



HAL
open science

Une nouvelle source pour l'interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein double espèce

Alibert Julien

► **To cite this version:**

Alibert Julien. Une nouvelle source pour l'interférométrie atomique avec un condensat de Bose-Einstein double espèce. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017. Français. NNT : 2017TOU30350 . tel-02004343

HAL Id: tel-02004343

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02004343>

Submitted on 1 Feb 2019

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

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

Présentée et soutenue le *12/12/2017* par :

JULIEN ALIBERT

**Une nouvelle source pour l'interférométrie atomique avec
un condensat de Bose-Einstein double espèce.**

JURY

M. GOIRAN	Professeur des Universités	Président du jury
D. GUÉRY-ODELIN	Professeur des Universités	Directeur de thèse
A. GAUGUET	Maître de Conférences	Co-directeur de thèse
S. GUELLATI-KHÉLIFA	Professeure des Universités	Rapporteuse
O. GORCEIX	Professeur des Universités	Rapporteur
B. BATTELIER	Ingénieur de Recherche	Examineur
T. LÉVÈQUE	Ingénieur CNES	Invité

École doctorale et spécialité :

SDM : Physique de la matière - CO090

Unité de Recherche :

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité de Toulouse (UMR 5589)

Directeur(s) de Thèse :

David Guéry-Odelin et Alexandre Gauguet

Rapporteurs :

Saïda Guellati-Khélifa et Olivier Gorceix

Table des matières

1	Interférométrie atomique.	9
1.1	Principe de l'interférométrie atomique.	9
1.1.1	Séparatrices atomiques.	10
1.1.2	Géométrie Mach Zehnder.	11
1.1.3	Diffraction par un réseau de Bragg.	12
1.1.4	Phase de l'interféromètre.	21
1.1.5	Grandes séparations spatiales (LMT).	22
1.2	Applications.	23
1.2.1	Effets inertiels.	25
1.2.2	Mesure des constantes fondamentales.	25
1.2.3	Tests de la physique fondamentale.	26
1.3	Différents types de sources.	27
1.3.1	Jets atomiques.	27
1.3.2	Mélasses optiques.	28
1.3.3	Sources ultra-froides.	29
1.3.4	Sources pour le spatial.	30
1.3.5	Sources Double-espèce.	31
1.4	Test de la neutralité de la matière.	32
1.5	Conclusion : Le nouvel interféromètre atomique du LCAR.	36
2	Le système expérimental.	39
2.1	Système à vide.	39
2.1.1	Les chambres à vide.	39
2.1.2	Montage et étuvage.	43
2.2	Les bobines de champs magnétiques.	45
2.2.1	Dimensionnement thermique.	53
2.2.2	Construction.	55
2.2.3	Électronique de commutation.	55
2.3	Le système laser.	58
2.3.1	Vue d'ensemble.	59
2.3.2	Les sources lasers pour le ^{85}Rb	60
2.3.3	Les sources lasers pour le ^{87}Rb	61
2.3.4	Répartitions des puissances dans les fibres du PMO3D et PMO2D.	64
2.4	Contrôle de la séquence expérimentale.	67
2.5	Séquence expérimentale.	69

3	Refroidissement laser.	75
3.1	Le refroidissement laser.	75
3.1.1	Mélasse optique.	76
3.1.2	Structure hyperfine.	77
3.1.3	Le piège magnéto-optique 3D.	79
3.1.4	Différentes configurations.	80
3.2	Le système d'imagerie par fluorescence.	85
3.2.1	Imagerie par fluorescence.	86
3.2.2	Objectif de collection de la fluorescence.	91
3.2.3	Mesures par la technique du temps de vol.	92
3.3	Piège magnéto-optique 2D.	94
3.4	Optimisation du piège magnéto-optique 3D.	97
3.5	Compression du PMO3D.	98
3.6	Mélasse optique.	101
3.7	Pompage optique.	102
3.8	Conclusion.	107
4	Piège hybride millimétrique.	111
4.1	Introduction.	111
4.2	Construction du piège millimétrique.	114
4.3	Dimensionnement thermique de la puce millimétrique.	116
4.4	Éléments théoriques.	118
4.4.1	Piège magnétique d'un atome neutre.	118
4.4.2	Piège unifilaire.	119
4.4.3	Confinement longitudinal.	121
4.4.4	Compression.	121
4.5	Modélisation du piège magnétique.	124
4.6	Bruit de courant et chauffage.	128
4.6.1	Fluctuations de la position du centre du piège.	128
4.6.2	Fluctuations du confinement du piège.	131
4.6.3	Modulation du courant du fil en "Z".	132
4.7	Chargement dans un piège magnétique.	134
4.7.1	Modèle de chargement.	134
4.7.2	Comparaison avec l'expérience.	136
4.7.3	Saturation du piège magnétique.	138
4.8	Temps de vie.	139
4.9	Refroidissement par évaporation.	143
4.9.1	Évaporation forcée par radio fréquence.	144
4.9.2	Dimensionnement de la source radio fréquence.	147
4.9.3	Spectroscopie radio fréquence.	148
4.9.4	Un modèle simple de refroidissement par évaporation.	150
4.10	Nouvelles micro-puces à atomes.	156
4.11	Conclusion.	161
	Bibliographie	171

Introduction

L’actualité récente de la physique a notamment été marquée par le succès de deux grands instruments de mesures. En 2012 le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) du Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN) a permis de confirmer le Modèle Standard (SM) avec la détection récente du Boson de Higgs [1, 2]. Les interféromètres LIGO et VIRGO ont mis en évidence le passage d’une onde gravitationnelle [3], corroborant une fois de plus la théorie de la Relativité Générale (GR). Les théories SM et GR sont à la base de la physique actuelle. Bien que ces théories aient été testées avec une très grande précision, il n’en demeure pas moins qu’elles ne permettent pas d’expliquer 95% du contenu énergétique de l’univers (la matière noire [4] et l’énergie noire [5, 6, 7]), ni l’asymétrie entre matière et antimatière [8], ou la quantification de la charge électrique [9]. Par ailleurs les tentatives d’unification de l’interaction gravitationnelle avec les autres interactions se sont révélées insatisfaisantes. Cette recherche d’unification suscite un fort engouement pour l’étude de nouveaux modèles “au-delà du modèle standard”. La recherche de nouvelle Physique est généralement réalisée à des échelles d’énergie supérieure au TeV, avec de grands accélérateurs de particules comme le LHC. Toutefois, des mesures de haute précision à basses énergies permettent de contraindre d’éventuels modèles “au-delà du modèle standard” et/ou d’orienter le dimensionnement de futurs grands instruments [10].

Parmi les exemples emblématiques en physique atomique, les mesures de non-conservation de la parité avec l’atome de césium, ont permis tester avec une grande précision l’interaction électrofaible [11]. Par ailleurs, d’autres mesures permettent de contraindre des prédictions physiques normalement accessibles à des échelles d’énergies égales ou supérieures à celles obtenues avec les accélérateurs de particules, comme les mesures de moment dipolaire de l’électron, la mesure de la variation des constantes fondamentales ou encore les tests de la violation de l’invariance de Lorentz [12].

Des progrès spectaculaires ont été réalisés ces vingt dernières années en physique atomique, dont certains ont été récompensés par le prix Nobel, comme la démonstration de la condensation de Bose-Einstein [13, 14], la mise au point de peignes de fréquences optiques [15, 16] ou le contrôle de l’intrication quantique [17, 18]. Ces avancées ont permis d’accroître la précision des mesures à l’aide d’horloges optiques et de l’Interférométrie Atomique (IA). Ces dispositifs ont mené à l’émergence de nouveaux tests des lois fondamentales de la physique.

En particulier, l’IA a démontré sa capacité à effectuer des mesures au niveau de l’état de l’art. En physique fondamentale, l’IA permet notamment de tester l’universalité de la chute libre (UFF) à l’échelle quantique [19], de déterminer expérimentalement la constante de structure fine α [20], ou encore de mesurer la constante de la gravitation newtonienne G [21]. Par ailleurs, l’interférométrie avec de très larges séparations spatiales entre les chemins interférométriques récemment atteintes [22] permettent d’étudier les systèmes quantiques

étendus [23]. L'IA a permis l'observation de phases topologiques telles que la phase de Berry [24] ou la phase de He-McKellar-Wilkens [25] par exemple. L'IA donne aussi accès à de nouvelles mesures de type spectroscopique comme par exemple la polarisabilité électrique atomique [26, 27] et la longueur d'onde d'extinction (tune-out wavelength) [28, 29], qui sont des grandeurs de références pour des calculs incluant des effets relativistes, des corrélations ou des effets d'électrodynamique quantique (QED) [30].

Au-delà de la physique fondamentale, l'interférométrie atomique est intrinsèquement sensible aux effets gravito-inertiels. En effet, l'IA permet de mesurer la rotation [31, 32], l'accélération [33, 34] et les gradients de gravité [35] avec des performances compétitives avec celles des meilleurs capteurs inertiels basés sur d'autres technologies. De telles performances poussent à imaginer différentes applications comme la possibilité de guidage de véhicules en navigation inertielle. De plus la cartographie de la gravité et du gradient de gravité au sol ou à très haute altitude est un outil précieux pour les études de géologie, vulcanologie ou océanographie. Cependant cela implique des mesures in situ, hors du laboratoire. C'est pourquoi des efforts ont été réalisés pour développer des appareils plus compacts et robustes pouvant être déplacés [34] et opérer sur le "terrain" dans des conditions de température, d'humidité, et de vibrations variables, comme à bord d'un avion [36] d'une ogive en chute libre [37] ou d'un satellite [38]. Grâce à ces développements technologiques des senseurs commerciaux basés sur l'IA sont développés par plusieurs sociétés (par exemple en France : μ Quans, iXblue, Thales).

Axes de recherche

Au Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité (LCAR) de l'Institut de Recherche sur les Systèmes Atomiques et Moléculaires Complexes (IRSAMC) à Toulouse, nous construisons un interféromètre atomique avec condensat de Bose-Einstein double-espèce. Cette nouvelle expérience succède à l'interféromètre à jet de lithium collimaté [39] en configuration de Mach-Zehnder à bras spatialement séparés.

Test de la neutralité de la matière. Nous envisageons de réaliser le test de la neutralité de la matière par interférométrie atomique via l'effet Aharonov-Bohm Scalaire (SAB). Ce test original par IA prévoit une amélioration de la sensibilité de plusieurs ordres de grandeurs [40] au-delà de la limite actuelle qui vaut $\sim 10^{-21}$ fois la charge élémentaire et qui est inchangée depuis 1988 [41]. Ce test a été proposé par l'équipe d'interférométrie de Toulouse en 2001 dans le cadre d'un interféromètre de Mach-Zehnder à bras séparés utilisant un jet supersonique de lithium [42]. Cependant nous étudierons la réalisation de ce test dans le cas d'un interféromètre de Mach-Zehnder temporel en configuration fontaine verticale en utilisant une source condensée de rubidium 87 et 85. Cette configuration présente trois intérêts pour le test de la neutralité de la matière :

- Un condensat de Bose-Einstein (BEC) sera créé, lancé verticalement vers le haut et interrogé à l'apogée de sa trajectoire, ce qui donne accès à un plus grand temps d'interaction. Le test de la neutralité de la matière sera réalisé selon la configuration "pulsée" proposée par l'équipe de Stanford [40] permettant de mieux contrôler les effets systématiques liés aux champs parasites.
- Le refroidissement de la source d'atomes (envisagée à ≤ 1 nK) diminue la dispersion en vitesse. Ceci permet d'augmenter la quantité d'impulsion transférée aux atomes

et ainsi la séparation spatiale. Dans le cas du test de la neutralité de la matière, le potentiel électrique que l'on peut appliquer et donc la sensibilité de l'expérience sont directement liés à la séparation spatiale des paquets d'ondes. Cependant l'utilisation d'atomes ultra-froids par rapport à un jet atomique implique une réduction du flux d'atomes de 3 ordres de grandeur et donc une réduction du rapport signal à bruit.

- Enfin la source contient deux isotopes du rubidium (87 et 85). Le test séparé de la neutralité de chacun des isotopes permet de contraindre indépendamment la potentielle charge résiduelle du neutron et celle de la paire électron-proton.

Nouveau type de source atomique. Le dimensionnement de la source atomique du nouvel interféromètre fait aussi l'objet d'une étude technologique. En effet ce dispositif doit relever des défis techniques tels que : créer une source ultra-froide (< 1 nK), bi-espèce (^{87}Rb , ^{85}Rb), conserver un flux d'atomes important ($> 10^5$ atomes/s). Par ailleurs la technologie des "puces atomiques" ouvre des perspectives vers la miniaturisation d'expériences d'atomes ultra-froids tout en étant prometteuse vis à vis des performances en termes de réduction du temps de la séquence expérimentale et de la consommation électrique. En effet, l'expérience QUANTUS II à Hanovre a démontré un flux de 10^5 atomes/s de ^{87}Rb condensés sur une puce atomique [43].

Le développement de sources condensées et double-espèce transportables présente trois intérêts pour l'interférométrie atomique :

- L'état de l'art des mesures de précision par interférométrie atomique est aujourd'hui dominé par des sources refroidies à ~ 1 μK par mélasse optique [19, 20, 21, 31, 32, 33, 35]. Ces interféromètres atomiques atteignent les limites imposées par la température de la source. Une diminution de la dispersion en vitesse de la source permettrait d'augmenter le temps d'interaction, la séparation spatiale et de diminuer certains effets systématiques liés aux aberrations de fronts d'ondes des séparatrices lasers.
- Enfin le temps d'interrogation des atomes dans un interféromètre sur Terre est limité par la distance de chute libre des atomes. C'est pourquoi l'une des solutions envisagées pour augmenter le temps d'interrogation est de placer le dispositif expérimental en microgravité. Ceci implique le développement de technologies robustes et transportables.
- Les sources double-espèce sont nécessaires pour tester la neutralité du neutron indépendamment de la symétrie de charge électron-proton mais aussi pour tester l'universalité de la chute libre.

Le développement d'une source ultra-froide bi-espèce et transportable a débuté en 2014 en partenariat avec le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), le SYRTE-Observatoire de Paris et le Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences (LP2N). Depuis 2017 nous collaborons aussi avec le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) pour la fabrication de puces atomiques.

Ma thèse. J'ai débuté ma thèse au LCAR au commencement de ce projet en 2014. Nous avons dimensionné et assemblé l'expérience avec Boris Décamps sous la direction d'Alexandre Gauguet. Boris avait déjà commencé sa thèse [44] qu'il a réalisée en partie sur cette expérience et sur l'interféromètre à jet de lithium. Il a notamment mis en place le banc optique de refroidissement laser et réalisé les calculs d'évaporation double-espèce. Parallèlement j'ai développé les calculs de simulation de champs magnétiques pour dimensionner les différentes

sources de champs magnétiques de l'expérience (notamment les puces à atomes). Nous avons assemblé le dispositif à la fin de l'année 2015. L'année suivante nous avons optimisé et caractérisé chaque étape du refroidissement laser jusqu'à la capture d'atomes dans le piège magnétique. En 2017 nous avons mis en place le refroidissement par évaporation et caractérisé le piège magnétique. En parallèle nous avons construit le banc laser de Bragg qui sera décrit en détail dans la thèse de Maxime Bordoux.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'organise en quatre chapitres.

Dans le **chapitre 1** j'expose les principes de l'interférométrie atomique puis ses différentes applications. Ensuite je décris les différents types de sources atomiques pour l'interférométrie en comparant leurs avantages et leurs inconvénients. En particulier, je mets l'accent sur la nécessité d'utiliser une source d'atomes ultra-froids pour permettre la séparation spatiale nécessaire à la réalisation du test de la neutralité de la matière.

Dans le **chapitre 2** je décris le système expérimental en justifiant les choix technologiques que nous avons faits. Je commence par le système à vide autour duquel s'articulent les bobines de champs magnétiques et le système laser, que je présente tour à tour. Les différents appareils sont contrôlés par un programme de pilotage et de prise de données que je décris en dernier avec une vue d'ensemble de la séquence expérimentale.

Dans le **chapitre 3** j'aborde le refroidissement laser en commençant par des explications théoriques suivies d'une description du système d'imagerie. Ensuite je décris chaque étape du refroidissement laser, et les résultats obtenus dans l'ordre chronologique de la séquence expérimentale : le Piège Magnéto-Optique à deux dimensions, puis à trois dimensions, sa compression puis la mélasse optique et enfin le pompage optique.

Dans le **chapitre 4** je commence avec la description du piège magnétique actuellement en place dans notre expérience "le piège millimétrique hybride". Cette description est suivie d'explications théoriques générales sur le piégeage magnétique d'atomes neutres et les différents modèles que j'utilise pour les décrire. Nous verrons par la suite quatre expériences que nous avons réalisées pour caractériser le piège : la modulation du courant électrique du piège, le chargement des atomes dans différents pièges, la mesure du temps de vie et l'évaporation radio fréquence des atomes. Enfin je présente deux nouveaux prototypes de puces atomiques à échelle microscopique.

Chapitre 1

Interférométrie atomique.

“Je suis de ceux qui pensent que la science est d’une grande beauté. Un scientifique dans son laboratoire est non seulement un technicien : il est aussi un enfant placé devant des phénomènes naturels qui l’impressionnent comme des contes de fées.”

Marie Curie

Ce chapitre commence par une présentation générale de l’interférométrie atomique puis je focalise la discussion sur l’interférométrie utilisant la diffraction de Bragg. En particulier nous verrons les contraintes sur la source atomique liées à l’utilisation de séparatrices à grand transfert d’impulsion (LMT). Je continue par une vue de différentes applications bénéficiant d’une amélioration de performances par l’utilisation de LMT. Par la suite je présente différents types de sources et en particulier les avantages et inconvénients de l’utilisation d’un condensat de Bose-Einstein. Je termine ce chapitre avec la description de notre projet de test de la neutralité de la matière.

1.1 Principe de l’interférométrie atomique.

Le principe général d’un interféromètre atomique à deux ondes repose sur la séparation d’une onde de matière associée à un atome sur deux chemins cohérents puis sa recombinaison sur une seconde séparatrice cohérente (voir figure 1.1). La probabilité de détecter un atome sur chacune des deux sorties de l’interféromètre oscille en fonction de la différence de phase $\Delta\varphi$ accumulée entre les deux chemins (voir équation 1.1). Par conséquent la mesure des populations en sortie des bras de l’interféromètre permet d’évaluer cette différence de phase. Dans notre cas la séparation de l’onde atomique est réalisée sur des états d’impulsions différents $|\mathbf{p}_1\rangle$ et $|\mathbf{p}_2\rangle$. Nous mesurons les populations N_1 et N_2 dans chacune des deux sorties de l’interféromètre avec une imagerie par absorption ou fluorescence. Cette mesure est réalisée après un temps de vol pour que les états $|\mathbf{p}_1\rangle$ et $|\mathbf{p}_2\rangle$ soient séparés spatialement. Le rapport de ces populations oscille sinusoidalement en fonction du déphasage entre les deux chemins de l’interféromètre :

$$P(\Delta\varphi) = \frac{N_1}{N_1 + N_2} = \frac{1}{2}(1 - C \cos(\Delta\varphi)) . \quad (1.1)$$

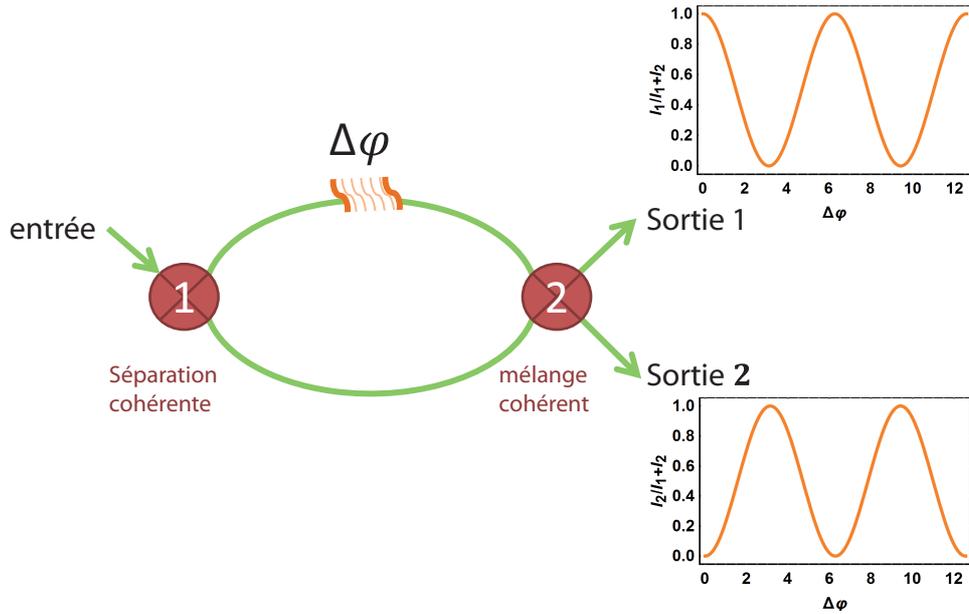


FIGURE 1.1 – Schéma général d'un interféromètre à deux ondes. Une onde est séparée de façon cohérente en **1.**, puis recombinée en **2.**. L'intensité relative de chacune des deux sorties de l'interféromètre est représentée en fonction du déphasage $\Delta\varphi$ pour un contraste $C = 1$.

1.1.1 Séparatrices atomiques.

La séparation spatiale et cohérente des ondes de matière atomiques peut être réalisée par des réseaux matériels [45], effets magnéto-optiques [46], pièges spatialement séparés [47], des transitions optiques à un photon [48] et des transitions multi-photoniques (Raman [49], Bragg [50], oscillation de Bloch [51], Kapitza-Dirac [52])¹.

La diffraction d'une onde atomique par un faisceau lumineux utilise le transfert d'un quantum d'impulsion lors de l'absorption d'un photon par un atome. Cependant la durée de vie de l'état excité doit être grande devant le temps de l'interféromètre car l'émission spontanée implique une variation dans une direction aléatoire de la quantité de mouvement de l'atome. L'utilisation des transitions étroites des alcalino-terreux (Sr, Ca, Yb, Hg) augmente la durée de vie de l'état excité et diminue la probabilité d'émission spontanée durant l'interféromètre. De plus, la phase du laser doit être prise en compte dans le calcul du déphasage de l'interféromètre, ce qui implique que le bruit de phase du laser "imprimé" sur les atomes brouille les franges d'interférence. Ceci implique le contrôle d'une fréquence optique à mieux que 1 Hz. Cependant les transitions mono-photoniques [54, 55] présentent un intérêt pour la détection d'ondes gravitationnelles par des dispositifs spatiaux de grandes tailles.

La diffraction d'une onde atomique par un réseau optique utilise le transfert d'impulsion par absorption et émission stimulée de deux photons par un atome. L'utilisation d'un réseau optique désaccordé par rapport à la résonance permet d'effectuer des transitions multi-photoniques entre deux niveaux fondamentaux d'impulsions différentes. La population de l'état excité reste donc marginale et l'émission spontanée peut être négligée. De plus, le

1. Les techniques de diffraction par des réseaux optiques ont une meilleure transmission que les réseaux matériels, cependant elles sont dépendantes de l'espèce atomique. Alors que l'utilisation de réseaux matériels permet de diffracter différentes espèces atomiques et des molécules avec le même dispositif [53].

déphasage de l'interféromètre est sensible à la différence de phase entre les deux fréquences optiques du réseau. Le contrôle d'une différence de fréquence optique dans la gamme des kHz à quelques GHz est par conséquent plus aisé.

Les transitions multi-photoniques couplent deux états de vitesses différentes de l'onde atomique ce qui permet de réaliser un interféromètre à bras spatialement séparés. Ce couplage peut adresser deux fois le même état atomique interne dans le cas de la diffraction de Bragg ou deux états internes différents dans le cas de la diffraction Raman. La méthode de diffraction Raman présente l'avantage de pouvoir mesurer les populations dans les deux sorties de l'interféromètre par spectroscopie, tandis que la diffraction de Bragg impose une séparation spatiale des deux paquets d'ondes en sortie de l'interféromètre pour mesurer le rapport entre les populations. Cependant la diffraction Raman est sensible aux effets dépendants des états internes, comme le déplacement lumineux d'ordre 1, et donc au bruit de puissance laser, ce qui n'est pas le cas de la diffraction de Bragg².

L'évolution de l'onde atomique entre les éléments diffractants peut être libre ou guidée. Une évolution confinée [56, 57, 58, 59] nécessite un très bon contrôle de la phase liée au potentiel de confinement. Cependant, dans le cas d'une onde atomique en évolution libre, la dispersion de vitesse initiale du nuage d'atomes et la gravité définissent des trajectoires atomiques pouvant sortir du volume du dispositif expérimental après un certain temps. Par conséquent, pour augmenter le temps d'interrogation des atomes dans l'interféromètre, il faut refroidir la source atomique et construire des dispositifs expérimentaux de grandes tailles [60, 61, 62] ou placer l'expérience en microgravité [37, 63, 64].

1.1.2 Géométrie Mach Zehnder.

Il existe plusieurs configurations géométriques d'interféromètres atomiques qui peuvent être comparées à des interféromètres optiques, comme par exemple l'interféromètre de Mach-Zehnder [45, 49], l'interféromètre de Michelson [59], ou l'interféromètre de Talbot-Lau [65, 66, 67, 68]. Une géométrie particulièrement utilisée dans le domaine de l'interférométrie atomique est inspirée de l'interféromètre optique de Mach-Zehnder (voir figure 1.2). Une onde lumineuse est séparée par une lame semi-réfléchissante sur deux chemins qui sont défléchis par une paire de miroirs et superposés sur une deuxième lame semi-réfléchissante.

Une représentation de principe d'un interféromètre atomique de Mach-Zehnder à trois impulsions est donnée en figure 1.3. Un nuage est lancé avec une vitesse initiale et durant son vol parabolique une première impulsion du réseau optique permet de séparer de façon cohérente l'onde atomique en deux chemins équiprobables. Après un temps T , une seconde impulsion défléchit les chemins pour qu'ils se superposent spatialement au temps $2T$. A cet instant, une troisième impulsion referme l'interféromètre.

2. La diffraction de Bragg reste sensible au déplacement lumineux d'ordre plus élevé.

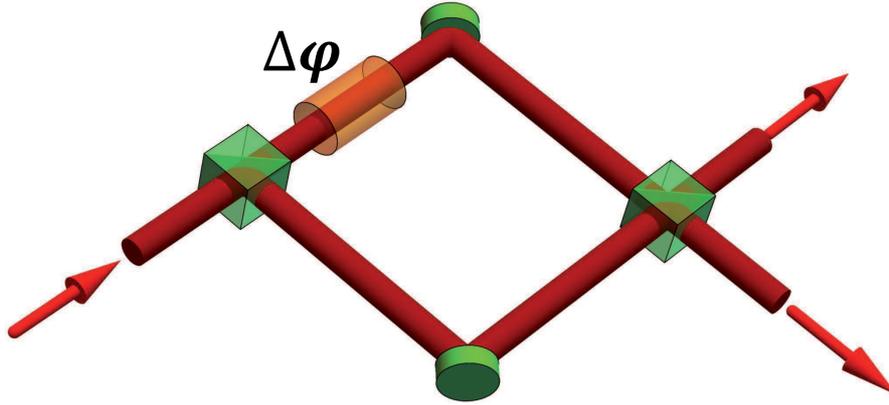


FIGURE 1.2 – L'interféromètre de Mach-Zehnder optique. En **rouge** le faisceau laser, en **vert** les éléments d'optiques lames semi-réfléchissantes et les miroirs, en **orange** l'élément déphasant.

Notre interféromètre.

Dans notre interféromètre nous prévoyons de manipuler une onde atomique avec un réseau optique quasi résonant selon les principes de la diffraction de Bragg d'ordre élevé. Le réseau optique est vertical et son amplitude est pulsée temporellement entre les phases d'évolution libre de l'onde atomique.

1.1.3 Diffraction par un réseau de Bragg.

Dans cette partie je calcule l'amplitude de diffraction d'une onde atomique par un réseau optique en suivant le raisonnement de [69]. Nous considérerons une onde atomique se déplaçant verticalement (selon \mathbf{e}_y) au maximum d'intensité d'une paire de faisceaux contrapropageants créant un réseau optique vertical dont l'amplitude est modulée temporellement.

Le réseau optique. Le champ électrique est traité classiquement. Il s'agit d'une onde stationnaire que l'on modélise par deux ondes planes progressives, contrapropageantes de même fréquence $\omega_L/2\pi$, même polarisation et même amplitude. Leurs vecteurs d'ondes sont donc égaux et opposés $\mathbf{k}_{L1} = -\mathbf{k}_{L2} = k_L \mathbf{e}_y$. La superposition de ces ondes crée un réseau optique dont l'amplitude peut être modulée temporellement :

$$\mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t) = \mathbf{E}_0(t) \times \cos(\omega_L t) \cos(\mathbf{k}_L \cdot \hat{\mathbf{r}} + \phi(\mathbf{r}_0(t))) , \quad (1.2)$$

où $\phi(\mathbf{r}_0(t))$ est la phase de référence du réseau optique dépendant de la position $\mathbf{r}_0(t)$ du miroir de rétro-réflexion que nous considérerons dans un premier temps comme nulle. L'amplitude du champ électrique $\mathbf{E}_0(t)$ est modulée temporellement pour effectuer des impulsions de durée τ .

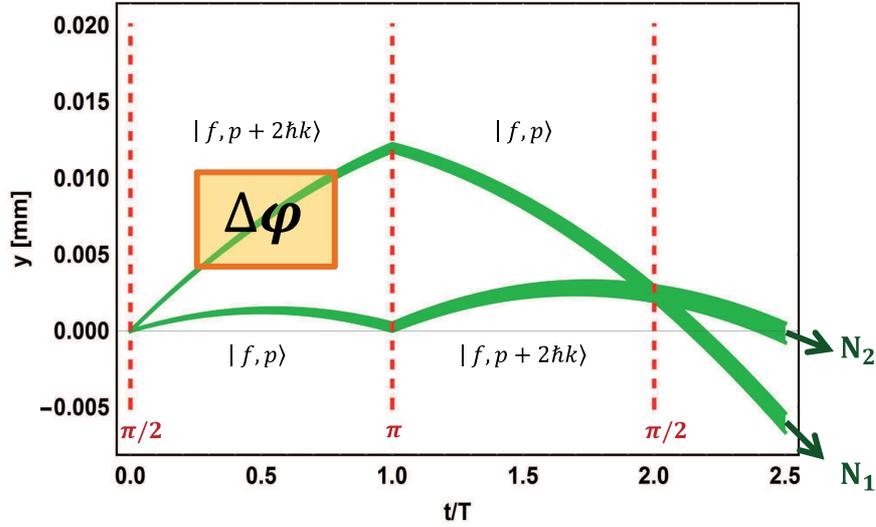


FIGURE 1.3 – L'interféromètre de Mach Zehnder atomique. En **rouge** les réseaux optiques, lames semi-réfléchissantes (impulsions $\pi/2$) et les miroirs (impulsion π). La trajectoire temporelle (à l'échelle) d'un nuage d'atomes à une température de 3 nK est représentée en **vert**. Le temps $2T = 1$ ms et seulement deux quanta d'impulsion photonique sont transférés aux atomes. L'élément déphasant est représenté en **orange**.

L'atome. Nous supposons un atome à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$ respectivement pour le niveau fondamental et le niveau excité. La différence d'énergie entre ces niveaux est :

$$\hbar\omega_0 = E_e - E_f \quad (1.3)$$

Le désaccord du laser par rapport à la résonance atomique $\delta_L = \omega_0 - \omega_L$ est grand devant la structure hyperfine de l'état excité, ce qui justifie l'approximation de l'atome à deux niveaux. Dans cette discussion de principe, nous ne tenons pas compte de l'émission spontanée car le temps de l'impulsion τ est suffisamment court et la saturation suffisamment faible pour que l'occupation de l'état excité soit marginale et que la probabilité d'émettre un photon de façon spontanée soit négligeable.

L'interaction atome-laser. L'interaction atome-laser sera traitée dans l'approximation dipolaire électrique. L'Hamiltonien du système est donné par :

$$\widehat{H} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} - \widehat{\mathbf{D}}_{fe} \cdot \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t) + \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e|. \quad (1.4)$$

Cet Hamiltonien est composé de trois termes : l'énergie cinétique de l'atome, l'interaction atome-champ où $\widehat{\mathbf{D}}_{fe} = \mathbf{d}_{fe}(|e\rangle \langle f| + |f\rangle \langle e|)$ est l'opérateur dipolaire électrique de l'atome et enfin l'énergie interne de l'atome ($E_f = 0$). Pour résoudre l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = \widehat{H} |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle, \quad (1.5)$$

Nous allons faire l'approximation de l'onde tournante, pour cela nous supposons une solution de la forme :

$$|\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle = c_f(\mathbf{r}, t) |f\rangle + c_e(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_L t} |e\rangle. \quad (1.6)$$

En projetant l'équation de Schrödinger pour cette fonction d'onde sur les états $|f\rangle$ et $|e\rangle$ il est possible de déduire le système d'équations différentielles déterminant l'évolution des amplitudes c_f et c_e :

$$i\hbar \frac{\partial c_f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} c_f(\mathbf{r}, t) + 2\hbar\Omega_0(t) \cos(\omega_L t) \cos(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}) e^{-i\omega_L t} c_e(\mathbf{r}, t), \quad (1.7)$$

$$i\hbar \frac{\partial c_e(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} c_e(\mathbf{r}, t) + 2\hbar\Omega_0(t) \cos(\omega_L t) \cos(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}) e^{i\omega_L t} c_f(\mathbf{r}, t) - \hbar\delta_L c_e(\mathbf{r}, t), \quad (1.8)$$

Nous introduisons la pulsation de Rabi : $\hbar\Omega_0(t) = -\langle f | \mathbf{d}_{fe} \cdot \mathbf{E}_0(t) | e \rangle$. Cette fréquence est petite comparée à $\Omega_0 \ll \omega_L$ ce qui permet d'utiliser l'approximation de l'onde tournante et de moyenner les termes oscillants à deux fois la fréquence laser $\cos(\omega_L t) e^{i\omega_L t} \sim \frac{1}{2}$.

De plus, nous nous plaçons dans le cas où les atomes sont initialement dans l'état fondamentale et où $\delta_L \gg \Omega_0$. Par conséquent nous pouvons éliminer adiabatiquement la population de l'état excité $c_e(\mathbf{r}, t) \sim \frac{\Omega_0(t)}{\delta} \cos(\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}) c_f(\mathbf{r}, t)$. En projetant l'équation 1.7 sur l'axe du réseau (Oy) nous pouvons réécrire l'équation de Schrödinger sous la forme :

$$\frac{\partial c_f(y, t)}{\partial t} = \frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 c_f(y, t)}{\partial y^2} - c_f(y, t) \frac{i\Omega_0^2(t)}{\delta_L} \cos(k_L y). \quad (1.9)$$

Nous pouvons utiliser le fait que cette équation est invariante par translation de multiples entiers de $2\pi k_L^{-1}$ pour appliquer le théorème de Bloch. Ainsi nous pouvons chercher les solutions ayant la même périodicité que le réseau et donc pouvant se développer en séries de Fourier :

$$c_f(y, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(t) e^{i(n+n_0)k_L y}, \quad (1.10)$$

où c_n est l'amplitude de probabilité que l'atome se trouve dans l'état $|f, \mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + n\hbar\mathbf{k}_L\rangle$ et $n_0\hbar\mathbf{k}_L$ est la quantité de mouvement initiale de l'atome dans le référentiel du réseau. Nous introduisons la pulsation de Rabi effective Ω de la transition à deux photons couplant les états $|f, \mathbf{p}_0\rangle$ et $|f, \mathbf{p}_0 \pm 2\hbar\mathbf{k}_L\rangle$ et la pulsation de recul ω_r ³ :

$$\Omega(t) = \frac{\Omega_0(t)^2}{2\delta_L}, \quad \omega_r = \frac{\hbar k_L^2}{2m} \quad (1.11)$$

En insérant $c_f(y, t)$ sous la forme de l'équation 1.10 dans l'équation de Schrödinger 1.9, nous obtenons après simplification :

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial c_n(t)}{\partial t} e^{i(n+n_0)k_L y} = & -i \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(t) (\omega_r (n+n_0)^2 + \Omega(t)) e^{i(n+n_0)k_L y} \\ & - i \sum_{n=-\infty}^{\infty} (c_{n-2}(t) + c_{n+2}(t)) \frac{\Omega(t)}{2} e^{i(n+n_0)k_L y}. \end{aligned}$$

En identifiant les termes en $e^{i(n+n_0)k_L y}$ on déduit que $c_n(t)$ vérifie pour tout n l'équation suivante :

$$\frac{\partial c_n(t)}{\partial t} = -i(\omega_r (n+n_0)^2 + \Omega(t)) c_n(t) - i \frac{\Omega(t)}{2} (c_{n-2}(t) + c_{n+2}(t)). \quad (1.12)$$

L'équation d'évolution couple de proche en proche une infinité d'états d'impulsions différentes $|f, \mathbf{p}'\rangle$ et $|f, \mathbf{p}' \pm 2\hbar\mathbf{k}_L\rangle$.

3. J'illustrerai ces calculs par le cas du Rubidium 87 pour lequel $\lambda_L \sim 780$ nm et $2\pi\omega_r \sim 3.77$ kHz.

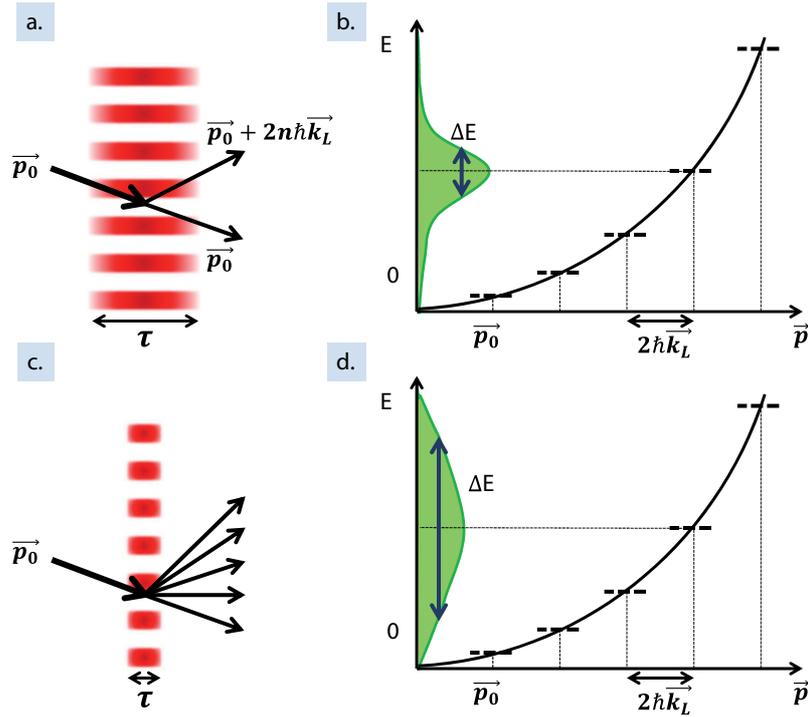


FIGURE 1.4 – Les schémas **a** et **c** représentent la trajectoire verticale en fonction du temps d'un atome interagissant pendant un temps τ avec un réseau optique (en rouge), **a** dans le régime de **Bragg** ($\tau > \frac{1}{2\Delta\omega}$) et **c** dans le régime de **Kapitza-Dirac** ($\tau < \frac{1}{2\Delta\omega}$). Les diagrammes **b** et **d** représentent l'énergie en fonction de l'impulsion de l'atome, **b** pour une transition avec $\Delta E < \hbar\Delta\omega$ et **d** pour une transition avec $\Delta E > \hbar\Delta\omega$.

