifications de géométrie de puce d'essayer d'obtenir d'un gyromètre à atomes froids sur puce.

Calcul de la phase de l'accéléromètre en prenant en compte l'effet des deux habillages

Dans cette annexe, nous allons déterminer la phase totale φ de l'interféromètre dans le cas d'une séquence de Ramsey, en tenant notamment compte de l'effet des deux habillages et des temps durant la séquence où les champs micro-ondes sont actifs. Ce calcul est utile pour la section 4.22 où nous cherchons à mesurer les déplacements AC Zeeman. Pour le simplifier nous allons considérer qu'il n'y a pas d'accélération a le long de l'axe du capteur, ce qui est le cas sur l'expérience. Dans le cas où une accélération serait présente et où le lecteur souhaiterait déterminer le déphasage induit, se référer au paragraphe à la fin de cette annexe. Repartons de l'équation (2.56) en remplaçant l'état $|g\rangle$ par $|1, -1\rangle$ et l'état $|e\rangle$ par $|2, 1\rangle$:

$$\begin{cases} C_{|2,1\rangle}(t) = e^{-i\omega_{02}\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left[-i\frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) C_{|1,-1\rangle}(0) + \left(\cos\frac{\Omega}{2}t + i\frac{\delta}{\Omega} \sin\frac{\Omega}{2}t\right) C_{|2,1\rangle}(0) \right] \\ C_{|1,-1\rangle}(t) = e^{-i\omega_{01}\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \left[\left(\cos\frac{\Omega}{2}t - i\frac{\delta}{\Omega} \sin\frac{\Omega}{2}t\right) C_{|1,-1\rangle}(0) - i\frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin\left(\frac{\Omega}{2}t\right) C_{|2,1\rangle}(0) \right] \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

avec ϕ la phase du champ au début de l'impulsion de Rabi, $\Omega_R/2\pi$ est la fréquence de l'impulsion de Rabi de durée τ décalée de δ par rapport à la résonance atomique, et $\Omega/2\pi$ est la fréquence de Rabi généralisée.

On note les énergies des différents états $E_{|1,-1\rangle} = \hbar\omega_{01}$, $E_{|2,1\rangle} = \hbar\omega_{02}$, $E_{|2,-1\rangle} = \hbar\omega_{01'}$ et $E_{|1,1\rangle} = \hbar\omega_{02'}$, et notons $\omega_0/2\pi = (\omega_{02} - \omega_{01})/2\pi$, la fréquence de la transition entre $|2, 1\rangle$ et $|1, -1\rangle$.

Nous considérons dans la suite du calcul que l'habillage est fait sur des transitions π mais le calcul est identique dans le cas des transitions σ . On considère à l'instant initial que le nuage se trouve dans l'état $|2, 1\rangle$, comme dans notre expérience. On a alors :

$$|\psi(t = 0)\rangle = |2, 1\rangle \quad (\text{A.2})$$

La première impulsion $\pi/2$ de durée τ a pour effet :

$$\begin{aligned} |\psi(t = \tau)\rangle = e^{-i\omega_{02}\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} & \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) |2, 1\rangle \\ & - i e^{-i\omega_{01}\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) |1, -1\rangle \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Après cette impulsion, nous allumons les champs micro-ondes de pulsations de Rabi généralisées Ω_1 et Ω_2 pendant un temps T_R^{On} , ce qui transforme les états $|1, -1\rangle$ et $|2, 1\rangle$ de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} |2, 1\rangle \longrightarrow \left[e^{-i\omega_{02}T_R^{On}} e^{-i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, 1\rangle \\ \quad - \left[i e^{-i\omega_{02}T_R^{On}} e^{i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R2}}{\Omega_2} e^{i\phi_2} \sin \left(\frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, 1\rangle \\ |1, -1\rangle \longrightarrow \left[e^{-i\omega_{01}T_R^{On}} e^{i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, -1\rangle \\ \quad - \left[i e^{-i\omega_{01}T_R^{On}} e^{-i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R1}}{\Omega_1} e^{-i\phi_1} \sin \left(\frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, -1\rangle \end{array} \right. \quad (\text{A.4})$$

où ϕ_1 (respectivement ϕ_2) est la phase de la micro-onde à l'allumage de l'habillage de l'état $|1, -1\rangle$ (respectivement $|2, 1\rangle$).

En considérant que l'allumage de la micro-onde se fait instantanément à Ω_{R1} , Ω_{R2} et immédiatement après la première impulsion $\pi/2$, $|\psi\rangle$ devient à la fin du temps T_R^{On} :

$$\begin{aligned} |\psi(t = \tau + T_R^{On})\rangle = e^{-i\omega_{02}\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} & \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) \\ & \times \left\{ \left[e^{-i\omega_{02}T_R^{On}} e^{-i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, 1\rangle \right. \\ & \quad \left. - \left[i e^{-i\omega_{02}T_R^{On}} e^{i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R2}}{\Omega_2} e^{i\phi_2} \sin \left(\frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, 1\rangle \right\} \\ & - i e^{-i\omega_{01}\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \\ & \times \left\{ \left[e^{-i\omega_{01}T_R^{On}} e^{i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, -1\rangle \right. \\ & \quad \left. - \left[i e^{-i\omega_{01}T_R^{On}} e^{-i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R1}}{\Omega_1} e^{-i\phi_1} \sin \left(\frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, -1\rangle \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

L'extinction de Ω_{R1} et Ω_{R2} se fait également instantanément.

Ensuite nous avons une évolution libre de durée T_R^{Off} . Cela transforme les états propres du système de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} |2, 1\rangle \longrightarrow e^{-i\omega_{02}T_R^{Off}} |2, 1\rangle \\ |1, -1\rangle \longrightarrow e^{-i\omega_{01}T_R^{Off}} |1, -1\rangle \\ |1, 1\rangle \longrightarrow e^{-i\omega_{02'}T_R^{Off}} |1, 1\rangle \\ |2, -1\rangle \longrightarrow e^{-i\omega_{01'}T_R^{Off}} |2, -1\rangle \end{array} \right. \quad (\text{A.6})$$

On note $T_R = T_R^{On} + T_R^{Off}$, et $|\psi\rangle$ devient alors :

$$\begin{aligned} |\psi(t = \tau + T_R)\rangle &= e^{-i\omega_{02}\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau + i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right) \\ &\quad \times \left\{ \left[e^{-i\omega_{02}T_R} e^{-i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i\frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, 1\rangle \right. \\ &\quad \left. - \left[i e^{-i\omega_{02'}T_R} e^{i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R2}}{\Omega_2} e^{i\phi_2} \sin \left(\frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, 1\rangle \right\} \\ &\quad - i e^{-i\omega_{01}\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \\ &\quad \times \left\{ \left[e^{-i\omega_{01}T_R} e^{i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i\frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, -1\rangle \right. \\ &\quad \left. - \left[i e^{-i\omega_{01'}T_R} e^{-i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R1}}{\Omega_1} e^{-i\phi_1} \sin \left(\frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, -1\rangle \right\} \quad (\text{A.7}) \end{aligned}$$

Nous appliquons au système la seconde impulsion $\pi/2$, qui a pour effet :

$$\left\{ \begin{array}{l} |2, 1\rangle \longrightarrow e^{-i\omega_{02}\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau + i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right) |2, 1\rangle \\ \quad - i \left[e^{-i\omega_{01}\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi+i\omega\tau+i\omega T_R} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \right] |1, -1\rangle \\ |1, -1\rangle \longrightarrow e^{-i\omega_{02}\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left[-i\frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi-i\omega\tau-i\omega T_R} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \right] |2, 1\rangle \\ \quad + e^{-i\omega_{01}\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \left[\left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau - i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right) \right] |1, -1\rangle \end{array} \right. \quad (\text{A.8})$$

Celle ci vient refermer l'interféromètre, $|\psi\rangle$ devient :

$$\begin{aligned}
 |\psi(t = \tau + T_R + \tau)\rangle &= e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) \\
 &\times \left\{ \left[e^{-i\omega_0 2T_R} e^{-i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] \right. \\
 &\quad \left\{ e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) |2, 1\rangle \right. \\
 &\quad \left. - \left[i e^{-i\omega_0 1\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi + i\omega\tau + i\omega T_R} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right] |1, -1\rangle \right\} \\
 &\quad \left. - \left[i e^{-i\omega_0 2T_R} e^{i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R2}}{\Omega_2} e^{i\phi_2} \sin \left(\frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] |1, 1\rangle \right\} \\
 &- i e^{-i\omega_0 1\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \\
 &\times \left\{ \left[e^{-i\omega_0 1T_R} e^{i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] \right. \\
 &\quad \left\{ e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left[-i \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi - i\omega\tau - i\omega T_R} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right] |2, 1\rangle \right. \\
 &\quad \left. + e^{-i\omega_0 1\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \left[\left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau - i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) \right] |1, -1\rangle \right\} \\
 &\quad \left. - \left[i e^{-i\omega_0 1T_R} e^{-i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \frac{\Omega_{R1}}{\Omega_1} e^{-i\phi_1} \sin \left(\frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] |2, -1\rangle \right\} \quad (A.9)
 \end{aligned}$$

La population $P_{|2,1\rangle}$ à la fin de la séquence est alors donnée par :

$$\begin{aligned}
 P_{|2,1\rangle} &= \left| e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) \right. \\
 &\quad \left[e^{-i\omega_0 2T_R} e^{-i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] \\
 &\quad \left[e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right) \right] \\
 &\quad + (-i)^2 e^{-i\omega_0 1\tau} e^{i\frac{\delta\tau}{2}} \frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \\
 &\quad \left[e^{-i\omega_0 1T_R} e^{i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right] \\
 &\quad \left. e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\delta\tau}{2}} \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi - i\omega\tau - i\omega T_R} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right] \right|^2 \\
 &= \left| e^{-2i\omega_0 2\tau} e^{-i\frac{\Delta_2 T_R^{On}}{2}} e^{-i\omega_0 2T_R} e^{-i\delta\tau} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right)^2 \right. \\
 &\quad \left[\left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{On} \right) \right] \\
 &\quad \left. - e^{-i\omega_0 1\tau} e^{-i\omega_0 2\tau} e^{-i\omega_0 1T_R} e^{i\frac{\Delta_1 T_R^{On}}{2}} e^{-i\omega\tau - i\omega T_R} \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right]^2 \right. \\
 &\quad \left. \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{On} \right) \right|^2 \quad (A.10)
 \end{aligned}$$

Ce qui se réécrit :

$$P_{|2,1\rangle} = \left| e^{-i\frac{(\Delta_1+\Delta_2)T_R^{On}}{2}} e^{i\varphi} \left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau + i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right)^2 \left[\left(\cos \frac{\Omega_2}{2}T_R^{On} + i\frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2}T_R^{On} \right) \right] - \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \right]^2 \left(\cos \frac{\Omega_1}{2}T_R^{On} - i\frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2}T_R^{On} \right) \right|^2 \quad (\text{A.11})$$

où nous avons noté φ :

$$\varphi = \omega_{01}\tau - \delta\tau + \omega_{01}T_R - \omega_{02}\tau + \omega\tau + \omega T_R - \omega_{02}T_R = \delta T_R \quad (\text{A.12})$$

Nous obtenons finalement pour $P_{|2,1\rangle}$:

$$P_{|2,1\rangle} = \left| e^{-i\frac{(\Delta_1+\Delta_2)T_R^{On}}{2}} e^{i\delta T_R} \left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau + i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right)^2 \left[\left(\cos \frac{\Omega_2}{2}T_R^{On} + i\frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2}T_R^{On} \right) \right] - \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \right]^2 \left(\cos \frac{\Omega_1}{2}T_R^{On} - i\frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2}T_R^{On} \right) \right|^2 \quad (\text{A.13})$$

Un calcul analogue donne pour $P_{|1,-1\rangle}$:

$$P_{|1,-1\rangle} = \left| e^{-i\frac{(\Delta_1+\Delta_2)T_R^{On}}{2}} e^{i\delta T_R} \frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau + i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right) \left(\cos \frac{\Omega_2}{2}T_R^{On} + i\frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2}T_R^{On} \right) + \frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2}\tau \right) \left(\cos \frac{\Omega_1}{2}T_R^{On} - i\frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2}T_R^{On} \right) \left(\cos \frac{\Omega}{2}\tau - i\frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2}\tau \right) \right|^2 \quad (\text{A.14})$$

Cas $a \neq 0$: Plaçons nous dans le cas où on souhaite prendre en compte la présence d'une accélération notée a - parallèle à l'axe de séparation et non nulle - et la séparation spatiale engendrée par les deux habillages. Les deux états étant à deux positions différentes dans le champ d'énergie potentielle d'accélération, il faut introduire le déplacement des niveaux d'énergies de $\pm \frac{ma\Delta x}{2}$ dû à la présence de l'accélération a . Pendant la durée T_R^{On} où l'habillage est actif, les pulsations des différents états en jeu doivent être remplacés dans la transformation A.4 par :

$$\begin{cases} \omega_{02'} \longrightarrow \omega_{02'} + \frac{ma\Delta x}{2\hbar} \\ \omega_{01'} \longrightarrow \omega_{01'} - \frac{ma\Delta x}{2\hbar} \\ \omega_{02} \longrightarrow \omega_{02} + \frac{ma\Delta x}{2\hbar} \\ \omega_{01} \longrightarrow \omega_{01} - \frac{ma\Delta x}{2\hbar} \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