Régimes de Bragg et de Kapitza-Dirac. Nous pouvons distinguer deux régimes en fonction du temps d'interaction τ entre les atomes et le réseau : le régime de Bragg et le régime de Kapitza-Dirac. En utilisant l'incertitude de Heisenberg sur le temps et l'énergie :

$$\Delta E \Delta \tau = \frac{\hbar}{2}, \quad (1.13)$$

nous pouvons déduire la largeur en énergie de la transition en fonction du temps d'impulsion du réseau τ . Si cette largeur est grande devant la séparation entre les états voisins ($\hbar\Delta\omega = 4N\hbar\omega_r$), alors la transition adresse plusieurs états différents. Nous sommes alors dans le régime de Kapitza-Dirac (voir figure 1.4a et b). Ceci nous donne une limite minimale sur le temps d'application d'une impulsion laser pour être dans le régime de Bragg :

$$\tau \geq \frac{1}{2\Delta\omega}. \quad (1.14)$$

Si le temps d'interaction est supérieur à cette limite alors nous sommes dans le régime de Bragg et nous effectuons un transfert d'impulsion d'un état initial vers un seul état final (voir figure 1.4c et d). Comme nous voyons à l'équation 1.14, cette limite de temps est inversement proportionnelle à l'ordre de diffraction $\tau \sim \frac{1}{N} \times 22 \mu\text{s}$.

Ordres de diffraction. Dans le cas d'une impulsion suffisamment longue ($\tau \gg \frac{1}{2\Delta\omega}$) il est possible de réaliser une transition à deux photons appelée diffraction de Bragg d'ordre

1. Si la quantité de mouvement initiale de l'atome est $\mathbf{p}_0 = \pm \hbar \mathbf{k}_L$ alors, le réseau couple les états $|f, -\hbar \mathbf{k}_L\rangle$ et $|f, \hbar \mathbf{k}_L\rangle$ de façon résonante et nous pouvons négliger la population des états pour lesquels $n \neq \pm 1$. En soustrayant le terme constant $\omega_r(n + n_0)^2 + \Omega(t)$ à l'échelle d'énergie, le système d'équation 1.12 se simplifie en deux équations :

$$\frac{\partial c_{\pm 1}(t)}{\partial t} = \frac{-i\Omega(t)}{2} c_{\mp 1}(t) \quad (1.15)$$

Si nous supposons une impulsion du réseau d'amplitude constante pendant un temps τ , alors on observe des oscillations de Rabi entre les deux états d'impulsions à la fréquence Ω .

Des transitions multi-photoniques peuvent coupler des états d'impulsions séparés par $2N\hbar k$, $|f, -N\hbar \mathbf{k}_L\rangle$ et $|f, N\hbar \mathbf{k}_L\rangle$. De la même manière que pour l'ordre 1 le réseau optique couple les états d'impulsion : $[-N\hbar k_L; (-N+2)\hbar k_L; \dots (-N+2j)\hbar k_L; \dots (N-2)\hbar k_L; N\hbar k_L]$. Si le processus est suffisamment lent ($|4j^2 - 4Nj|\omega_r \gg \Omega$) nous pouvons considérer que $\frac{\partial c_{(2j-N)}(t)}{\partial t} = 0$ pour tout $0 < j < N$ et par conséquent nous pouvons éliminer adiabatiquement les états intermédiaires. Dans ce cas le réseau couple les états $|f, -N\hbar \mathbf{k}_L\rangle$ et $|f, N\hbar \mathbf{k}_L\rangle$. Le système d'équations 1.12 se simplifie et devient :

$$\frac{\partial c_{\pm N}(t)}{\partial t} = \frac{-i\Omega_{eff}(t)}{2} c_{\mp N}(t) , \quad (1.16)$$

où Ω_{eff} est la pulsation de Rabi effective [69] donnée par :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega^N}{(8\omega_r)^{N-1} ((N-1)!)^2} . \quad (1.17)$$

Ce résultat est le premier terme non-nul d'un calcul perturbatif dans le cas d'une impulsion rectangulaire, cependant il permet de déduire des lois d'échelles.

Miroir et lame semi-réfléchissante. Si l'on considère un atome dans l'état initial $|\Psi(t=0)\rangle = |f, -N\hbar \mathbf{k}_L\rangle$ pour N quelconque et que l'amplitude du réseau est constante pendant le temps τ de l'impulsion, alors la pulsation de Rabi effective l'est aussi et la solution des équations 1.16 permet de calculer l'état après l'impulsion :

$$|\Psi(t=\tau)\rangle = \cos\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) |f, -N\hbar \mathbf{k}_L\rangle - \sin\left(\frac{\Omega_{eff}\tau}{2}\right) e^{2iNk_L y} |f, N\hbar \mathbf{k}_L\rangle \quad (1.18)$$

Par conséquent nous voyons que dans le cas où $\Omega_{eff}\tau = \pi$ la probabilité que l'impulsion $2N\hbar \mathbf{k}_L$ soit transférée à l'atome est $|\langle \Psi(t=\tau) | f, N\hbar \mathbf{k}_L \rangle|^2 = 1$. La trajectoire de l'onde atomique est défléchie. Cet effet est l'analogie en optique d'une réflexion sur un miroir (voir figure 1.5 **b.**). De la même manière si $\Omega_{eff}\tau = \pi/2$ alors nous obtenons une superposition équiprobable des deux états d'impulsions :

$$|\langle \Psi(t=\tau) | f, N\hbar \mathbf{k}_L \rangle|^2 = |\langle \Psi(t=\tau) | f, -N\hbar \mathbf{k}_L \rangle|^2 = 1/2 . \quad (1.19)$$

Cet effet est l'analogie d'une lame séparatrice pour une onde atomique (voir figure 1.5 **c.**).

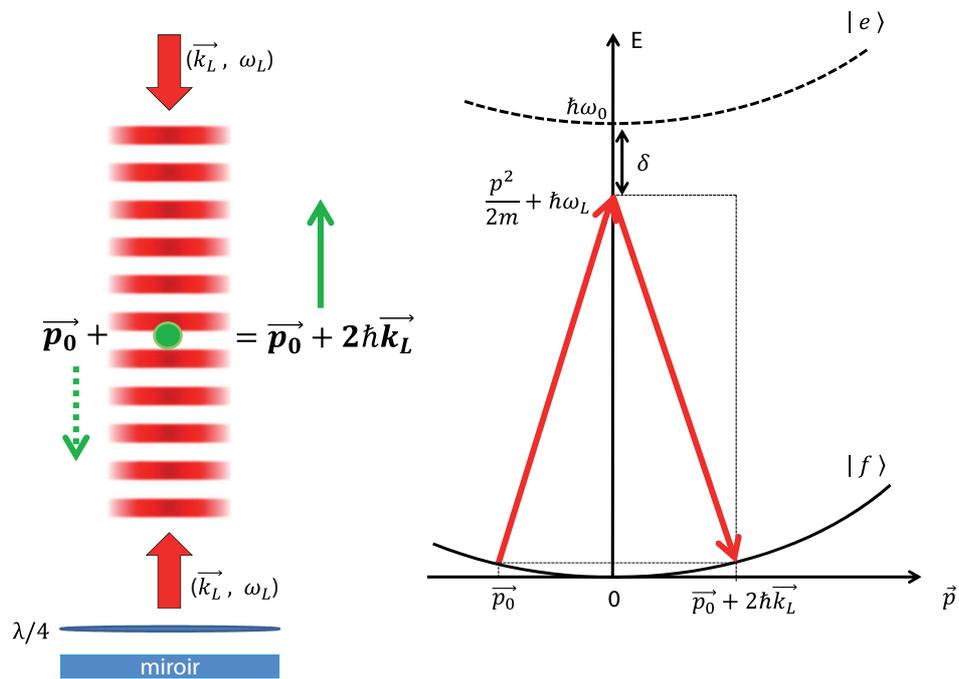


FIGURE 1.5 – Diffraction de Bragg d'ordre 1. Le schéma de gauche représente la diffraction d'un atome ayant une quantité de mouvement initiale $\mathbf{p}_0 = -\hbar\mathbf{k}_L$. Le graphique de droite représente le niveau fondamental et le niveau excité en prenant en compte les degrés de libertés externes de l'atome sur un diagramme énergie en fonction de l'impulsion de l'atome.

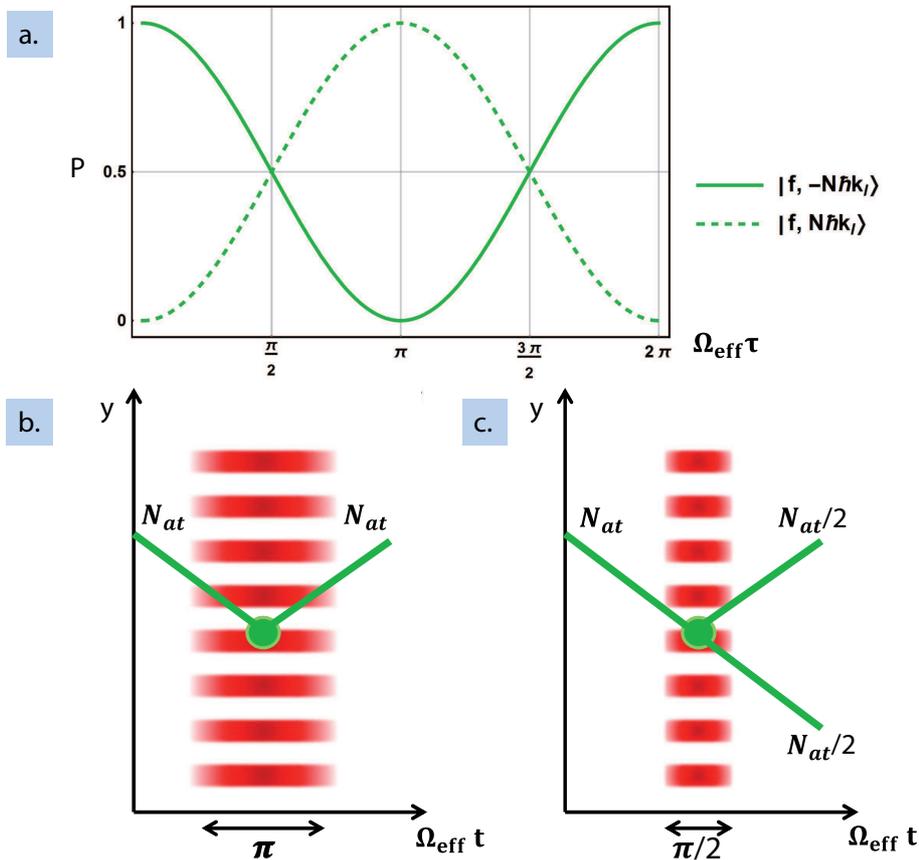


FIGURE 1.6 – **a.** Graphique de l'évolution de la probabilité en fonction du temps de l'impulsion fois la pulsation de Rabi effective de l'impulsion. La probabilité de se trouver dans l'état initial $|f, -N\hbar k_L\rangle$ est tracée en **trait plein** et la probabilité de se trouver dans l'état final $|f, N\hbar k_L\rangle$ est tracée en **trait pointillé**. **b.** et **c.** Schémas de la position du centre de masse d'une onde atomique contenant N_{at} atomes en fonction du temps fois la pulsation de Rabi effective. **b.** est l'équivalent en optique d'un miroir à onde atomique. $\Omega_{\text{eff}} \tau = \pi$ par conséquent, le faisceau atomique (**vert**) est défléchi par le réseau optique **rouge** avec une probabilité de $P = 1$. **c.** Le faisceau atomique est défléchi avec une probabilité de $1/2$. Cet effet est l'équivalent en optique d'une lame séparatrice pour les ondes atomiques. La fonction d'onde associée aux atomes est une superposition cohérente des deux états d'impulsion.

Condition de résonance. Dans notre expérience, les atomes sont en chute libre dans la direction verticale Oy et ont une quantité de mouvement $p_0 \neq -N\hbar k_L$ dans le référentiel du réseau. Pour que la transition soit résonante, il est nécessaire d'adapter la vitesse verticale des équiphases du réseau par rapport au paquet d'onde atomique en désaccordant la fréquence de l'un des faisceaux du réseau (voir figure 1.7). En effet, si les deux ondes laser contrapropageantes du réseau sont décalées en fréquence de $\Delta\omega = \omega_{L2} - \omega_{L1}$ alors les équiphases du réseau se déplacent dans le référentiel du laboratoire. Nous supposons que ce décalage en fréquence est petit devant les fréquences optiques $\omega_{L2} + \omega_{L1} \sim 2\omega_{L1}$. En utilisant la conservation de l'énergie on calcule la condition de résonance pour le décalage en fréquence entre les deux ondes du réseau :

$$N\hbar\Delta\omega = \frac{(p_0 + 2N\hbar k_L)^2}{2m} - \frac{p_0^2}{2m} = \frac{(2N\hbar k_L)^2}{2m} + \frac{2N\hbar k_L p_0}{m}. \quad (1.20)$$

Le premier terme de cette équation est l'énergie de recul et le second est dû à l'effet Doppler. La figure 1.7 schématise le cas de la diffraction de Bragg d'ordre 1 lorsque les fréquences du réseau sont accordées pour compenser l'effet Doppler.

Dans le cas de notre expérience le faisceau laser est rétro-réfléchi. Les deux fréquences laser sont donc envoyées en polarisation circulaires croisées sur le miroir de rétro réflexion précédé par une lame quart d'onde. Cette lame située entre les atomes et le miroir, ce qui permet une inversion de la polarisation du faisceau réfléchi. La figure 1.7 représente en pointillés toutes les autres transitions possibles liées à la présence d'un réseau supplémentaire se déplaçant dans le sens opposé.

Sélectivité en vitesse. Nous venons de voir que la condition de résonance était sensible à la vitesse des atomes via l'effet Doppler. En effet, une variation de la vitesse δv implique un décalage d'énergie entre la transition atomique effective et l'énergie du réseau (équation 1.20), $\delta E = 2N\hbar k_L \delta v$. De plus, nous voyons à l'équation 1.13 que l'augmentation du temps τ de l'impulsion laser implique une sélection en énergie δE (et donc en vitesse) d'autant plus grande.

Nous utilisons un ensemble d'atomes pour moyenner le résultat de la mesure N_{at} fois. Cependant cet ensemble d'atomes a une température T finie et donc une dispersion en vitesse. En supposant une distribution de Maxwell-Boltzmann nous pouvons écrire :

$$\rho(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}. \quad (1.21)$$

La dispersion en vitesse donnée par l'écart type de la gaussienne est $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$. Par conséquent nous pouvons estimer la sélection en vitesse de la transition :

$$\tau \leq \frac{m}{k_B T} \frac{1}{(Nk)^2} \quad (1.22)$$

Dans le cas d'une diffraction de Bragg avec impulsion rectangulaire⁴ d'ordre N d'un nuage à une température de 100 nK ou 10 nK, les temps maximum des impulsions selon l'ordre N de diffraction sont respectivement $\frac{1}{N} \times 40 \mu s$ et $\frac{1}{N} \times 127 \mu s$.

4. Cependant il est possible de relaxer certaines contraintes en utilisant des impulsions dont l'enveloppe temporelle est gaussienne plutôt que rectangulaire, mais cela ne change pas les conclusions.

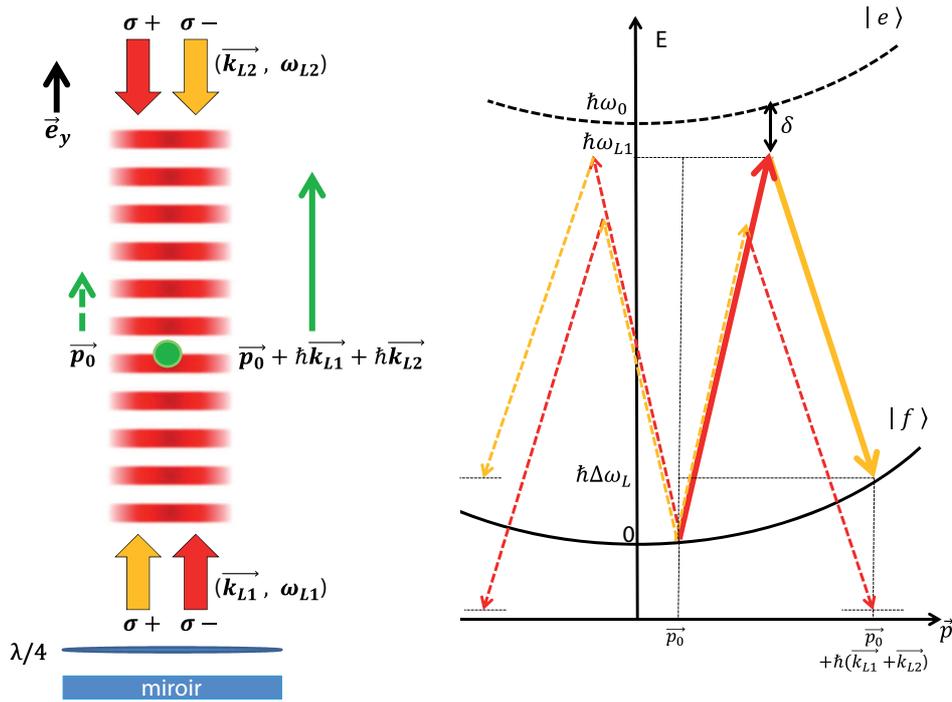


FIGURE 1.7 – Diffraction de Bragg avec correction de l'effet Doppler. Le schéma de gauche représente la diffraction d'un atome dans un réseau optique. Le graphique de droite représente le niveau fondamental et le niveau excité prenant en compte les degrés de liberté externes de l'atome sur un diagramme énergie en fonction de l'impulsion. Les faisceaux de fréquences différentes sont indiqués par des couleurs différentes (**jaune ou rouge**). Les quatre transitions à deux photons possibles sont représentées (**traits pointillés**) mais une seule est résonante (**trait plein**). Les polarisations $\sigma+$ et $\sigma-$ sont indiquées par rapport à un axe fixe selon \vec{e}_y .

Diffraction de Bragg.

Pour résumer, dans le cas d'une impulsion rectangulaire, si nous souhaitons rester dans le régime de Bragg tout en limitant les pertes par sélection en vitesse alors la durée de l'impulsion laser se trouve dans l'intervalle :

$$\frac{1}{8N\omega_r} \leq \tau \leq \frac{m}{k_B T} \frac{1}{(Nk)^2} \quad (1.23)$$

Par conséquent l'efficacité de transfert d'une impulsion d'ordre élevé N , bénéficie de la réduction de la température de la source atomique T .

1.1.4 Phase de l'interféromètre.

La phase interférométrique peut être calculée avec l'approche de Feynman en intégrant le Lagrangien sur le temps de l'interféromètre $2T$. Ce calcul est développé en détail et appliqué à un interféromètre à trois impulsions dans [70]. Cette phase peut être séparée en différentes contributions [71, 72] :

$$\Delta\varphi = \phi_{\text{séparation}} + \phi_{\text{Propagation}} + \phi_{\text{laser}} \quad (1.24)$$

Le premier terme provient d'une différence de position finale des paquets d'ondes interférant dûe à l'application de forces inhomogènes sur les paquets d'onde [73].

Le second terme de phase est dû à la différence entre les actions classiques S_c évaluées sur chacune des deux trajectoires perturbées de l'interféromètre $c = 1; 2$.

$$\phi_{\text{Propagation}} = \frac{(S_1 - S_2)}{\hbar} \quad (1.25)$$

Dans la plupart des cas des forces gravito-inertielles, au plus l'Hamiltonien est quadratique en position et/ou en impulsion et ces deux premiers termes se compensent [74].

Le troisième terme est la phase "imprimée" par le laser sur les atomes diffractés par chacune des impulsions du réseau. Cette phase dépend de la position des atomes dans le référentiel des équiphases laser comme nous avons vu à l'équation 1.18 aux instants $t = 0, t = T$ et $t = 2T$.

Dans le cas d'un interféromètre de Mach-Zehnder standard à trois impulsions verticales (comme représenté en figure 1.3), si nous considérons un nuage d'atomes à température nulle seulement soumis à la force gravitationnelle $\mathbf{F} = mg\mathbf{e}_y$, alors le calcul du déphasage de l'interféromètre donne :

$$\Delta\varphi = k_{eff}gT^2 + (\phi_0(0) - 2\phi_0(T) + \phi_0(2T)) , \quad (1.26)$$

où le premier terme est lié à la chute des atomes dans le champ de pesanteur terrestre et le second est lié aux fluctuations de phases des lasers du réseau. Dans notre cas cette phase est définie par la position du miroir de retro-réflexion au temps t , le bruit de phase entre les deux fréquences du réseau, et le mouvement des atomes par rapport aux fronts d'ondes. Ces déphasages parasites diminuent la sensibilité de la mesure. Pour réduire le bruit de phase, la différence de phase entre les deux fréquences du réseau sera asservie. Les vibrations du

Publication (année)	$2n$ [$\hbar k$]	T [s]	d_{max} [mm]
H. Müller et al. [78] (2008)	24	0.05	3
T.Lévêque et al. [79] (2009)	4	0.03	0.4
K.Y. Chung et al. [83] (2009)	2	400	3
S.W. Chiow et al. [82] (2011)	102	0.01	0.6
S.Y. Lan et al. [80] (2012)	10	0.25	9
G.D. McDonald et al. [81] (2013)	80	1.3×10^{-3}	0.6
Sugarbaker thesis [84] (2014)	12	1.15	82
T. Kovachy [22] (2015)	90	1.04	540

TABLE 1.1 – *Résumé non-exhaustif des avancées récentes dans le domaine des séparatrices lasers à grand transfert d'impulsion pour l'interférométrie. Dans l'ordre chronologique chaque référence est associée au nombre de quantum d'impulsions photoniques transférées aux atomes, au temps de la séquence d'interférométrie et la séparation maximale atteinte d_{max} .*

miroir de rétro-réflexion seront atténuées par une plateforme d'isolation active [75]. Enfin, les aberrations du front d'onde provoquent des variations spatiales des équiphases laser. Comme la température du nuage n'est pas nulle, les atomes explorent ces variations, ce qui induit un déphasage parasite pouvant limiter l'exactitude de l'interféromètre [20, 76, 77]. Le déphasage induit par des aberrations du front d'onde, dont le rayon de courbure est R , et pour un nuage à la température T_{at} , est donné par [76] :

$$\Delta\varphi_{ab} = \frac{k_{eff}}{R} \frac{k_B T_{at}}{m} T^2 \quad (1.27)$$

Nous voyons ainsi que la réduction de la température du nuage avec l'utilisation d'un condensat de Bose-Einstein joue en la faveur de la réduction de cet effet systématique ainsi que l'utilisation de hublots introduisant le moins possible d'aberrations du front d'onde.

1.1.5 Grandes séparations spatiales (LMT).

La sensibilité des interféromètres atomiques aux effets inertiels augmente avec l'aire spatio-temporelle entre les bras de l'interféromètre. A l'équation 1.26 nous voyons que la sensibilité de la mesure de l'accélération augmente linéairement avec le nombre de quantum d'impulsion transférés aux atomes et quadratiquement avec le temps que passent les atomes dans l'interféromètre. De plus, une mesure basée sur l'interaction des atomes avec des électrodes macroscopiques (telle que le test de neutralité de l'atome) nécessite une grande séparation spatiale (voir section 1.4). C'est pour ces raisons que de nombreux groupes étudient des solutions pour augmenter la quantité d'impulsion transférée aux atomes avec une impulsion laser [78] ou plusieurs impulsions laser [51, 79, 80, 81, 82].

Nous souhaitons obtenir de grandes séparations spatiales. La diffraction de Bragg d'ordre élevé permet de transférer un plus grand nombre de quanta d'impulsion par impulsion laser. Ceci a été réalisé pour 24 quanta par l'équipe de Berkeley [78]. Cependant une impulsion de Bragg d'ordre élevé (>10) implique l'utilisation d'une puissance laser importante. En effet nous pouvons déduire de l'équation 1.17, $\Omega_{eff} \propto P^N$, où P est la puissance laser. Dans le

cas d'un pulse "miroir" $\Omega_{eff}\tau = \pi$ où τ est la durée des impulsions du réseau de Bragg. Par conséquent nous voulons garder cette valeur courte $< \frac{1}{N} \times 127 \mu s$ (pour un nuage à 10 nK) de façon à diminuer les pertes (dues à la sélection en vitesse). De plus, le désaccord δ_L du laser par rapport à la résonance atomique doit rester grand pour réduire le taux d'émission spontanée. Par conséquent la puissance laser nécessaire est proportionnelle à δ_L^N . De très grandes puissances laser (> 11 W) peuvent être obtenues avec des systèmes laser complexes et coûteux [85, 86] ou à l'aide de cavités résonantes [87] ce qui est difficilement réalisable en configuration verticale à cause de l'effet Doppler liée à la chute libre des atomes.

Des simulations réalisées dans l'équipe J.D. Close [88] suggèrent qu'une efficacité de transfert de 90% est atteignable pour un désaccord de $\delta_L = 10$ GHz, une impulsion de Bragg d'ordre 10 d'une durée $\tau = 13.5 \mu s$ et une puissance de laser⁵ de 0.5 W.cm^{-2} . Ces résultats théoriques sont compatibles avec les résultats expérimentaux des équipes de Berkley [69] et de Stanford [82].

Pour augmenter la séparation des bras de l'interféromètre tout en utilisant des puissances laser modestes il est possible d'accélérer l'un des bras de l'interféromètre par rapport à l'autre. Nous envisageons deux types de manipulations différentes :

- La diffraction de Bragg séquentielle consiste à appliquer plusieurs impulsions π consécutivement pour transférer plus d'impulsion sur l'un des bras de l'interféromètre et ainsi augmenter la séparation spatiale [22].
- L'accélération d'un (ou des deux) bras de l'interféromètre avec un réseau accéléré (oscillations de Bloch) [51].

La première solution que nous étudions dans notre groupe sera la diffraction séquentielle de plusieurs impulsions de Bragg d'ordre élevé. L'accélération séquentielle par 4 pulses de Bragg d'ordre 5 permet d'obtenir une séparation spatiale > 1 cm pour un interféromètre d'une durée de 160 ms. Une telle séparation est nécessaire à l'application du potentiel électrique pour tester la neutralité de la matière (voir section 1.4). Cette séquence est représentée sur la figure 1.8. Le calcul de la fonction de sensibilité de cet interféromètre a été entrepris dans la thèse de B. Décamps [44]. Ce formalisme permet de connaître la réponse du signal de l'interféromètre à un saut de phase. De plus, nous développons un système laser pouvant fournir une puissance de 2 W^6 à 780 nm. Ce laser repose sur la technologie des télécommunications à 1560 nm, doublé en espace libre par des cristaux non-linéaires polarisés périodiquement (PPLN). L'architecture de ce système laser et sa caractérisation de ce système laser seront détaillées dans la thèse de M. Bordoux.

1.2 Applications.

Depuis les premières expériences menées en 1991 [45, 48, 49, 89] l'interférométrie atomique a été impliquée dans un grand nombre d'applications pour lesquelles cette technique excelle. Je présente quelques-unes de ces applications les plus marquantes.

5. Dans notre cas cela correspond à une puissance laser de 196 mW pour une taille de faisceaux de 5 mm de rayon.

6. Nous estimons que nous disposerons 300 mW effectif sur les atomes dans chacun des deux faisceaux.

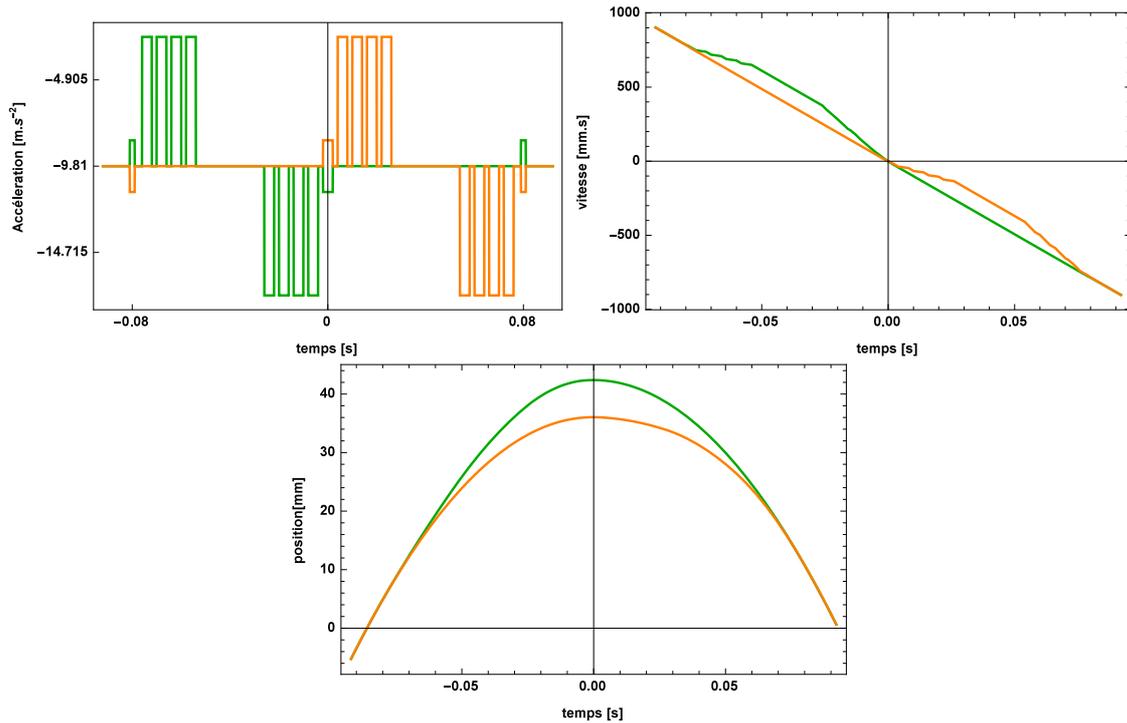


FIGURE 1.8 – Séquence d'interférométrie. Chaque graphique présente les variations respectivement dans l'ordre de l'accélération, la vitesse et la position de chacun des bras de l'interféromètre en **Vert** et **Orange**. La séquence est composée des trois impulsions de Bragg d'ordre 1 ($\pi/2 - \pi - \pi/2$ de la configuration Mach-Zehnder standard), auxquels viennent s'ajouter 4×4 impulsions de Bragg d'ordre 5 pour augmenter la séparation entre les bras. La durée τ des impulsions est représentée exagérément longue (3 ms au lieu de 0.02 ms) pour une question de lisibilité.

1.2.1 Effets inertiels.

Les effets inertiels sont inhérents à l'interférométrie atomique. En effet un interféromètre placé dans un référentiel non-inertiel peut mesurer de très petites variations de gravité, d'accélération ou de rotation. Ceci a des applications industrielles (navigation inertielle, géodésie) et un intérêt scientifique dans les domaines de la relativité générale et la géophysique.

Les interféromètres à trois impulsions en configuration fontaine (avec diffraction dans l'axe de la fontaine) décrivent une aire spatiale nulle et peuvent être utilisés pour mesurer la gravité ou une accélération uniforme projetée sur l'axe de la fontaine. Ce type de méthode est au niveau de l'état-de-l'art des performances des appareils utilisant des masses tests macroscopiques (gravimètres à ressort, supraconducteur, ou à chute de coin de cube)[90]. Le record de sensibilité est détenu par les systèmes utilisant la technologie supraconductrice, cependant l'interférométrie atomique présente une plus faible dérive de l'instrument avec une stabilité à long terme de $0.5 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-2}$ et une exactitude de $39 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-2}$ [34].

L'utilisation de deux interféromètres similaires et simultanés mesurant le champ de gravité dans la même direction permet de déduire le gradient de ce champ [91]. La gradiométrie prolonge les applications de la gravimétrie en fournissant une information supplémentaire sur le champ de gravité local.

Les interféromètres atomiques ayant une aire spatiale non-nulle sont sensibles à l'effet Sagnac, ce qui permet de mesurer de très petites variations de la vitesse de rotation [92]. L'interféromètre atomique [93, 94] a démontré une sensibilité de $6 \times 10^{-10} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

Enfin, l'axe de sensibilité de l'interféromètre est défini par la projection de l'axe du vecteur de l'accélération sur l'axe du vecteur d'onde effectif transféré aux atomes ou la projection de l'aire spatio-temporelle sur le plan orthogonal au vecteur de la rotation. L'interféromètre [95] construit au SYRTE a démontré une sensibilité sur trois axes orthogonaux à l'accélération et à la rotation en diffractant un nuage d'atomes dans trois directions différentes.

1.2.2 Mesure des constantes fondamentales.

La constante de la gravitation Newtonienne G . L'interférométrie atomique est utilisée pour effectuer des mesures des constantes fondamentales comme par exemple la constante fondamentale de la gravité G . Cette constante est la constante fondamentale la moins bien connue de la physique. L'équipe de G.M. Tino a mesuré une valeur de G avec une précision de 150 ppm en utilisant un gradiomètre à atomes de rubidium situé entre deux masses de tungstène que l'on peut déplacer [21]⁷.

La constante de structure fine α . La constante de structure fine α est actuellement connue avec une précision de 2.3×10^{-10} d'après CODATA (Committee on Data for Science and Technology) [97]. En tant que constante fondamentale, α est une pierre angulaire de la redéfinition du système d'unité international. La valeur du CODATA prend notamment en compte les mesures par interférométrie atomique et des calculs d'électrodynamique quantique [98] la reliant au moment magnétique anormal de l'électron mesuré par l'équipe de G. Gabrielse [99]. Plusieurs mesures indépendantes de α permettent de renforcer la confiance dans sa valeur et représentent un test rigoureux de l'électrodynamique quantique. Trois mesures de α par interférométrie atomique ont été publiés [20, 78, 100].

7. améliorant ainsi la valeur mesurée précédemment dans l'équipe de M. Kasevich [96]

Dans le cas d'un interféromètre en configuration Ramsey-Bordé la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre est sensible à la fréquence de recul de l'atome $\omega_{rec} := \hbar k^2 / 2m$. Il est possible d'en déduire une valeur précise du rapport h/m et ainsi relier cette mesure à la valeur de α par la relation :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m}{m_e} \frac{h}{m}. \quad (1.28)$$

Dans cette équation l'incertitude de la constante de Rydberg R_∞ et du ratio de la masse atomique sur la masse électronique ne sont pas limitant [97]. C'est pourquoi une amélioration de la précision de la mesure du rapport h/m permet d'affiner notre connaissance de la constante de structure fine indépendamment des calculs de QED.

1.2.3 Tests de la physique fondamentale.

L'interférométrie atomique est aussi impliquée dans différents tests de la physique fondamentale. Par exemple, les grandes séparations spatiales permettent d'étudier la macroscopicité de systèmes quantiques [23]. La mise en commun des faisceaux de diffraction entre plusieurs interféromètres atomiques doit permettre l'observation d'ondes gravitationnelles sur Terre avec le projet MIGA [101] ou dans le cadre de mesures spatiales [102].

Je détaille dans la suite deux applications particulières avec lesquelles notre dispositif est en lien. L'étude technologique de la production d'une source condensée bi-espèces sur puce est soutenue par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et pourrait bénéficier à la conception d'une nouvelle génération d'expériences embarquées pour tester notamment l'universalité de la chute libre (UFF). D'autre part, la première mesure envisagée dans notre laboratoire est un test de la neutralité de la matière dont nous discuterons dans une section dédiée à la fin de ce chapitre.

Universalité de la chute libre. L'unification des théories de la relativité générale et de la physique quantique par une théorie plus générale de "gravité quantique" fait l'objet de nombreux travaux théoriques dont certains modèles n'excluent pas la violation de l'UFF. La relativité générale est basée sur le principe d'équivalence d'Einstein, dont l'un des fondements est l'UFF. Ce postulat suppose que l'accélération par un champ de gravité est identique pour deux objets situés au même endroit de l'espace, indépendamment de leur masse ou de leur structure interne.

La mesure simultanée de l'accélération de la pesanteur avec deux espèces atomiques différentes permet de calculer notamment le rapport d'Eötvös, $\eta = \frac{|\Delta a|}{\mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_{\Delta a}}$, où Δa est la différence d'accélération entre les deux atomes et $\mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_{\Delta a}$ sa projection sur l'axe de la gravité locale.

Des tests réalisés avec des objets macroscopiques ont permis de mesurer un ratio d'Eötvös de $4.4 \pm 4.5 \times 10^{-4}$ avec la technique de mesure laser de la distance Terre-Lune [103] et $0.3 \pm 1.8 \times 10^{-13}$ avec les balances de torsion [104]. En orbite depuis le mois d'avril 2016, la mission spatiale MICROSCOPE (micro Satellite à traînée Compensée Pour l'Observation du Principe d'Equivalence) mesure la différence d'accélération de deux cylindres concentriques de densités et compositions différentes, maintenus à l'aide de forces électrostatiques. Cette mission [105] a atteint une sensibilité record de $\leq 10^{-15}$ sur la mesure de ratio d'Eötvös.

L'interférométrie avec source double-espèce permet de tester l'UFF à l'échelle atomique avec un contrôle de l'état quantique. Ces expériences permettent aussi de mesurer le ratio

d'Eötvös avec une incertitude de $2.8 \pm 3.0 \times 10^{-8}$ [19] et 3.0×10^{-4} [63] dans le cas de mesures embarquées. La précision de ces mesures peut être améliorée dans les deux cas. Les expériences basées sur Terre [60, 61, 62, 106] tendent vers une diminution des effets systématiques en réduisant la température de la source, et une augmentation de la sensibilité en allongeant le temps d'interrogation grâce à des dispositifs expérimentaux de grande taille (10 m) et de séparatrices laser à plus grand transfert d'impulsion. L'une des difficultés de cette mesure est le contrôle des effets systématiques liés à la séparation spatiale des deux espèces dans l'interféromètre. Cette superposition dépend de la miscibilité des deux espèces et de la quantité d'impulsion transférée aux atomes. Dans le cas des mesures à bord de l'avion zéro-g, le bruit de vibration limite la sensibilité. Des projets spatiaux sont étudiés, car l'envoi de ce type d'expérience dans l'espace permettra d'améliorer considérablement la précision de cette mesure. L'embarquement à bord d'un satellite offre la possibilité de temps d'interrogation très longs dans un environnement calme⁸.

Notre étude a notamment pris part au projet STE-QUEST [107]. Nous étudions les sources de condensat de Bose-Einstein double-espèce sur puce, car de grands temps d'interrogations nécessitent une source ultra-froide, et les puces atomiques sont les candidates idéales pour des applications embarquées.

1.3 Différents types de sources.

La source atomique de notre expérience regroupe plusieurs spécificités pour répondre aux besoins de différentes expériences. Nous développons une source d'atomes ultra-froids (≤ 1 nK) de ^{87}Rb et de ^{85}Rb avec un flux $\geq 10^5$ atomes/s. De plus, nous étudions des solutions technologiques comme les puces atomiques hybrides dans la perspective d'interféromètres atomiques répondant aux contraintes de l'embarquement, notamment en milieu spatial. Dans cette partie je présente quelques types de sources pour l'interférométrie de façon à situer notre projet par rapport à l'historique et à l'état-de-l'art du domaine.

1.3.1 Jets atomiques.

Pour réaliser un interféromètre atomique il est possible d'utiliser un jet d'atomes. Ces jets sont collimatés mécaniquement [45, 48, 89, 108, 109] ou refroidis par laser [68, 93], une discussion plus approfondie est réalisée dans [39]. Dans le cas de diffraction laser, seule une classe de vitesse restreinte pouvait être utilisée par l'interféromètre. C'est pourquoi des efforts particuliers sont faits pour réduire la température dans la direction des réseaux optiques, avec des fentes de collimation ou un refroidissement laser transverse. Ces sources présentent des flux stationnaires allant de 10^8 à 10^{11} atomes par seconde. Un exemple remarquable est le gyromètre de l'équipe de Mark Kasevich, qui a démontré un flux de 6×10^8 atomes/s refroidi transversalement à une température de $\sim 100 \mu\text{K}$. Cet interféromètre [93, 94] a démontré une sensibilité record de $6 \times 10^{-10} \text{ rad.s}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$. Car l'utilisation de deux jets contrapropageants de vitesse la plus probable de $\sim 300 \text{ m.s}^{-1}$ est propice à la mesure de l'effet Sagnac tout en rejetant les effets dûs à l'accélération.