En déroulant le calcul, on finit par retomber sur $P_{|2,1\rangle}$:

$$\begin{aligned}
 P_{|2,1\rangle} = & \left| e^{-i\frac{(\Delta_1+\Delta_2)T_R^{O_n}}{2}} e^{i\varphi} \left(\cos \frac{\Omega}{2} \tau + i \frac{\delta}{\Omega} \sin \frac{\Omega}{2} \tau \right)^2 \left[\left(\cos \frac{\Omega_2}{2} T_R^{O_n} + i \frac{\Delta_2}{\Omega_2} \sin \frac{\Omega_2}{2} T_R^{O_n} \right) \right] \right. \\
 & \left. - \left[\frac{\Omega_R}{\Omega} \sin \left(\frac{\Omega}{2} \tau \right) \right]^2 \left(\cos \frac{\Omega_1}{2} T_R^{O_n} - i \frac{\Delta_1}{\Omega_1} \sin \frac{\Omega_1}{2} T_R^{O_n} \right) \right|^2
 \end{aligned} \tag{A.16}$$

avec $\varphi = \delta T_R - \frac{ma\Delta x T_R^{O_n}}{\hbar}$.

Productions scientifiques

Articles

- Article en préparation sur le déplacement sélectif simultané des deux états de l'interféromètre et les franges de Ramsey.
- Article en préparation sur la mesure de déplacements AC Zeeman et la méthode de calibration de la position du nuage par rapport aux guides d'ondes.

Demandes de brevets

- Demande de brevet n° WO2021228722A1/FR3110231B1, *Puce atomique pour capteur inertielle à atomes ultrafroids et capteur associé*, Matthieu Dupont-Nivet, Benjamin Wirschafter
- Demande de brevet, *Puce atomique à deux rubans conducteurs pour capteur inertielle à atomes ultrafroids et capteur associé*, Benjamin Wirschafter, Matthieu Dupont-Nivet.
- Demande de brevet, *Puce atomique à surface conductrice pour capteur inertielle à atomes ultrafroids et capteur associé*, Benjamin Wirschafter, Matthieu Dupont-Nivet.

Conférences

- (Poster) *On-chip trapped cold atom interferometer with spatial splitting*, ICAP 2022 (Toronto, 17-22 juillet 2022)
- *Towards on-chip inertial sensors using cold atoms*, Journées EDOM - 23 et 24 juin 2021
- (Poster) *Towards on-chip inertial sensors using cold atoms*, Les Houches summer school, "Interaction of light and cold atoms" (Les Houches, 30 September - 11 October 2019)

Bibliographie

- [Abbott *et al.*, 2016] ABBOTT, B. P., ABBOTT, R., ABBOTT, T. D., ABERNATHY, M. R., ACERNESE, F., ACKLEY, K., ADAMS, C., ADAMS, T., ADDESSO, P., ADHIKARI, R. X., ADYA, V. B., AFFELDT, C., AGATHOS, M., AGATSUMA, K., AGGARWAL, N., AGUIAR, O. D., AIELLO, L., AIN, A., AJITH, P., ALLEN, B., ALLOCCA, A., ALTIN, P. A., ANDERSON, S. B., ANDERSON, W. G., ARAI, K., ARAIN, M. A., ARAYA, M. C., ARCENEVAUX, C. C., AREEDA, J. S., ARNAUD, N., ARUN, K. G., ASCENZI, S., ASHTON, G., AST, M., ASTON, S. M., ASTONE, P., AUFMUTH, P., AULBERT, C., BABAK, S., BACON, P., BADER, M. K. M., BAKER, P. T., BALDACCINI, F., BALLARDIN, G., BALLMER, S. W., BARAYOGA, J. C., BARCLAY, S. E., BARISH, B. C., BARKER, D., BARONE, F., BARR, B., BARSOTTI, L., BARSUGLIA, M., BARTA, D., BARTLETT, J., BARTON, M. A., BARTOS, I., BASSIRI, R., BASTI, A., BATCH, J. C., BAUNE, C., BAVIGADDA, V., BAZZAN, M., BEHNKE, B., BEJGER, M., BELCZYNSKI, C., BELL, A. S., BELL, C. J., BERGER, B. K., BERGMAN, J., BERGMANN, G., BERRY, C. P. L., BERSANETTI, D., BERTOLINI, A., BETZWIESER, J., BHAGWAT, S., BHANDARE, R., BILENKO, I. A., BILLINGSLEY, G., BIRCH, J., BIRNEY, R., BIRNHOLTZ, O., BISCANS, S., BISHT, A., BITOSSI, M., BIWER, C., BIZOUARD, (2016). Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116:061102.
- [Abdel Hafiz *et al.*, 2018] ABDEL HAFIZ, M., COGET, G., PETERSEN, M., CALOSSO, C., GUÉRANDEL, S., de CLERCQ, E. et BOUDOT, R. (2018). Symmetric autobalanced ramsey interrogation for high-performance coherent-population-trapping vapor-cell atomic clock. *Applied Physics Letters*, 112(24):244102.
- [Abgrall *et al.*, 2015] ABGRALL, M., CHUPIN, B., SARLO, L. D., GUÉNA, J., LAURENT, P., COQ, Y. L., TARGAT, R. L., LODEWYCK, J., LOURS, M., ROSENBUSCH, P., ROVERA, G. D. et BIZE, S. (2015). Atomic fountains and optical clocks at SYRTE : Status and perspectives. *Comptes Rendus Physique*, 16(5):461–470.
- [Alauze *et al.*, 2018] ALAUZE, X., BONNIN, A., SOLARO, C. et DOS SANTOS, F. P. (2018). A trapped ultracold atom force sensor with a μm -scale spatial resolution. *New Journal of Physics*, 20(8):083014.