Les avantages du flux permanent d'atomes à vitesse élevée $\geq 300 \text{ m.s}^{-1}$ sont :

8. Une plateforme à bord d'un satellite offre un très bas niveau de bruit de vibration relativement aux vols Zéro-g (voir tableau 1.2).

- Un flux important proportionnel au carré du rapport signal à bruit.
- Une mesure continue (sans temps mort)
- Un déphasage parasite lié aux interactions interatomiques négligeables grâce à la faible densité de faisceau atomique.

L'augmentation de l'aire spatio-temporelle entre les bras accroît notamment la sensibilité des mesures d'accélérométrie, et une plus grande séparation spatiale permet un meilleur contrôle des déphasages expérimentaux appliqués sur chacun des bras. Cette séparation est limitée par deux caractéristiques du jet d'atomes. Premièrement la dispersion en vitesse transversale limite l'efficacité de diffraction, donc la séparation en impulsion. De plus, cette dispersion est responsable de l'expansion balistique du jet. Deuxièmement la vitesse moyenne élevée dans la direction longitudinale des jets atomiques limitent le temps d'interrogation des atomes. Par conséquent l'allongement de la durée de l'interféromètre nécessite de grands dispositifs expérimentaux (> 1 m), mais provoque une diminution du flux d'atomes sur le détecteur et du contraste des franges d'interférences.

Pour finir, le flux continu implique de contrôler spatialement les lasers de diffraction et les champs parasites, ce qui dans le cas des mesures de polarisabilité par exemple, ajoute un niveau de difficulté et d'incertitude [26, 27].

1.3.2 Mélasses optiques.

Le développement des techniques de piégeage et de refroidissement laser ont permis d'obtenir des nuages d'atomes immobiles et froids $\geq 1 \mu\text{K}$. Cette diminution de température s'accompagne d'une amélioration de l'efficacité des impulsions de diffraction. De plus, une vitesse quasi-nulle permet d'allonger le temps d'interrogation des ondes atomiques et d'augmenter la sensibilité des accéléromètres et des mesures de déphasages expérimentaux appliqués entre les bras de l'interféromètre. Enfin la configuration en fontaine⁹ rend possible un contrôle temporel des impulsions laser et des déphasages appliqués. Cependant l'utilisation de sources pulsées implique un échantillonnage temporel de la mesure des phénomènes dynamiques. Ceci pose des problèmes de temps morts dans le cas des mesures pour la navigation inertielle par exemple. Un gyroscope atomique à mesures jointives [31] a cependant démontré la possibilité d'intégrer un signal inertiel continu en produisant une onde atomique pulsée à la fréquence de la séquence interférométrique. De manière générale, pour augmenter le flux d'atomes, des efforts ont été réalisés pour améliorer la rapidité de production de nuages d'atomes froids.

En effet, une avancée remarquable est l'utilisation d'un piège magnéto-optique deux dimensions (PMO2D) pour le chargement de PMO3D. Ce type de montage a été réalisé pour la première fois par [110]. Le PMO2D présente trois avantages pour les mesures d'interférométrie avec des atomes froids :

- Un chargement rapide ($\sim 10^{10}$ atomes/s)
- Un meilleur vide dans l'enceinte du PMO3D et de l'interféromètre.
- Une plus petite taille que d'autres types de sources pré-refroidies comme le ralentisseur Zeeman [111].

Les interféromètres utilisant des mélasses pulsées et diffractées par réseau Raman sont aujourd'hui au niveau de l'état-de-l'art des mesures avec des atomes en laboratoire pour les

9. la configuration en fontaine consiste à communiquer une vitesse verticale vers le haut au nuage d'atomes et à les interroger autour de l'apogée de leur trajectoire.

mesures de :

- La rotation avec un niveau de bruit de $100 \text{ (nrad/s)}/\sqrt{\text{Hz}}$ [31, 32]¹⁰.
- L'accélération $\sim 40 \text{ (nm/s}^2\text{)}/\sqrt{\text{Hz}}$ [33, 112] avec une exactitude de 39 nm/s^2 [34, 112].
- Le ratio d'Eötvös avec une incertitude de 3×10^{-8} [19, 63].
- La constante de la gravitation Newtonienne G avec une incertitude de 1.50×10^{-4} [21].
- La constante de structure fine α avec une incertitude de 6.6×10^{-10} [20].

L'intérêt de l'IA pour les mesures inertielles dépasse aujourd'hui le cadre des mesures en laboratoire dans un environnement où la température, l'humidité et les vibrations acoustiques sont contrôlées. En effet, les mesures inertielles, absolues et précises fournies par l'IA sont particulièrement intéressantes pour des applications en navigation inertielle et en géophysique par exemple. De récents développements technologiques permettent de réaliser des appareils plus compacts et robustes. La recherche dans ce domaine ouvre la voie vers une nouvelle génération de capteurs inertiels pouvant opérer sur le terrain [34, 113].

Les mesures de physique fondamentale comme le test du principe d'équivalence nécessitent d'augmenter le temps de chute libre des atomes. Ceci peut être fait en plaçant des expériences en microgravité, ce qui a été réalisé par exemple avec l'expérience ICE. Cette expérience a été conçue pour fonctionner en microgravité lors de vols paraboliques à bord de l'avion A300 "zéro-g" [36, 114]. Ceci a permis notamment de tester de nouvelles technologies comme des systèmes laser entièrement fibrés basés sur les technologies des télécommunications. Ces systèmes ont démontré une amélioration considérable de la robustesse et de la compacité de ces expériences. Par ailleurs des projets spatiaux comme l'horloge atomique PHARAO [38] ont permis d'améliorer encore les systèmes lasers de première génération.

En résumé, les sources refroidies par mélasse optique ont démontré des flux $> 10^8$ atomes/s, et une robustesse vis à vis des applications embarquées. De plus, le refroidissement laser abaisse la température de la source et donc l'expansion du nuage jusqu'à $\sim v_r$ ce qui permet d'augmenter les temps d'interactions et donc la sensibilité des interféromètres.

1.3.3 Sources ultra-froides.

Des techniques de refroidissement plus poussées permettent d'envisager une amélioration de la sensibilité de ces appareils. En effet, l'utilisation de techniques d'évaporation permet de refroidir au-delà de la limite du refroidissement laser au prix d'une diminution du flux d'atomes. Récemment, l'utilisation de ces techniques pour l'interférométrie suscite l'enthousiasme [22, 51, 81, 115, 116, 117, 118]. Pour continuer d'augmenter le temps des interféromètres et donc augmenter quadratiquement la sensibilité, de nouveaux dispositifs expérimentaux de grandes tailles comme des chambres à vide de 10 m de haut [60, 61, 62] ou une tour de chute libre de 146 m [37, 64] donnent accès à des temps $> 2s$. C'est pourquoi il devient indispensable de réduire l'expansion balistique du nuage.

La réduction de la dispersion de vitesse augmente l'efficacité de transfert de la quantité de mouvement des photons aux atomes [88] car les processus de transfert multi-photon sont sélectifs en vitesse. Ceci permet d'envisager de plus grandes séparations en vitesse des bras de l'interféromètre et ainsi améliorer leur sensibilité.

De plus, la réduction de la vitesse d'expansion thermique du nuage permet de diminuer les effets systématiques liés à la distorsion de front d'onde [76]. Cet effet est limitant dans le

10. Ce bruit est 167 fois supérieur à celui du gyromètre de M. Kasevich avec un jet de césium [93, 94]

cas d'expériences au niveau de l'état-de-l'art de la mesure de l'accélération de la pesanteur [34]. Pour les séparatrices lasers cet effet augmente avec la quantité d'impulsion transférée aux atomes. Par conséquent, la réduction de la dispersion de vitesse du nuage est une façon de réduire ces erreurs systématiques.

La réduction de la température dans le cas d'un gaz de Bosons mène à un effet collectif, la condensation de Bose-Einstein. L'utilisation de ce type de source pour l'interférométrie atomique fait l'objet de travaux théoriques et expérimentaux [88, 119, 120, 121]. Il existe différentes méthodes pour atteindre le seuil de condensation, principalement basées sur le refroidissement par évaporation forcée. De cette manière la dispersion de vitesse du nuage peut être réduite jusqu'à $\Delta v = 1 \text{ mm.s}^{-1}$ [64, 122]. La méthode de collimation dite du "Delta-Kick-Cooling" a permis la réalisation d'un interféromètre avec une source ayant une dispersion en vitesse correspondant à 50 pK [123].

Cependant la production de condensat de Bose-Einstein présente plusieurs difficultés :

- L'appareillage expérimental devient plus complexe et consommateur d'énergie. Cependant le développement des techniques de manipulations d'atomes froids sur puce permettent la réduction en taille et en énergie des sources de condensat [124].
- Le flux d'atomes diminue car l'évaporation par définition est un processus induisant un grand nombre de pertes et allongeant la séquence expérimentale de production de la source. Des expériences utilisant les propriétés de confinement des puces à atomes ont démontré la production avec un taux de cycle de 1 Hz de condensat contenant 10^4 atomes [125] puis 10^5 atomes [43].
- Les interactions entre atomes dans le condensat mènent à une évolution de la phase dépendante de la densité. Ceci ajoute une phase aléatoire entre les deux bras de l'interféromètre ce qui limite la sensibilité des interféromètres confinés [126, 127]. Cependant, dans le cas d'une propagation libre dans l'interféromètre il est possible de diluer le nuage pour réduire le potentiel chimique et décroître l'effet de diffusion de phase entre les deux bras de l'interféromètre [128] jusqu'à une valeur ne limitant pas la sensibilité de l'appareil. De plus, la dilution est partie intégrante de la méthode du "Delta-Kick-Cooling" permettant de réduire encore la température.

Le condensat de Bose-Einstein semble être une source intéressante pour améliorer la sensibilité des interféromètres ayant un grand temps d'interaction, car, en imaginant un temps de chute libre infini et un contrôle des effets systématiques, le temps passé dans l'interféromètre serait limité exclusivement par la dispersion de vitesse du nuage. En effet, en prenant une taille de faisceaux de 2.5 cm de diamètre et un nuage de ^{87}Rb à une température de 0.5 nK, le temps maximum dans l'interféromètre est limité à 10 s par la dilatation thermique du nuage avant que les atomes aient parcouru le rayon du faisceau.

1.3.4 Sources pour le spatial.

La sensibilité de l'interférométrie atomique augmente comme le carré du temps de chute des atomes, ce qui limite fondamentalement les mesures inertielles en laboratoire. La longueur de la trajectoire augmentant, les effets systématiques deviennent de plus en plus difficiles à contrôler. Les mesures en microgravité sont une alternative aux grands interféromètres de laboratoires. Ces mesures sur Terre implique une grande robustesse des expériences aux conditions de l'environnement, comme le bruit de vibration à bord de l'avion zéro-g pour l'expérience ICE ou la décélération de $\sim 50 \text{ g}$ lors de l'arrêt de la capsule de QUANTUS

Installations	accélération résiduelle [g]	durée de la chute libre
Einstein Elevator (Liebniz)	$\leq 10^{-6}$	4 secondes
ZARM tour de chute (Bremen)	10^{-5}	4.7 à 9.4 secondes
Avion zéro-g	10^{-2}	20 secondes
Missile (MAIUS)	10^{-5}	plusieurs minutes
Station spatiale internationale	10^{-5}	plusieurs mois
satellite	$< 10^{-6}$	plusieurs années

TABLE 1.2 – *Résumé des différentes infrastructures permettant les tests en microgravité classées par temps de chute libre croissant.*

dans la tour de chute du ZARM. De plus, le temps de chute libre est limité de 5 à 20 s par chute libre et les campagnes de mesures peuvent être répétées 2 à 3 fois par jour pour QUANTUS et 2 fois par an pour ICE. Enfin la qualité de la microgravité sur terre est limitée (voir tableau 1.2).

La mesure à bord d'un satellite offre la possibilité d'effectuer des mesures avec de très longs temps d'interrogation et dans de meilleures conditions de microgravité. Une première étape vers des expériences d'atomes froids dans l'espace est la mission ACES, qui devrait envoyer prochainement une horloge atomique PHARAO [38] en orbite sur la station ISS. Cette horloge au Césium a permis de relever des défis technologiques liés à la création d'un instrument compatible avec les conditions spatiales, qui sont : un haut niveau de compacité, une faible consommation d'énergie et une grande amplitude thermique de fonctionnement. Ces défis sont encore plus difficiles à surmonter pour envoyer un interféromètre avec condensat de Bose-Einstein dans l'espace. Des expériences comme QUANTUS, MAIUS et ICE sont déjà sur le chemin de la miniaturisation et de la faible consommation électrique plaçant leurs instruments dans une capsule en chute libre, dans un missile ou dans un avion.

La spatialisation de ce type d'instrument offre un gain scientifique certain. Le tableau 1.2 regroupe les propriétés de la microgravité des différentes infrastructures existantes. La sensibilité anticipée sur la mesure d'accélération différentielles par le projet STE-QUEST [107] est de $3 \times 10^{-12} \text{ m.s}^{-2}.\text{Hz}^{-1/2}$. Cette sensibilité est compatible avec le test de l'universalité de la chute libre par un objet quantique avec une sensibilité de 5×10^{-14} sur le rapport d'Eötvös. Enfin un interféromètre de cette sensibilité offre la possibilité de cartographier les anomalies de la gravité terrestre.

1.3.5 Sources Double-espèce.

La réalisation d'une source double-espèce s'inscrit dans la perspective du développement de sources pour le spatial et la mesure de l'UFF mais aussi dans le cadre la mesure de la neutralité de l'atome. L'utilisation de deux isotopes permet de discriminer les mesures de la neutralité du neutron et de l'égalité des charges de l'électron et du proton.

Le tableau 1.3 recense les interféromètres double-espèce existant¹¹. Nous voyons la prédominance de l'utilisation du ^{87}Rb et particulièrement de la paire $^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}$. Le rubidium 87 est le premier atome à avoir dépassé le seuil de condensation de Bose-Einstein [129] suivi

11. La tour de Hanovre avec Rb/Yb est en cours de construction

espèces	source	diffraction	groupe	référence
$^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}$	mélasse ($6\mu\text{K}$)	Raman-Nath	M. Weitz	[133]
	mélasse ($1\mu\text{K}$)	Raman	A. Bresson	[134]
	CBE	Bragg	N.P. Robins	[135]
	mélasse ($6\mu\text{K}$)	Raman	M.Zhang	[19]
$^{87}\text{Rb}/^{39}\text{K}$	mélasse ($30\mu\text{K}$)	Raman	E.M. Rasel	[136]
$^{87}\text{Rb}/^{40}\text{K}$	mélasse (20 à $3\mu\text{K}$)	Raman	P. Bouyer et A. Landragin	[137]
$^{87}\text{Sr}/^{88}\text{Sr}$	mélasse ($1\mu\text{K}$)	confinés	G.M. Tino	[138]
$^{87}\text{Rb}/^{168/170}\text{Yb}$	CBE	.	E.M. Rasel	[62]

TABLE 1.3 – Résumé des différentes équipes utilisant des sources froides double-espèce pour l'interférométrie atomique.

5 ans plus tard par le second isotope [130]. Ces deux atomes bénéficient de propriétés favorables à leur refroidissement par laser, cependant le refroidissement par évaporation présente une difficulté supplémentaire pour le Rubidium 85. En effet, la longueur de diffusion du ^{87}Rb est positive ($a_{87} = 106a_0$), où a_0 est le rayon de Bohr. Les propriétés de collisions du rubidium permettent un taux de redistribution de l'énergie par collisions élastiques plus rapide que les pertes inélastiques, ce qui est indispensable au fonctionnement du refroidissement par évaporation. Dans le cas du ^{85}Rb la longueur de diffusion est négative ($a_{85} = -400a_0$).

Cependant le refroidissement de cette espèce reste possible en utilisant le rubidium 87 pour effectuer un refroidissement sympathique [131, 132]. La longueur de diffusion inter-espèce entre le ^{85}Rb dans le sous-niveau $m_F = 3$ et le ^{87}Rb dans le sous-niveau $m_F = 2$ est de $a_{87-85} = 240a_0$. Ainsi l'évaporation du ^{87}Rb abaisse l'énergie totale du nuage double-espèce dans lequel les vitesses sont redistribuées par les collisions élastiques inter-espèces à condition que le nombre d'atomes de ^{87}Rb soit dominant. Cependant l'augmentation de la densité accroît les collisions inélastiques. Pour terminer l'évaporation il faut donc utiliser la résonance de Feshbach à 155 G [130] de manière à accorder la longueur de diffusion du ^{85}Rb et limiter les pertes par collisions inélastiques. L'application de ce champ magnétique nécessite le transfert du nuage vers un piège dipolaire optique, c'est pourquoi nous développons une puce-hybride. Cette puce permet la réalisation d'un piège magnétique comprimé ($\langle f \rangle \sim 1$ kHz) pour effectuer un refroidissement sympathique rapide tout en conservant le plus grand nombre d'atomes. Une fois pré-refroidi le nuage peut être transféré dans un piège dipolaire optique passant à travers la surface de la puce. Ce piège optique offre la possibilité de terminer l'évaporation en présence d'un champ magnétique homogène pour utiliser les résonances de Feshbach. Un calcul prévisionnel de la séquence d'évaporation bi-espèce est réalisée dans [44].

1.4 Test de la neutralité de la matière.

Notre interféromètre sera notamment utilisé pour tester la neutralité de la matière. L'idée originelle d'une différence de charge entre le proton et l'électron est due à A. Einstein en 1924 pour tenter d'expliquer la génération du champ magnétique terrestre (voir la revue de C.S. Unnikrishnan et G.T. Gillies [139]). Suite à cette idée, A. Piccard et E. Kessler ont

effectué en 1925 une mesure de précision de la neutralité de l'atome en mesurant la capacité électrique d'un réservoir métallique dont s'échappe un flux de CO_2 . La sensibilité de cette mesure est de $5 \times 10^{-21} q_e$, où q_e est la charge élémentaire ($1.6021766208(98) \times 10^{-19}$ C). Depuis lors un grand nombre de tests ont été réalisés [41], tous sont compatibles avec la mesure d'une charge nulle mais aujourd'hui encore la sensibilité record est $\sim 10^{-21} q_e$.

Motivations de cette mesure. Une mesure de la symétrie de charge de la paire électron-proton et de la neutralité du neutron au-delà de la sensibilité actuelle [41] est stimulée par des questions théoriques provenant de l'astrophysique [140] ou de la physique des particules (liée à la quantification de la charge électrique [9]). Par exemple, le lien entre les charges électriques du proton (un hadron) et de l'électron (un lepton) n'apparaît pas naturellement dans le modèle standard. La compréhension de la charge des particules fondamentales dépasse le cadre du modèle standard et requiert de nouveaux modèles physiques [40, 141] dont certains n'excluent pas la violation de la neutralité de la matière.

La mesure de la neutralité de la matière avec un Mach-Zehnder atomique permet d'améliorer la sensibilité de cette mesure de plusieurs ordres de grandeurs. De plus, en mesurant la charge résiduelle de deux isotopes du rubidium (87 et 85), il est possible de déterminer une limite indépendante sur la charge du neutron et de la paire électron-proton (E-P). De même, si nous supposons la conservation de la charge, alors via le mécanisme de la radioactivité- β ¹², il est possible de déterminer une limite à la charge du neutrino avec la même précision.

Historique des mesures. Tous les tests de la neutralité de la matière réalisés jusqu'en 1988¹³ sont réunis dans les revues [41, 139]. Ces mesures sont consistantes avec la mesure d'une charge nulle et les meilleures limites sur la symétrie de charge électron-proton ($\frac{q_e - q_p}{q_e}$) et la charge résiduelle du neutron ($\frac{q_n}{q_e}$) sont de $\sim 1 \times 10^{-21} q_e$. Cette sensibilité a d'ores et déjà permis de réfuter les hypothèses de A. Einstein sur l'explication du champ magnétique terrestre en 1924 ou de Littleton et Bondi sur l'explication de l'accélération de l'expansion de l'univers en 1959. Ces mesures sont réalisées avec quatre types de techniques expérimentales :

- En mesurant la capacité électrique d'un réservoir de gaz [142, 143]
- En mesurant la trajectoire d'un objet en lévitation dans un champ électrique¹⁴ [144].
- En mesurant la fréquence acoustique dans une cavité excitée par un champ électrique [41].
- En mesurant la déflexion d'un faisceau d'atomes [145] ou de neutrons [146] par un champ électrique.

Les trois premières méthodes reposent sur des mesures de la charge d'objets macroscopiques ce qui implique la difficulté de modéliser les effets systématiques, comme par exemple le transfert d'un électron à l'objet ou les inhomogénéités du champ électrique. La quatrième méthode nécessite aussi un contrôle du champ électrique perçu par les particules du faisceau. Cette méthode souffre donc d'effets systématiques liés aux inhomogénéités de champ électrique et à la distribution spatiale et de vitesse du faisceau de particules. Notamment, dans le cas des atomes leur polarisabilité induit une force qu'il est alors difficile de discriminer par rapport à l'effet d'une charge résiduelle.

12. Un neutron donne un proton, un électron et un antineutrino électronique.

13. A l'exception de Bressi et al en 2011 avec la méthode électro-acoustique cependant il n'améliore pas la sensibilité de $1 \times 10^{-21} q_e$ pour la différence de charge E-P.

14. Une version moderne de l'expérience de la goutte d'huile de Milikan

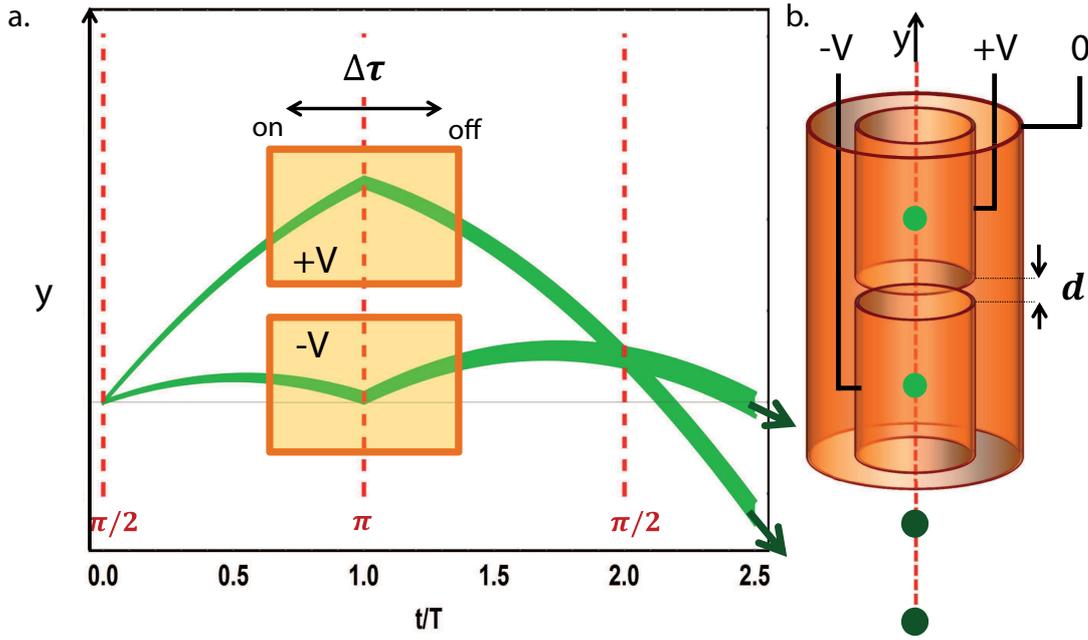


FIGURE 1.9 – Le test de la neutralité de la matière utilisant l'effet Aharonov Bohm Scalaire. **a.** Le diagramme temporel de la trajectoire des paquets d'ondes (en vert) le long de l'axe vertical (Y). Les plages spatio-temporelles d'interaction avec les potentiels électriques sont symbolisées en orange. **b.** Le schéma de la disposition spatiale des électrodes.

Nous voulons utiliser une méthode différente fondée sur l'effet Aharonov-Bohm Scalaire (ABS). Dans ce cas l'objet testé est un atome passant à travers une zone de potentiel électrostatique constant et donc un champ électrique nul.

Test de la neutralité de la matière avec l'interférométrie atomique. Notre mesure est fondée sur l'effet Aharonov-Bohm Scalaire [147]. Cette mesure a été pour la première fois mentionnée par M. Kasevich et S. Chu [72] en 1997 puis détaillée par le groupe d'interférométrie de Toulouse dans le cas d'un jet thermique de lithium en 2001 [42]. Enfin cette mesure a été proposée dans le cas d'un interféromètre en configuration fontaine d'atomes froids par le groupe de Stanford [40] en 2008. Nous étudions cette dernière configuration (voir figure 1.4) dans le cas d'un système expérimental de taille plus réduite pour garder un meilleur contrôle des effets systématiques.

L'effet ABS repose sur le fait qu'une particule chargée avec une charge εq_e située dans un potentiel électrique homogène V subit une énergie d'interaction $\varepsilon q_e V$. En appliquant deux potentiels différents $\pm V$ sur chacun des bras de l'interféromètre durant un temps $\Delta\tau$, la phase mesurée en sortie de l'interféromètre doit être décalée d'une quantité :

$$\Delta\phi = \frac{\varepsilon q_e V \Delta\tau}{\hbar}, \quad (1.29)$$

où ε est sa charge résiduelle divisée par la charge de l'électron. Pour augmenter la sensibilité de la mesure de la symétrie de charge électron-proton il est intéressant de prendre un élément ayant un grand numéro atomique Z . De plus, le test de neutralité du neutron nécessite

de tester deux espèces différentes. C'est pourquoi nous avons choisi le rubidium $Z = 37$. Les alcalins sont facilement manipulables par les techniques lasers et particulièrement le rubidium. De plus, à l'état naturel il existe deux isotopes stables, le ^{87}Rb et le ^{85}Rb .

Les avantages de l'interférométrie atomique à bras séparés en configuration fontaine pour cette mesure est qu'il est possible d'appliquer deux potentiels électriques différents sur chacun des bras et de profiter de la vitesse réduite des atomes à l'apogée de leur trajectoire pour augmenter le temps d'interaction avec les électrodes (voir figure 1.9).

La sensibilité de la mesure est donnée par :

$$\sigma_\varepsilon = \frac{\sigma_\phi}{q_e} \frac{\hbar}{N\Delta V\Delta\tau}, \quad (1.30)$$

où σ_ϕ est la sensibilité en phase de l'interféromètre, ΔV est la différence entre les potentiels électriques de chacune des deux électrodes et N est le nombre de particules concernées par atomes $N = Z$ ou $N = A - Z$ pour le test de la symétrie de charge de la paire électron-proton, respectivement la neutralité du neutron. En prenant un temps d'interaction de 20 ms, un potentiel de $\pm 5 \times 10^4$ V et une sensibilité de la mesure de la phase de 1 mrad, alors la sensibilité de la mesure de ε est de $3 \times 10^{-23} q_e$ ce qui améliore de deux ordres de grandeur la limite actuelle.

Sensibilité du test de la neutralité de la matière A partir de spectres sismiques mesurés dans notre laboratoire et en supposant un taux de réjection similaire à [75], et en tenant compte d'une plus grande sensibilité des LMT (avec la fonction de sensibilité de notre interféromètre), nous anticipons de façon raisonnable un bruit de 300 mrad sur la mesure de la phase par coup.

Si nous supposons maintenant que le bruit de phase de l'interféromètre est un bruit blanc alors la sensibilité augmente avec le temps d'intégration des mesures comme :

$$\sigma_\phi = \sigma_{mesure} \sqrt{\frac{t_{cycle}}{t_{intégartion}}} \quad (1.31)$$

Pour que l'incertitude sur la phase soit en dessous des 1 mrad il faudra un temps d'intégration d'une journée en supposant un temps de cycle de la séquence expérimentale de 2 s.

Pour aller au-delà de cette limite il est possible de réaliser deux interféromètres simultanés, superposés verticalement et utilisant le même miroir de rétro-réflexion pour les deux réseaux [35]. Seul l'interféromètre supérieur passera à travers les électrodes. De manière ultime ces deux interféromètres subiront les mêmes déphasages parasites, ce qui permettra d'atteindre la limitation par le bruit de projection quantique.

En effet, la plus petite¹⁵ incertitude que l'on peut obtenir après une mesure en sortie d'un interféromètre est limitée par le bruit de projection quantique (BPQ) :

$$\sigma_{BPQ} = \frac{1}{C\sqrt{N}}. \quad (1.32)$$

En supposant un nombre d'atomes dans le condensat de $N = 10^5$ atomes et un contraste des franges d'interférence $C = 0.5$, alors l'incertitude sur une seule mesure est de 6 mrad. Après un temps d'intégration d'une journée il est possible d'augmenter la précision jusqu'à 30 μrad et ainsi d'obtenir une précision de 5×10^{-25} sur le test de la neutralité de la matière.

¹⁵. L'utilisation d'états intriqués pourrait permettre de réduire cette limite à l'incertitude de Heisenberg. L'incertitude sur la mesure diminue alors comme N^{-1}

1.5 Conclusion : Le nouvel interféromètre atomique du LCAR.

Nous construisons un nouvel interféromètre atomique à bras séparés en configuration fontaine. Un condensat de Bose-Einstein sera lancé vers le haut pour être diffracté par une série d'impulsions d'un réseau optique vertical. Nous avons choisi une séparation spatiale minimale de ~ 1 cm et un temps d'interféromètre de 160 ms pour poursuivre le dimensionnement de l'expérience du test de neutralité de la matière. En effet, une telle séparation est nécessaire lors de l'interaction de chacun des bras de l'interféromètre avec les électrodes pour s'assurer que les atomes ne percevront pas le champ électrique situé entre les électrodes. Nous étudions une solution qui consiste à séparer les bras de l'interféromètre avec une séquence d'impulsions de Bragg d'ordre élevé n'adressant qu'un seul des deux bras de l'interféromètre simultanément. Pour la discussion de principe nous envisageons une séquence de 4 impulsions de Bragg d'ordre 5 pour obtenir une différence d'impulsion supérieure à une quarantaine de quanta d'impulsion laser.

Avec notre expérience nous espérons améliorer de plusieurs ordres de grandeurs la sensibilité actuelle à la mesure de la neutralité de la matière. De manière à pouvoir tester indépendamment la neutralité du neutron, nous développons une source bi-espèces ($^{87}\text{Rb}/^{85}\text{Rb}$). Cette source atomique pour l'interférométrie fait aussi l'objet d'études pour produire un nuage d'atomes ultra-froids (~ 1 nK) avec un flux de $\sim 0.5 \times 10^5$ atomes.s $^{-1}$. En effet, nous avons vu que l'utilisation de condensats de Bose-Einstein en interférométrie atomique permet de réduire certains effets systématiques, d'améliorer l'efficacité des grandes séparatrices lasers et d'envisager de très grands temps d'interrogation. La technologie des puces à atomes a démontré sa capacité à la production rapide (~ 1 s) de condensats contenant 10^5 atomes. Enfin cette technologie est prometteuse vis à vis des mesures embarquées ce qui ouvre la voie vers de nouvelles applications et l'amélioration des performances grâce aux mesures en μ -gravité.

Chapitre 2

Le système expérimental.

“Ce n’est qu’en pompant que vous arriverez à quelque chose et même si vous n’y arrivez pas...
hé bien ça vous aura pas fait de mal.”

Proverbe Shadocks

Le système expérimental dont il est question est conçu pour réaliser un interféromètre atomique à bras séparés avec des nuages d’atomes froids contenant les isotopes 87 et 85 du rubidium. La séquence expérimentale menant de la vapeur thermique de rubidium à l’observation d’ondes de matière peut être divisée en trois grandes étapes. Un piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO2D) capture les atomes depuis une vapeur thermique et les refroidis pour former un jet d’atomes froids. Ce jet collimaté, charge le piège magnéto-optique à trois dimensions dans l’enceinte à vide de condensation. A la suite du refroidissement par laser, les atomes sont capturés sur une puce hybride où ils subiront plusieurs étapes d’évaporation jusqu’à passer la transition de phase vers la condensation de Bose-Einstein. Enfin l’onde atomique est déplacée vers l’une des deux enceintes d’interférométrie pour y être diffractée à plusieurs reprises par des réseaux optiques verticaux avant d’être observée.

Dans ce chapitre, je décris le dispositif expérimental en commençant par l’enceinte à vide pour donner une vue d’ensemble de l’expérience. Je poursuis par une description des sources de champs magnétiques puis des systèmes lasers. Pour coordonner tous ces éléments nous pilotons l’expérience par ordinateur. J’explique la façon dont nous programmons le pilotage et la prise de données de l’expérience. Pour finir, je décris chaque étape de la séquence expérimentale dans l’ordre chronologique, de façon à visualiser l’utilité de chacun des éléments décrits dans ce chapitre.

2.1 Système à vide.

2.1.1 Les chambres à vide.

Pour manipuler un ensemble d’atomes, il est primordial de les isoler de l’environnement extérieur et pour cela nous utilisons une enceinte ultra-vide. Nous l’avons dimensionnée et assemblée pour répondre à quatre critères principaux :

- Le vide dans les chambres où se déroule la condensation de Bose-Einstein et la séquence d’interférométrie doit être de très bonne qualité ($< 10^{-10}$ mbar), car les colli-

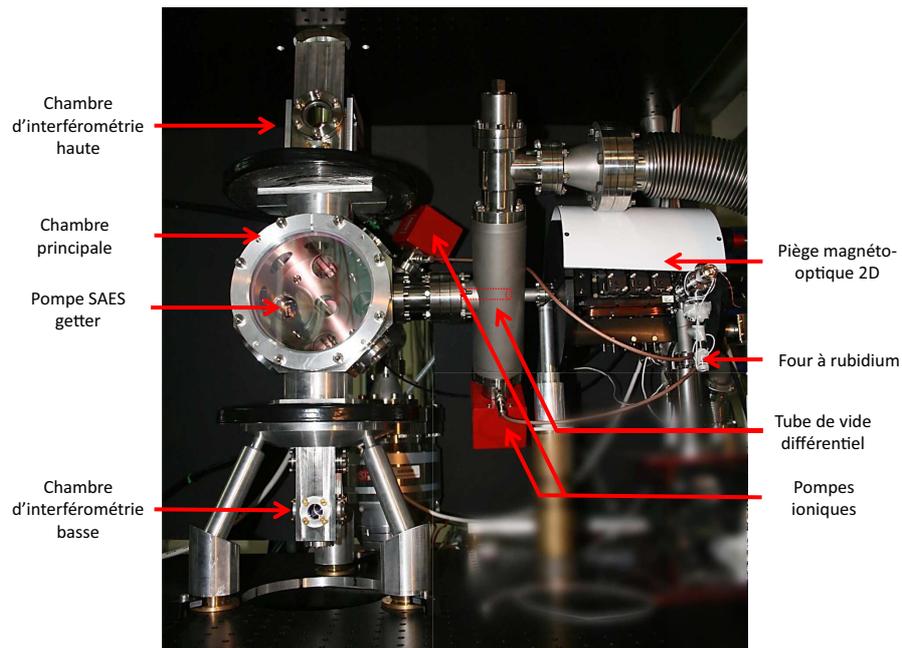


FIGURE 2.1 – Photo de la chambre à vide complète vue de face. Cette photo a été prise au moment de la première mise sous vide avant l'ajout de la puce. On peut y voir l'agencement des différentes enceintes à vide. Les pointillés symbolisent la position du tube de vide différentiel.

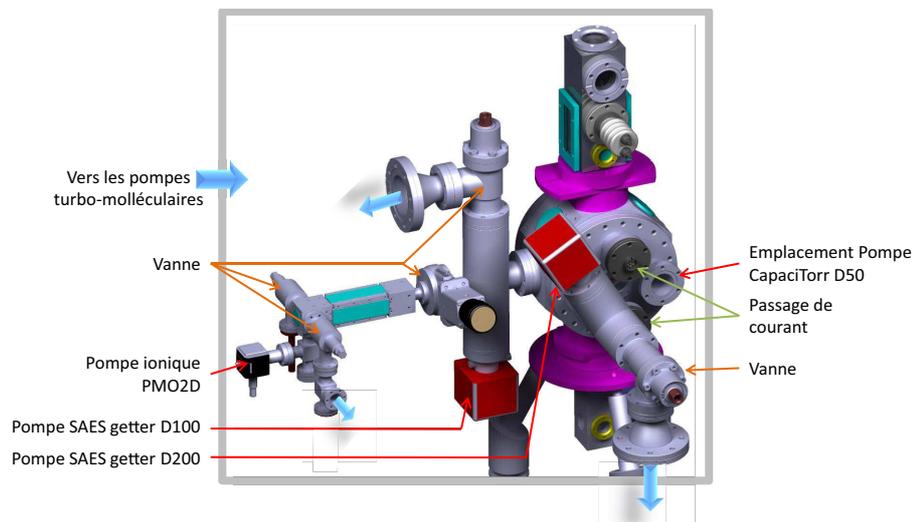


FIGURE 2.2 – Schéma de la chambre à vide complète vue de "dos". Ce schéma permet de situer les différentes pompes connectées à l'enceinte à vide et les sorties vers les pompes turbo-moléculaires.

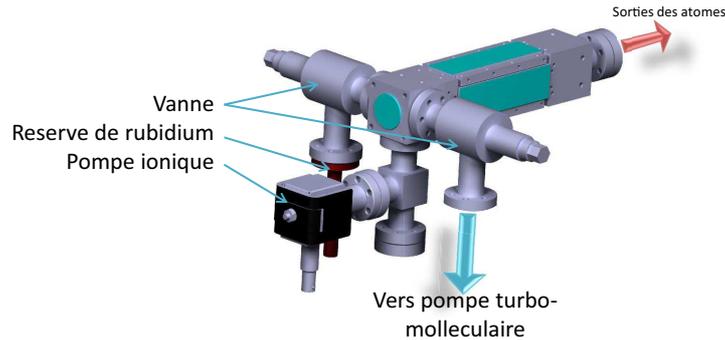


FIGURE 2.3 – Schéma de l'enceinte du piège magnéto-optique deux dimensions.

sions entre les atomes froids et le gaz résiduel sont une cause de pertes d'atomes.

- La seconde contrainte est liée au taux de chargement. Pour diminuer le temps total de la séquence expérimentale, il est important de collecter efficacement les atomes dans le piège magnéto-optique car cette étape est relativement longue avec une durée de l'ordre de la seconde. Les atomes sont capturés à partir de la vapeur résiduelle qui règne dans la cellule du piège magnéto-optique à deux dimensions. Une plus grande pression de cette vapeur augmente la vitesse de chargement. C'est pourquoi il est important de séparer par un système de vide différentiel, la zone où s'effectue la première capture des atomes à une pression d'environ 10^{-7} mbar, de la zone à basse pression permettant un plus long temps de vie des atomes.
- La troisième contrainte est liée aux champs magnétiques utilisés pour piéger et manipuler les atomes. Proches de l'enceinte, ils peuvent atteindre plusieurs centaines de Gauss. Nous avons conçu l'enceinte et les différents éléments sous vide avec des matériaux dont la susceptibilité magnétique est très faible¹ dans le but de mieux contrôler les champs magnétiques perçus par les atomes.
- Enfin nous voulons des accès optiques les plus grands possibles et distordant le moins possible les fronts d'ondes des faisceaux laser en particulier pour les pulses laser de l'interféromètre atomique. C'est pourquoi l'étanchéité des principaux hublots est réalisée avec des joints en indium. D'une part les forces exercées sur les blocs de verre sont beaucoup plus faibles que des hublots sertis dans une bride COMVAT[®] (CF) commercial ce qui garantit une plus grande planéité du hublot. D'autre part pour un même diamètre extérieur de bride, l'accès optique d'un hublot jointé à l'indium est plus grand.