- [Allan, 1966] ALLAN, D. (1966). Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 54(2):221–230.
- [Alzar *et al.*, 2012] ALZAR, C. L. G., YAN, W. et LANDRAGIN, A. (2012). Towards high sensitivity rotation sensing using an atom chip. In *Research in Optical Sciences*, page JT2A.10. Optical Society of America.
- [Aminoff *et al.*, 1993] AMINOFF, C., STEANE, A., BOUYER, P., DESBIOLLES, P., DALIBARD, J. et COHEN-TANNOUDJI, C. (1993). Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity. *Physical review letters*, 71(19):3083.
- [Ammar, 2014] AMMAR, M. (2014). *Design and study of microwave potentials for interferometry with thermal atoms on a chip*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie.
- [Ammar *et al.*, 2015] AMMAR, M., DUPONT-NIVET, M., HUET, L., POCHOLLE, J.-P., ROSENBUSCH, P., BOUCHOULE, I., WESTBROOK, C. I., ESTÈVE, J., REICHEL, J., GUERLIN, C. et SCHWARTZ, S. (2015). Symmetric microwave potentials for interferometry with thermal atoms on a chip. *Phys. Rev. A*, 91:053623.
- [Anderson et Kasevich, 2001] ANDERSON, B. P. et KASEVICH, M. A. (2001). Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption. *Phys. Rev. A*, 63:023404.
- [Anderson *et al.*, 1995] ANDERSON, M. H., ENSHER, J. R., MATTHEWS, M. R., WIEMAN, C. E. et CORNELL, E. A. (1995). Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(5221):198–201.
- [Arditty et Lefevre, 1981] ARDITTY, H. et LEFEVRE, H. C. (1981). Sagnac effect in fiber gyroscopes. *Opt. Lett.*, 6(8):401–403.
- [Atutov *et al.*, 2003] ATUTOV, S. N., CALABRESE, R., GUIDI, V., MAI, B., RUDAVETS, A. G., SCANSANI, E., TOMASSETTI, L., BIANCALANA, V., BURCHIANTI, A., MARINELLI, C., MARIOTTI, E., MOI, L. et VERONESI, S. (2003). Fast and efficient loading of a rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption. *Phys. Rev. A*, 67:053401.
- [Audoin, 1992] AUDOIN, C. (1992). Caesium beam frequency standards : Classical and optically pumped. *Metrologia*, 29(2):113–134.
- [Aussibal, 2003] AUSSIBAL, C. (2003). *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein sur une microstructure*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud-Paris XI.
- [Barbour, 2010] BARBOUR, N. M. (2010). Inertial navigation sensors. Rapport technique, DTIC Document.
- [Barnes et Allan, 1990] BARNES, J. A. et ALLAN, D. W. (1990). Varian based on data with dead time between the measurements. *NIST Technical Note 1318*.
- [Barrett *et al.*, 2019] BARRETT, B., CHEINEY, P., BATTELIER, B., NAPOLITANO, F. et BOUYER, P. (2019). Multidimensional atom optics and interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 122:043604.
- [Bergeman *et al.*, 1987] BERGEMAN, T., EREZ, G. et METCALF, H. J. (1987). Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 35:1535–1546.

- [Bergmann *et al.*, 1998] BERGMANN, K., THEUER, H. et SHORE, B. W. (1998). Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, 70:1003–1025.
- [Bernard *et al.*, 2022] BERNARD, J., BIDEL, Y., CADORET, M., SALDUCCI, C., ZAHZAM, N., SCHWARTZ, S., BONNIN, A., BLANCHARD, C. et BRESSON, A. (2022). Atom interferometry using $\sigma^+ - \sigma^-$ raman transitions between $|f = 1, m_F = \mp 1\rangle$ and $|f = 2, m_F = \pm 1\rangle$. *Phys. Rev. A*, 105:033318.
- [Böhi *et al.*, 2009] BÖHI, P., RIEDEL, M., HOFFROGGE, J., REICHEL, J., HANSCH, T. et TREUTLEIN, P. (2009). Coherent manipulation of bose-einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip. *Nat. Phys.*, 5:592–597.
- [Böhi, 2010] BÖHI, P. A. (2010). *Coherent manipulation of ultracold atoms with microwave near-fields*. Thèse de doctorat, Ludwig Maximilians Universität München.
- [Boiron, 2016] BOIRON, D. (2016). *Notes de cours : Interaction matière-rayonnement*.
- [Bordé, 1989] BORDÉ, C. (1989). Atomic interferometry with internal state labelling. *Phys. Lett. A*, 140(1–2):10 – 12.
- [Bothwell *et al.*, 2019] BOTHWELL, T., KEDAR, D., OELKER, E., ROBINSON, J. M., BROMLEY, S. L., TEW, W. L., YE, J. et KENNEDY, C. J. (2019). JILA sri optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} . *Metrologia*, 56(6):065004.
- [Brewer *et al.*, 2019] BREWER, S. M., CHEN, J.-S., HANKIN, A. M., CLEMENTS, E. R., CHOU, C. W., WINELAND, D. J., HUME, D. B. et LEIBRANDT, D. R. (2019). $^{27}\text{Al}^+$ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18} . *Phys. Rev. Lett.*, 123:033201.
- [Brzozowski *et al.*, 2002] BRZOZOWSKI, T. M., MACZYNSKA, M., ZAWADA, M., ZACHOROWSKI, J. et GAWLIK, W. (2002). Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances. *J. Opt. B-Quantum S. O.*, 4(1):62.
- [Cheiney *et al.*, 2019] CHEINEY, P., BARRETT, B., TEMPLIER, S., JOLLY, O., BATTELIER, B., BOUYER, P., PORTE, H. et NAPOLITANO, F. (2019). Demonstration of a robust hybrid classical/quantum accelerometer. pages 1–4.
- [Cheiney *et al.*, 2018] CHEINEY, P., FOUCHÉ, L., TEMPLIER, S., NAPOLITANO, F., BATTELIER, B., BOUYER, P. et BARRETT, B. (2018). Navigation-compatible hybrid quantum accelerometer using a kalman filter. *Phys. Rev. Applied*, 10:034030.
- [Chen *et al.*, 2019] CHEN, Y.-J., HANSEN, A., HOTH, G. W., IVANOV, E., PELLE, B., KITCHING, J. et DONLEY, E. A. (2019). Single-source multi-axis cold-atom interferometer in a centimeter-scale cell. *Phys. Rev. Applied*, 12:014019.
- [Chiu *et al.*, 2011] CHIU, S.-w., KOVACHY, T., CHIEN, H.-C. et KASEVICH, M. A. (2011). $10^2 \hbar k$ large area atom interferometers. *Phys. Rev. Lett.*, 107(13):130403.
- [Clairon *et al.*, 1991] CLAIRON, A., SALOMON, C., GUELLATI, S. et PHILLIPS, W. (1991). Ramsey resonance in a zacharias fountain. *Europhys. Lett.*, 16(2):165.