Le système à vide est constitué de cinq chambres, représentées sur les figures 2.1 et 2.2. Je les décris dans l'ordre du déroulement de la séquence expérimentale.

le piège magnéto optique à deux dimensions

Le piège magnéto-optique à deux dimensions est la première étape de l'expérience pendant laquelle les atomes de rubidium sont collectés depuis une vapeur pour former un jet collimaté. Ce dispositif est fabriqué au SYRTE. Comme nous pouvons voir sur les figures 2.1 et 2.3,

1. Comme par exemple le titane, l'aluminium ou le cuivre.

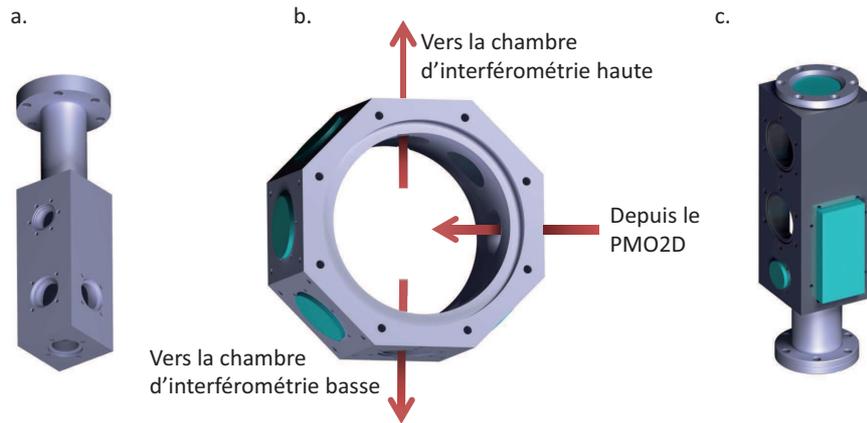


FIGURE 2.4 – Schémas des enceintes à vide : **a.** d'interférométrie basse, **b.** de condensation et **c.** d'interférométrie haute.

l'enceinte consiste en un parallélépipède en titane dont les quatre faces identiques disposent de hublots rectangulaires (25 mm × 90 mm) jointés avec un cordon d'indium. La face carrée a un hublot 1" aussi jointé à l'indium. De part et d'autre de ce hublot se trouvent deux vannes Lesker[®] VAT-54124-GE02 amagnétiques. L'une est connectée à une réserve de rubidium et l'autre permet un accès pour un pompage turbo dans l'enceinte. En dessous se trouve une pompe ionique 3S-CV-1V-5K. Sur la face opposée au hublot 1" centré sur l'axe de l'enceinte se trouve le trou de sortie du PMO2D. Il permet de diaphragmer le jet d'atomes en sortie et ainsi d'agir comme une première étape de vide différentiel, il mesure 0,75 mm de diamètre et 16 mm de longueur. La sortie du PMO2D est connectée par une bride CF16 à une vanne GV-16CF-V-M permettant de l'isoler des autres chambres à vide.

L'enceinte de pompage pour le vide différentiel

Cette enceinte permet la jonction entre la PMO2D et l'enceinte à vide de condensation. C'est un cylindre vertical de 70 mm de diamètre en titane comportant trois éléments remarquables. En haut de celui-ci se trouve une vanne DN40-54132-GE02 permettant l'ouverture vers un pompage turbo-moléculaire. En bas se trouve une pompe ionique D100 SAES[®] getter. Au centre sur l'axe du PMO2D se trouve un tube de vide différentiel mesurant 90 mm de long et 3 mm de diamètre.

La chambre à vide de condensation

La chambre octogonale accueille toutes les étapes du refroidissement jusqu'à la condensation de Bose-Einstein. Cette enceinte est un octogone régulier en titane dont le cercle inscrit mesure 200 mm de diamètre et dont la profondeur est de 100 mm. La face de cette enceinte est munie d'un hublot circulaire de diamètre 170 mm et d'épaisseur 20 mm. Parmi les huit faces de l'octogone seulement trois sont équipées de bride CF35 pour permettre le raccordement des enceintes entre elles (voir figure 2.1 et 2.4). La face de droite par laquelle entrent les atomes est connectée au tube de vide différentiel. Les faces du haut et du bas sont connectées aux enceintes dédiées à l'interférométrie. Les cinq autres faces sont des accès

optiques via des hublots 2". Le fond de l'octogone est fermé par une bride CF100 en titane incluant quatre brides de sorties CF35 et un hublot central de 1.5" comme on peut le voir sur la figure 2.2. Les brides CF35 du haut et du bas sont équipées de passages électriques ultra-vides 8 pins 20 A amagnétiques. Les deux brides horizontales sont destinées au pompage dans l'enceinte centrale. La bride la plus éloignée du PMO2D est connectée à une pompe getter CapaciTorr[®] D50. La plus proche est connectée à un "T" en titane de 70 mm de diamètre. Une pompe ionique getter D200-5 SAES[®] est connectée à la partie orthogonale du "T", tandis qu'une vanne DN40 54132-GE02 VAT ferme la partie droite du "T". Cette vanne permet le raccordement à la pompe turbo-moléculaire.

La chambre à vide d'interférométrie basse

La chambre à vide d'interférométrie basse permet de laisser tomber le condensat de Bose-Einstein et de lui faire subir une séquence d'interférométrie avant de l'observer 30 cm plus bas. Cette enceinte est un parallélépipède rectangle en titane de 50 mm × 50 mm × 130 mm en position verticale se situant 84 mm sous la chambre source. La face carrée du haut est équipée d'une bride CF16 pour le raccordement à l'enceinte centrale. La face carrée du bas quant à elle est montée d'un hublot 1". Les parties basses des quatre cotés rectangulaires sont toutes percées d'un hublot 1". Seulement deux faces opposées sont équipées de hublot CF16 en partie haute.

La chambre à vide d'interférométrie haute

La chambre à vide d'interférométrie haute a le même rôle que son homonyme du bas mais dans ce cas le temps de vol des atomes est multiplié par deux car ils sont lancés vers le haut. Cette enceinte est un parallélépipède rectangle en titane de 70 mm × 70 mm × 200 mm en position verticale se situant à 66 mm au-dessus de la chambre source. Les faces rectangulaires droite et gauche sont percées de hublots rectangulaire mesurant 90 mm × 40 mm. La face avant est équipée de hublot 1" surmonté d'une bride CF25, tandis que la face arrière possède deux brides CF25 au-dessus du hublot 1". Enfin au sommet de l'enceinte à vide se trouve un hublot 2".

2.1.2 Montage et étuvage.

Le montage, le pompage et l'étuvage de l'ensemble de l'enceinte ont été réalisés durant la fin de l'année 2015. Mis à part le PMO2D, les différents éléments décrits plus haut ont été conçus au laboratoire C.A.R puis fabriqués en Italie par l'entreprise Rodofil. Tous ces éléments sont connectés entre eux par des brides CF maintenue en compression par des vis en titanes. Quatre hublots ont été installés avec la même technique, deux CF16 sur la chambre d'interférométrie du bas et deux CF25 sur la chambre d'interférométrie du haut. Ces hublots sont en acier inoxydable 316LN spécifiés amagnétique. Tous les autres hublots ont été montés au laboratoire en utilisant des joints en indium et ceci pour trois raisons. Tout d'abord la susceptibilité magnétique des métaux utilisés dans ce cas est bien inférieure à celle de l'alliage utilisé pour un hublot non-magnétique commercial qui peut avoir un champ magnétique résiduel de quelques dizaines de milliGauss. Dans le cas d'un joint indium le bloc de verre est soumis à de plus faibles contraintes mécaniques, ce qui limite la distorsion du front d'onde du laser passant à travers. Enfin la bride d'un hublot jointé avec de l'indium est plus petite

ce qui agrandit l'accès optique pour un même diamètre extérieur. La taille des accès optiques est un paramètre clé pour permettre le passage des faisceaux PMO3D de 14 mm de diamètre à 90° l'un de l'autre dans le même hublot. La taille des brides importe aussi sur l'éloignement des sources de champs magnétiques et la puissance électrique nécessaire. L'inconvénient de l'indium est sa faible température de liquéfaction (157°C à 1 bar de pression), ce qui limite la température d'étuvage à 110°C et par conséquent allonge exponentiellement le temps d'étuvage².

Montage des hublots

Dans ce paragraphe, je décris succinctement le montage des hublots sur l'enceinte à vide. Plus de détails techniques sur la réalisation des joints d'indium se trouvent dans la thèse de Boris Décamps [44].

L'indium est un métal ductile à température ambiante et compatible avec des applications ultra-vides. Ce type de joint repose sur l'adhésion entre l'indium et une surface de verre d'un côté et une surface de titane de l'autre. Chaque fenêtre est percée avec un épaulement de quelques millimètres vers l'intérieur. Sur cette marche nous avons déposé un fil circulaire d'indium préalablement décapé dans un bain d'acide chlorhydrique puis rincé à l'eau distillée. Le hublot vient s'emboîter dans cet épaulement et écraser le cordon d'indium. Pour assurer l'étalement homogène du joint d'indium, le hublot est mis en pression par une bride en aluminium. Pour éviter d'exercer une trop forte contrainte sur le hublot pouvant mener à sa rupture, une feuille de téflon le sépare de la bride. Pour la même raison, les vis sont serrées avec une clé dynamométrique par pas de 0.2 N.m jusqu'à un couple de 1 N.m sur chacune des six vis dans le cas d'un hublot 2" de 15 mm d'épaisseur. Les vis sont en titane ou en laiton pour ne pas être magnétisées et la bride du hublot central est coupée de façon à limiter les courants de Foucault induits. Les hublots sont fait de verre BK7 traités anti-reflet aux longueurs d'ondes suivantes : 780 nm, et 1560 nm. Ces longueurs sont celles des faisceaux laser utilisés pour le refroidissement, la manipulation et l'imagerie des atomes de rubidium.

Conclusion

Après étuvage nous avons allumé les pompes ioniques puis les pompes Getter NEG pour finalement obtenir une pression inférieure à la limite de mesure des pompes Ioniques ($\leq 10^{-10}$ mbar. Nous mesurons le vide grâce à la lecture du courant des trois pompes ioniques, la D200 dans l'enceinte source, la D100 dans l'enceinte à vide différentiel et D50 dans le PMO2D.

Dans le PMO2D la pression varie au cours de la journée allant typiquement de 1×10^{-9} mbar le matin jusqu'à $\sim 10^{-7}$ mbar après 1 h de chauffage de la cellule de rubidium. Durant le mois de juin 2017 la pression (four éteint) a augmenté jusqu'à se stabiliser à $\sim 10^{-6}$ mbar.

La pression mesurée par la pompe D100 dans l'enceinte de vide différentiel a augmenté progressivement au cours de l'année jusqu'à se stabiliser aux alentours de $\sim 10^{-8}$ mbar avec une discontinuité lorsque la commande s'est mise en défaut suite à un arc électrique en août 2016. En novembre 2016 nous avons resserré la vanne ultra-vide de cette enceinte et le vide est descendu de 11 à 9.7×10^{-9} mbar au cours de la journée.

2. Dans notre cas, le temps d'étuvage est d'environ une semaine pour atteindre le vide limite de la pompe turbo-moléculaire ($\sim 10^{-9}$ mbar) à 110°C

Enfin l'indication de la D200 dans l'enceinte principale a augmenté progressivement pour se stabiliser à une valeur oscillant entre $\sim 5 \times 10^{-10}$ mbar le matin et $\sim 3.5 \times 10^{-10}$ mbar le soir.

L'enceinte a vide.

Notre enceinte à vide est en titane et la majorité des hublots sont jointés à l'indium. L'enceinte à vide est divisée en trois parties successives de pression décroissante : la chambre du PMO2D à 10^{-7} mbar, la chambre de vide différentiel à 10^{-9} mbar et l'enceinte de condensation raccordée aux deux chambres d'interférométrie haute et basse à 10^{-10} mbar. Chacune de ces parties est pompée par une pompe ionique et possède un accès pour le pompage turbo-moléculaire.

2.2 Les bobines de champs magnétiques.

Dans un premier temps nous avons imaginé la séquence expérimentale vers la condensation de Bose-Einstein. Ceci a permis de lister les propriétés des champs magnétiques nécessaires à l'expérience, comme par exemple : leur norme, direction, gradients, temps d'extinction. Dans un second temps nous avons pris en compte l'encombrement spatial et la tenue mécanique des bobines directement corrélées à la forme de l'enceinte à vide et aux accès optiques. Pour cela j'ai aussi travaillé en étroite liaison avec Laurent Polizzi, qui a dessiné les plans de l'expérience avec le logiciel Catia[®]. Pour effectuer les calculs de magnéto-statique en trois dimensions j'ai utilisé un ajout logiciel à Mathematica[®] appelé Radia[®]. Ce logiciel a été développé au ESRF (le synchrotron européen). La méthode de calcul utilisée par Radia[®] fait partie de la catégorie des intégrales aux limites qui est différente de la méthode des éléments finis. Ceci offre deux avantages majeurs, un calcul rapide et une solution analytique en tout point de l'espace. Dans cette partie, je commence par décrire les différentes paires de bobines, leur but et leurs performances en justifiant les choix techniques qui ont été faits. Je détaille, par la suite, leur fabrication puis l'électronique permettant de les piloter.

Vue d'ensemble.

La figure 2.5 permet d'avoir une vue d'ensemble des différentes sources de champs magnétiques autour de l'enceinte à vide. Ces six paires de bobines peuvent être classées en deux catégories. Les paires dont la circulation du courant dans chacune des bobines est symétrique par rapport au plan les séparant et les paires dont la circulation du courant est anti-symétrique. Les trois paires de bobines en contact avec l'enceinte à vide de condensation (BX, BY, BZ) respectivement (rouge, vert, bleu) sont symétriques. Elles produisent un champ magnétique quasiment homogène au centre de l'enceinte dans chacune des trois directions de l'espace. Les deux paires du PMO2D (bleu ciel) et la paire du PMO3D (orange) sont antisymétriques. Elles produisent un quadrupôle de champ magnétique caractérisé par la position de son zéro et ses gradients. Six autres bobines sont présentes sur l'expérience mais ne sont pas représentées sur la figure 2.5. Ce sont les bobines de compensation. Elles

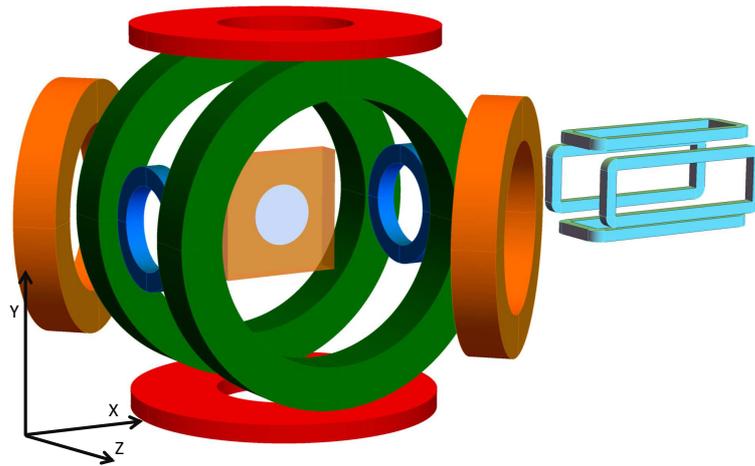


FIGURE 2.5 – Les sources de champs magnétiques de l'expérience vue de trois quarts face. Ce schéma est une représentation à l'échelle des objets pris en compte par Radia[®]. Code couleur : **Bleu ciel** : les bobines du piège magnéto-optique 2D. **Orange** : les bobines du piège magnéto-optique 3D. **Bleu** : les bobines BX. **Rouge** : les bobines BY. **Vert** : les bobines BZ.

fonctionnent par paires symétriques et sont enroulées à même le cadre extérieur de l'expérience. Leur fonctionnement en continu permet de produire un champ magnétique homogène au niveau de l'enceinte à vide pour compenser le champ magnétique terrestre ou d'autres champs parasites constants extérieurs à l'expérience.

Les bobines de compensation.

Lors de l'étape dites de "mélasse optique" abordée plus en détail dans le chapitre 4 il est important que le champ magnétique environnant les atomes soit nul pour assurer un refroidissement efficace. Les bobines de compensation ont pour but de produire un champ magnétique égal et opposé au champ résiduel mesuré au niveau de l'enceinte principale. Pour effectuer cette mesure nous utilisons un gauss-mètre KOSHA5[®]. Cet appareil permet de mesurer le champ magnétique dans chacune des trois directions de l'espace avec une précision de 10mG.

On peut distinguer deux types de champs parasites. Un champ magnétique homogène principalement attribué au champ magnétique terrestre dont les composantes vectorielles mesurées sont : (190 mG, 400 mG, 190 mG). La seconde partie de ce champ résiduel varie spatialement. Les pompes ioniques génèrent un gradient de champ magnétique $\sim 4\text{mG}\cdot\text{cm}^{-1}$ au niveau des atomes. Ce champ parasite a un effet négligeable sur les étapes de refroidissement jusqu'au condensat, cependant, il devra être écranté au niveau de l'enceinte d'interférométrie pour éviter d'induire de déphasages parasites.

Les bobines de compensation sont au nombre de six et fonctionnent par paires symétriques de façon à ce que chaque paire produise un champ magnétique homogène selon un axe orthogonal. Ces bobines sont constituées d'un enroulement de fil de section 0.6 mm^2 à même la structure soutenant les breadboards optiques de l'expérience. Cette structure est

un parallélépipède rectangle de 120 cm de long selon la direction X, 80 cm de haut selon la direction Y et 60 cm de large selon la direction Z. Le tableau suivant résume les différentes caractéristiques de chaque paire de bobine :

Axe	dimensions	nombre de tour par bobine	champ produit en $G.A^{-1}$
X	60 cm \times 80 cm	60	0.47
Y	120 cm \times 60 cm	50	0.47
Z	120 cm \times 80 cm	40	0.34

Pour connaître la valeur du courant nécessaire à la compensation du champ magnétique au niveau des atomes, nous faisons un premier réglage en annulant la valeur du champ magnétique mesurée hors de l'enceinte au centre du hublot $\phi = 170$ mm à 5 cm du centre du piège magnéto-optique miroir. Un second réglage (plus fin) est réalisé de manière à minimiser la température de la mélasse.

Les bobines PMO2D.

Les deux paires de bobines du PMO2D ont pour but de créer un quadrupôle de champ magnétique nécessaire à la capture et au refroidissement magnéto-optique. Dans un piège magnéto-optique à deux dimensions les atomes sont piégés et refroidis dans deux directions au niveau de la ligne de zéro de champ magnétique. Ces bobines sont enroulées sur des supports plastiques rectangulaires de la dimension des quatre hublots rectangulaires du PMO2D. Les polarités de chacune de ces bobines sont indiquées sur la figure 2.6. Pour que le flux d'atomes en sortie du PMO2D soit le plus important possible vers l'enceinte source il est primordial que le zéro de champ magnétique soit aligné avec le trou de vide différentiel mesurant 0.75 mm de diamètre. Pour cela les courants dans les deux paires de bobines sont dis-symétrisés comme indiqué par le code couleur de la figure 2.6

Les bobines PMO3D.

Le rôle de ces bobines est de créer un quadrupôle de champ magnétique au centre de l'enceinte source pour permettre la capture et le refroidissement des atomes de rubidium. Durant la phase de compression du piège magnéto-optique les gradients de ce quadrupôle doivent atteindre 10 G/cm dans la direction Y (celle de la gravité) et 20 G/cm dans l'axe des bobines. La position et la forme de ces bobines est contrainte par un certain nombre de paramètres :

- L'axe des bobines doit être horizontal
- L'axe des bobines doit passer par le centre géométrique de l'enceinte de condensation.
- L'axe des bobines doit être à 45° de la surface de la puce.
- La distance minimale entre les deux bobines est fixée par la présence de l'enceinte et des bobines BZ.
- le diamètre extérieur est limité par la présence de l'enceinte à vide différentiel.

Prenant en compte l'encombrement spatial, il est possible de calculer le rayon intérieur des bobines minimisant la puissance électrique nécessaire pour un gradient de champ donné. Toutes choses égales par ailleurs, un rayon intérieur supérieur à 70 mm augmenterait la longueur du fil de la bobine donc sa résistance et la puissance électrique nécessaire à produire le gradient de champ magnétique voulu. Un rayon intérieur plus petit que 70 mm implique

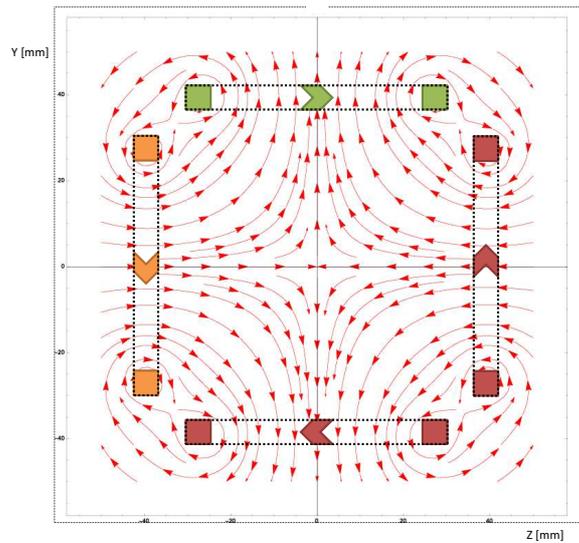


FIGURE 2.6 – les champs magnétiques du PMO2D. Ce schéma est une vue en coupe des lignes de champs magnétiques dans le plan orthogonal au jet d'atomes sortant, c'est-à-dire le plan dans lequel s'effectue le refroidissement et la capture. Les projections dans ce plan des deux paires de bobines sont symbolisées par des pointillés noirs. Le carré de couleur indique la section de la bobine coupé par le plan d'observation. La flèche symbolise le sens de circulation du courant dans chaque bobine et le code couleur indique les différentes intensités de courant.

un plus fort courant à gradient de champ magnétique constant. Chaque bobine est un enroulement de sept couches de sept fils cote à cote. Le fil utilisé est un tube de cuivre de section carré de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Le rayon extérieur est donc de 105 mm et son épaisseur est de 40 mm. La distance séparant les faces intérieures de ces bobines est de 158.5 mm. La figure 2.7 permet de visualiser l'orientation des lignes de champ du quadrupôle par rapport à l'enceinte source grâce à une coupe horizontale passant par le centre. En traçant la norme du champ magnétique dans la direction orthogonale passant par le centre on obtient la seconde courbe. Celle ci nous nous montre qu'en faisant circuler 210 A dans cette paire de bobines, le gradient de champ magnétique est de 10 G/cm sur l'axe de la gravité (Y).

Les bobines BX.

Les bobines BX ont pour but de créer un champ homogène au centre de l'enceinte selon l'axe X. Ceci pour deux raisons, déplacer le PMO3D et plus tard dans la séquence modifier la profondeur du piège magnétique sur puce. Le second cas nécessite de produire un champ magnétique de 10 G. Les contraintes mécaniques sur le placement de ces bobines sont :

- La distance bord à bord de l'enceinte dans l'axe X limite l'espacement minimal entre les bobines BX à 118 mm.
- La bride CF35 reliant l'enceinte source au tube de vide différentiel limite le rayon intérieur des bobines BX à 34.5 mm.
- L'espacement entre les faces intérieures des bobines BZ limite le diamètre extérieur à 100 mm

Chaque bobine est constituée de cinquante tours de fil de 2 mm de diamètre isolé d'un

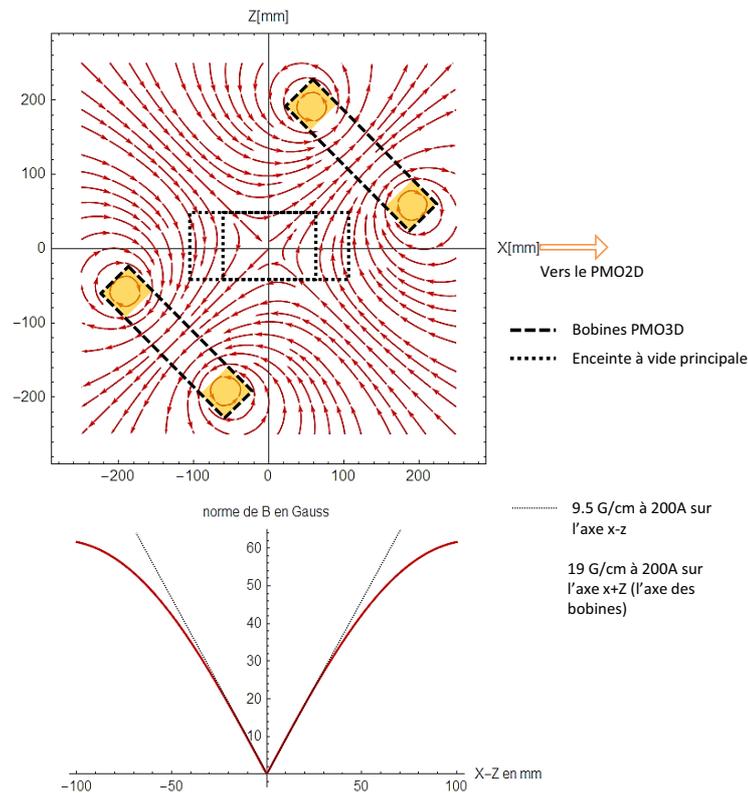


FIGURE 2.7 – Les champs magnétiques du piège magnéto-optique à trois dimensions. Le graphique du haut représente les lignes de champs magnétiques dans le plan horizontal passant par le centre des bobines. Les projections dans ce plan de la paire de bobines et de l'enceinte source sont symbolisées par des pointillés noirs. Les carrés de couleur indiquent les sections des bobines coupées par le plan d'observation. La figure en dessous est un graphique de la norme du champ selon un axe orthogonal à l'axe des bobines passant par le centre de symétrie des bobines. Un ajustement linéaire permettant d'évaluer le gradient de champ magnétique est ajouté en pointillés.

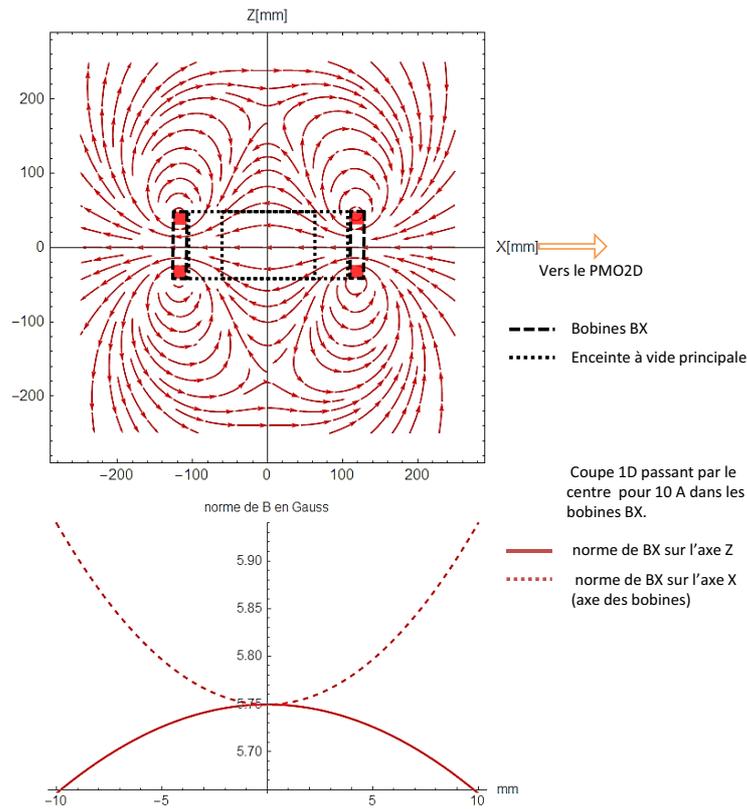


FIGURE 2.8 – Les champs magnétiques des bobines BX. Le graphique du haut représente les lignes de champs magnétique dans le plan horizontal passant par le centre des bobines. Les projections dans ce plan de la paire de bobines et de l'enceinte source sont symbolisées par des pointillés noirs. Les carrés de couleur indiquent les sections des bobines coupées par le plan d'observation. La figure en dessous est un graphique de la norme du champ selon l'axe des bobines (en pointillés) et selon un axe orthogonal à l'axe des bobines passant par le centre (en trait plein).

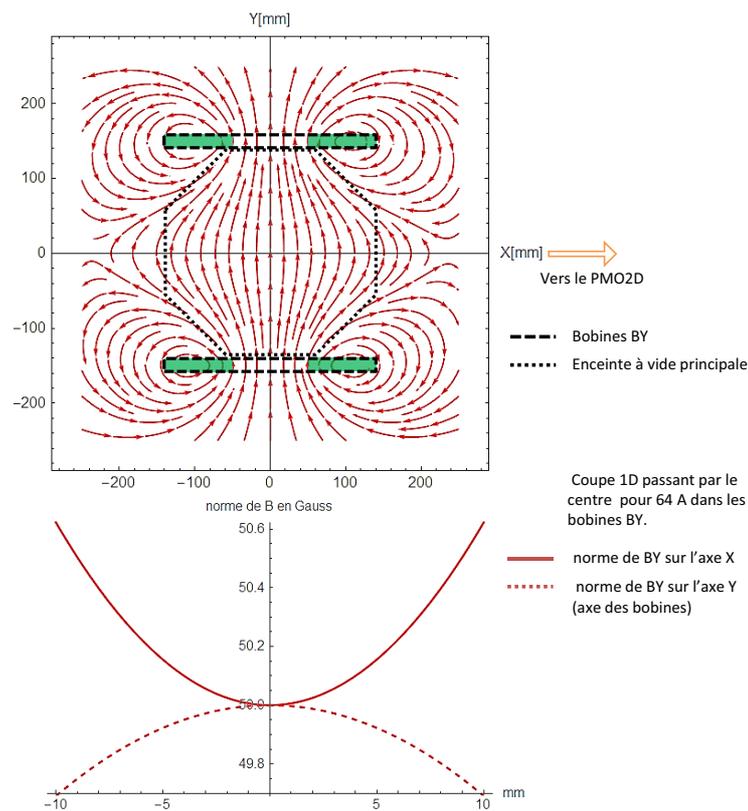


FIGURE 2.9 – Les champs magnétiques des bobines BY. Le graphique du haut représente les lignes de champs magnétiques dans le plan vertical parallèle à la surface de la puce passant par le centre des bobines. Les projections dans ce plan de la paire de bobines et de l'enceinte source sont symbolisées par des pointillés noirs. Les carrés de couleur indiquent les sections des bobines coupées par le plan d'observation. La figure en dessous est un graphique de la norme du champ selon l'axe des bobines (en pointillés) et selon un axe orthogonal à l'axe des bobines passant par le centre (en trait plein).

revêtement Kapton et noyé dans de la colle époxy STYCAST[®]. Ce revêtement permet une bonne conduction thermique et un maintien mécanique de la bobine. On peut voir sur la figure 2.8 que le champ produit par ces bobines est de $0.58 \text{ G}\cdot\text{A}^{-1}$ et donc d'arriver à produire 10 G en faisant circuler 17 A. Enfin les courbes rouges nous montrent l'homogénéité de la norme du champ sur une longueur de 1 cm de part et d'autre du centre de l'expérience. Ainsi nous pouvons voir que la variation maximale à 1 cm est inférieure à 4% de la valeur du champ.

Les bobines BY.

Les bobines BY sont utilisées en combinaison avec les fils de la puce pour créer le piège magnétique. Le champ magnétique dans l'axe Y doit être de 50 G au moment de la compression du piège sur puce. Les contraintes mécaniques sur le placement de ces bobines sont :

- l'éloignement entre les deux bobines BY est fixé par le diamètre extérieur des bobines

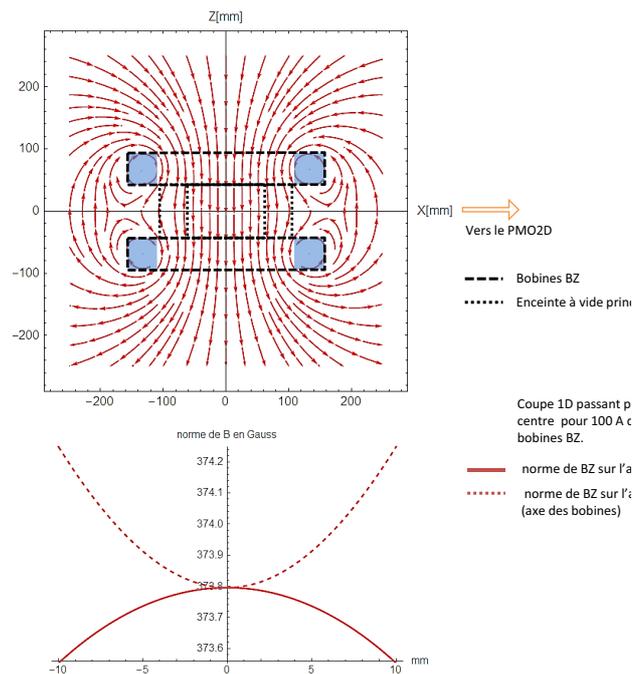


FIGURE 2.10 – Les champs magnétiques des bobines BZ. Le graphique du haut représente les lignes de champs magnétiques dans le plan horizontal passant par le centre des bobines. Les projections dans ce plan de la paire de bobine et de l'enceinte source sont symbolisées par des pointillés noirs. Les carrés de couleur indiquent les sections des bobines coupées par le plan d'observation. La figure en dessous est un graphique de la norme du champ selon l'axe des bobines (en pointillés) et selon un axe orthogonal à l'axe des bobines passant par le centre (en trait plein).

BZ à 285 mm.

- Le diamètre intérieur est limité par la taille de la chambre d'interférométrie supérieure à 110 mm.
- L'épaisseur est fixée à 20 mm pour ne pas obstruer les accès optiques de la chambre d'interférométrie supérieure.

Chacune de ces bobines est un enroulement de quatorze couches de trois tours. Comme pour la bobine PMO3D, le fil utilisé est de section carrée 5 mm × 5 mm. La figure 2.9 présente les simulations Radia[®] de cette paire de bobine. On peut y voir l'orientation des lignes de champs dans le plan de la puce et deux coupes à une dimension montrant l'évolution de la norme du champ à 1 cm de part et d'autre du centre de l'expérience. La variation de sa norme est au maximum de 1.2%.

Les bobines BZ.

Les bobines BZ ont plusieurs utilisations au cours de la séquence, mais la plus contraignante est celle qui consiste à "accorder" les longueurs de diffusions entre les atomes de rubidium 85. Pour cela nous voulons explorer des valeurs de champs magnétiques allant jusqu'à 160 G, de manière à atteindre une résonance de Feshbach dont nous discuterons dans

le dernier chapitre de ce manuscrit. Dans ce cas nous souhaitons le champ le plus homogène possible sur une large région car nous voulons déplacer le condensat sur plusieurs millimètres tout en gardant le contrôle sur la longueur de diffusion. C'est pourquoi cette paire de bobine doit être la plus proche possible de la configuration de Helmholtz. Les contraintes mécaniques sur le placement de ces bobines sont :

- L'épaisseur de l'enceinte centrale impose une séparation entre les faces internes des bobines de 100 mm.
- Les faisceaux du PMO3D se croisent à 45° au centre de la chambre source. Ces deux faisceaux délimitent un cône à ne pas obstruer, ce qui limite le diamètre intérieur à 215 mm au lieu de 200 mm pour une paire de bobines en configuration de Helmholtz.

Chaque bobine est un empilement de 7 couches de 8 fils de cuivre de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. le diamètre extérieur est donc de 285 mm. Sur la figure 2.10 on peut voir que l'inhomogénéité du champ sur une zone de 2 cm est inférieure à 0.12%.

2.2.1 Dimensionnement thermique.

Trois paires de bobines sont refroidies par une circulation d'eau les bobines PMO3D, BY et BZ. Dans cette partie j'explique comment nous avons choisi la section totale des bobines et le type de fil utilisé.

Tout d'abord dans la partie précédente nous avons vu que chacune de ces bobines avait un rayon et une séparation minimum imposés par l'enceinte à vide. Ayant fait ce constat les simulations Radia[®] nous donnent le nombre de tour-ampère $N \times I$ nécessaire à la réalisation des champs magnétiques tel que nous les souhaitons. Nous savons donc que le courant dans les bobines est inversement proportionnel au nombre de tours de fil. Pour connaître la puissance dissipée, nous calculons la résistance d'une bobine. La résistance R d'un fil de cuivre de longueur L de section S_{fil} de résistivité ρ_{Cu} est : $R = \frac{\rho_{Cu} \times L}{S_{fil}}$. En faisant l'approximation que chaque tour de fil autour d'une bobine de rayon r_{bob} fait une longueur constante de $2 \times \pi \times r_{bob}$ on obtient une loi d'échelle pour la puissance dissipée par bobine :

$$P_{ui} \propto \frac{\rho_{Cu} \times 2 \times \pi \times R_{bob}}{S_{tot}}, \quad (2.1)$$

où $S_{tot} = N \times S_{fil}$ est la section totale de cuivre de la bobine. Nous remarquons que cette loi d'échelle est indépendante du nombre de tours mais dépend de la section totale. Pour minimiser la puissance dissipée il faut donc augmenter la section de cuivre des bobines dans la limite de la place disponible.

Enfin il reste à choisir le rapport N/I . Nous avons choisi d'utiliser un fil de section $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ donc peu de tours et un fort courant pour deux raisons :

- la première est liée au temps d'extinction des bobines. Dans la partie suivante nous verrons que le temps de coupure est proportionnel à $L \times I$ où L est l'inductance de la bobine et I le courant. Dans le cas d'un solénoïde de longueur l de section S l'inductance est donnée par $L = \frac{\mu_0 N^2 S}{l}$. On voit alors qu'en gardant le produit $N \times I$ constant le temps de coupure est proportionnel au nombre de tours :

$$\Delta t \propto \frac{\mu_0 S N}{l}. \quad (2.2)$$

Une réduction du nombre de tours de fil implique une réduction du temps d'extinctions du courant dans les bobines.

- la seconde raison est que la puissance à dissiper indépendamment du nombre de tours est aux alentours de 1.5 kW pour une seule bobine de la paire PMO3D ou BZ. Cette puissance nécessite un refroidissement par circulation d'eau. C'est pourquoi le fil que nous utilisons est en fait un tube de cuivre dans lequel nous faisons passer de l'eau. La circulation impose une taille minimum du fil et donc un nombre de tours maximal à section totale constante.

Pour choisir le rayon intérieur r du tube, nous avons cherché à minimiser sa taille tout en limitant l'échauffement maximal de l'eau en sortie à moins de $+30^\circ\text{C}$. Si l'on prend un diamètre trop grand la section de cuivre diminue et la puissance à dissiper augmente avec la résistance de la bobine. À l'opposé, si le diamètre est trop petit l'écoulement sera trop lent et l'eau pourrait commencer à bouillir. Pour effectuer ce calcul on fait les hypothèses suivantes :

- On se place à l'équilibre comme si les bobines étaient allumées en permanence.
- On néglige toutes autres dissipations thermiques que celle de l'eau.
- On se place de le cas d'un régime d'écoulement turbulent dans une conduite cylindrique lisse.

À l'équilibre et sans autre dissipation thermique toute la puissance P_{ui} est alors transférée à l'eau. L'élévation de température est donc :

$$\Delta T = \frac{P_{ui}}{C_v \times \pi \times (r)^2 \times v} , \quad (2.3)$$

où C_v est la capacité calorifique de l'eau qui est de $4.185 \times 10^6 \text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ et v est la vitesse moyenne du fluide. L'estimation de cette vitesse nous mène à nous intéresser à l'écoulement de l'eau dans ce tube. Dans le cas d'un tuyau cylindrique à parois lisses et de section constante l'écoulement est caractérisé par un gradient de pression le long du tuyau menant à une perte de charge globale. Celle-ci est donnée par l'équation de Darcy-Weishbach :

$$\Delta P = \lambda \frac{\rho_{eau} \times v^2 \times L}{4r} , \quad (2.4)$$

où ρ_{eau} la masse volumique de l'eau, λ est le coefficient de frottement fluide et ΔP la différence de pression entre l'entrée et la sortie du tube. Nous négligeons la perte de charge liée aux arrivées d'eau jusqu'aux bobines car leur diamètre intérieur est bien supérieur. La pression à l'entrée du réseau est mesurée, $\Delta P_{mesuré} = 6$ bars. Pour calculer le coefficient de frottement fluide, nous utilisons la formule de Blasius :

$$\lambda = 0.3164 \times Re^{-1/4} . \quad (2.5)$$

Cette formule est valide dans le cas d'écoulements turbulents ayant un nombre de Reynolds Re compris entre 2300 et 10^5 . Le nombre de Reynolds permet de qualifier le type d'écoulement et se calcule avec la formule suivante :

$$Re = \frac{2\rho_{eau} \times v \times r}{\eta_{eau}} , \quad (2.6)$$

où η_{eau} est la viscosité dynamique de l'eau valant 1×10^{-3} pour de l'eau à 20°C . En combinant les équations 2.6, 2.5 et 2.4 il est possible d'obtenir une expression pour la vitesse moyenne du fluide :

$$v = \left(\frac{0.3164 \times \rho_{eau} \times \eta_{eau}^{1/4} \times L}{4\Delta P \times r \times (2 \times \rho_{eau} \times r)^{1/4}} \right)^{-4/7} . \quad (2.7)$$

	rayon intérieur	écartement	Tours	circulation d'eau	champ magnétique
PMO3D	70 mm	158.5 mm	49	oui	$0.0952\text{G}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{A}^{-1}$
BX	34.5 mm	118 mm	50	non	$0.575\text{G}\cdot\text{A}^{-1}$
BY	55 mm	285 mm	42	oui	$0.781\text{G}\cdot\text{A}^{-1}$
BZ	107.5 mm	100 mm	56	oui	$3.74\text{G}\cdot\text{A}^{-1}$

TABLE 2.1 – *Résumé des caractéristiques des bobines. La valeur du champ magnétique ou du gradient de champ magnétique est donné au centre des bobines et selon l'axe des bobines.*

En injectant cette vitesse dans l'équation 2.3 on trouve que l'augmentation de température évolue comme $\Delta T \propto r^{-19/7}$. Nous avons finalement fixé un diamètre intérieur de 3 mm ce qui donne une augmentation de la température de 26°C.

Pour résumer nous avons maximisé la section totale des bobines pour minimiser la puissance dissipée. Nous utilisons un tube de cuivre pur sans oxygène dont le diamètre intérieur est de 3 mm pour permettre le refroidissement par circulation d'eau. La section extérieure de ce tube est un carré de 5 mm \times 5 mm pour maximiser la section de cuivre et faciliter le bobinage. Ce tube est enroulé dans un isolant de type Mylar pour éviter les courts-circuits internes à la bobine puis il est noyé dans de la colle STYCAST® (U2535 PT B) pour ses propriétés de rigidité mécanique et de conduction thermique. Le tableau ?? résume les spécificités des principales paires de bobines.

2.2.2 Construction.

Pour fabriquer les trois paires de bobines (BY, BZ, et PMO3D) nous avons pu utiliser les installations dédiées à cet effet au Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses de Toulouse, (LNCMI) comme l'on peut voir en figure 2.11. Nous avons aussi bénéficié de multiples conseils de la part de Julien Billette et Jérôme Béard, ingénieurs spécialisés dans la fabrication de bobines au LNCMI.

2.2.3 Électronique de commutation.

Dans cette partie, je décris l'électronique de commutation des bobines en prenant l'exemple des bobines du PMO3D qui sont les plus critiques à ce sujet. Les bobines de la paire sont connectées en série à l'alimentation et raccordées au réseau d'eau. A la fin de la compression du PMO le courant dans ces bobines est à sa valeur maximum soit 220 A. L'étape suivante dans la séquence est la mélasse optique. Pour que le refroidissement de celle-ci soit efficace, le champ magnétique au centre de l'enceinte doit être nul. Si la coupure du champ est trop longue le nuage s'étend librement et entre en collision avec la surface de la puce induisant des pertes d'atomes. Nous nous fixons comme objectif un temps de commutation < 0.5 ms. A l'ouverture d'un circuit inductif d'inductance L , une surtension $L\frac{dI}{dt}$ se crée aux bornes du commutateur. Cette surtension est d'autant plus grande que la coupure est rapide pouvant entraîner un défaut de fonctionnement voir un endommagement de celui-ci. Pour commuter rapidement nous faisons le montage en figure 2.12. Nous utilisons deux IGBT Insulated Gate Bipolar Transistor (FD300R12KE3). Ces commutateurs sont spécifiés pour une surtension de 700 V et doivent être placés sur un dissipateur thermique. Nous les avons vissés sur

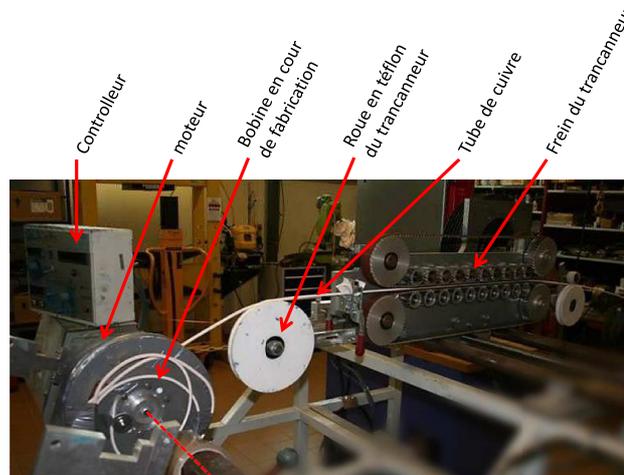


FIGURE 2.11 – La bobineuse du Laboratoire des champs magnétiques intenses. La bobine en cours de fabrication à gauche est une bobine de biais (BY). Le tube en cuivre en cours d'enroulement a un diamètre intérieur de 3 mm et une section extérieure carrée de 5×5 mm. La roue du trancanneur permet de donner une hélicité différente au fil à chaque couche. Le frein à droite permet de maintenir la tension sans frotter sur la couche d'isolant du fil.

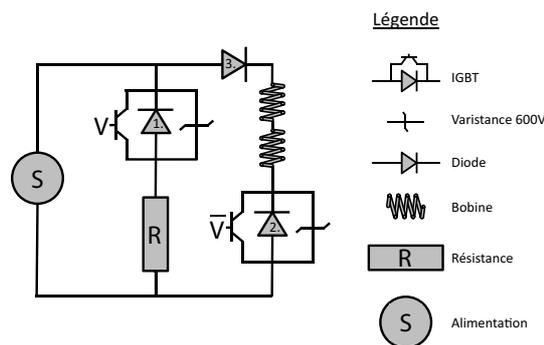


FIGURE 2.12 – Schéma électrique du circuit de commutation. En parallèle de gauche à droite se trouvent l'alimentation, la résistance de dissipation et la paire de bobines. Les deux commutateurs IGBT sont commandés par des tensions complémentaires V et \bar{V}

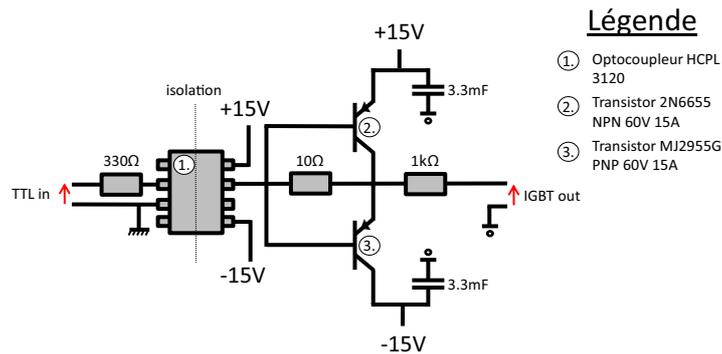


FIGURE 2.13 – Schéma électrique du circuit de commande des IGBT. De part et d'autre de la ligne en pointillée séparant l'opto-coupleur en deux, les masses sont symbolisées différemment. À gauche la masse est celle de la carte de commande de l'ordinateur. À droite la masse est flottante. Elle est prise au niveau du drain de chaque IGBT dans le circuit en figure 2.12.

une plaque de laiton sous laquelle est soudée une conduite d'eau en cuivre. Les IGBT sont protégés en interne par des diodes (repérées par 1. et 2. sur la figure 2.13) permettant le passage du courant dans le sens opposé. À cette protection nous ajoutons une varistance. Ce composant électronique non linéaire a pour particularité d'avoir une tension seuil avant laquelle sa résistance est infinie et à partir de laquelle sa résistance devient faible. Son rôle est donc de laisser passer le courant en parallèle du commutateur si la surtension dépasse sa tension seuil. Ainsi le passage de courant fait chuter la tension de manière à la maintenir en dessous de la tension seuil et ainsi protéger le commutateur. Une troisième diode (3) empêche les oscillations du courant électrique qui pourraient être liées à des capacités parasites. Les deux IGBT sont pilotés par un même signal déclencheur qui est inversé pour l'un des deux. Au moment de la commutation l'interrupteur numéro (2) s'ouvre en même temps que l'interrupteur numéro (1) se ferme. La valeur de la résistance R est la même que celle de la paire de bobine en régime continu. Le basculement vers le circuit purement résistif est fait pour que l'alimentation finisse de s'éteindre sans percevoir de changement trop brutal de sa charge.

Enfin les IGBT sont commandés par une tension de ± 15 V flottante. Un circuit annexe permet le contrôle rapide des IGBT. Ce circuit est présenté sur la figure 2.13. Un optocoupleur permet d'isoler le circuit de commutation du système de commande. La sortie de l'opto-coupleur est envoyée à un montage de type "push and pull" pour générer la tension de commande avec la puissance nécessaire à la polarisation des IGBT.

Au moment de la coupure la surtension maximale est fixée au borne de la bobine par la tension seuil de la varistance. À surtension fixée, la décroissance du courant obéit à la formule suivante :

$$\frac{dI}{dt} = V_{seuil}/L \quad (2.8)$$

où L est l'inductance de la charge et V_{seuil} la tension seuil de la varistance. L'inductance calculée d'une bobine PMO3D est de $465.1\mu\text{H}$ et donc le double pour la paire connectée en série si l'on fait l'approximation qu'il n'y a pas d'effets d'inductions mutuelles. Cette approximation est pessimiste car les bobines sont en configuration anti-symétrique et donc

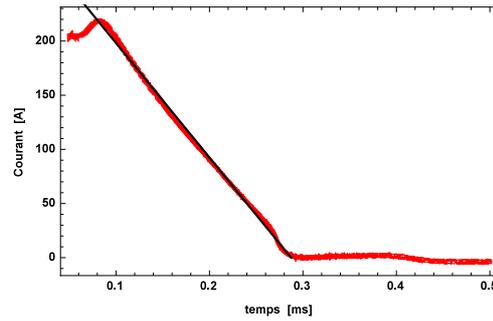


FIGURE 2.14 – *Mesure du courant dans les bobines du PMO3D au moment de la coupure. En trait fin un ajustement linéaire permet de d'évaluer une pente de $1.07 \text{ A} \cdot \mu\text{s}^{-1}$.*

l'inductance mutuelle a tendance à faire baisser l'inductance totale. La décroissance théorique est linéaire et la pente est de $0.65 \text{ A} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ pour une tension seuil de 600 V. Avec une pince ampère-métrique il est possible de mesurer le courant in situ durant la commutation. La courbe expérimentale est représentée en figure 2.14 Nous observons une décroissance linéaire dont la pente mesurée est de : $1.07 \text{ A} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Il faut donc $205 \mu\text{s}$ pour que les bobines passent de 220A à 0A.

Les bobines de champs magnétiques.

Grâce à des simulations numériques des champs magnétiques par la méthode des intégrales aux frontières il a été possible dimensionner les sources de champs magnétiques de l'expérience. Trois paires de bobines autour de la structure extérieure annulent les champs magnétiques parasites au niveau des atomes. Les bobines du PMO2D et du PMO3D produisent les quadrupôles de champ magnétique nécessaires au piégeage laser. Trois paires de bobines (BX, BY, BZ) en contact avec l'enceinte de condensation au plus près des atomes produisent des champs magnétiques les plus homogènes possibles de façon dynamique selon les besoins de la séquence expérimentale. Les bobines BY, BZ, et du PMO3D sont conçues pour produire les plus forts champs magnétiques. Par conséquent une circulation d'eau les refroidit activement et des commutateurs (IGBT) interrompent la circulation du courant électrique en moins de $205 \mu\text{s}$.

2.3 Le système laser.

Le système laser de notre expérience produit toutes les fréquences nécessaires au refroidissement, au pompage optique et à l'imagerie des deux isotopes du rubidium (87 et 85). Nous avons construit un système laser compact dans le but d'améliorer la stabilité long-terme en vue de longues campagnes de mesures. Sa conception, sa réalisation et sa caractérisation ont fait l'objet d'une partie de la thèse de Boris Decamps[44]. Dans cette partie, je décris le système laser avec ses mises à jour en mettant l'accent sur les nouveautés.

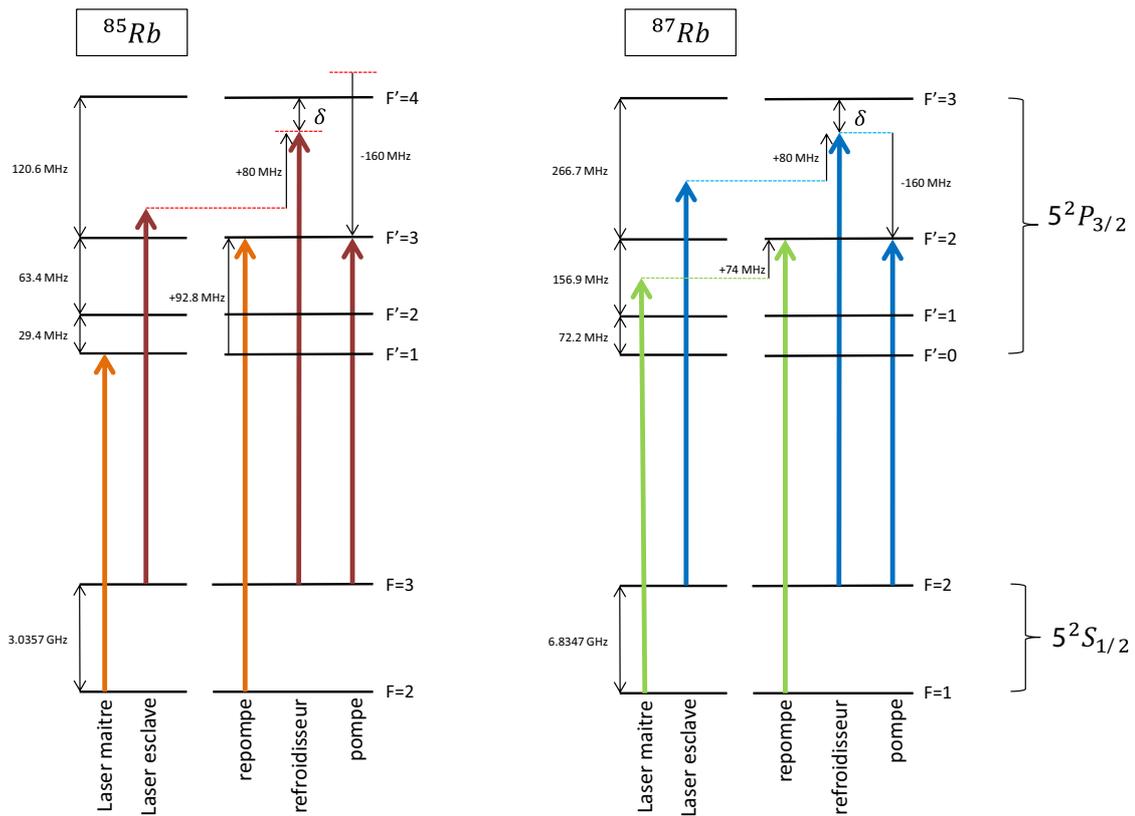


FIGURE 2.15 – Les structures électroniques hyperfines du rubidium 85 à gauche et 87 à droite. À gauche de chaque spectre les flèches de couleur indiquent les fréquences des sources lasers. À droite de chaque spectre on peut voir avec correspondance des couleurs les fréquences envoyées sur les atomes et en noir les décalages en fréquences par les AOM.

2.3.1 Vue d'ensemble.

Pour manipuler les atomes de rubidium, nous utilisons le transfert de quantité de mouvement entre un photon et un atome. Pour cela nous avons besoin de faisceaux lasers à une longueur d'onde de 780 nm accordés sur la raie D2 du rubidium (la transition $5^2S_{1/2}$ vers $5^2P_{3/2}$). Pour le refroidissement laser de chaque isotope, nous avons besoin de deux fréquences lasers appelées "refroidisseur" et "re-pompeur". La fréquence refroidisseur est accordée sur la transition hyperfine $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ dans le cas du rubidium 87 et $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ pour le rubidium 85. La seconde fréquence comme son nom l'indique permet de re-pomper les atomes qui se dés-excitent spontanément dans l'état fondamental. Cette fréquence est accordée sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ du rubidium 87 et $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ du rubidium 85. Les écarts entre les fréquences refroidisseur et re-pompeur sont respectivement 6.568 et 2.915 GHz pour les isotopes 87 et 85.

Enfin une troisième fréquence est nécessaire au pompage des atomes dans le sous niveau magnétique le plus piégeant avant la capture dans le piège magnétique. Pour cela nous avons besoin d'une fréquence laser sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pour le rubidium 87 et $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ pour le rubidium 85. Ces fréquences sont à 266.7 MHz et à 120.6 MHz

respectivement des fréquences d'imageries. Elles sont donc obtenues en prélevant une partie de la puissance de chaque faisceau refroidisseur auquel on soustrait une fréquence constante de 160 MHz. Tout comme pour l'imagerie, l'accord exact se fait en pilotant indépendamment les fréquences des deux laser refroidisseurs. La figure 2.15 permet de résumer graphiquement toutes les fréquences fournies par le système laser. Dans les parties qui suivent, je présente séparément les systèmes laser dédiés au rubidium 85 puis 87. En suivant, nous verrons l'architecture du banc optique.

2.3.2 Les sources lasers pour le ^{85}Rb .

Le système laser que nous utilisons pour le rubidium 85 est un système commercial de la compagnie Muquans[®]. Il repose sur la technologie des télécommunications optiques à 1560 nm. Cette longueur d'onde une fois doublée permet d'obtenir la lumière à 780 nm dont nous avons besoin. Les avantages de ce type de système sont sa compacité et sa robustesse venant du fait qu'il soit entièrement fibré. Son architecture est représentée sur la figure 2.16.

Deux diodes lasers DFB (Distributed FeedBack) sont asservies entre elles sur un principe de maître et esclave. La lumière de la diode maître est amplifiée par un EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplificator) de la compagnie Keopsys[®]. L'une des trois sorties 1.5 W de l'amplificateur est renvoyée dans le système Muquans[®] pour y être doublée dans un cristal PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). Une partie de la puissance en sortie du cristal est utilisée pour asservir la diode maître avec une absorption saturée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$. En sortie nous disposons de 280 mW qui serviront pour les faisceaux re-pompeur. La diode esclave quant à elle est asservie en phase à -49.5 MHz de la diode maître puis amplifiée par un EDFA interne au système Muquans[®]. Enfin la lumière est doublée par un second cristal PPLN. La lumière en sortie est répartie dans trois fibres sortant deux fois 160 mW et une fois 30 mW. En résumé, à l'entrée du banc optique nous disposons de quatre fibres contenant respectivement 160 mW, 160 mW, 30 mW de laser esclave et 280 mW de laser maître. Ces faisceaux sont injectés dans quatre AOM (Modulateurs Acousto-Optiques) de la compagnie Crystal Electronics[®] (ref : 3080-122) comme sur la figure 2.17. Ceux-ci sont utilisés pour décaler les fréquences optiques et pour contrôler temporellement les puissances en sortie de banc. Les AOM sont alimentés par des sources radio fréquence composées dans l'ordre d'un oscillateur contrôlé en tension (model ZX95-100-S+), un atténuateur variable (model ZX73-2500-S+) et enfin un amplificateur 25 dB (model ZHL-3A-S+). La tension de commande sur l'atténuateur variable permet de contrôler le taux de diffraction des AOM et ainsi de les utiliser comme des interrupteurs ultra-rapides. La seconde utilité est de décaler la fréquence optique en ajustant la tension de contrôle de l'oscillateur. Le laser maître étant asservi sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ doit être décalé de $+92.8$ MHz pour être résonant avec la transition re-pompeur. Le laser refroidisseur quant à lui est décalé de $+80$ MHz. Nous utilisons deux AOM pour le refroidisseur et deux AOM pour le re-pompeur de façon à contrôler séparément les puissances allant vers le PMO2D+pompe et celle allant vers le PMO3D.

Il est possible de piloter la différence de fréquence au niveau de l'asservissement de phase entre les deux diodes. Le battement optique à 1560 nm est comparé à la fréquence d'une DDS (Direct Digital Synthetizer). Cette DDS est synchronisée par une source externe à 25 MHz et programmable via un port Ethernet en face arrière. La relation entre la différence de fréquence re-pompeur-refroidisseur Δf_{rp-rf} et la fréquence de la DDS est

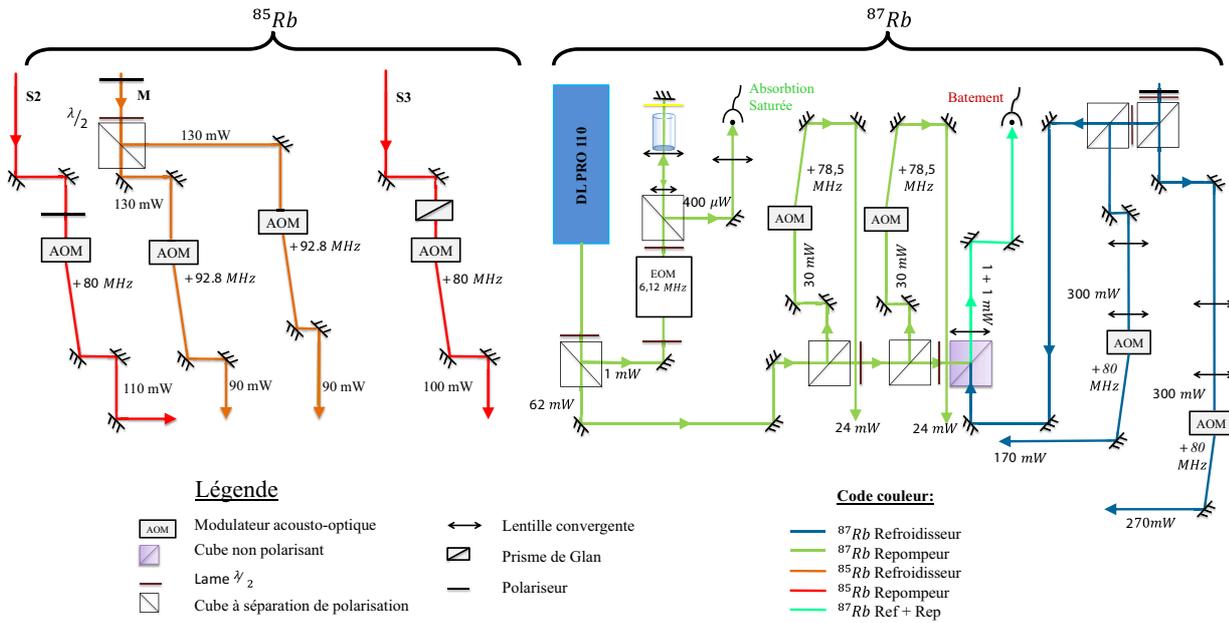


FIGURE 2.17 – AOM du banc optique principal

laser maître doit être décalé de +78.5 MHz pour être résonant avec la transition re-pompeur. Le laser refroidisseur quant à lui est décalé de +80 MHz, voir figure 2.17.

Pour asservir en fréquence le laser refroidisseur on observe le battement optique entre le laser toptica[®] et le laser Sacher[®]. Le schéma en figure 2.18 présente la chaîne de fréquence mini-circuit nécessaire pour traiter le signal et obtenir la correction à envoyer au laser Sacher[®]. 1 mW est prélevé sur chacun des lasers pour être superposé sur une photo diode (Hamamatsu[®] G4176-03) dont la bande passante est de 25 GHz. La fréquence de battement Δf_{Rp-Rf} pour que le refroidisseur soit à résonance est de $\Delta f_{Rp-Rf} = 6834.7 - 78.5 - 266.7 + 80 = 6569.5$ MHz. Le signal de la photo-diode est amplifié puis envoyé dans un mélangeur pour battre avec une référence hyperfréquence de 6.383 GHz. Cette seconde fréquence est produite par un VCO (voltage controlled oscillator) puis doublée et filtrée entre 5.4 GHz et 7 GHz. Cette fréquence peut être changée de façon dynamique en pilotant la tension du VCO. Le battement entre le signal du VCO et le signal de la photo diode oscille à une fréquence de 186 MHz qui sera amplifié puis converti en tension. Le convertisseur fréquence tension délivre une tension proportionnelle à la fréquence qu'il reçoit en entrant. En lui soustrayant une tension constante nous créons le signal d'erreur qui s'annule pour une fréquence de 186 MHz, fréquence à laquelle nous voulons asservir le battement. Ce signal d'erreur est traité par un PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) commercial (Servo Controller LB2001) de la marque Sacher[®]. Le signal d'erreur une fois traité est converti en courant et sommé au courant de la diode laser. Les courbes 2.20 et 2.21 sont des mesures expérimentales du signal d'erreur sortant du circuit fréquence tension au moment d'un saut de la commande. Cette mesure a été réalisée pour un saut correspondant à une différence de

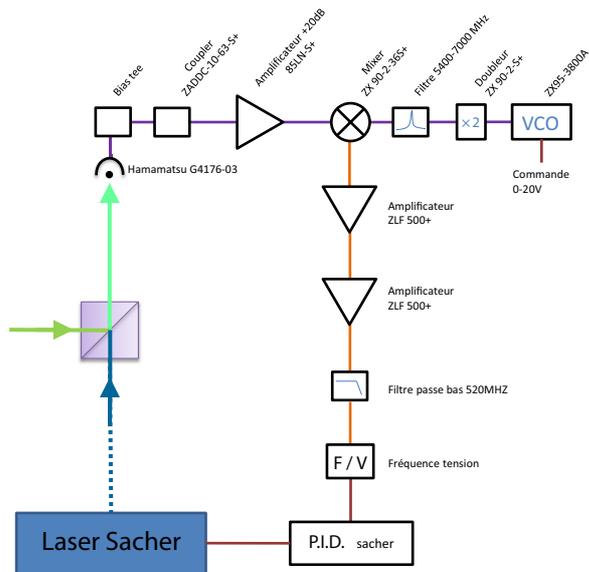


FIGURE 2.18 – Boucle d'asservissement de la diode refroidisseur sur la diode re-pompeur. Les flèches **bleue**, **verte** et **turquoise** représentent respectivement les faisceaux optiques du refroidisseur, du re-pompeur et de la superposition des deux. Les traits pleins **violet**, **orange** et **rouge** représentent respectivement la circulation d'hyperfréquences, de fréquences radio, et de basses fréquences.

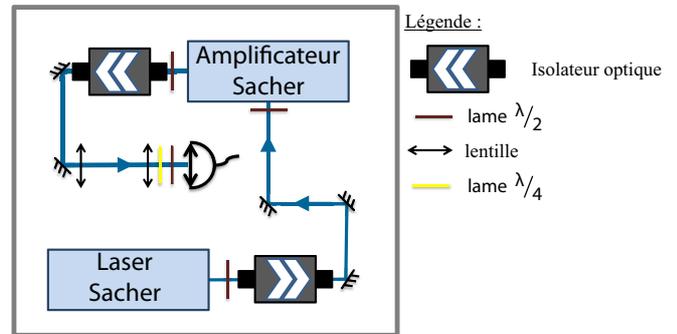


FIGURE 2.19 – Schéma du laser Refroidisseur 87

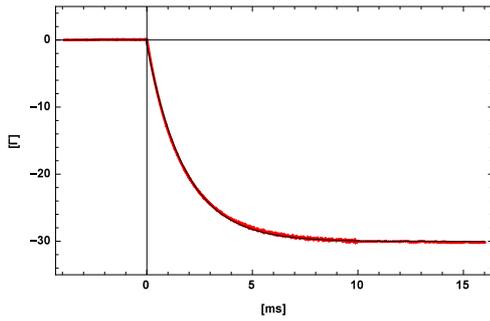


FIGURE 2.20 – Réponse indicielle du signal d'erreur correspondant à un saut de 30Γ de la commande avec la boucle d'asservissement ouverte. La dynamique est limitée à $\tau = 1.8 \text{ ms}$ par le temps de réponse du VCO.

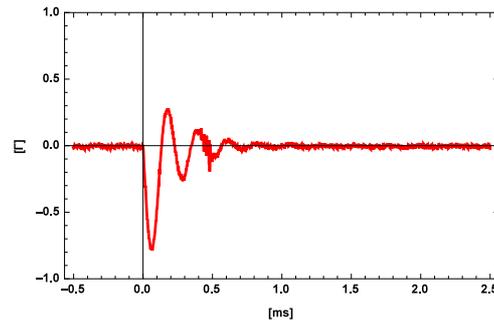


FIGURE 2.21 – Réponse indicielle du signal d'erreur correspondant à un saut de 30Γ de la commande avec la boucle d'asservissement fermée. L'écart maximum à la consigne est de 0.8Γ .

fréquence de 30Γ . La courbe de gauche correspond à une boucle d'asservissement ouverte et reflète la dynamique du VCO. On remarque que celui-ci tend exponentiellement vers sa valeur de consigne avec une constante de temps de 1.8 ms . La seconde courbe représente la même mesure dans le cas d'une boucle d'asservissement fermée et reflète la dynamique totale du système (circuit fréquence tension, PID, diode laser). On remarque qu'en moins d'une milliseconde la fréquence se stabilise pour suivre la valeur de consigne en s'écartant au maximum de 0.8Γ . La dynamique est donc limitée par le VCO mais est suffisante pour les besoins de l'expérience. En conclusion, nous disposons d'un laser re-pompeur asservi et stable et d'un laser refroidisseur ajustable rapidement sur une large plage de fréquence.

2.3.4 Répartitions des puissances dans les fibres du PMO3D et PMO2D.

Le banc optique est représenté partiellement trois fois dans ce chapitre. Le premier schéma 2.17 permet de visualiser comment chacun des quatre faisceaux (maîtres et esclave pour le rubidium 87 et le rubidium 85) sont séparés en deux pour être injectés dans deux AOM différents. Chaque paire d'AOM est injectée en parallèle pour pouvoir contrôler indépendamment les puissances envoyées vers le PMO2D, et vers le PMO3D. Les deux autres schémas partiels 2.22 et 2.23 du banc optique traitent de l'injection des fibres du PMO2D et du PMO3D.

Le second schéma optique 2.22 permet de visualiser comment les quatre fréquences optiques sortant des AOM du PMO3D (refroidisseur et re-pompeur pour le rubidium 87 et le rubidium 85) sont combinées puis injectées dans les fibres du PMO3D. Les faisceaux en sortie des AOM sont combinés sur des cubes non-polarisants (refroidisseur et re-pompeur) par espèce. Puis les faisceaux rubidium 87 et 85 sont superposés de la même manière avant d'être injecté dans quatre fibres différentes (Les trois faisceaux du PMO3D et un faisceau d'imagerie). Quatre obturateurs mécaniques sont placés entre les AOM et les fibres. Au moment de l'extinction des faisceaux du PMO3D les AOM sont coupés très rapidement, suivis des obturateurs, puis les AOM sont rallumés de façon à les maintenir en état stationnaire. Trois obturateurs SRS[®] (Stanford Research System) sont placés sur les trajets :

- Du faisceau PMO3D vertical quatre fréquences.

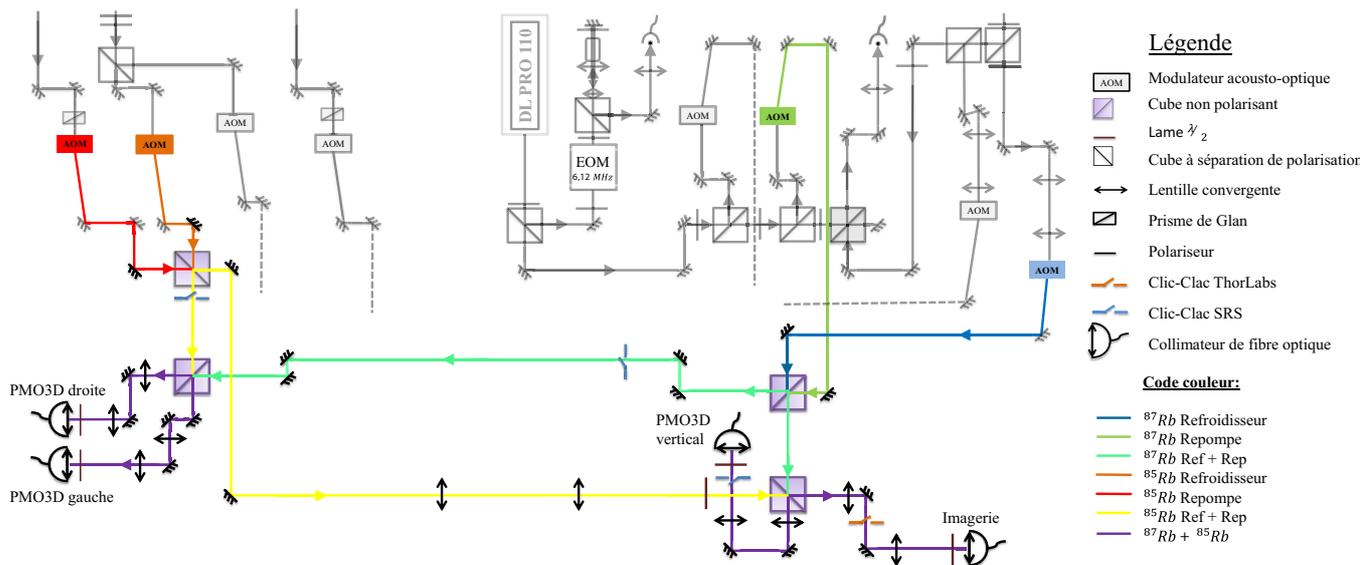


FIGURE 2.22 – Injection des quatre fréquences dans les fibres du PMO3D

- Du faisceau PMO3D horizontal rubidium 87.
- Du faisceau PMO3D horizontal rubidium 85.

Ces obturateurs ont une vitesse d'ouverture de $500 \mu\text{s}$ et un taux de répétition de 100 Hz.

Le troisième schéma optique 2.23 permet de visualiser comment sont préparés et injectés la pompe optique et les faisceaux du PMO2D. Les quatre faisceaux sortant des quatre AOM du PMO2D sont combinés par paire refroidisseur double espèces et re-pompeur double espèces contrairement aux fréquences du PMO3D. L'un des deux faisceaux refroidisseur est injecté dans un AOM double passage pour décaler la fréquence optique de -160 MHz et se rapprocher de la fréquence de la transition de pompe optique. Ce faisceau est ensuite recombinaison avec le faisceau re-pompeur double espèce puis injecté dans une fibre optique à maintien de polarisation. Le second faisceau refroidisseur double espèce est recombinaison avec le faisceau de re-pompeur sur un cube non polarisant. L'une de ses sortie est directement injectée dans la fibre du pousseur tant dis que l'autre sortie est injectée dans un amplificateur évasé. La lumière amplifiée permet d'injecter 180 mW dans chacune des fibres (verticale et horizontale) du PMO2D. Pour garder les AOM et l'amplificateur en régime stationnaire trois obturateurs sont installés sur les trajets :

- Du faisceau de sortie de l'amplificateur.
- Du faisceau d'entrée de la fibre pousseur.
- Du faisceau d'entrée de la fibre pompeur.

Ces obturateurs permettent aussi de s'assurer qu'aucune lumière ne parvienne aux atomes hors des étapes de refroidissement laser et d'imagerie. Un système SRS[®] est installé pour couper la pompe tant dis que les deux autres sont des systèmes Thorlabs[®]. Ces derniers systèmes ont une variabilité de fermeture de $\pm 8 \text{ ms}$ et un taux de cycle de 50 Hz . Les faisceaux PMO2D et pousseur ont un taux cycle de l'ordre du Hertz. Ils se ferment à la fin du chargement du PMO3D et ont une variabilité très inférieure au temps de vie du PMO3D qui est de 3 secondes.

Toutes les fréquences optiques sont injectées dans des fibres à maintien de polarisation

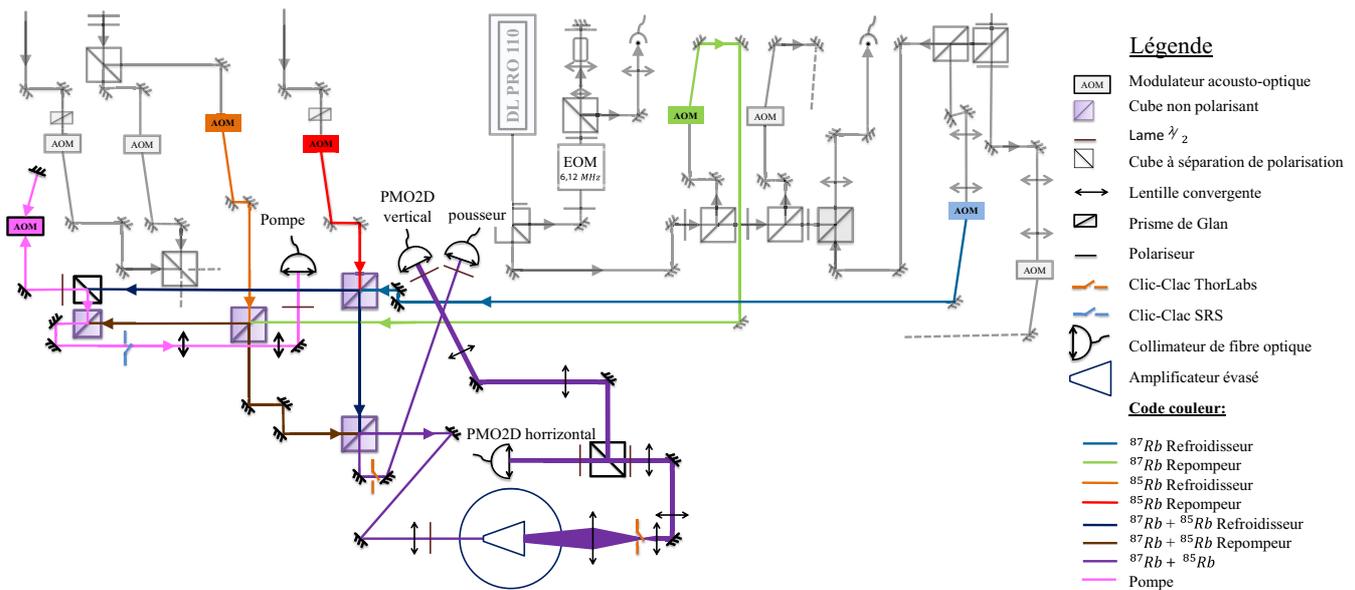


FIGURE 2.23 – Injection des quatre fréquences dans les fibres du PMO2D

pour être acheminées vers l'expérience. Deux fibres (2DH et 2DV) délivrant chacune 180mW sont insérées dans le PMO2D. Elles assurent le refroidissement vertical et horizontal du jet d'atomes destiné à charger le PMO3D. La puissance optique sortant de chacun des deux collimateurs de fibres est equi-répartie sur trois faisceaux par deux cubes à séparation de polarisation avant d'être envoyée sur les atomes. Les faisceaux sortant des collimateurs ont une forme elliptique mesurant $7\text{ mm} \times 3\text{ mm}$. De cette manière les trois faisceaux se recouvrent quasiment formant une nappe continue de lumière. Ils passent chacun par une lame quart d'onde avant d'être envoyés dans l'enceinte du PMO2D. Le pousseur quant à lui est inséré dans un collimateur ... de façon à ce que le faisceau passe dans le trou du vide différentiel de l'enceinte du PMO2D. Une lame demi-onde et un cube à séparation de polarisation permettent de régler finement la puissance transmise vers les atomes. La fibre de pompe optique est insérée dans un collimateur ThorLabs d'une taille $\omega_0 = 7\text{ mm}$. Ce faisceau passe par une lame demi onde et un cube à séparation de polarisation pour filtrer la polarisation et contrôler finement la puissance envoyée sur les atomes. Il passe ensuite par une lame quart d'onde pour circulariser sa polarisation avant d'être envoyé sur les atomes. Le faisceau est centré par rapport au miroir de la puce et en incidence normale.