- [Cohen-Tannoudji, 1992] COHEN-TANNOUDJI, C. (1991-1992). Cours au collège de france 1991-1992.
- [Cohen-Tannoudji, 1997] COHEN-TANNOUDJI, C. (1996-1997). Cours au collège de france 1996-1997.
- [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1986a] COHEN-TANNOUDJI, C., DIU, B., LALOË, F. *et al.* (1986a). *Mécanique quantique Tome II*. 3ème édition.
- [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1986b] COHEN-TANNOUDJI, C., DIU, B., LALOË, F. *et al.* (1986b). *Mécanique quantique Tome I*.
- [Cohen-Tannoudji et Guéry-Odelin, 2011] COHEN-TANNOUDJI, C. et GUÉRY-ODELIN, D. (2011). *Advances in atomic physics*. World Scientific.
- [Cronin *et al.*, 2009] CRONIN, A., SCHMIEDMAYER, J. et PRITCHARD, D. (2009). Optics and interferometry with atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, 81:1051–1129.
- [Dalibard, 2006] DALIBARD, J. (2006). *Atomes ultra-froids, notes de cours*.
- [Dalibard, 2013] DALIBARD, J. (2013). Cours au collège de france 2013 : Des cages de lumière pour les atomes : la physique des pièges et des réseaux optiques.
- [Dalibard, 2015] DALIBARD, J. (2015). Cours au collège de france 2015 : Une brève histoire des atomes froids.
- [Dalibard et Cohen-Tannoudji, 1989] DALIBARD, J. et COHEN-TANNOUDJI, C. (1989). Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023–2045.
- [Davis *et al.*, 1995] DAVIS, K. B., MEWES, M. O., ANDREWS, M. R., van DRUTEN, N. J., DUFFEE, D. S., KURN, D. M. et KETTERLE, W. (1995). Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969–3973.
- [Davisson et Germer, 1927] DAVISSON, C. et GERMER, L. H. (1927). Diffraction of electrons by a crystal of nickel. *Phys. Rev.*, 30:705–740.
- [De Broglie, 1924] DE BROGLIE, L. (1924). *Recherches sur la théorie des Quanta*. Theses, Migration - université en cours d'affectation.
- [Devlin et Tarbutt, 2016] DEVLIN, J. et TARBUTT, M. (2016). Three-dimensional doppler, polarization-gradient, and magneto-optical forces for atoms and molecules with dark states. *New Journal of Physics*, 18(12):123017.
- [Dubosclard *et al.*, 2021] DUBOSCLARD, W., KIM, S. et GARRIDO ALZAR, C. L. (2021). Nondestructive microwave detection of a coherent quantum dynamics in cold atoms. *Communications Physics*, 4(1):1–7.
- [Dupont-Nivet, 2016] DUPONT-NIVET, M. (2016). *Vers un accéléromètre atomique sur puce*. Thèse de doctorat, Université Paris Saclay.

- [Dupont-Nivet *et al.*, 2015] DUPONT-NIVET, M., CASIULIS, M., LAUDAT, T., WESTBROOK, C. I. et SCHWARTZ, S. (2015). Microwave-stimulated raman adiabatic passage in a bose-einstein condensate on an atom chip. *Phys. Rev. A*, 91:053420.
- [Dupont-Nivet *et al.*, 2018] DUPONT-NIVET, M., DEMUR, R., WESTBROOK, C. I. et SCHWARTZ, S. (2018). Experimental study of the role of trap symmetry in an atom-chip interferometer above the Bose-Einstein condensation threshold. *New J. Phys.*, 20(4):043051.
- [Dupont-Nivet *et al.*, 2016] DUPONT-NIVET, M., WESTBROOK, C. I. et SCHWARTZ, S. (2016). Contrast and phase-shift of a trapped atom interferometer using a thermal ensemble with internal state labelling. *New J. Phys.*, 18(11):113012.
- [Durfee *et al.*, 2006] DURFEE, D. S., SHAHAM, Y. K. et KASEVICH, M. A. (2006). Long-term stability of an area-reversible atom-interferometer sagnac gyroscope. *Phys. Rev. Lett.*, 97:240801.
- [Fancher *et al.*, 2018] FANCHER, C. T., PYLE, A. J., ROTUNNO, A. P. et AUBIN, S. (2018). Microwave ac zeeman force for ultracold atoms. *Phys. Rev. A*, 97:043430.
- [Farkas *et al.*, 2010] FARKAS, D., HUDEK, K., SALIM, E., SEGAL, S., SQUIRES, M. et ANDERSON, D. (2010). A compact, transportable, microchip-based system for high repetition rate production of bose-einstein condensates. *Appl. Phys. Lett.*, 96(9):-.
- [Gajda et Mostowski, 1994] GAJDA, M. et MOSTOWSKI, J. (1994). Three-dimensional theory of the magneto-optical trap : Doppler cooling in the low-intensity limit. *Phys. Rev. A*, 49(6):4864.
- [Garrido Alzar, 2019] GARRIDO ALZAR, C. L. (2019). Compact chip-scale guided cold atom gyrometers for inertial navigation : Enabling technologies and design study. *AVS Quantum Science*, 1(1):014702.
- [Gaubatz *et al.*, 1988] GAUBATZ, U., RUDECKI, P., BECKER, M., SCHIEMANN, S., KÜLZ, M. et BERGMANN, K. (1988). Population switching between vibrational levels in molecular beams. *Chem. Phys. Lett.*, 149:463 – 468.
- [Gaubatz *et al.*, 1990] GAUBATZ, U., RUDECKI, P., SCHIEMANN, S. et BERGMANN, K. (1990). Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results. *J. Chem. Phys.*, 92(9):5363–5376.
- [Gentile *et al.*, 1989] GENTILE, T. R., HUGHEY, B. J., KLEPPNER, D. et DUCAS, T. W. (1989). Experimental study of one- and two-photon rabi oscillations. *Phys. Rev. A*, 40:5103–5115.
- [Gilbert Grynberg, 2010] GILBERT GRYNBERG, A. A. e. C. F. (2010). *Introduction to Quantum Optics*.
- [Giltner *et al.*, 1995] GILTNER, D. M., MCGOWAN, R. W. et LEE, S. A. (1995). Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves. *Phys. Rev. Lett.*, 75:2638–2641.

- [Guéna *et al.*, 2012] GUÉNA, J., ABGRALL, M., ROVERA, D., LAURENT, P., CHUPIN, B., LOURS, M., SANTARELLI, G., ROSENBUSCH, P., TOBAR, M. E., LI, R. *et al.* (2012). Progress in atomic fountains at Ine-syrte. *IEEE T. Ultrason. Ferr.*, 59(3):391–409.
- [Gustavson *et al.*, 2000] GUSTAVSON, T., LANDRAGIN, A. et KASEVICH, M. (2000). Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope. *Classical Quant. Grav.*, 17(12): 2385.
- [Gustavson *et al.*, 1997] GUSTAVSON, T. L., BOUYER, P. et KASEVICH, M. A. (1997). Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope. *Phys. Rev. Lett.*, 78:2046–2049.
- [H. R. Lewis et Riesenfeld, 1969] H. R. LEWIS, J. et RIESENFELD, W. B. (1969). An exact quantum theory of the time-dependent harmonic oscillator and of a charged particle in a time-dependent electromagnetic field. *J. Math. Phys.*, 10(8):1458–1473.
- [Hänsch et Schawlow, 1975] HÄNSCH, T. W. et SCHAWLOW, A. L. (1975). Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1):68–69.
- [Harber *et al.*, 2002] HARBER, D. M., LEWANDOWSKI, H. J., MCGUIRK, J. M. et CORNELL, E. A. (2002). Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas. *Phys. Rev. A*, 66:053616.
- [Heathcote *et al.*, 2008] HEATHCOTE, W., NUGENT, E., SHEARD, B. et FOOT, C. (2008). A ring trap for ultracold atoms in an rf-dressed state. *New J. Phys.*, 10(4):043012.
- [Hess, 1986] HESS, H. F. (1986). Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, 34:3476–3479.
- [Hilico, 2014] HILICO, A. (2014). *Capteur de force à atomes piégés dans un réseau optique. Caractérisation des performances.* Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure.
- [Horikoshi, 2007] HORIKOSHI, M. (2007). *Condensate interferometer on an atom chip.* Thèse de doctorat, Ph. D. thesis, The University of Electro-Communications.
- [Hu *et al.*, 2013] HU, Z.-K., SUN, B.-L., DUAN, X.-C., ZHOU, M.-K., CHEN, L.-L., ZHAN, S., ZHANG, Q.-Z. et LUO, J. (2013). Demonstration of an ultrahigh-sensitivity atom-interferometry absolute gravimeter. *Phys. Rev. A*, 88(4):043610.
- [Huet, 2013] HUET, L. (2013). *Gravimétrie atomique sur puce et applications embarquées.* Thèse de doctorat, Université Paris-Est.
- [Huntemann *et al.*, 2016] HUNTEMANN, N., SANNER, C., LIPPHARDT, B., TAMM, C. et PEIK, E. (2016). Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty. *Phys. Rev. Lett.*, 116:063001.
- [Jekeli, 2005] JEKELI, C. (2005). Navigation error analysis of atom interferometer inertial sensor. *NAVIGATION, Journal of the Institute of Navigation*, 52(1):1–14.
- [Johnson *et al.*, 2021] JOHNSON, B., ALBRECHT, C., BRAMAN, T., CHRIST, K., DUFFY, P., ENDEAN, D., GNERLICH, M. et REINKE, J. (2021). Development of a navigation-grade mems