Les trois fibres du PMO3D, sont insérées dans des collimateurs (Schäfter Kirchhoff, 60FC-Q-4-M75-13). Ces trois faisceaux sont collimatés avec une taille $\omega_0 = 7\text{ mm}$, et leur divergence est mesurée inférieure à 0.2 mrad sur une distance de 5m. Les faisceaux horizontaux (droite et gauche, 3DD 3DG) sont superposés, contra-propageant et réfléchis à 45° au centre du miroir de la puce. Les collimateurs intègrent une lame quart d'onde pour que la polarisation linéaire en sortie de fibre soit transformée en polarisation circulaire différente pour chacun de ces deux faisceaux. Le faisceau vertical (3DV) passe par une lame quart d'onde 2^e extérieur au collimateur pour pouvoir être superposé avec les faisceaux de l'interféromètre. Il est en suite rétro-réfléchi par un miroir horizontal maintenu avec une seconde lame quart d'onde sous le hublot 1^e. Le tableau ?? résume les puissances optiques disponible (en mW) par fréquence en sortie de chaque fibre.

	3DD	3DG	3DV	2DH	2DV	pousseur	pompe
Ref ^{87}Rb	35	35	49	180	180	12	7
Rep ^{87}Rb	3.5	3.5	3.5			1	1.7
Ref ^{85}Rb	12.5	13	14.7	170	155	8	3.4
Rep ^{85}Rb	3.4	4.1	1.8			2	1.8

TABLE 2.2 – Résumé des puissances lasers disponibles (en mW) pour chaque fréquence, en sortie de chaque fibre du banc optique.

Le système laser.

Le système laser de notre expérience produit les fréquences “refroidisseur”, “pompeur” et “repompeur” pour chacun des isotopes 87 et 85 du rubidium. Dans les deux cas, la fréquence du repompeur est asservie sur une transition du rubidium par absorption saturée et le laser refroidisseur est asservi grâce à la mesure du battement optique avec la fréquence du repompeur. Cette architecture permet de modifier de façon dynamique le désaccord du laser refroidisseur. La fréquence de pompe est générée à partir de la fréquence refroidisseur grâce à un modulateur acousto-optique. Les deux sources laser du ^{85}Rb sont intégrées dans un système de la compagnie Muquans[®] utilisant les technologies des télécommunications. Les sources laser du ^{87}Rb sont des diodes laser à cavité étendues à 780 nm. Deux amplificateurs évasés servent à amplifier le refroidisseur du ^{87}Rb et les faisceaux du PMO2D. Toutes les fréquences sont réparties dans sept fibres pour produire les trois faisceaux PMO3D, les deux faisceaux du PMO2D, le faisceau de pompe et le faisceau pousseur.

2.4 Contrôle de la séquence expérimentale.

Dans cette partie, je décris la façon dont tous les appareils sont coordonnés pour exécuter différentes séquences expérimentales comme montré en figure 2.24. La plupart des appareils de l’expérience sont pilotés par des signaux analogiques ou digitaux sortant d’une plate-forme PXI (Peripheral Component Interconnect eXtensions) National Instrument. La séquence expérimentale c’est-à-dire le chrono-graphe de la tension aux bornes de chacune des sorties de la plate-forme PXI est codée sous LabVIEW. Cela permet de réaliser toutes les étapes de la séquence avec un incrément de temps de 100 μs . La fin de celle-ci se conclut par une étape d’imagerie qui permet de faire des mesures sur le nuage. Un second programme d’imagerie codé lui aussi en LabVIEW permet de fixer les paramètres de fonctionnement de la caméra et de traiter les données. Ce programme fonctionne à la réception d’une paire d’images de la camera. Pour synchroniser les deux programmes, la caméra reçoit un signal déclencheur de la part du châssis PXI. Cependant certains instruments ont besoin d’instructions plus complexes comme le synthétiseur de l’asservissement en fréquence du laser Muquans et le synthétiseur VFG-150 qui génère la radio fréquence pour l’évaporation. Ces deux instruments sont synchronisés à la réception de plusieurs signaux digitaux provenant du châssis PXI mais leur programmation se fait soit par USB, soit par Ethernet. C’est pourquoi

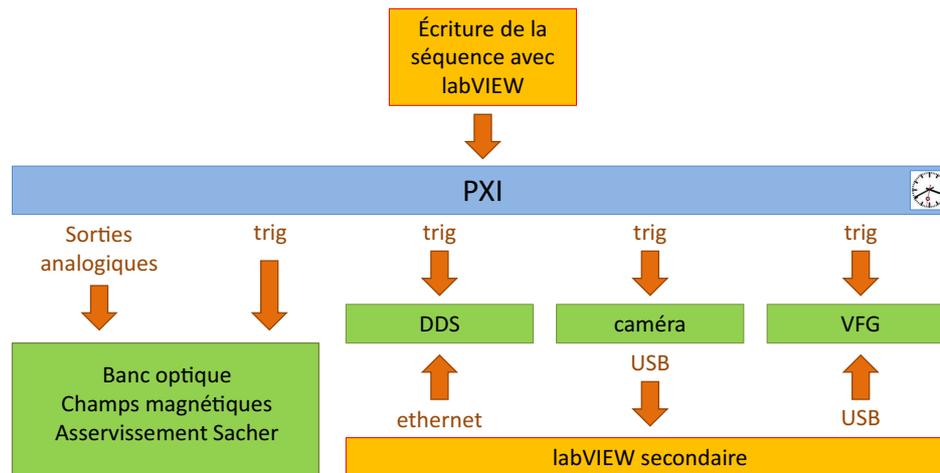
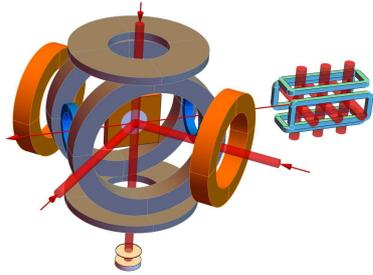


FIGURE 2.24 – Architecture du contrôle informatique de l'expérience. les programmes de pilotage de l'ordinateur de contrôle sont symbolisés en **orange**, la carte de génération des signaux de contrôle en **bleu** et les différents appareils de l'expérience en **vert**. Les flèches "**trig**" signifient l'envoi de signaux digitaux déclencheurs 0-5V.

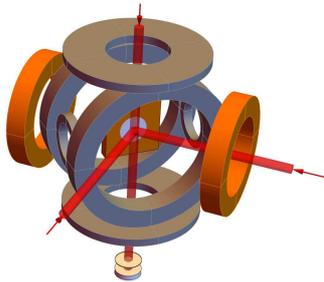
leur programmation est réalisée en même temps que celle de la caméra. Ainsi entre chaque séquence, après réception des images de la séquence précédente, le programme d'imagerie envoie les paramètres de la séquence suivante à la caméra et aux deux synthétiseurs.

2.5 Séquence expérimentale.

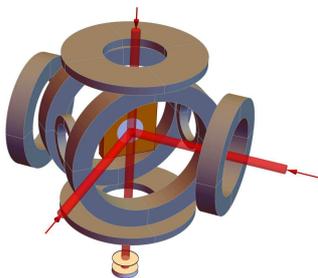
Dans cette dernière partie, je décris la séquence expérimentale dans ses grandes lignes telle que nous l'avons réalisée jusqu'à l'évaporation radio fréquence et telle que nous l'avons imaginée jusqu'à son but final. Les réalisations sont traitées plus en détail dans les chapitres 3 et 4 sur la puce millimétrique hybride et sur les résultats expérimentaux. La fin de la séquence expérimentale est traitée plus en détail dans le chapitre 5 sur les perspectives.



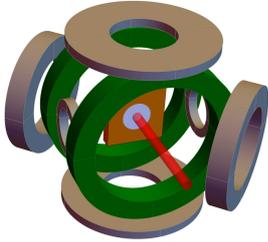
Chargement du piège magnéto optique 3D. La séquence expérimentale commence avec le chargement du PMO3D à partir d'un jet refroidi transversalement par le PMO2D. Cette étape dure 1 s et consiste à capturer un maximum d'atomes et à les refroidir aux alentours de $100 \mu\text{K}$. Les champs magnétiques (en **bleu ciel**) et tous les faisceaux (en **rouges**) du PMO2D et du PMO3D sont allumés. Les bobines BX (en **bleu**) sont parcourues par 2 A de manière à éloigner de la surface de la puce le centre du quadrupôle magnétique produit par les bobines du PMO3D (en **orange**). Ceci permet de charger un plus grand nombre d'atomes sans être limité par les collisions avec la surface du miroir.



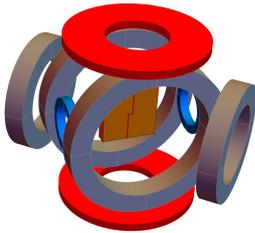
Compression du piège magnéto optique 3D. La seconde étape de 30 ms consiste à comprimer et approcher le nuage de la puce pour faciliter la capture par le piège magnétique. A partir de cette étape les faisceaux et champs magnétiques du PMO2D sont éteints. Pour comprimer le nuage les faisceaux PMO3D sont désaccordés progressivement vers le rouge jusqu'à -15Γ et le courant dans les bobines PMO3D (**oranges**) augmente progressivement jusqu'à 200 A. Au même moment le courant dans les bobines BX (**bleues**) diminue jusqu'à l'extinction pour approcher le nuage de la puce.



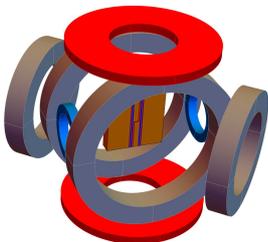
Mélasse optique. La mélasse optique vise à refroidir le nuage jusqu'à une température de $\sim 10\mu\text{K}$, pour faciliter le chargement dans le piège magnétique. Tous les champs magnétiques sont éteints et le laser refroidisseur est désaccordé à -18Γ . Le laser de re-pompe reste allumé jusqu'à la fin tandis que la puissance de refroidisseur diminue progressivement jusqu'à l'extinction.



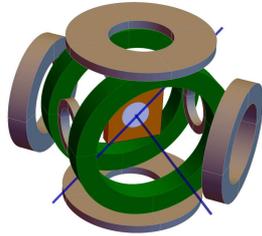
Pompage optique. Pour transférer les atomes dans le sous niveau magnétique le plus piégeant $|F = 2, mF = +2\rangle$ le faisceau pompe est allumé 2 ms. Ce faisceau (en **rouge**) est rétro réfléchi au centre du miroir de la puce. Les bobines BZ (**vertes**) sont brièvement allumées pour produire un champ de quelques Gauss dans l'axe du faisceau de pompage.



Capture des atomes dans le piège magnétique. la cinquième étape est la capture du nuage dans le piège magnétique. Ce piège est produit par l'addition des champs magnétiques produits par les bobines BY (**rouges**) et le fil de la puce (aussi en **rouge**). Les bobines BX (**bleues**) permettent de modifier la profondeur du piège magnétique pour optimiser le chargement.



Compression et évaporation dans le piège magnétique. La sixième étape est une étape de compression du piège magnétique et d'évaporation forcée. Cette étape est complexe et se divise en plusieurs parties que je traite plus en détail dans le chapitre 4. Les courants dans les bobines BY (**rouges**), dans les bobines BX (**bleues**), et dans les fils en "I" de la puce (**bleu**) augmentent progressivement pour comprimer le nuage d'atomes. Les fils **violet**s de la puce servent d'antenne radio fréquence pour forcer l'évaporation des atomes dans le piège magnétique.



Évaporation en présence de résonance de Feshbach. La septième étape permet de finir l'évaporation du nuage bi-espèces. Avec l'accroissement de la densité dans le nuage les collisions inélastiques avec le rubidium 85 augmentent. Ce phénomène rend le refroidissement par évaporation dans un piège magnétique impossible à partir d'une certaine température. Nous utiliserons alors les résonances de Feshbach pour modifier les longueurs de diffusions inter-atomiques. Pour cela le nuage sera transféré dans un piège optique dipolaire croisé pour terminer son évaporation en présence d'un champ magnétique homogène produit par les bobines BZ (**vert**). Le miroir de la puce est recouvert d'un revêtement dichroïque transparent à 1560 nm. Le faisceau traversant sera ensuite utilisé comme réseau optique pour déplacer le condensat au centre de l'enceinte à 5 mm de la surface de la puce.



Lancement et séquence d'interférométrie. Lors de la dernière étape le nuage sera lancé vers l'enceinte d'interférométrie haute dans laquelle il sera diffracté par une série de pulses laser pour réaliser la séquence d'interférométrie. Les deux cylindres **orange** et **vert** représentent les électrodes qui seront utilisées pour la première expérience que nous voulons mener, le test de la neutralité de l'atome.

Chapitre 3

Refroidissement laser.

“Fred- C’est pas un vrai laser ça. Tu veux en voir un vrai laser ? Allez Marcel c’est parti !
Jamy- Il en connaît un rayon...”

C’est pas sorcier : Les lasers

Les premières étapes de la séquence expérimentale utilisent différentes techniques de refroidissement et de piégeage par laser pour collecter et refroidir les atomes de rubidium depuis une vapeur thermique jusqu’à obtenir un nuage de 3×10^{10} atomes de rubidium à une température de $10 \mu\text{K}$. Ce chapitre traite de la mise en place des différentes étapes du refroidissement laser. Il commence par une présentation générale du principe de refroidissement et piégeage laser. Je poursuis par une description et une caractérisation de notre système d’imagerie qui nous fournit les résultats expérimentaux. Je présente ensuite les différentes étapes expérimentales dans l’ordre chronologique de la séquence. Je détaille les méthodes d’optimisation ainsi que la caractérisation expérimentale du nuage à chaque étape, depuis la collection des atomes dans le piège magnéto-optique à deux dimensions (PMO2D), jusqu’au pompage optique des atomes juste avant la capture dans le piège magnétique.

3.1 Le refroidissement laser.

Dans cette partie, je présente le principe des pièges magnéto-optiques (PMO). L’idée originelle a été proposée pour la première fois par J. Dalibard. Le PMO repose sur l’utilisation conjointe d’une mélasse optique et d’un gradient de champ magnétique. Le processus de refroidissement par mélasse optique a été suggéré en 1975 par T.W. Hänsch et A.L. Schawlow [148] puis réalisé expérimentalement dix ans plus tard par S. Chu et al. [149]. Le premier PMO a été obtenu expérimentalement pour l’atome de sodium en 1987 par E.L. Raab, S. Chu, et D. Pritchard [150]. Ce piège a pour but de confiner spatialement et de refroidir un nuage d’atomes. Ces recherches étaient motivées par l’exploration des propriétés collectives de gaz d’atomes à très basses températures, lorsque la longueur d’onde de de Broglie devient de l’ordre de la distance interatomique. Cependant la densité maximale dans l’espace des phases qu’il est possible d’atteindre avec une mélasse optique n’est pas suffisante pour observer ces effets collectifs.

3.1.1 Mélasse optique.

Dans le cas d'un atome à deux niveaux interagissant avec un champ électromagnétique monochromatique classique, l'évolution temporelle des populations d'atomes dans les différents niveaux est donnée par l'équation de Bloch optique. Ainsi dans le cas d'un régime stationnaire la population dans le niveau excité est donnée par :

$$P_E = \frac{1}{2} \times \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.1)$$

où $\delta = \omega_{laser} - \omega_{atome}$ est le désaccord entre la fréquence laser ω_{laser} et la fréquence de résonance atomique ω_{atome} . Le taux d'émission spontanée est donné par Γ . Le paramètre de saturation $s_0 = I_l/I_s$ est le rapport de l'intensité laser I_l par l'intensité de saturation I_s . En utilisant l'équation 3.1 il est possible de calculer le taux d'émission spontanée :

$$\gamma_{es} = \Gamma P_E. \quad (3.2)$$

Nous voyons ainsi que pour une forte intensité laser ($s_0 \gg 1$) le taux d'émission tend vers $\gamma_{es} \rightarrow \Gamma/2$ ce qui signifie que la population est équitablement répartie entre le niveau fondamental et le niveau excité. Le taux de diffusion en fonction du désaccord décrit une Lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est de :

$$\Delta_{\gamma_{es}} = \Gamma \sqrt{1 + s_0}. \quad (3.3)$$

Une augmentation du paramètre de saturation cause alors un élargissement de la raie.

Pour manipuler les atomes nous utilisons la conservation de l'impulsion lors de l'absorption d'un photon par un atome. Le transfert d'impulsion causé par l'absorption de photons provenant de la source laser se fait toujours dans la direction de propagation du faisceau laser. Tandis que l'émission spontanée s'effectue dans toutes les directions de l'espace. Par conséquent la force sur les atomes liée à l'émission spontanée est en moyenne nulle. Ainsi la force moyenne perçue par un atome dans un champ laser est donnée par :

$$\vec{F}_{dif} = \hbar \vec{k} \gamma_{es}, \quad (3.4)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde des photons incident. Dans une mélasse optique le ralentissement des atomes est rendu possible grâce à la sensibilité de cette force à la vitesse des atomes. L'effet Doppler modifie la condition de résonance $\delta = \delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$ où δ_0 est le désaccord du laser par rapport à la résonance, et \vec{v} est la vitesse de l'atome. Par conséquent, un désaccord du laser dans le rouge ($\delta_0 < 0$) favorise l'absorption des atomes ayant une vitesse dans le sens opposé à la propagation des photons. Ce phénomène combiné à l'utilisation de trois paires de faisceaux contrapropageant dans chacune des directions de l'espace permet la diminution de la dispersion de vitesse et ainsi le refroidissement du nuage d'atomes. En partant des équations 3.2 et 3.4 il est possible de calculer la force s'appliquant sur les atomes. Au premier ordre en v cette force peut s'écrire comme une force de friction :

$$\vec{F} = -\alpha \vec{v}, \text{ où } \alpha = \frac{8\hbar k^2 s_0 \delta_0}{\Gamma(1 + s_0 + \frac{4\delta_0^2}{\Gamma^2})^2}. \quad (3.5)$$

L'équation 3.5 suggère que les vitesses des atomes s'amortissent jusqu'à ce qu'elles soient nulles. Cependant l'impulsion des photons diffusés par émission spontanée exerce elle aussi une force. Cette force est en moyenne nulle mais elle provoque des fluctuations du mouvement des atomes de par la nature aléatoire de l'émission spontanée. Le taux d'émission spontanée γ_{es} est donné par l'équation 3.2 et l'écart type est donnée par $\sqrt{\gamma_{es}}$. Cette marche aléatoire mène à une dispersion en impulsion après une durée t d'exposition au laser de $\Delta p = \hbar k \sqrt{\gamma_{es} t}$. L'énergie moyenne est donnée par :

$$\langle E \rangle = \left\langle \frac{1}{2m} (p_0 + \Delta p)^2 \right\rangle = \frac{1}{2m} (p_0^2 + \Delta p^2) . \quad (3.6)$$

L'augmentation d'énergie cinétique causée par cet effet est donc donnée par :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \gamma_{es} , \quad (3.7)$$

tandis que l'énergie perdue par le processus de refroidissement est donné par : $\frac{dE}{dt} = Fv = -\alpha v^2$. Pour obtenir la vitesse limite on pose l'équation bilan de l'énergie à l'équilibre :

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \gamma_{es} - \alpha v_{limite}^2 = 0 . \quad (3.8)$$

Ainsi en supposant un désaccord minimum de une fois la largeur de la transition, le coefficient de frottement optimal est $\alpha = \hbar k^2/2$ et en supposant un nuage saturé ($\gamma_{es} = \Gamma/2$), on trouve la vitesse limite $v_{limite} = \sqrt{\frac{\hbar \Gamma}{2k_B}}$. En prenant l'énergie thermique qui est de $\frac{1}{2}k_B T$ par degrés de liberté, on trouve une température limite connue sous le nom de température Doppler :

$$T = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} . \quad (3.9)$$

Ceci nous donne dans notre cas une température limite de 144 μK . En réalité nous avons observé des températures inférieurs jusqu'à 10 μK . Ceci est possible par un processus de refroidissement sub-Doppler. Ce phénomène a été découvert expérimentalement par W.D. Phillips et son groupe en 1988 sur des atomes de sodium [151]. Il existe plusieurs mécanismes de refroidissement sub-Doppler basés sur la présence de gradients de polarisations. Une présentation et une comparaison des différents mécanismes est réalisée dans [152, 153].

3.1.2 Structure hyperfine.

L'atome à deux niveaux est une approximation d'une structure plus complexe. Nous allons voir dans cette partie comment se rapprocher expérimentalement de ce cas idéal. Pour notre expérience nous utilisons les isotopes 85 et 87 du rubidium. Leurs structures hyperfines ainsi que toutes les données de spectroscopie que j'utilise dans ce chapitre sont données dans [154, 155] pour chacun des isotopes. Nous utilisons la transition $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ correspondant à une longueur d'onde $\lambda = 780 \text{ nm}$. Dans le cas des deux isotopes les niveaux fondamentaux et excités de cette transition présentent une levée de dégénérescence en sous-niveau hyperfin. Pour discriminer les sous-niveaux hyperfins nous utilisons le nombre quantique F qui est la somme du spin électronique, du moment de l'orbitale et du spin nucléaire. Ceci mène à une division des deux niveaux en sous niveaux discriminés par les

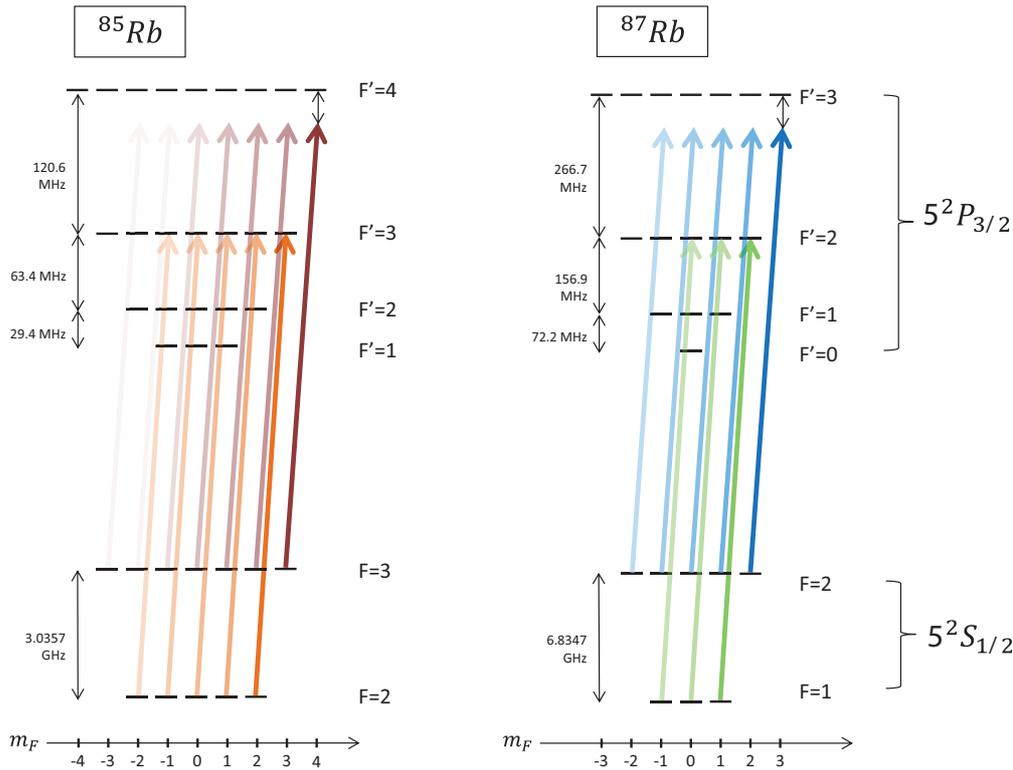


FIGURE 3.1 – Ce schéma représente les structures hyperfines du ^{85}Rb à **gauche** et du ^{87}Rb à **droite**. Les fréquences repompeur sont signalées en **Orange** et en **Vert** et les fréquences refroidisseur en **Bleu** et **Rouge**. Les sous-niveaux magnétiques sont représentés en l'absence de champ magnétique. Malgré leur dégénérescence on peut voir l'effet de la polarisation de la lumière sur l'accumulation d'atomes dans la transition fermée.

deux nombres $|F, m_F\rangle$ pour le niveau fondamental et $|F', m_{F'}\rangle$ pour le niveau excité, comme représenté en figure 3.1.

Le refroidissement et la capture d'atomes par interaction avec un laser nécessite l'utilisation de cycle d'absorption et d'émission spontanée sur une transition fermée. Pour cela les faisceaux laser “refroidisseur” sont polarisés circulairement et accordés proche de la transition entre les sous-niveaux supérieurs de l'état fondamental et de l'état excité, voir schéma 3.1. Ces transitions sont quasi fermées car les atomes peuvent éventuellement se désexciter, via le sous-niveau hyperfin inférieur de l'état excité, dans le sous-niveau de l'état fondamental $F = 1$ ou $F = 2$ respectivement pour ^{87}Rb et ^{85}Rb . Pour cela une seconde fréquence optique appelée “repompeur” est nécessaire pour ramener les atomes, depuis le niveau fondamental inférieur, vers la transition quasi-fermée. Ainsi cette combinaison de fréquences nous autorise à considérer le système d'un atome à deux niveaux en interaction avec le champ laser refroidisseur.

3.1.3 Le piège magnéto-optique 3D.

Le piège magnéto-optique est l'action conjointe d'une mélasse optique et d'un champ magnétique. Sous l'action du champ magnétique \vec{B} les sous-niveaux magnétiques hyperfins $|m_F\rangle$ ne sont plus dégénérés. La levée de dégénérescence entre ces sous-niveaux est appelée effet Zeeman et le changement d'énergie au premier ordre en $\|\vec{B}\|$ est donné par :

$$\Delta E = g_F m_F \mu_B \|\vec{B}\| , \quad (3.10)$$

où g_F est le facteur de Landé, et μ_B est le magnéton de Bohr. Cet effet sera développé plus en détail dans la partie du chapitre suivante sur le piégeage magnétique. Dans cette partie, nous supposons un suivi adiabatique des lignes de champ magnétique par le moment magnétique de l'atome. Nous prendrons donc l'axe orienté des lignes de champ magnétique pour définir l'axe de quantification de l'atome. Le schéma 3.3 résume les différents décalages en fréquence ($g_F \mu_B / h$), entre chaque sous-niveaux magnétiques de la transition refroidisseur pour les deux espèces (où h est la constante de Planck). La force exercée par la pression de radiation devient dépendante du champ magnétique et donc de la position des atomes dans ce champ. Cette levée de dégénérescence rend aussi cette force sensible à la polarisation des faisceaux. Comme on peut le voir sur la figure 3.3, deux polarisations circulaires différentes sont représentées pour une même fréquence optique, par conséquent leurs écarts à la résonance ne sont pas les mêmes.

Confinement spatial. Le confinement spatial d'un piège magnéto-optique nécessite un quadrupôle de champ magnétique. Ce champ peut être produit de différentes manières. Le plus simple est d'utiliser une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz ; ce que nous faisons dans le cas du PMO3D. Il est aussi possible de créer un quadrupôle à deux dimensions avec deux paires de bobines en configuration anti-Helmholtz deux à deux comme nous l'avons vu au chapitre précédent dans le cas du PMO2D. Une troisième méthode consiste à utiliser un fil en forme de "U" à la surface d'une puce, comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

La norme d'un champ quadrupolaire augmente linéairement dans toutes les directions de l'espace depuis son centre où le champ magnétique s'annule. Nous produisons un gradient de champ d'environ $b = 14 \text{ G.cm}^{-1}$ dans la direction de l'axe des bobines du PMO3D et de moitié moins dans toutes directions orthogonales à la première. Les faisceaux du PMO3D sont désaccordés de $\delta_{laser} = -2 \Gamma$ vers le rouge. Pour les deux isotopes la transition la plus proche de résonance se désaccorde de -1.39 MHz.G^{-1} . Il est possible de calculer cette force de rappel à une seule dimension en sommant les contributions de chaque faisceau contrapropageant données à l'équation 3.4. Les variations spatiales du désaccord laser perçu par chacun des deux sous-niveaux magnétiques les plus proches de la résonance sont données par :

$$\delta_{\sigma-} = \delta_{laser} + \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\| \quad (3.11)$$

$$\delta_{\sigma+} = \delta_{laser} + \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\| \times (1 - 2g_{F'}) \quad (3.12)$$

L'évolution spatiale de la force de rappel est tracée sur la figure 3.2. Au centre, à $\pm 0.65 \text{ cm}$, la force évolue linéairement avec la position, ce qui permet de la comparer à la force de rappel d'un ressort. La force individuelle de chaque laser, tracée en lignes pointillées, subit

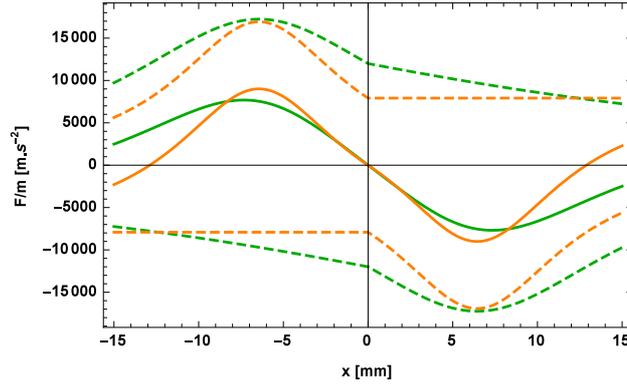


FIGURE 3.2 – Ce graphique représente la variation de la force de rappel perçue par les atomes dans un piège magnéto-optique. Les courbes **vertes** correspondent au ^{87}Rb et les courbes **oranges** correspondent au ^{85}Rb . Les **traits pointillés** représentent la force de chaque laser contrapropageant individuellement et les **traits pleins** représentent la somme des deux. Le calcul est réalisé à partir des équations 3.4 et 3.12 pour des atomes à vitesse nulle. Ces courbes prennent en compte les valeurs de saturations et de gradients expérimentales.

une discontinuité en zéro. Celle-ci est dû au changement de sens du champ magnétique et avec lui le retournement du spin atomique. La condition de résonance change donc avec l'inversion de la polarisation relative du faisceaux laser et de l'atome que l'on peut voir en figure 3.3. Pour simplifier le calcul nous ne considérons que les transitions les plus proches de la résonance car la transition dominante $\sigma-$ mène à l'accumulation d'atomes dans les sous niveaux magnétiques $|m_F = -2\rangle$ et $|m_F = -3\rangle$ respectivement pour le ^{87}Rb et le ^{85}Rb .

Alignement des polarisations. Comme pour la mélasse optique, l'implémentation de cette force de rappel en trois dimensions se fait en superposant six faisceaux, contrapropageants deux à deux dans les trois directions de l'espace. Les polarisations sont réglées de manière à ce qu'un faisceaux allant vers le centre du PMO soit polarisé circulaire gauche si $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} \geq 0$ et circulaire droit si $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} \leq 0$, où \mathbf{k} est le vecteur de l'onde laser. Pour satisfaire au mieux à ces conditions les faisceaux sont alignés sur les axes propres du champ quadrupolaire (voir figure 3.5). La figure 3.4 résume graphiquement les explications de cette partie sur le fonctionnement du PMO.

3.1.4 Différentes configurations.

Il existe un grand nombre de méthodes différentes pour satisfaire aux conditions à l'obtention d'un PMO. Dans cette partie, je passe en revue de façon non-exhaustive différentes configurations de PMO. Ces exemples choisis, ont pour but de situer notre expérience dans un contexte d'évolution technique et de justifier nos choix pour ce qui est du design de notre PMO actuel et des développements que nous envisageons.

La configuration standard. La méthode canonique consiste à utiliser six faisceaux laser différents (figure 3.5a.). Cette configuration est la première qui ait été réalisée [150]. Cette

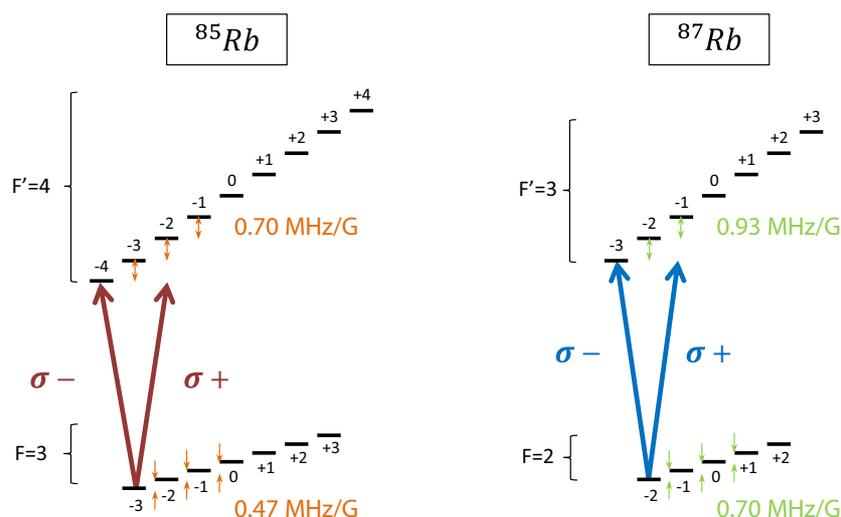


FIGURE 3.3 – Ce schéma représente la transition refroidisseur des structures hyperfines du ^{85}Rb à **gauche** et du ^{87}Rb à **droite**. Les flèches **Bleues** et **rouges** représentent les transitions “refroidisseurs” les plus proches de la résonance pour deux polarisations circulaires différentes. Les sous-niveaux magnétiques sont représentés en présence de champ magnétique. Les décalages en fréquence de chaque niveau avec son voisin le plus proche sont indiqués en **vert** et en **orange** pour le ^{87}Rb et ^{85}Rb .

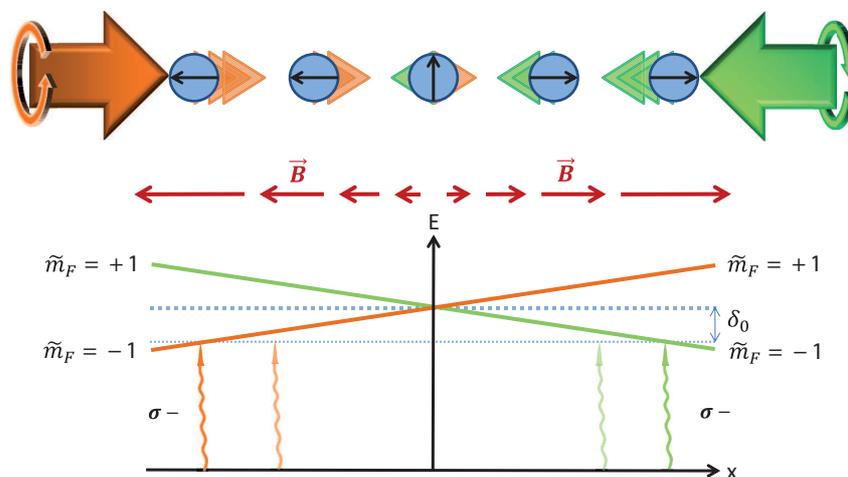


FIGURE 3.4 – Cette figure schématise l’action du PMO sur les atomes. Le haut de la figure représente plusieurs atomes (en **bleu**) à différentes distances du zéro de champ magnétique et dont le moment magnétique (**flèche noire**) est aligné avec le champ magnétique (en **rouge** au milieu de la figure). Les deux faisceaux lasers contrapropageants sont signalés en **vert** et en **orange**). Les flèches circulaires indiquent les polarisations circulaires différentes. En bas le diagramme en énergie indique le comportement des sous-niveaux magnétiques de la transition cyclante $|\tilde{m}_F\rangle$ et l’énergie des photons incidents avec une correspondance couleur.

méthode particulièrement simple a plus récemment démontré son efficacité dans l'étude de PMO contenant un très grand nombre d'atomes (1.4×10^{11} atomes de ^{87}Rb) dans [156].

Dans notre cas, l'utilisation de six faisceaux différents présente deux désavantages. Premièrement le recyclage de la lumière transmise permet d'augmenter l'intensité incidente sur les atomes à puissance laser constante. Pour cela il s'agit de rétro réfléchir les faisceaux après le passage dans le PMO. La polarisation est modifiée par l'ajout d'une lame quart d'onde entre les atomes et le miroir. Cependant un inconvénient apparaît avec cette méthode, car l'absorption du faisceau incident par le nuage crée un creux dans le profil d'intensité du faisceau réfléchi.

De plus, cette configuration à six faisceaux orthogonaux nécessite l'occupation de six accès optiques (voir figure 3.5a.). L'étude d'une puce à atome transparente est faite dans [157]. Cette puce est fabriquée par déposition de fils d'or sur un substrat de carbure de silicium (SiC). Ce substrat mono-cristallin est transparent à 780 nm (93 % de transmission en puissance). D'autre part la réduction de la section des fils est favorisée par l'excellente conduction thermique du SiC et la faible résistance thermique de contact entre le fil et le substrat. Cette configuration tout comme la configuration standard offre un grand volume de capture dans le PMO, car le croisement du centre des faisceaux peut être situé arbitrairement loin de la surface de la puce. Cependant la taille des conducteurs à la surface de la puce est limitée par l'occultation des faisceaux du PMO. Dans notre cas nous voulons augmenter la section des fils et placer un dissipateur thermique sous toute la surface de la puce pour accroître la densité de courant maximale circulant dans la puce.

Le piège magnéto-optique miroir. Nous avons opté pour la configuration du PMO miroir (PMOM) comme [158]. Cette stratégie a pour but d'augmenter la densité de courant circulant dans la puce pour accroître le volume de capture et la compression maximale du piège magnétique et ainsi augmenter le nombre d'atomes et réduire le temps de cycle.

Le PMOM consiste à réfléchir certains faisceaux à la surface d'un miroir en utilisant la propriété d'inversion d'une polarisation circulaire pour satisfaire les conditions nécessaires à la création d'un PMO. En effet la polarisation circulaire d'un faisceau change de sens (par rapport à sa direction de propagation) lors d'une réflexion à 45° sur un miroir.

En utilisant cette propriété il est possible de créer une grande variété de configurations de PMOM, comme par exemple avec un miroir en forme de pyramide creuse [113, 159], avec une forme de tétraèdre [160] ou bien avec un miroir plan et un champ alternatif [161]. Ces configurations fonctionnent avec un seul faisceau incident ce qui permet de réduire la puissance laser nécessaire et la taille du dispositif. Cependant les miroirs creux ne sont pas compatibles avec l'intégration d'éléments comme un PMO2D ou un interféromètre en configuration fontaine qui nécessitent un axe libre.

Notre PMOM utilise un miroir plan comme dans [158]. Deux schémas de principe sont représentés en figure 3.5 pour comparer le PMO avec le PMOM. Le faisceau dans l'axe des bobines est réfléchi à 45° de la surface de la puce pour être superposé avec l'une des autres paires de faisceaux orthogonaux. La troisième paire est par conséquent parallèle à la surface de la puce. Dans notre cas ce faisceau est vertical et les faisceaux réfléchis sont donc horizontaux. Cette stratégie a l'avantage de laisser l'axe vertical libre pour le lancement du condensat vers la chambre d'interférométrie haute. L'axe horizontal parallèle à la puce est utilisé pour l'arrivée des atomes depuis le PMO2D et pour l'imagerie. Enfin l'espace derrière le plan du miroir sera utilisé pour placer des conducteurs dédiés au piégeage magnétique des

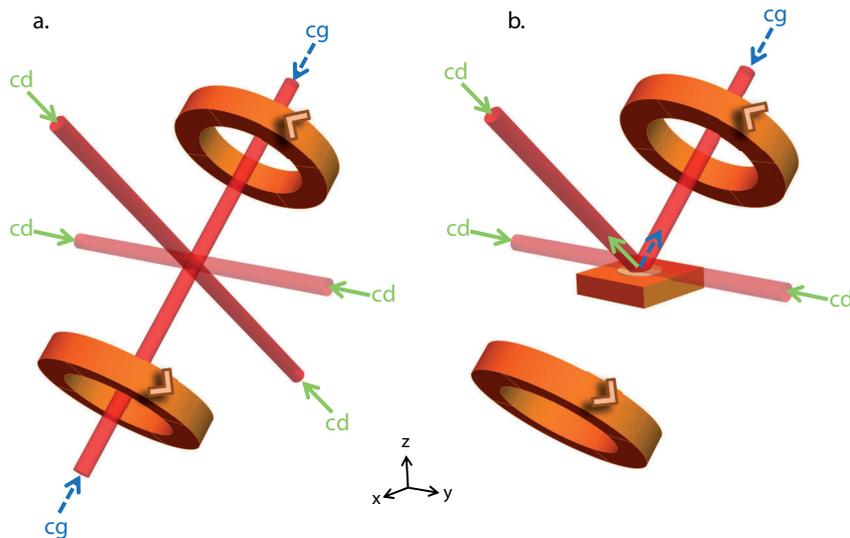


FIGURE 3.5 – Cette figure présente une comparaison des schémas du PMO standard (figure **a.**) et du PMO miroir (figure **b.**). Les flèches représentent les différents faisceaux, avec leur polarisation par rapport à leur direction de propagation : **bleues et pointillées** pour circulaire gauche et **vertes et pleines** pour circulaire droite. Les flèches **orange** indiquent le sens de circulation du courant dans les bobines.

atomes.

La transparence de la puce sera tout de même mise à profit pour le passage d'un faisceau dipolaire. Celui-ci ne nécessite qu'une très petite surface transparente. La surface actuelle est faite en BK7 et le support est percé en son centre d'un trou de 5 mm de diamètre. La déposition de fils en or sur un substrat de SiC est envisagée, et sera traitée dans le chapitre suivant. Dans les deux cas la surface de la puce est recouverte d'un revêtement dichroïque pour réfléchir les faisceaux du Piège Magnéto-Optique Miroir (PMOM) à 780 nm, tout en restant transparente à 1560 nm pour le faisceau du piège dipolaire.

Le champ magnétique quadrupolaire. Le quadrupôle magnétique peut être produit de plusieurs façon. Le quadrupôle magnétique de [162] est produit par une structure en "U" dont le rapport d'aspect est optimisé pour obtenir le meilleur alignement possible avec les faisceaux laser. La production du quadrupôle par une paire de bobines anti-Helmholtz nécessite une configuration moins compacte mais l'alignement entre le champ magnétique et les faisceaux laser est effective dans un plus grand volume. Ceci permet de capturer un plus grand nombre d'atomes. Des expériences comme [43, 163] utilisent les deux configurations successivement de façon à capturer un grand nombre d'atomes avec les bobines, puis à adapter la forme du PMOM au piège magnétique sur puce avec le PMOMU.

Dans notre expérience le PMOM est déplacé vers la puce pour faciliter le chargement du piège magnétique (voir figure 3.6. Sur l'axe normal à la puce passant par le centre le champ magnétique est orienté selon la direction X et change de sens de part et d'autre du zéro de champ magnétique. En appliquant un champ magnétique de biais dans la direction X il est possible de déplacer le zéro de champ vers la puce.

En résumé, le piège magnéto-optique à trois dimensions de notre expérience est constitué

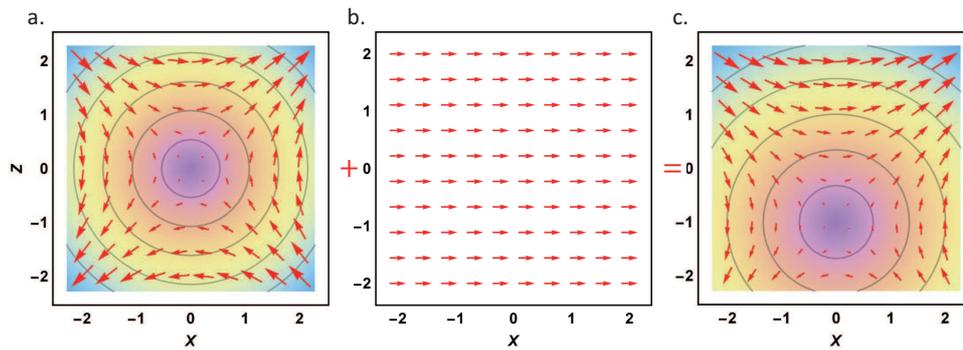


FIGURE 3.6 – Cette figure illustre le déplacement du PMO3D. Chacun des trois graphiques est une coupe à deux dimensions dans les directions X et Z représentant (en **rouge**) les composantes vectorielles dans le plan du champs magnétiques et en couleurs **pastel** la norme du champ. La surface de la puce se trouve en $z = -2$ mm. Le graphique **a.** représente le quadrupôle du PMO initial. Le graphique **b.** représente le champ homogène dans la direction X . Le graphique **c.** représente la superposition des deux premiers.

de trois faisceaux orthogonaux. Le faisceau vertical est rétro-réfléchi, tandis que les faisceaux horizontaux sont réfléchis l'un sur l'autre à 45° d'un miroir plan vertical. Le quadrupôle magnétique est généré par une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz. Le centre du quadrupôle peut être déplacé orthogonalement à la surface du miroir grâce à une paire de bobines placées sur l'axe horizontal parallèle à la surface du miroir. Le miroir a reçu un traitement dichroïque pour réfléchir la lumière à la longueur d'onde de 780 nm et transmettre la lumière à la longueur d'onde de 1560 nm.

Le refroidissement laser.

Le refroidissement laser repose sur le transfert de quantités de mouvement de photons vers les atomes. L'utilisation conjointe d'une mélasse optique et d'un gradient de champ magnétique permet de piéger spatialement et de refroidir un ensemble d'atomes. A cause de la séparation du niveau fondamental en deux sous-niveaux hyperfins, deux fréquences optiques sont nécessaires pour : transférer un maximum d'impulsions sur une transition quasi-fermée (le laser "refroidisseur") et repomper les atomes vers cette transition (le laser "repompeur"). Dans notre cas le quadrupôle de champ magnétique est généré par une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz. La configuration des faisceaux laser de notre piège magnéto-optique diffère de la configuration standard du fait que deux faisceaux horizontaux sont réfléchis à 45° d'un miroir plan.

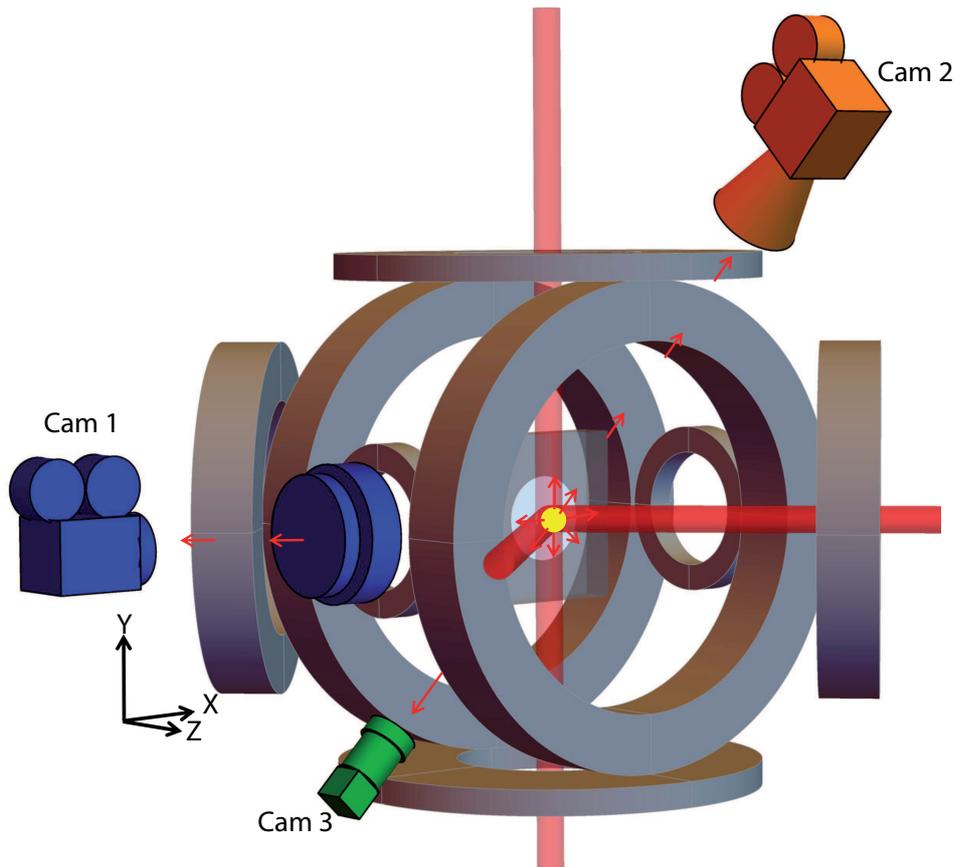


FIGURE 3.7 – Ce schéma présente une vue 3D du placement des détecteurs de fluorescence par rapport à certains éléments de l'expérience que nous avons vu dans le chapitre précédent (en **gris**). Les faisceaux laser du PMO servant à l'imagerie sont symbolisés en **rouge**. La photo diode (**Cam 3**) avec sa lentille de collection et son support d'ajustement de la focale sont schématisés en **vert**. La caméra de face (**Cam 2**) avec son zoom sont schématisés en **orange**. Enfin la caméra principale (**Cam 1**) avec son triplet et son doublet sont schématisés en **bleu**.

3.2 Le système d'imagerie par fluorescence.

La détection des atomes est réalisée en imageant les photons diffusés par les atomes du nuage. Trois détecteurs de fluorescence sont installés autour de l'enceinte octogonale pour effectuer des mesures sur le nuage d'atomes en son centre. La figure 3.7 permet de situer ces différents appareils de mesures par rapport aux autres éléments de l'expérience.

- **Cam 1.** Ce système nous fournit la majorité des mesures que nous effectuons sur les atomes (nombre d'atomes, taille du nuage et position). La prise de vue se fait à travers le hublot 2" de l'enceinte de condensation faisant face à la sortie du PMO2D. Ce système d'imagerie utilise une caméra à transfert de charges (CCD) de la marque PointGrey® (modèle : GS3-U3-14S5M-C).
- **Cam 2.** Ce système est dirigé à 45° de l'axe normal à la puce vers le haut, et collecte la fluorescence à travers le grand hublot central de l'enceinte de condensation. Le système optique de collection est un zoom commercial (7000 Navitar TV) et la caméra est un

système identique à celui de la Cam1. Cette caméra permet principalement la mesure de la dimension du nuage selon l'axe X (du PMO2D). Son grandissement est calibré par la mesure du diamètre du fil de la puce et du trou de passage du faisceau dipolaire dont les dimensions sont connues.

- **Cam 3.** Une photo diode de diamètre $\phi = 4$ mm est placée à 45° de l'axe du PMO2D. Elle collecte la fluorescence du PMO3D à travers l'un des hublots 2" de la chambre de condensation, via une lentille de collection de diamètre 1" et de focale 50 mm. Elle permet d'estimer le nombre d'atomes dans le PMO3D en temps réel. Nous l'utilisons pour optimiser le chargement du PMO3D. Le nombre d'atomes est calibré par comparaison avec un autre système d'imagerie (Cam 1).

Dans cette partie, je détaille exclusivement le système d'imagerie principal (Cam 1). Il a été installé sur l'expérience au début de l'année 2017. Par conséquent certains résultats que je présente dans ma thèse sont issus d'observations faites avec le système précédent. Ce système utilisait la même caméra avec une optique de collection différente. Je commence par expliquer la manière dont nous avons calibré le nombre d'atomes puis je décris succinctement le système optique, sa conception et sa caractérisation.

3.2.1 Imagerie par fluorescence.

A la fin de chaque séquence nous éteignons tous les champs magnétiques et les différents faisceaux laser pour laisser le nuage s'étendre et tomber durant un certain temps de vol t_{tof} . Nous allumons ensuite tous les faisceaux du PMO pendant $200 \mu s$. Ces faisceaux contiennent les fréquences repompeur et refroidisseur pour le rubidium 87 ou le rubidium 85. Le flash de lumière est réalisé en commandant les modulateurs acousto-optiques. Le temps de montée et de descente est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. La caméra est déclenchée au début du flash et son temps de pose varie entre $30 \mu s$ et $200 \mu s$ respectivement pour l'observation d'un grand nombre d'atomes ou d'un nombre plus réduit. L'opération est répétée une seconde fois pour imager la lumière parasite du fond et ainsi la soustraire à l'image avec les atomes.

La conversion du signal de la caméra. Le capteur CCD permet d'effectuer une mesure du nombre d'atomes et de leur répartition spatiale projetée dans le plan d'observation. La caméra principale est orientée selon l'axe X. Par conséquent, elle intègre le signal de fluorescence émis par le nuage dans la direction X et pendant le temps de pose $\tau = 30$ à $200 \mu s$. Le nombre de photons N_{ph} reçu par les pixels du capteur est converti en nombre d'électrons N_{e^-} . La conversion en fonction du gain de la caméra G est donnée par la formule suivante :

$$N_{ph} = 10^{-(G-20)/19} 340 N_{e^-} . \quad (3.13)$$

Cette formule est le résultat de la calibration par la mesure d'un faisceau laser de référence à 780 nm pour différents gains et nombre de pixels [44]. Enfin l'image obtenue est intégrée dans les deux directions de l'espace dans un cadre donné. Ceci permet de déduire le nombre de photons reçu dans une zone du capteur excluant la réflexion sur le miroir et pendant un temps donné.

Angle Solide. L'angle solide de collection de la caméra principale est limité par le diamètre du hublot et la surface de la puce. Nous calculons cet angle à l'aide de la figure 3.8. L'angle

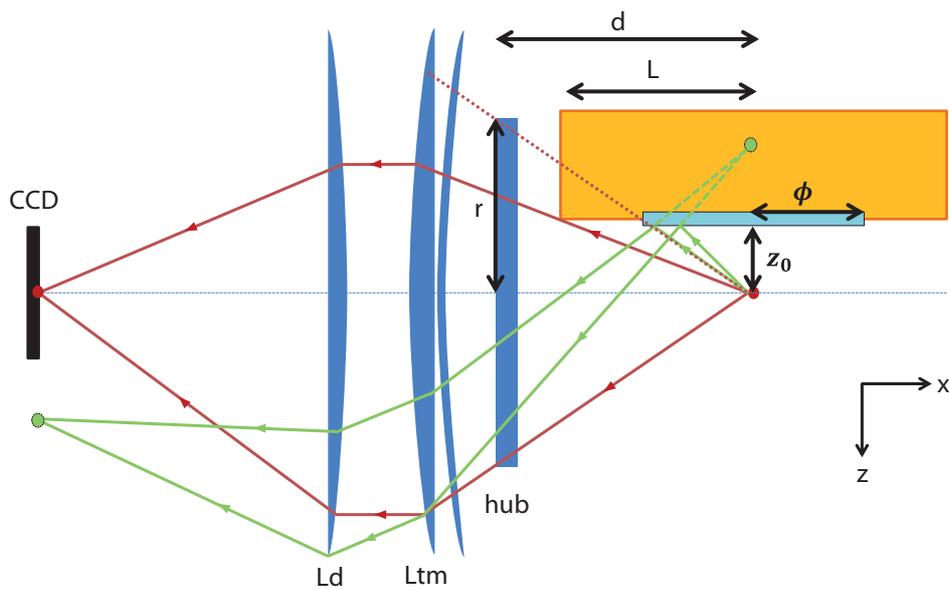


FIGURE 3.8 – Cette figure est un schéma optique (pas à l'échelle) de la coupe du système de détection principal. En **rouge** on peut voir le tracé de rayons depuis le nuage jusqu'au détecteur CCD en passant par le hublot (hub), les lentilles de collections (doublet + ménisque) (Ldm), et le doublet (Ld). Les **pointillés rouges** symbolisent un rayon coupé par la puce qui réduit l'angle solide de collection. les rayons **verts** permettent de visualiser le trajet des rayons réfléchis par le miroir. Ces rayons arrivent hors du cadre de la CCD et ne sont pas comptabilisés dans le calcul du nombre d'atomes. $L = 45.5$ mm est la demi largeur de la puce. Le hublot a un rayon $r = 50.8$ mm et se trouve à une distance $d = 93.8$ mm du centre du nuage. z_0 est la distance entre le miroir et le nuage et $\phi = 35$ mm le rayon du miroir.

solide limité par le hublot de rayon r à une distance d du centre du nuage est donné par :

$$\kappa_{hublot} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\arctan(r/d)} \sin(\theta) d\theta , \quad (3.14)$$

où la distance $d = 93.8$ mm et le rayon $r = 50.8$ mm. Le rapport de cet angle solide par l'angle solide maximal est : $\kappa_{hublot}/4\pi = 6.03$ %. La diminution de cet angle par la surface dépend de la distance z_0 du centre du nuage par rapport à la puce.

$$\kappa_{total} = \kappa_{hublot} \left(1 - \frac{1}{\pi r^2} \int_{-\arccos(\alpha/r)}^{\arccos(\alpha/r)} \int_{\alpha/\cos(\varphi')}^r r' d\varphi' dr' \right) , \quad (3.15)$$

où $\alpha = z_0 d/L$ et $L = 45.5$ mm est la demi largeur de la surface de la puce. Nous ne considérons pas la surface réfléchissante de la puce car l'image est cadrée numériquement pour ne pas prendre en compte la réflexion (voir figure 3.8). En effectuant un développement au premier ordre en z_0 on obtient :

$$\kappa_{total} = \kappa_{hublot} \left(\frac{1}{2} + 0.0129 z_0 \right) , \quad (3.16)$$

où z_0 est exprimé en mm. Nous prenons un angle solide fixe calculé à 3.5 mm de la puce. Cette distance est la position typique de la mélasse cette approximation mène à une erreur de sous-estimation du nombre d'atomes maximal de 9 % pour un nuage plus proche de la puce.

Effets de la densité. La densité du nuage peut être un biais expérimental à la détermination du nombre d'atomes. Un effet d'ombre peut réduire l'intensité du faisceau sonde perçue par les atomes du centre du nuage. Par conséquent ces derniers n'émettront pas au même taux que ceux de la couche extérieure. Un autre phénomène est la réabsorption des photons émis au centre du nuage par la couche extérieure. Ces deux phénomènes mènent à une sous-estimation du nombre d'atomes pour un nuage trop dense.

Pour étudier l'effet de la densité sur l'intensité lumineuse perçue par les atomes, considérons un nuage symétrique dont la densité est décrite par :

$$n(\mathbf{r}) = \frac{N}{(\sqrt{2\pi}\sigma)^3} e^{-r^2/2\sigma^2} . \quad (3.17)$$

Un nuage typique dans notre expérience après la compression du PMO compte $N \simeq 3 \times 10^{10}$ atomes et a une largeur $\sigma \simeq 1$ mm. Nous voyons sur le schéma 3.17 que la réflexion des faisceaux horizontaux à 45° de la puce empêche que le nuage soit affecté par sa propre ombre lors du second passage du faisceau. Cependant c'est le cas pour le faisceau vertical qui est retro-réfléchi. Lors de son premier passage à travers le nuage nous considérons une répartition moyenne de l'intensité $I_V = 0.86 \times P_V/\pi\omega_0^2$ car 86% de la puissance lumineuse se trouve dans un cercle de rayon ω_0 . Dans le cas du faisceau vertical $P_V = 49$ mW et $\omega_0 = 0.7$ cm. Nous avons vu avec l'équation 3.2 la fréquence d'émission des atomes en fonction de la saturation et du désaccord de l'onde lumineuse. Ceci nous permet d'écrire la variation de l'intensité du faisceau vertical lors de sa propagation à travers le nuage :

$$\frac{dI_v}{dy} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + (2\delta/\Gamma)^2} \frac{I_V}{I_H + I_V} n(\mathbf{r}) \hbar\omega , \quad (3.18)$$

où $I_H = 78 \text{ mW.cm}^{-2}$ est l'intensité des faisceaux horizontaux que l'on supposera constante dans un premier temps. Le faisceau se propage dans la direction Y, et $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$ est le paramètre d'impact. Enfin le paramètre de saturation est donné par $s = (I_H + I_V)/I_s$. Où $I_s \sim 3.6 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour le ^{87}Rb . Cette équation différentielle est résolue numériquement et les solutions sont présentées sur la figure 3.9. Le graphique a. permet de voir par exemple que pour un paramètre d'impact $\rho \leq \sigma$, les atomes dans la seconde moitié du nuage reçoivent moins d'un tiers de la puissance initiale. Pour évaluer l'erreur sur la détermination du nombre il est possible de calculer le taux d'émission moyen des atomes grâce à l'intégrale de recouvrement prenant en compte la variation spatiale de la saturation $s(\mathbf{r})$; ce qui nous donne :

$$\gamma_{\text{moy}} = \int_{-\infty}^{\infty} n(\mathbf{r}) \frac{\Gamma}{2} \frac{s(\mathbf{r})}{1 + s(\mathbf{r}) + (2\delta/\Gamma)^2} d\mathbf{r} . \quad (3.19)$$

L'erreur relative dans ce cas est de 32 % pour un seul faisceau, à désaccord nul. Par conséquent ce phénomène sommé sur les trois paires de faisceaux à résonance, engendre une sous-estimation du nombre d'atomes d'un facteur ~ 3 . Sur la figure 3.10, on peut voir que cette erreur diminue rapidement avec l'augmentation de la taille du nuage et du désaccord des faisceaux. Une mesure typique se situe habituellement en dessous de la barre des 60 % au total, grâce à l'expansion du nuage lors du temps de vol et au désaccord du laser d'imagerie.

Sur la figure 3.9 b. nous voyons que l'intensité du faisceau vertical est fortement diminuée après traversée du nuage. Le faisceau vertical est rétro réfléchi. Selon son alignement l'ombre portée par le nuage à l'aller peut diminuer l'intensité du faisceau retour. Le cas extrême d'une extinction totale du faisceau retour, mène à une sous-estimation du nombre d'atomes de 41 %. Enfin l'intensité perçue par les atomes a été approximée comme étant la moyenne du profil gaussien des faisceaux. Si les atomes se trouvent tous au centre du faisceau gaussien, l'intensité perçue est doublée. Ceci mène à une erreur de surestimation du nombre d'atomes allant de -0.6 % pour un désaccord nul, jusqu'à -29 % pour un désaccord de -10Γ .

Pour conclure sur les effets de densité l'estimation absolue du nombre d'atomes à mieux que ± 60 % est difficile. Une grande partie de nos observations se basent sur des mesures relatives du nombre d'atomes. La variation du nombre d'atomes est connue à mieux que 10 % pour des changements de la taille du nuage ou de sa position de 100%.

Calibration de la saturation. Au moment de l'imagerie, le champ magnétique est ~ 0 et nous ne pouvons pas définir d'axe de quantification commun au moment magnétiques des atomes. C'est pourquoi nous prenons l'intensité de saturation donnée pour une polarisation isotrope $I_s = 3.57713 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour le ^{87}Rb et $I_s = 3.89509 \text{ mW.cm}^{-2}$ pour le ^{85}Rb .

Pour tester l'intensité perçue par les atomes nous avons fait varier l'intensité de tous les faisceaux d'imagerie. La figure 4.15 présente l'évolution du signal de fluorescence en fonction de l'intensité des faisceaux d'imagerie pour le rubidium 87 et 85. Les résultats expérimentaux sont ajustés par la fonction théorique $\frac{\alpha I/I_s}{1 + \alpha I/I_s}$. Le facteur de correction de l'intensité expérimentalement perçue par les atomes est α . La mesure est de 29% et 88% respectivement pour le rubidium 87 et 85. La différence peut s'expliquer par le fait que nous disposons de moins de puissance laser à la fréquence du rubidium 85 et par conséquent la transition est moins saturée. Ces facteurs de corrections mènent à une erreur d'estimation du nombre d'atomes de 0.6% et 3.3%, dans le cas de faisceaux laser à pleine puissance et à résonance. Ces erreurs ne sont pas prises en compte dans le calcul du nombre d'atomes car elles dépendent de la position et la forme du nuage.

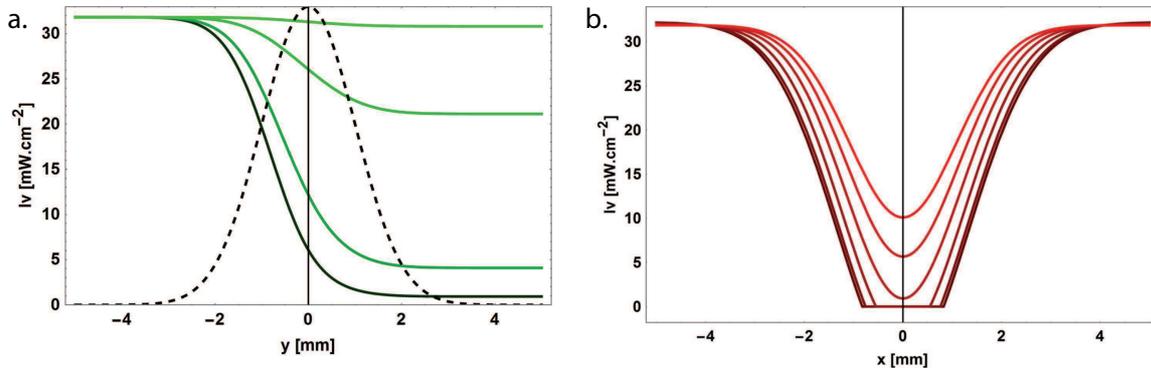


FIGURE 3.9 – Cette figure représente l'évolution de l'intensité lumineuse du faisceau vertical lors de son passage à travers un nuage dense. Le graphique **a.** représente la variation d'intensité d'un rayon, à résonance, selon sa direction de propagation, lors de son passage à travers le nuage (symbolisé en **pointillés** et en unité arbitraire). Les différentes courbes sont réalisées pour différents paramètres d'impacts, du **vert** le plus **foncé** au plus **clair** $x = (0; 1; 2; 3)$ mm. Le graphique **b.** représente une coupe transversale de l'intensité du faisceau après passage à travers le nuage. Chaque courbe est réalisée pour un désaccord différent, du **rouge** le plus **foncé** au plus **clair** $\delta = (0; -1; -2; -3; -4; -5; -6)$ Γ .

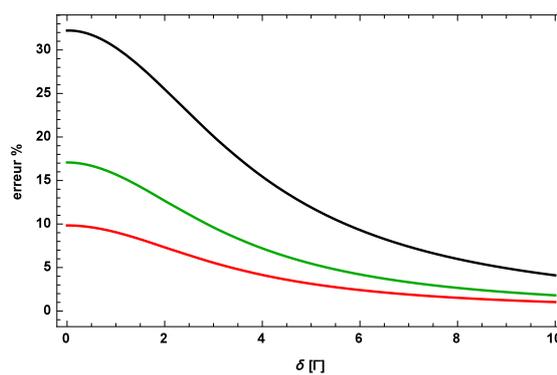


FIGURE 3.10 – Ce graphique représente la variation de l'erreur relative sur l'estimation du nombre d'atomes en fonction du désaccord. Trois courbes sont tracées pour trois tailles de nuages différents. **Noir** pour $\sigma = 1$ mm, **vert** pour $\sigma = 1.5$ mm, et **rouge** pour $\sigma = 2$ mm.

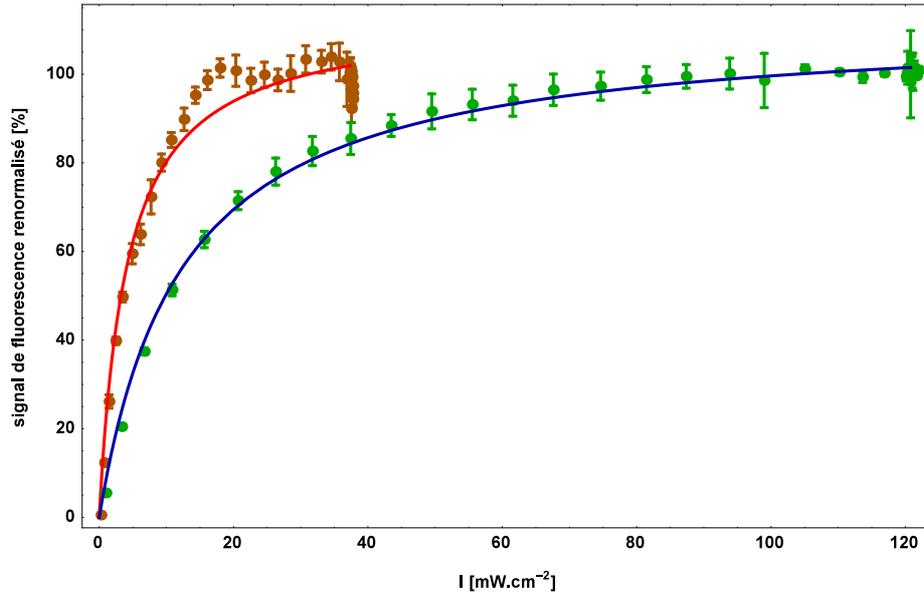


FIGURE 3.11 – *Signal de fluorescence en fonction de l'intensité des faisceaux d'imagerie à résonance. Les résultats expérimentaux sont en **vert** et **orange** respectivement pour ^{87}Rb et ^{85}Rb . Les ajustements théoriques permettant d'extraire les corrections sur l'intensité perçue par les atomes sont en **bleu** et **rouge** respectivement pour ^{87}Rb et ^{85}Rb .*

Bruit de fond. Enfin la mesure du bruit de fond après soustraction des images en l'absence d'atomes est de $-1.68 \pm 2.97 \times 10^5$ en nombre d'atomes estimés pour le rubidium 87 contre $-1.63 \pm 37.1 \times 10^4$ pour le rubidium 85 (sur 200 images). Ce bruit semble être dû au bruit de puissance laser diffusée par des poussières à la surface du miroir. Ce problème peut être résolu en nettoyant la surface du miroir et en asservissant la puissance du laser. Le bruit de fond sans laser est compris dans l'intervalle $\pm 10^3$ (en nombre d'atomes). Ce bruit est dû au bruit électronique de la caméra. Ce problème sera résolu avec l'achat d'une nouvelle caméra bas bruit.

3.2.2 Objectif de collection de la fluorescence.

L'objectif de la caméra principale est constitué d'un ménisque, d'un premier doublet Melles Griots[®] (HAP-100.0-20.0) et d'un second doublet Thorlabs[®] (AC508-150-B) (voir figure 3.8). Le ménisque permet de corriger les aberrations sphériques introduites par le hublot de 10 mm d'épaisseur. Le premier doublet a une distance focale de 100 mm et une ouverture numérique de 0.2. Ces deux éléments sont à une distance de 150 mm du centre du nuage, correspondant à la distance focale de l'ensemble Hublot, ménisque, doublet. Les rayons parallèles passent ensuite dans le second doublet de focale 150 mm pour obtenir un grandissement ~ 1 sur le capteur de la CCD. Le dimensionnement de l'ensemble a été réalisé à l'aide simulations numériques avec le logiciel Zemax[®]. La résolution limite calculée est de $5 \mu\text{m}$. Avant d'être installé nous avons testé la résolution du système à l'aide d'une mire en transmission. Les plus petites graduations discernables sont espacées de $7 \mu\text{m}$. La résolution actuelle est limitée par la taille des pixels de la caméra. Cette résolution est suffisante pour discrétiser la double distribution d'un nuage thermique contenant un condensat mesurant

une centaine de micromètres après un temps de vol de 20 ms.

3.2.3 Mesures par la technique du temps de vol.

La méthode du temps de vol est couramment employée dans les expériences d'atomes froids. Cette méthode a été initialement développée dans le domaine des atomes froids en observant le signal de fluorescence sur un photo multiplicateur d'un nuage passant à travers une nappe de lumière résonante [151]. Dans notre cas nous imageons la fluorescence du nuage avec un capteur CCD, ce qui permet de réaliser la projection dans le plan du capteur de la répartition spatiale de la densité du nuage et de mesurer directement sa taille et sa position. Cette méthode est basée sur l'observation du nuage en expansion libre après avoir été libéré du piège qui le contenait. On observe expérimentalement une distribution spatiale le plus souvent gaussienne en expansion ; c'est-à-dire que la largeur de la gaussienne au carré $\sigma_{x,y,z}^2(t)$ augmente linéairement avec t^2 . Ceci est consistant avec une description par la distribution de Maxwell Boltzmann d'un nuage initialement présent dans un potentiel harmonique conservant l'énergie.

Cependant cette approximation n'est pas évidente dans le cas d'un PMO ou d'une mélasse. En suivant les arguments de [164], il est possible de montrer que cette distribution peut être tout de même supposée pour le nuage en expansion libre après une mélasse ou un piège magnéto-optique. Tout d'abord en utilisant la théorie du refroidissement Doppler développée plus haut dans ce chapitre, nous voyons que dans le cas d'un PMO la force exercée sur les atomes est linéaire en position. Par conséquent cette force donne lieu à un potentiel de type harmonique, ce qui implique que la distribution spatiale des atomes dans le nuage soit gaussienne. Cependant, ceci ne tient pas compte de la réabsorption des photons diffusés ou de trop grandes densités optiques. Le premier effet mène à une force de répulsion plafonnant la densité au centre du nuage à une valeur maximale. Le second effet atténue l'intensité laser perçue par les atomes au centre du nuage. Ceci provoque une diminution de la force de rappel au centre du nuage. Ces phénomènes sont observables dans le cas du PMO mais pour ce qui est du PMO comprimé et de la mélasse un plus grand désaccord des lasers rend ces effets de densité et de réabsorption négligeables. Pour ce qui est de la distribution en vitesse nous avons vu dans la partie sur la mélasse optique que dans la théorie du refroidissement Doppler que les atomes subissaient une force stochastique liée à l'émission spontanée. Cette force a un effet de diffusion sur les atomes ce qui a pour conséquence une distribution en vitesse gaussienne.

Nous pouvons donc supposer que le nuage en expansion peut être décrit par la distribution de Maxwell Boltzmann. Du fait de la dispersion en vitesse des atomes dans le nuage la largeur augmente comme :

$$\sigma_{x,y,z}(t_{tof}) = \sqrt{\sigma_{x,y,z}^2(0) + \frac{k_B T}{m} t_{tof}^2}, \quad (3.20)$$

où $\sigma_{x,y,z}^2(0)$ est la largeur initiale de la gaussienne, T est la température, et t_{tof} le temps de vol.

A la fin de chaque séquence le nuage est photographié après différents temps de vol (TOF), typiquement entre 3 ms et 30 ms. L'intégration dans les deux directions horizontale et verticale de l'image nous permet d'estimer le nombre d'atomes. L'intégration dans une direction horizontale ou verticale nous permet d'ajuster une fonction gaussienne sur le profil du nuage et d'en extraire la position du maximum et la largeur $\sigma_{h,v}(t_{tof})$. Dans le cas de

l'imagerie principale l'horizontal correspond à l'axe Z et la verticale à l'axe Y. Les barres d'erreurs présentées sur les graphes dans ce manuscrit représentent uniquement l'erreur statistique et non pas l'erreur systématique discutée plus haut $\sim 60\%$. Chaque courbe nous renseigne sur la température et la vitesse du nuage. Elle nous permet aussi d'extrapoler le nombre d'atomes, la position, et la taille in-situ.

La figure 3.12 présente les courbes que l'on peut extraire d'un temps de vol. Ce temps de vol a été réalisé sur une mélasse avec l'ancien système d'imagerie. Dans le paragraphe qui suit je vais les commenter dans l'ordre. Le graphique **a.** nous permet de mesurer la vitesse horizontale v_z du centre de masse du nuage après sa libération. On peut voir qu'il s'éloigne légèrement de la puce. L'ajustement théorique du graphique **b.** tient compte de l'accélération de la pesanteur. Cette observation est utilisée pour calibrer le grandissement de l'imagerie car aucun objet de taille connu n'est visible depuis ce point de vue. Les ajustements théoriques des graphiques **c.** et **d.** permettent de déterminer la température du nuage ($38.3 \mu\text{K}$ et $35.7 \mu\text{K}$ respectivement pour l'axe vertical et pour l'axe horizontal). Pour ce qui est des points expérimentaux de la taille horizontale, j'ai choisi de n'ajuster que les premiers points jusqu'à ce que la distance entre le centre de masse du nuage et la surface de la puce soit égale à $2\sigma_h$. Au-delà la surface de la puce tronque la distribution qui n'est plus ajustable correctement par une fonction gaussienne. On peut voir que la largeur mesurée est plus petite que celle extrapolée par l'ajustement théorique. C'est pourquoi les températures seront mesurées systématiquement dans la direction verticale. Enfin le graphique **e.** présente l'évolution du nombre d'atomes après libération. On remarque une décroissance rapide du nombre d'atomes. Nous nous sommes demandés tout d'abord si ce n'était pas dû à des pertes par collisions avec la surface. Pour connaître le nombre d'atomes $N_{at}(t)$ en fonction du temps on peut intégrer la distribution gaussienne du nuage dans les trois directions de l'espace en prenant en compte l'accroissement de sa largeur et en tronquant la distribution pour $z = 0$. On obtient alors :

$$N_{at}(t) = \frac{N_{at}}{\sqrt{2\pi(\sigma_h^2(0) + \frac{k_B T}{m}t^2)}} \int_0^\infty e^{-\frac{(z-z_0+v_h t)^2}{2(\sigma_h^2(0) + \frac{k_B T}{m}t^2)}} dz \quad (3.21)$$

Tous les paramètres de cette équation sont calculés indépendamment à l'exception du nombre d'atomes initial N_{at} . La courbe correspondant à cette équation est représentée en **vert** sur le graphique **e.** de la figure 3.12. Nous voyons qu'il n'est pas possible de l'ajuster aux points expérimentaux. La courbe **rouge** est obtenue en multipliant la première fonction par $e^{-t/\tau}$. Ce second paramètre est ajusté et donne un temps de vie de 57 ms. Ceci ne pas être interprété par le temps de vie lié aux collisions avec les atomes de la pression résiduelle, car le temps de vie typique mesuré sur le PMO ou le piège magnétique est de 2.5 s. Ce phénomène est dû à la sortie du cadre et de la zone focale des atomes lors de l'expansion et de la chute (voir figure 3.21).

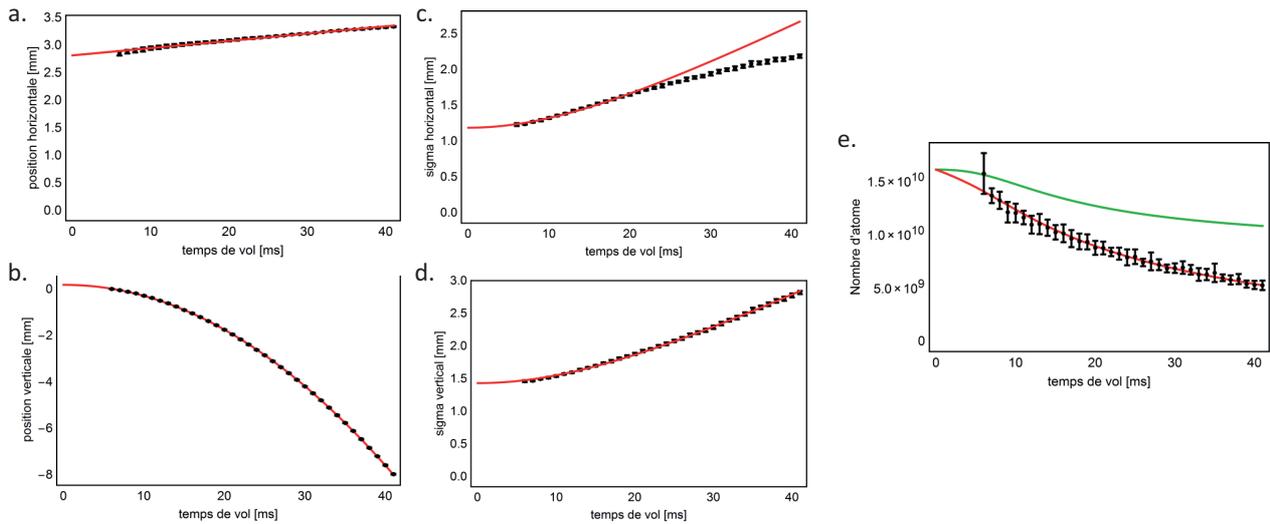


FIGURE 3.12 – Cette figure regroupe cinq graphiques d’un même temps de vol d’une mélasse de rubidium 87. Les points expérimentaux et leur barre d’erreur sont en **noir** et les ajustements théoriques en **rouge** et **vert**. Les graphiques **a.** et **b.** représentent l’évolution temporelle des positions horizontales et verticales. De même **c.** et **d.** représentent les largeurs gaussiennes horizontales et verticales. Le graphique **e.** représente l’évolution du nombre d’atomes. Les ajustements **rouge** et **vert** sont donnés par le modèle respectivement avec et sans terme de perte supplémentaire.