- imu. *2021 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (INERTIAL)*, pages 1–4.
- [Kasevich et Chu, 1991] KASEVICH, M. et CHU, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 67:181–184.
- [Kasevich et Chu, 1992] KASEVICH, M. et CHU, S. (1992). Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Appl. Phys. B*, 54(5):321–332.
- [Kasevich et al., 1989] KASEVICH, M. A., RIIS, E., CHU, S. et DEVOE, R. G. (1989). Rf spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 63:612–615.
- [Keith et al., 1991] KEITH, D. W., EKSTROM, C. R., TURCHETTE, Q. A. et PRITCHARD, D. E. (1991). An interferometer for atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2693–2696.
- [Ketterle et al., 1999] KETTERLE, W., DURFEE, D. et STAMPER-KURN, D. (1999). Making, probing and understanding bose-einstein condensates. *arXiv preprint arXiv:cond-mat/9904034*, 5.
- [Ketterle et Van Druten, 1996] KETTERLE, W. et VAN DRUTEN, N. (1996). Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, 37:181.
- [Klempt et al., 2006] KLEMPT, C., van ZOEST, T., HENNINGER, T., TOPIC, O., RASEL, E., ERTMER, W. et ARLT, J. (2006). Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Phys. Rev. A*, 73:013410.
- [Korkishko et al., 2018] KORKISHKO, Y. N., FEDOROV, V. A., PRILUTSKIY, V. E., PONOMAREV, V. G., FEDOROV, I. V., KOSTRITSKII, S. M., MOREV, I. V., OBUHOVICH, D. V., PRILUTSKIY, S. V., ZUEV, A. I. et VARNAKOV, V. K. (2018). High-precision inertial measurement unit imu-5000. *2018 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (INERTIAL)*, pages 1–4.
- [Kotru et al., 2014] KOTRU, K., BROWN, J. M., BUTTS, D. L., KINAST, J. M. et STONER, R. E. (2014). Robust ramsey sequences with raman adiabatic rapid passage. *Phys. Rev. A*, 90:053611.
- [Kuklinski et al., 1989] KUKLINSKI, J. R., GAUBATZ, U., HIOE, F. T. et BERGMANN, K. (1989). Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. *Phys. Rev. A*, 40:6741–6744.
- [Kwolek et Black, 2022] KWOLEK, J. M. et BLACK, A. T. (2022). Continuous sub-doppler-cooled atomic beam interferometer for inertial sensing. *Phys. Rev. Applied*, 17:024061.
- [L. D. Carr, 2009] L. D. CARR, D. DeMille, R. V. K. J. Y. (2009). Cold and ultracold molecules : science, technology and applications. *New J. Phys.*
- [Leanhardt et al., 2003] LEANHARDT, A. E., PASQUINI, T. A., SABA, M., SCHIROTZEK, A., SHIN, Y., KIELPINSKI, D., PRITCHARD, D. E. et KETTERLE, W. (2003). Cooling bose-einstein condensates below 500 picokelvin. *Science*, 301(5639):1513–1515.
- [Lett et al., 1989] LETT, P. D., PHILLIPS, W. D., ROLSTON, S., TANNER, C. E., WATTS, R. et WESTBROOK, C. (1989). Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2084–2107.

- [Lett *et al.*, 1988] LETT, P. D., WATTS, R. N., WESTBROOK, C. I., PHILLIPS, W. D., GOULD, P. L. et METCALF, H. J. (1988). Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61(2):169.
- [Lewandowski *et al.*, 2003] LEWANDOWSKI, H., HARBER, D., WHITAKER, D. et CORNELL, E. (2003). Simplified system for creating a bose–einstein condensate. *J. Low Temp. Phys.*, 132(5-6):309–367.
- [Li *et al.*, 2007] LI, X., KE, M., YAN, B. et WANG, Y. (2007). Reduction of interference fringes in absorption imaging of cold atom cloud using eigenface method. *Chin. Opt. Lett.*, 5(3):128–130.
- [Ludlow *et al.*, 2015] LUDLOW, A. D., BOYD, M. M. et YE, J. (2015). Optical atomic clocks. *Rev. Mod. Phys.*, 87:637.
- [Marti *et al.*, 2018] MARTI, G. E., HUTSON, R. B., GOBAN, A., CAMPBELL, S. L., POLI, N. et YE, J. (2018). Imaging optical frequencies with 100 μHz precision and 1.1 μm resolution. *Phys. Rev. Lett.*, 120:103201.
- [Martin *et al.*, 1988] MARTIN, P. J., OLDAKER, B. G., MIKLICH, A. H. et PRITCHARD, D. E. (1988). Bragg scattering of atoms from a standing light wave. *Phys. Rev. Lett.*, 60:515–518.
- [Maussang, 2010] MAUSSANG, K. (2010). *Etats comprimés atomiques sur puce à atomes*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.
- [Metcalf et Van der Straten, 2012] METCALF, H. J. et Van der STRATEN, P. (2012). *Laser cooling and trapping*. Springer Science & Business Media.
- [Migdall *et al.*, 1985] MIGDALL, A. L., PHILLIPS, W., PRODAN, J., BERGEMAN, T. H. et METCALF, H. J. (1985). First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54:2596–2599.
- [Miyahira *et al.*, 2021] MIYAHIRA, W., ROTUNNO, A. P., DU, S. et AUBIN, S. (2021). Microwave atom chip design. *Atoms*, 9(3).
- [Neuhauser *et al.*, 1978] NEUHAUSER, W., HOHENSTATT, M., TOSCHEK, P. et DEHMELT, H. (1978). Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well. *Phys. Rev. Lett.*, 41:233–236.
- [Ockeloen *et al.*, 2010] OCKELOEN, C. F., TAUSCHINSKY, A. F., SPREEUW, R. J. C. et WHITLOCK, S. (2010). Detection of small atom numbers through image processing. *Phys. Rev. A*, 82:061606.
- [Opat *et al.*, 1992] OPAT, G. I., WARK, S. J. et CIMMINO, A. (1992). Electric and magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms and molecules. *Applied Physics B*, 54(5):396–402.
- [Peebles, 1993] PEEBLES, P. J. E. (1993). *Principles of physical cosmology*. Princeton university press.
- [Perrin, 2013] PERRIN, H. (2013). Les houches lectures on adiabatic potentials, spin and fields.

- [Perrin *et al.*, 2019] PERRIN, I., BERNARD, J., BIDEL, Y., BONNIN, A., ZAHZAM, N., BLANCHARD, C., BRESSON, A. et CADORET, M. (2019). Zero-velocity atom interferometry using a retroreflected frequency-chirped laser. *Physical Review A*, 100(5):053618.
- [Phillips, 1998] PHILLIPS, W. D. (1998). Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70:721–741.
- [Preston *et al.*, 1996] PRESTON, D. W., WIEMAN, C. E. et SIEGBAHN, K. M. (1996). Doppler-free saturated absorption spectroscopy : Laser spectroscopy. *Am. J. Phys*, 64(11):1432–1436.
- [Pritchard, 1983] PRITCHARD, D. E. (1983). Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 51:1336–1339.
- [Raab *et al.*, 1987] RAAB, E. L., PRENTISS, M., CABLE, A., CHU, S. et PRITCHARD, D. E. (1987). Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634.
- [Rakholia *et al.*, 2014] RAKHOLIA, A. V., MCGUINNESS, H. J. et BIEDERMANN, G. W. (2014). Dual-axis high-data-rate atom interferometer via cold ensemble exchange. *Phys. Rev. Applied*, 2:054012.
- [Ramsey, 1949] RAMSEY, N. F. (1949). A new molecular beam resonance method. *Phys. Rev.*, 76:996–996.
- [Ramsey, 1950] RAMSEY, N. F. (1950). A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Phys. Rev.*, 78:695–699.
- [Ramsey, 1980] RAMSEY, N. F. (1980). The method of successive oscillatory fields. *Phys. Today*, 33(7):25–30.
- [Ramsey, 1983] RAMSEY, N. F. (1983). History of atomic clocks. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 88:301.
- [Reichel, 2002] REICHEL, J. (2002). Microchip traps and bose-einstein condensation. *Appl. Phys. B*, 74(6):469–487.
- [Reichel *et al.*, 1999] REICHEL, J., HÄNSEL, W. et HÄNSCH, T. (1999). Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Physical review letters*, 83(17):3398.
- [Reichel *et al.*, 2001] REICHEL, J., HÄNSEL, W., HOMMELHOFF, P. et HÄNSCH, T. (2001). Applications of integrated magnetic microtraps. *Appl. Phys. B*, 72(1):81–89.
- [Reichel et Vuletic, 2010] REICHEL, J. et VULETIC, V. (2010). *Atom Chips*. John Wiley & Sons.
- [Riehle *et al.*, 1991] RIEHLE, F., KISTERS, T., WITTE, A., HELMCKE, J. et BORDÉ, C. J. (1991). Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, 67:177–180.
- [Riley, 2008] RILEY, W. J. (2008). *Handbook of frequency stability analysis*. US Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD.

- [Rosenbusch, 2009] ROSENBUSCH, P. (2009). Magnetically trapped atoms for compact atomic clocks. *Appl. Phys. B*, 95:227–235.
- [Rubiola et Vernotte, 2022] RUBIOLA, E. et VERNOTTE, F. (2022). The companion of the enrico’s chart for phase noise and two-sample variances.
- [Salim *et al.*, 2011] SALIM, E., DENATALE, J., FARKAS, D., HUDEK, K., MCBRIDE, S., MICHALCHUK, J., MIHAILOVICH, R. et ANDERSON, D. (2011). Compact, microchip-based systems for practical applications of ultracold atoms. *Quantum Information Processing*, 10(6):975–994.
- [Savage *et al.*, 1998] SAVAGE, C., RUOSTEKOSKI, J. et WALLS, D. (1998). Pumping two dilute-gas bose-einstein condensates with raman light scattering. *Phys. Rev. A*, 57:3805–3808.
- [Savoie *et al.*, 2018] SAVOIE, D., ALTORIO, M., FANG, B., SIDORENKOV, L. A., GEIGER, R. et LANDRAGIN, A. (2018). Interleaved atom interferometry for high-sensitivity inertial measurements. *Science Advances*, 4(12):eaau7948.
- [Schaff *et al.*, 2011] SCHAFF, J.-F., CAPUZZI, P., LABEYRIE, G. et VIGNOLO, P. (2011). Shortcuts to adiabaticity for trapped ultracold gases. *New J. Phys.*, 13(11):113017.
- [Schmiedmayer, 1995a] SCHMIEDMAYER, J. (1995a). Guiding and trapping a neutral atom on a wire. *Phys. Rev. A*, 52:R13–R16.
- [Schmiedmayer, 1995b] SCHMIEDMAYER, J. (1995b). A wire trap for neutral atoms. *Appl. Phys. B*, 60(2-3):169–179.
- [Schoser *et al.*, 2002] SCHOSER, J., BATÄR, A., LÖW, R., SCHWEIKHARD, V., GRABOWSKI, A., OVCHINNIKOV, Y. B. et PFAU, T. (2002). Intense source of cold rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 66:023410.
- [Schumm *et al.*, 2005] SCHUMM, T., HOFFERBERTH, S., ANDERSSON, L. M., WILDERMUTH, S., GROTH, S., BAR-JOSEPH, I., SCHMIEDMAYER, J. et KRUGER, P. (2005). Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nat. Phys.*, 1:57–62.
- [Sirovich et Kirby, 1987] SIROVICH, L. et KIRBY, M. (1987). Low-dimensional procedure for the characterization of human faces. *J. Opt. Soc. Am. A*, 4(3):519–524.
- [Squires, 2008] SQUIRES, M. B. (2008). *High repetition rate Bose-Einstein condensate production in a compact, transportable vacuum system*. ProQuest.
- [Steck, 2003] STECK, D. A. (2003). Rubidium 87 D line data, revision 1.6. *Source*—<http://steck.us/alkalidata>.
- [Sullivan *et al.*, 1990] SULLIVAN, D. B., ALLAN, D. W., HOWE, D. A. et WALLS, F. L. (1990). *Characterization of clocks and oscillators*. National Institute of Standards and Technology Technical Note.
- [Szmuk, 2015] SZMUK, R. (2015). *Atom chips for metrology*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI.

- [Szmuk *et al.*, 2015] SZMUK, R., DUGRAIN, V., MAINEULT, W., REICHEL, J. et ROSENBUSCH, P. (2015). Stability of a trapped-atom clock on a chip. *Phys. Rev. A*, 92(1):012106.
- [Takase, 2008] TAKASE, K. (2008). *Precision rotation rate measurements with a mobile atom interferometer*. Thèse de doctorat, Stanford University.
- [Torrontegui *et al.*, 2013] TORRONTGUI, E., IBÁÑEZ, S., MARTÍNEZ-GARAOT, S., MODUGNO, M., del CAMPO, A., GUÉRY-ODELIN, D., RUSCHHAUPT, A., CHEN, X. et MUGA, J. G. (2013). Chapter 2 - shortcuts to adiabaticity. In *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, volume 62, pages 117 – 169. Academic Press.
- [Treutlein, 2008] TREUTLEIN, P. (2008). *Coherent manipulation of ultracold atoms on atom chips*. Thèse de doctorat, Ludwig Maximilians Universität München.
- [Treutlein *et al.*, 2004] TREUTLEIN, P., HOMMELHOFF, P., STEINMETZ, T., HÄNSCH, T. W. et REICHEL, J. (2004). Coherence in microchip traps. *Phys. Rev. Lett.*, 92:203005.
- [Turk et Pentland, 1991] TURK, M. et PENTLAND, A. (1991). Eigenfaces for Recognition. *Journal of Cognitive Neuroscience*, 3(1):71–86.
- [Vitanov *et al.*, 2017] VITANOV, N. V., RANGELOV, A. A., SHORE, B. W. et BERGMANN, K. (2017). Stimulated raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond. *Reviews of Modern Physics*, 89(1):015006.
- [Walhout *et al.*, 1992] WALHOUT, M., DALIBARD, J., ROLSTON, S. L. et PHILLIPS, W. D. (1992). $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses in a longitudinal magnetic field. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(11):1997–2007.
- [Walraven, 2010] WALRAVEN, J. (2010). Elements of quantum gases : Thermodynamic and collisional properties of trapped atomic gases. *Les Houches lectures, unpublished*.
- [Weinstein et Libbrecht, 1995] WEINSTEIN, J. D. et LIBBRECHT, K. G. (1995). Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 52:4004–4009.
- [Wineland *et al.*, 1978] WINELAND, D. J., DRULLINGER, R. E. et WALLS, F. L. (1978). Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers. *Phys. Rev. Lett.*, 40:1639–1642.
- [Wing, 1984] WING, W. H. (1984). On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Progress in Quantum Electronics*, 8(3):181–199.
- [Wolf *et al.*, 2007] WOLF, P., LEMONDE, P., LAMBRECHT, A., BIZE, S., LANDRAGIN, A. et CLAIRON, A. (2007). From optical lattice clocks to the measurement of forces in the casimir regime. *Physical Review A*, 75(6):063608.
- [Wynands et Weyers, 2005] WYNANDS, R. et WEYERS, S. (2005). Atomic fountain clocks. *Metrologia*, 42(3):S64.
- [Yun *et al.*, 2017] YUN, P., TRICOT, F. m. c., CALOSSO, C. E., MICALIZIO, S., FRANÇOIS, B., BOUDOT, R., GUÉRANDEL, S. et de CLERCQ, E. (2017). High-performance coherent population trapping clock with polarization modulation. *Phys. Rev. Applied*, 7:014018.

Titre : Interféromètre à atomes froids piégés sur puce avec séparation spatiale

Mots clés : Interféromètre, Atomes froids, Puce atomique, Capteur quantique, Accéléromètre, Navigation inertielle

Résumé : Depuis plus de 30 ans, de nombreux laboratoires ont développé des expériences de physique atomique permettant de mesurer des accélérations ou des rotations en utilisant des gaz d'atomes manipulés par des champs magnétiques et refroidis par laser. Toutefois, la plupart de ces expériences sont trop encombrantes. Il est donc nécessaire de réduire drastiquement leur taille afin de pouvoir considérer des applications industrielles aux capteurs à atomes froids en dehors du laboratoire. Bien que de nombreux efforts aient été réalisés ces dernières années notamment à l'ONERA et chez Muquans, la taille du dispositif complet est encore trop imposante pour certaines applications. À la fin des années 90, il a été démontré que des atomes pouvaient être piégés et manipulés sur une puce, permettant ainsi de réduire à la fois la taille et la consommation énergétique de

ces capteurs en comparaison d'expériences en laboratoire.

C'est dans ce cadre que Thales a commencé à s'intéresser à la réalisation de capteurs inertiels sur puce avec des atomes froids pour la navigation autonome. La technique retenue par notre groupe permet la réalisation de chacune des fonctions nécessaires à l'obtention d'une centrale inertielle sur la même puce atomique. Elle repose notamment sur la séparation spatiale sélective de nuages atomiques dans un piège magnétique via l'habillage d'états internes dans le domaine micro-onde.

L'objectif de cette thèse est de concevoir et évaluer la faisabilité de nouveaux types de capteurs inertiels reposant sur l'interférométrie, en utilisant des atomes refroidis piégés au voisinage d'une puce tout au long de la séquence de mesure.

Title : On-chip trapped cold atom interferometer with spatial splitting

Keywords : Interferometer, Cold atom, Atomic chip, Accelerometer, Inertial navigation, Quantum sensor

Abstract : For more than 30 years, many laboratories have developed atomic physics experiments to measure accelerations or rotations using atomic gases manipulated by magnetic fields and cooled by laser. However, most of these experiments are too cumbersome and fill entire rooms. Therefore, it is necessary to drastically reduce their size in order to be able to consider industrial applications to cold atom sensors outside the laboratory. Although many efforts have been made in recent years, particularly at ONERA and Muquans, the size of the complete device is still too large for certain applications. In the late 1990s, it was demonstrated that atoms could be trapped and manipulated on a chip, thereby reducing both the size and power consumption of these sensors compared to laboratory experiments.

It is within this framework that Thales has begun to take an interest in producing on-chip inertial sensors with cold atoms for autonomous navigation. The technique adopted by our group allows the realization of each of the functions necessary to obtain an inertial measurement unit on the same atomic chip. It is based on the selective spatial separation of atomic clouds in a magnetic trap via the dressing of internal states in the microwave domain.

The objective of this thesis is to design and evaluate the feasibility of new types of inertial sensors based on interferometry, using cooled atoms trapped in the vicinity of a chip throughout the measurement sequence.