Imagerie par fluorescence.

Pour effectuer des mesures sur le nuage d’atomes, nous l’éclairons avec les faisceaux du PMO3D et collectons la lumière diffusée. Il est possible de calculer le nombre d’atomes à partir du signal de fluorescence, cependant cette estimation est précise à $\pm 60\%$ à cause des effets de densité dans le cas de nuage contenant un grand nombre d’atomes $\sim \times 10^{10}$ atomes. Le bruit de la caméra actuelle limite le minimum d’atomes détectables à $\sim \times 10^5$. Le système optique pour la collection et la focalisation de la fluorescence a une résolution de $7 \mu\text{m}$ limitée actuellement par la taille des pixels de la caméra. Enfin le système d’imagerie permet de mesurer la répartition de la densité projeté en deux dimensions, ce qui rend possible le calcul de la température du nuage par la technique du temps de vol.

3.3 Piège magnéto-optique 2D.

Le PMO2D a été fabriqué à l’observatoire de Paris, au laboratoire du SYRTE. Comme nous l’avons vu au chapitre précédent, il est composé de deux nappes de lumière de trois faisceaux, retro-réfléchies et orthogonales entre elles. Le quadrupôle magnétique est produit par deux paires de bobines rectangulaires dont les courants sont indépendamment ajustables.

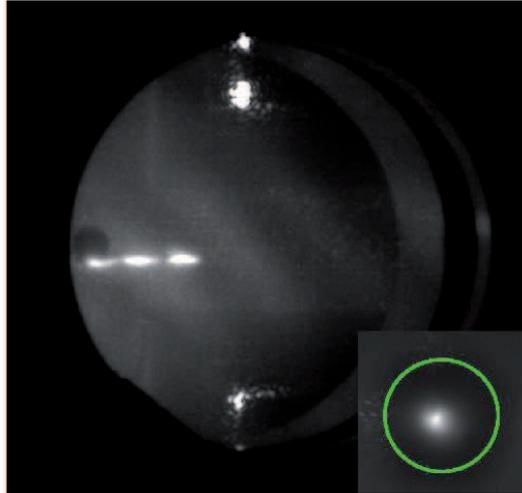


FIGURE 3.13 – Cette photo a été prise depuis le hublot arrière du PMO2D. On peut y voir en blanc les petits nuages quasiment alignés avec le trou de sortie (tache sombre). L’insert en bas à droite est une photo prise de l’autre côté du trou de vide différentiel. Le cercle *vert* représente la sortie du PMO2D qui n’est pas dans le plan focal.

Un troisième faisceau appelé pousseur passe par la trou de vide différentiel en direction du PMO3D.

Dans notre cas, ce système produit un jet d’atomes refroidi transversalement dont le flux est de l’ordre de 10^{10} atomes/s. Le réservoir de rubidium est chauffé à 50°C et sa pression de vapeur saturante est $\sim 10^{-6}$ mbar. Cette pression permet le chargement du PMO2D dans lequel les atomes seront refroidis.

La polarisation et l’alignement des faisceaux incidents sont réglés sur un banc de test avant d’être installé sur la chambre à vide. L’observation de la fluorescence émise par les trois nuages du PMO2D à travers le hublot en face arrière a permis l’alignement et le réglage de la polarisation des faisceaux rétro-réfléchis. Dans un second temps nous avons ajusté la position du centre du quadrupôle en dissymétrisant le courant circulant dans les bobines du PMO2D. Nous avons vu au chapitre précédent comment avec trois alimentations de courant différentes nous contrôlions la position et les gradients du quadrupôle. Ainsi nous pouvons ajuster finement la position de l’axe des trois nuages du PMO2D par rapport au trou de sortie, ce qu’on peut voir sur la photo en figure 3.13.

Chargement du PMO3D. Le champ magnétique des bobines du PMO3D déplace le centre du quadrupôle du PMO2D, et la position des nuages n’est plus alignée avec le trou de sortie. Les graphiques a. et b. de la figure 3.15 sont issus de simulations numériques. Nous y voyons l’effet du quadrupôle 3D sur le champ dans la cellule du PMO2D. C’est pourquoi il nous faut atténuer cette effet à l’aide d’un blindage de μ métal. Actuellement nous utilisons une plaque de μ métal verticale entre l’enceinte de vide différentiel et le PMO2D.

Le pousseur est un élément critique du chargement. Dans l’axe du PMO2D, la dispersion de vitesse des atomes est plus grande que dans les directions transversales car les faisceaux du PMO2D réduisent directement la dispersion de vitesse transverse. L’énergie cinétique dans la direction longitudinale est redistribuée dans les deux autres directions par les collisions

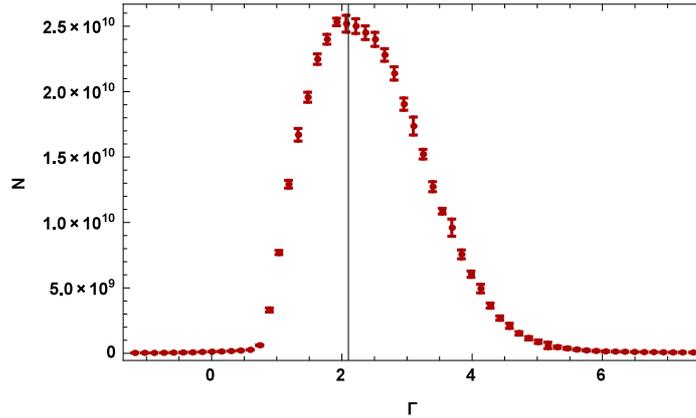


FIGURE 3.14 – Ce graphique représente la variation du nombre d'atomes dans le PMO3D à la fin de son chargement en fonction du désaccord du laser refroidisseur en unité de Γ . Les points expérimentaux pour le ^{87}Rb sont en **rouge**. Le nombre d'atomes présenté est sous-évalué par le fait que le cadre de la nouvelle imagerie ne permet l'observation que de la partie du nuage la plus proche de la surface de la puce.

élastiques, puis dissipée par le refroidissement laser. Le faisceau pousseur aligné selon cet axe, passe à travers le trou de vide différentiel vers le PMO3D. Il permet de favoriser la distribution de vitesse dans le sens du PMO3D et d'augmenter le flux d'atomes en sortie. Le montage initial a été largement modifié pour faciliter ce réglage. Pour aligner le pousseur nous visons le centre du PMO3D en observant la déplétion dans la densité du nuage du PMO3D créé par le pousseur à forte puissance. La lumière du pousseur est prélevée à l'entrée de l'amplificateur dédié au PMO2D. Il contient les quatre fréquences repompeur et refroidisseur du ^{87}Rb et ^{85}Rb . De cette manière les fréquences contenues dans le pousseur sont obligatoirement les mêmes que celle des faisceaux transverses du PMO2D. La fréquence du pousseur est donc désaccordée vers le rouge, ce qui permet le repliement de la distribution par effet Doppler, en n'affectant que les classes de vitesse dans la direction opposée à la propagation du faisceau pousseur.

L'optimum du chargement a été trouvé expérimentalement en accordant les AOM du PMO2D 2 MHz en dessous des AOM du PMO3D. De cette manière les fréquences des faisceaux refroidisseurs sont plus loin de résonance dans le PMO2D que dans le PMO3D. Pour réaliser cette optimisation nous avons scanné à chaque étape la fréquence des lasers esclaves pour tracer la courbe du nombre d'atomes en fonction du désaccord du refroidisseur. Les courbes finales sont présentées en figure 3.14 pour le chargement de chaque espèce individuellement. Les fréquences optimales sont de -2Γ le ^{87}Rb et de -2.5Γ pour le ^{85}Rb .

Enfin nous souhaitons contrôler le ratio entre les nombres d'atomes de rubidium 85 et 87 tel que $N_{87} > N_{85}$. En effet pour effectuer le refroidissement sympathique du rubidium 85 par le 87 nous évaporons principalement l'isotope le plus lourd. De plus l'abondance isotopique naturelle du 85 est de 72.2 % contre seulement 27.8 % pour le 87. La réserve de rubidium présente l'abondance isotopique naturelle ce qui augmente le flux de ^{85}Rb en sortie du PMO2D. C'est pourquoi nous avons optimisé les alignements, la puissance du pousseur et les temps de chaque étape sur des observations faites avec le rubidium 87 seul. La figure 3.16 représente la variation du nombre d'atomes dans le PMO3D durant le chargement.

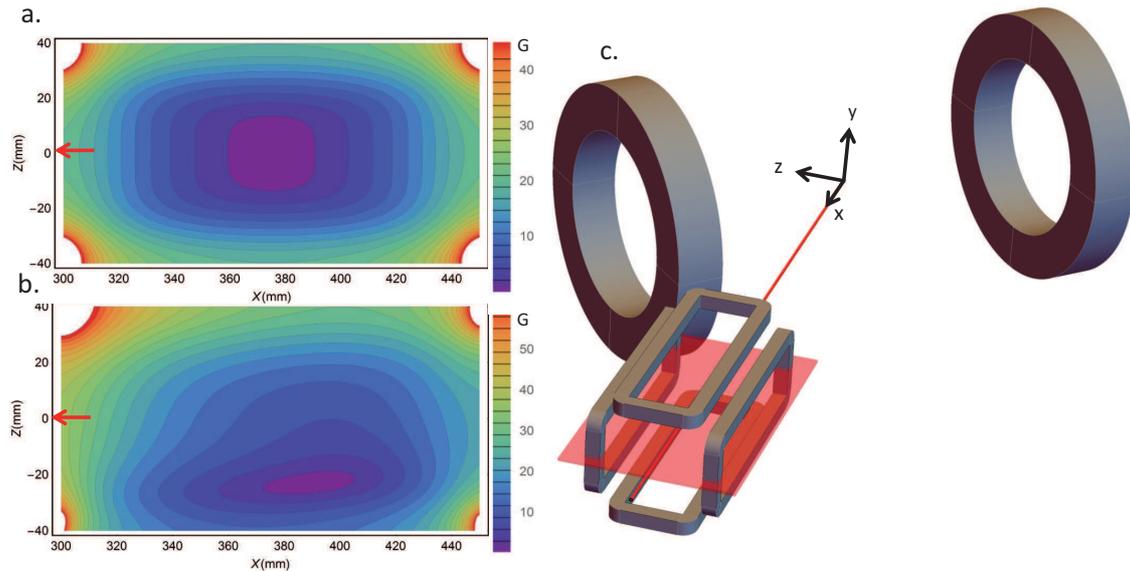


FIGURE 3.15 – Cette figure présente l’effet du champ magnétique du PMO3D sur le quadrupôle du PMO2D. Les graphiques **a.** et **b.** représentent la norme du champ magnétique au centre du PMO2D dans le plan XOZ, cadré de façon à observer la section de bobines de champ magnétique dans chaque coin de l’image. Le plan de coupe est représenté sur le schéma **c.** en rouge. Les **flèches rouges** sur chacun des graphiques symbolisent la position et la direction de la sortie du PMO2D. Le graphique **a.** présente la norme du quadrupôle du PMO2D seul. Le graphique **b.** représente ce même quadrupôle en présence du champ magnétique du PMO3D. Le Schéma **c.** est une vue en 3D à l’échelle des bobines du PMO3D et du PMO2D.

Nous n’observons qu’une seule espèce à la fois en sélectionnant les fréquences présentes dans l’imagerie, mais nous pouvons charger un ou deux isotope en même temps. Les plus grands nombres d’atomes finaux sont obtenus pour le ^{87}Rb car les alignements du PMO3D ont été optimisés pour cet isotope, mais aussi parce que la puissance laser en entrée de l’amplificateur du PMO2D est légèrement déséquilibrée en faveur du ^{87}Rb . On remarque tout de même que le ^{85}Rb charge plus rapidement grâce à sa plus grande abondance naturelle.

3.4 Optimisation du piège magnéto-optique 3D.

Nous alignons le PMO3D en commençant par les faisceaux lasers. Le faisceau vertical est centré sur les hublots qu’il traverse, puis est rétro réfléchi. L’axe des hublots se trouve mécaniquement à 5 mm de la surface de la puce. Les faisceaux horizontaux sont centrés sur le fil de la puce, réfléchi à 45° et superposés (voir figure 3.17). Enfin nous plaçons les bobines du quadrupôle en optimisant la position du nuage et le nombre d’atomes.

Une fois le PMO optimisé et chargé, il contient $N_{at} = 3.8 \times 10^{10} \pm 0.12$ à une température de $150 \mu\text{K}$. Le centre de masse du nuage se trouve à 5.5 mm de la surface de la puce et la largeur de la gaussienne mesure $\sigma_v = 2.6 \text{ mm}$ dans la direction verticale. Pour calculer la densité in-situ nous supposons que le nuage a le même rapport d’aspect que le quadrupôle magnétique, c’est-à-dire que la taille de la gaussienne est deux fois plus courte selon l’axe des

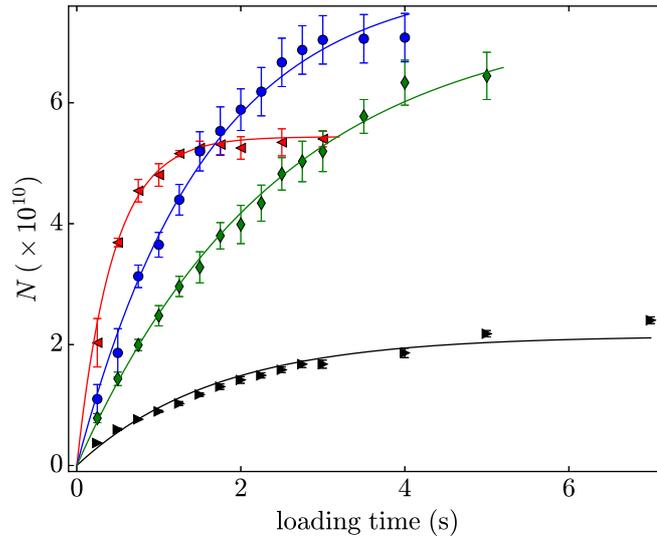


FIGURE 3.16 – Cette figure présente les nombres d’atomes dans le PMO3D en fonction du temps de chargement de chaque espèce seule ou accompagnée de l’autre isotope. Les **triangles rouges** représentent le chargement du ^{85}Rb seul. Les **ronds bleus** représentent le chargement du ^{87}Rb seul. Les **losanges verts** représentent le chargement du ^{87}Rb en présence de ^{85}Rb . Les **triangles noirs** représentent le chargement du ^{85}Rb en présence de ^{87}Rb .

bobines que dans la direction vertical ou dans la direction x^* (l’axe horizontal orthogonal à l’axe des bobines). La densité pic est donc donnée par :

$$n_0 = \frac{2N_{at}}{(\sqrt{2\pi}\sigma_v)^3}. \quad (3.22)$$

Dans le cas du PMO de ^{87}Rb nous calculons une densité pic $n_0 = 1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est au niveau de l’état-de-l’art [156], mais elle n’est pas une mesure directe de la densité. L’approximation faite sur la forme n’est pas vérifiée qualitativement par l’observation avec la caméra de face. De plus la largeur mesurée du nuage provient du meilleur ajustement gaussien qui reste éloigné de la distribution réelle dans le cas du PMO (voir figure 3.21).

3.5 Compression du PMO3D.

A la suite du chargement, le PMO3D est maintenu 30 ms. Pendant ce temps le PMO2D est éteint (champs magnétiques et laser). Le but de l’étape de compression est de faciliter le chargement des atomes dans le piège magnétique en augmentant la densité du nuage et en le rapprochant de la zone de capture. Trois paramètres sont modifiés simultanément et chacun d’eux changent linéairement d’une valeur initiale à une valeur finale durant les 35 ms de cette étape. Ces valeurs ont été optimisées expérimentalement.

Le courant dans les bobines du quadrupôle augmente de 148 à 200 A pour accentuer les gradients de champs magnétiques et ainsi diminuer la taille du nuage. Les gradients passent théoriquement de 7.04 G.cm^{-1} à 9.50 G.cm^{-1} . Nous avons vu plus haut que le diamètre de

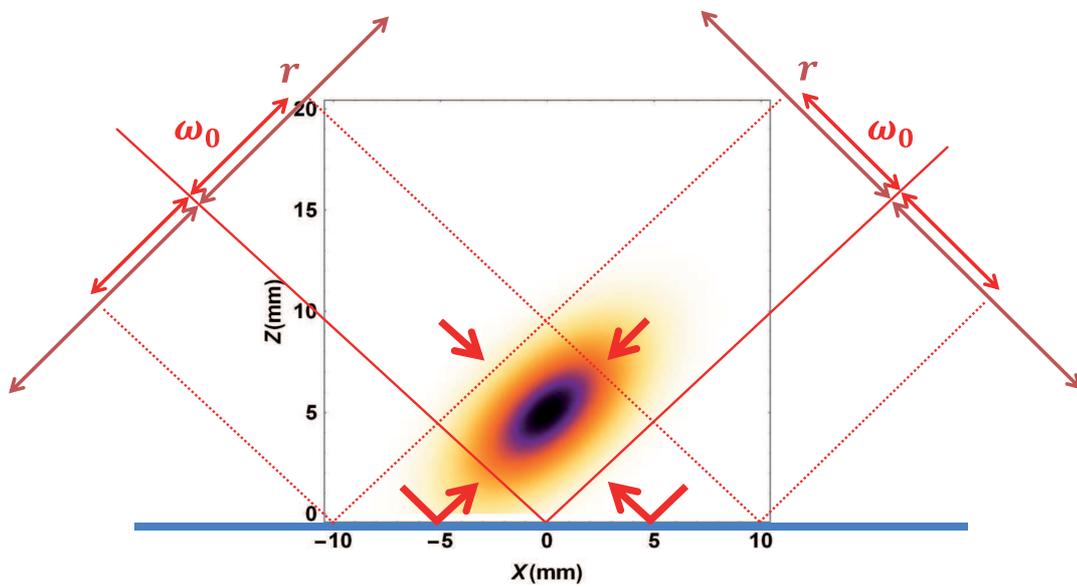


FIGURE 3.17 – Ce schéma est une représentation à l'échelle, de la géométrie du PMO3D dans le plan XOZ . La **ligne bleu** symbolise la surface de la puce. Les **traits rouges pleins** symbolisent la trajectoire du centre des faisceaux horizontaux. Le gradient de couleurs symbolise la densité du nuage d'atomes typique dans notre expérience. $\omega_0 = 7$ mm est la taille du faisceau. $r = 12.7$ mm est le rayon des collimateurs.

la zone où la force de rappel est maximale et inversement proportionnelle aux gradients du champ magnétique.

Le laser refroidisseur est désaccordé dynamiquement depuis -2Γ jusqu'à -15Γ pour le ^{87}Rb et -12Γ pour le ^{85}Rb . Ces valeurs sont obtenues en minimisant le sigma vertical de l'ajustement gaussien du nuage après la compression et un temps de vol court de 2 ms. La densité dans un piège magnéto-optique est limitée par la force de pression de radiation liée à la réabsorption des photons diffusés. Celle-ci crée une force équivalente à une répulsion de Coulomb entre les atomes. En désaccordant le laser plus profondément dans le rouge nous diminuons le taux d'émission de chaque atome et ainsi la répulsion entre eux, ce qui permet d'augmenter la densité du nuage.

Le courant dans les bobines selon l'axe X diminue de 1.9 A jusqu'à l'extinction. Ceci à pour effet de déplacer le zéro de champ du quadropôle et ainsi approche le centre du nuage de la puce. La figure 3.18 représente les résultats expérimentaux de la position horizontale du centre de l'ajustement gaussien du nuage à la fin du de la compression du PMO3D en fonction du courant final dans les bobines selon l'axe X. Nous verrons dans le chapitre suivant comment nous avons calibré le champ produit par ces bobines en fonction du courant les parcourant. La pente de cette courbe nous permet d'évaluer le gradient du quadropôle dans la direction perpendiculaire, l'axe Z. Le gradient mesuré est de 12 G.cm^{-1} . Cet axe n'est pas un axe propre du quadropôle. Pour comparer cette valeur à la valeur théorique selon l'axe des bobines il faut la multiplier par un facteur $4/3$. L'erreur mesurée est de 51 % et peut être due à deux causes majeures. La première cause serait due à l'alignement et la distance séparant les bobines du PMO3D. La simulation numérique permet de calculer une sensibilité de 1.7 % par mm de séparation, 0.2 % par degré d'angle entre les bobines et 5.0 % par mm de décalage dans le plan orthogonal à l'axe des bobines. Les distances qui séparent les bobines sont mesurables à $\pm 5 \text{ mm}$ et l'angle à $\pm 10^\circ$. De plus la détermination de la position du minimum de champ du quadropôle par la mesure du maximum de densité atomique peut être biaisée par la déformation du nuage en s'approchant de la surface du miroir. En effet les photons diffusés y sont réfléchis et peuvent être réabsorbés créant ainsi une force répulsive. La dissymétrie du nuage est visible et l'ajustement gaussien ne tient pas compte de cette dissymétrie.

A la fin de cette étape le nombre d'atomes dans le nuage est mesuré à $2.9 \pm 0.03 \times 10^{10}$ atomes de ^{87}Rb et $0.5 \pm 0.004 \times 10^{10}$ atomes de ^{85}Rb . Ces nombres sont probablement sous-estimés à cause du fait que la densité du PMO3D comprimé nous empêche de mesurer le nombre d'atomes au centre du nuage avec exactitude. Les températures mesurées en observant l'expansion verticale du nuage pour chacun des isotopes sont de $110 \mu\text{K}$ et $70 \mu\text{K}$ respectivement pour ^{87}Rb et ^{85}Rb . Dans le cas du ^{87}Rb le centre de masse du nuage se trouve à 3.5 mm de la surface du miroir. La taille gaussienne du nuage dans la direction verticale est de $\sigma_v = 1.5 \text{ mm}$. Ceci nous permet de calculer la densité pic du nuage dans le PMOC, qui est $n_{0, \text{PMOC}} = 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Cette densité est encore une fois calculée à partir de l'estimation de la largeur gaussienne verticale de l'ajustement du profil du nuage. En réalité ce nuage est plus large dans une direction que le modèle utilisé et la densité au centre du nuage sature ce qui l'écarte d'une distribution gaussienne. Donc la densité est probablement surestimée.

Nous voyons ainsi que nous avons quasiment augmenté la densité d'un facteur 5 et déplacé le nuage de 2 mm vers la puce.

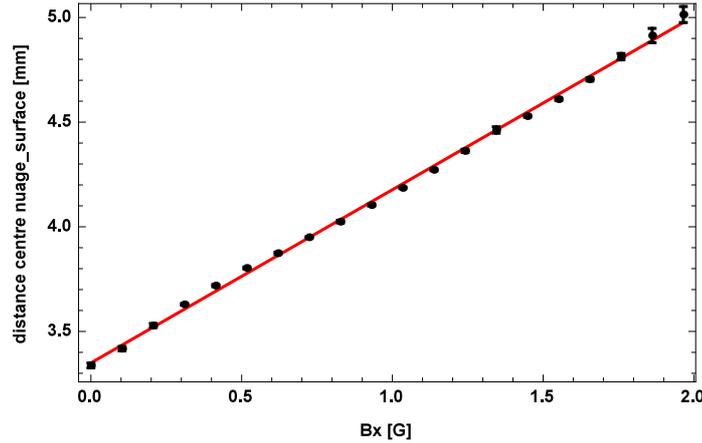


FIGURE 3.18 – Ce graphique représente l'évolution de la position horizontale du centre de l'ajustement gaussien du PMO comprimé en fonction de la norme du champ magnétique dans la direction X . Les points expérimentaux sont en **noir**. L'ajustement linéaire en **rouge** mesure une pente de $0.80 \pm 0.007 \text{ mm.G}^{-1}$.

3.6 Mélasse optique.

Pour améliorer le chargement dans le piège magnétique le nuage doit être encore refroidi. Pour cela nous effectuons une étape très courte de mélasse optique. Cette étape s'effectue en l'absence de champ magnétique.

A la fin de la compression du PMO3D seules les bobines du quadrupôle sont encore allumées. Le courant de 200 A est coupé en $100 \mu\text{s}$. Pendant la coupure des bobines, les faisceaux laser sont coupés pour éviter qu'un effet magnéto-optique lié à un champ magnétique parasite affecte le nuage. Après $300 \mu\text{s}$ les faisceaux laser sont allumés pour la mélasse optique.

Durant cette étape le repompeur est allumé à pleine puissance et la puissance du refroidisseur décroît linéairement jusqu'à extinction. Le temps et le désaccord ont été optimisés en minimisant la température de la mélasse. Pour une mélasse d'une durée de 7 ms la température mesurée est de $10 \mu\text{K}$. Dans un second temps l'optimisation du nombre d'atomes dans le piège magnétique en fonction du temps de la mélasse a montré un optimum pour un temps plus court de 0.8 ms . Ceci est lié au fait que le nuage s'étend et tombe pendant la mélasse. Une mélasse trop longue diminue la densité initiale et le centrage du nuage par rapport au piège magnétique. Par conséquent le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique diminue. Nous pouvons voir sur la figure 3.19, l'optimum du nombre d'atomes dans le piège magnétique, et la position verticale de la mélasse en fonction du temps de la seconde étape de la mélasse. La vitesse de chute de la mélasse est de $v_m = 0.19 \text{ m.s}^{-1}$. La vitesse de chute est constante, ce qui est caractéristique de la chute en présence de frottements. Il est possible de calculer le coefficient de frottement $\alpha = mg/v_m = 7.5 \times 10^{-24} \text{ kg.s}^{-1}$. Cette mesure est en bon accord avec la valeur théorique $10 \times 10^{-24} \text{ kg.s}^{-1}$ ¹

Grâce à cette étape la température du piège magnéto-optique comprimé pour le ^{87}Rb passe de 110 à $42 \mu\text{K}$. En gardant le temps de la mélasse tel que nous l'avons optimisé

1. Calculé avec l'expression du coefficient de frottement de la mélasse optique à l'équation 3.5, en ne considérant que le faisceau vertical (d'une puissance de 49 mW et d'un waist de 0.7 cm).

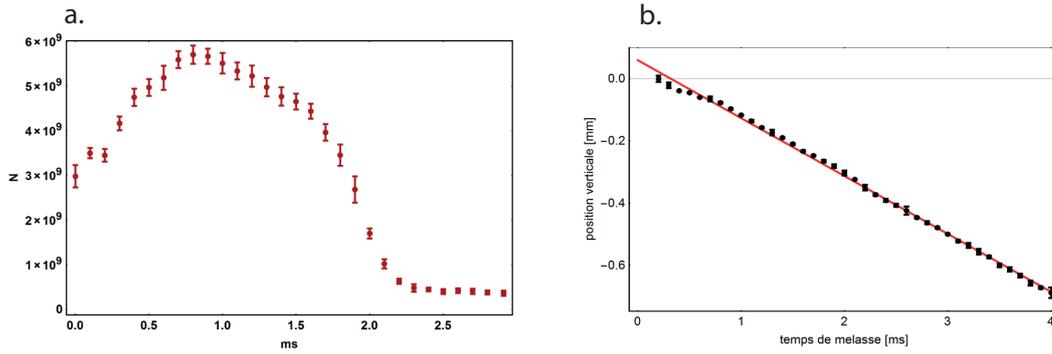


FIGURE 3.19 – Le graphique **a.** représente la variation du nombre d’atomes de ^{87}Rb seuls dans le piège magnétique en fonction du temps de la mélasse. Le graphique **b.** représente la variation de la position du nuage après la mélasse en fonction du temps de la mélasse. L’ajustement linéaire en **rouge** permet de calculer la vitesse de chute verticale qui est de 0.19 m.s^{-1}

pour le ^{87}Rb , nous avons maximisé le chargement du ^{85}Rb dans le piège magnétique en faisant varier le désaccord du laser refroidisseur. La température du piège magnéto-optique comprimé pour le ^{85}Rb passe de 70 à $35 \mu\text{K}$. La mélasse permet de refroidir grâce à une force qui s’apparente à un frottement visqueux mais n’empêche pas l’expansion du nuage. Sans le gradient de champ magnétique il n’y a plus de force de rappel. C’est pourquoi la densité spatiale diminue durant la mélasse. La taille gaussienne du nuage dans la direction verticale passe de 1.5 à 1.8 mm pour le nuage de ^{87}Rb pure entre la fin du PMOC et la fin de la mélasse. Cependant la densité dans l’espace des phase ($\rho_{sd} = n_0 \Lambda_T^3$) augmente et passe de 3.1×10^{-6} à 8×10^{-6} . La longueur d’onde thermique de de Broglie est définie par $\Lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{mk_B T}}$.

3.7 Pompage optique.

Dans cette partie, je présente la dernière étape avant la capture dans le piège magnétique, le pompage optique. Je commence par décrire le principe et la configuration que nous utilisons. Je termine par l’explication de la méthode d’optimisation et de caractérisation.

A la fin de la mélasse les atomes sont tous dans le sous-niveau hyperfin $F = 2$ pour le ^{87}Rb et $F = 3$ pour le ^{85}Rb . Ces sous-niveaux hyperfins comportent $2F + 1$ sous-niveaux magnétiques dont seulement un nombre F d’entre eux sont piégeants. De plus, seul l’état le plus polarisé nous intéresse, car il perçoit la plus grande force de rappel magnétique. Au moment de l’allumage du piège magnétique si le nuage n’est pas polarisé, seulement $1/5$ des atomes de ^{87}Rb sont dans le sous-niveau magnétique piégeant $m_F = +2$ et $1/7$ pour le ^{85}Rb sont dans le niveau le plus piégeant $m_F = +3$. C’est pourquoi nous ajoutons une étape de pompage optique des atomes dans le sous-niveau magnétique le plus piégeant avant le chargement du piège magnétique. La figure 3.20 schématise l’action et la configuration du pompage optique dans notre expérience.

Durant cette étape nous allumons brièvement un champ magnétique homogène dans la

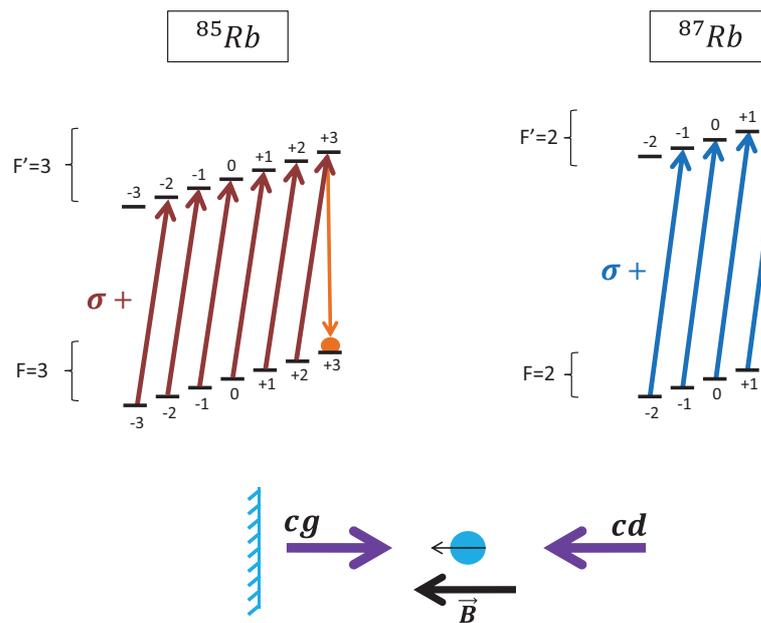


FIGURE 3.20 – Cette figure représente le fonctionnement du pompage optique. En haut à gauche et à droite respectivement les structures hyperfines du ^{85}Rb et ^{87}Rb de la transition de pompage. Les **flèches rouges** et **bleues** représentent les transitions adressées par le laser de pompe. Les **flèches orange** et **verte** indiquent la transition par émission spontanée vers l'état noir. En bas le schéma représente notre configuration expérimentale. Les **flèches violettes** sont les faisceaux contenant les deux fréquences de pompe et repompe pour chacun des isotopes. Le faisceau est réfléchi sur le miroir de la puce à gauche en **bleu ciel**. Les polarisations par rapport à leur direction de propagation sont notées **cg** pour circulaire gauche et **cd** pour circulaire droite. Enfin, un atome (**rond bleu**) est symbolisé avec son moment magnétique aligné suivant le champ magnétique homogène \vec{B} .

direction Z. La norme de ce champ est de $\sim 1\text{G}$, de façon à ce que la levée de dégénérescence $\Delta f = 0.7\text{MHz}$ soit inférieure à la largeur de la transition. Un faisceau laser de “pompe” est rétro réfléchi au centre du miroir de la puce. Sa direction de propagation est donc alignée avec la direction du champ magnétique. Les photons incidents sont polarisés circulaire droit par rapport à leurs vecteurs d'ondes. Leur polarisation change de sens avec l'inversion du sens de propagation après la réflexion en incidence normale sur la puce. Dans le référentiel des atomes la polarisation est donc inchangée et seule la direction de propagation change. L'intérêt de la contre propagation est diminuer la force de pression de radiation, car les probabilités d'absorber des photons provenant de chacune des deux directions sont identiques. La fréquence du faisceaux pompeur est à résonance avec la transition $|F = 2 \rightarrow F' = 2\rangle$ du ^{87}Rb et $|F = 3 \rightarrow F' = 3\rangle$ du ^{85}Rb . La polarisation circulaire permet de faire en sorte que le sous-niveau magnétique piégeant le plus polarisé soit le seul à ne pas interagir avec le champ laser. Enfin, la désexcitation par émission spontanée mène à une accumulation des atomes dans cet état (voir figure 3.20).

Le champ magnétique est ensuite lentement éteint durant les 3 ms d'allumage du piège magnétique. Ceci est suffisamment lent pour permettre un suivi adiabatique des lignes de champs par le moment magnétique des atomes.

	CM+P+RP	rien	RP	P+RP	CM+P
$N_{87}(\times 10^9)$	7.47 ± 0.2	2.71 ± 0.05	2.89 ± 0.07	7.41 ± 0.14	0.95 ± 0.017
$N_{85}(\times 10^9)$	1.88 ± 0.06	0.55 ± 0.05	1.19 ± 0.04	1.84 ± 0.06	0.58 ± 0.04

TABLE 3.1 – Ce tableau regroupe les nombres d’atomes présents après 100 ms de tenue dans le piège magnétique, 3 ms de temps de vol et moyennés 10 fois. Le temps de l’étape de pompage optique est identique pour chaque colonne mais les trois éléments nécessaires au pompage optique sont y présents ou absents. Ces éléments sont : **CM** le champ magnétique, **P** la fréquence de pompage et **RP** la fréquence de repompage. Chacune des deux lignes relate les nombres d’atomes pour un nuage pur de ^{87}Rb ou de ^{85}Rb .

Pour évaluer l’efficacité du pompage optique nous aimerions connaître les populations des différents sous-niveaux Zeeman. Une méthode classique consiste à réaliser une expérience de Stern et Gerlach. En effet nous pouvons imaginer allumer le fil de la puce générant ainsi un gradient de $b = 40 \text{ G.cm}^{-1}$ au niveau de la mélasse optique. Ce gradient permet d’appliquer une force de norme et de sens différent sur les atomes selon le sous-niveau magnétique dans lequel ils se trouvent. En supposant un gradient homogène et une mélasse à température nulle nous pouvons évaluer le temps nécessaire à la séparation de deux paquets d’atomes de nombre m_F consécutif, d’une distance équivalente à la largeur initiale σ de la mélasse. Ce temps est donné par :

$$t = \sqrt{\frac{2m\sigma}{g_F\mu_B b}} \quad (3.23)$$

où m est la masse des atomes, μ_B est le magnéton de Bohr et g_F est le facteur de Landé. Ce calcul donne un temps d’environ 17 ms pour séparer deux nuages de 1.8 mm. Malgré nos approximations très optimistes, le temps calculé est de l’ordre du temps de chute avant que les atomes sortent du champ de vue de la caméra. Ce qui rend cette expérience difficilement réalisable.

La méthode que nous utilisons pour évaluer l’efficacité du pompage optique est donc de mesurer le nombre d’atomes capturés dans le piège magnétique. L’alignement, la fréquence et la polarisation ont été mesurés et réglés indépendamment des atomes. Les seuls paramètres ajustables ont été la puissance et le temps de l’étape de pompage optique. L’optimisation de ces paramètres a été réalisée en priorité via l’observation du rubidium 87 en maximisant le nombre d’atomes capturés dans le piège magnétique.

Le tableau 3.1 permet de résumer le nombre d’atomes présents dans le piège magnétique après différentes configurations de pompage optique pour caractériser la composition du nuage. Nous pouvons voir dans un premier temps que le nombre d’atomes capturés est plus important avec un flash de repompeur (colonne 4) que sans (colonne 2). La raison est que la probabilité d’être dans un état piégeant est plus faible pour la valeur de F la plus petite de l’état fondamental. Un flash de repompeur permet de transférer les atomes dans le sous-niveau hyperfin supérieur de l’état fondamental. Nous supposons qu’après la mélasse et un flash de repompe tous les atomes sont equi-répartis dans les sous niveaux Zeeman de l’état fondamental $F = 3$ pour le ^{85}Rb et $F = 2$ pour le ^{87}Rb .

Si les atomes dans les sous niveaux magnétiques $m_F > 0$ étaient tous capturés avec la même efficacité, alors seulement 3/7 et 2/5 du maximum d’atomes seraient capturés en l’absence de pompage optique, (respectivement pour le ^{85}Rb et le ^{87}Rb). Ces rapports

^{87}Rb	PMO3D	PMOC3D	MO	PM
t (ms)	1800	30	2	100
$N(\times 10^9)$	38 ± 1.2	29 ± 0.3	32 ± 0.2	5.8 ± 0.01
T (μK)	150	110	42	220
z_{surf} (mm)	5.5	3.5	3.5	1.2
$\rho_{ps} (\times 10^{-6})$	1.62	6.21	15.8	23.1

TABLE 3.2 – Ce tableau regroupe la durée t de chaque étape et les caractéristiques du nuage d’atomes à la fin de chaque étape de la séquence expérimentale : Le piège magnéto-optique 3D (PMO3D), Le piège magnéto-optique 3D comprimé (PMOC3D), La mélasse optique (MO), et le piège magnétique PM. Le nuage est caractérisé par son nombre d’atomes N , sa température T , sa position par rapport à la surface de la puce z_{surf} et sa densité dans l’espace des phases ρ_{ps} .

représentent le nombre d’états piégeant sur le nombre total d’états. Dans le cas d’un pompage idéal tous les atomes se trouvent dans le sous niveau magnétique le plus piégeant et sont donc capturés avec l’efficacité maximale. Nous pouvons calculer ces rapports avec la première et la troisième colonne du tableau 3.1. L’expérience donne des rapports de 1.58 et 2.58. Dans le cas du ^{87}Rb le rapport expérimental est supérieur à la valeur théorique. La raison pourrait être que les atomes qui sont dans un état faiblement piégeant perçoivent une plus petite force de rappel. De ce fait la profondeur du puits de potentiel est plus basse pour ces atomes ce qui diminue l’efficacité de chargement de ce sous niveau. Cette argument est valable pour le ^{85}Rb mais l’optimisation du pompage optique a été réalisée pour le rubidium 87 et par conséquent il n’est pas aussi efficace.

Nous pouvons effectuer d’autres vérifications croisées entre les différentes valeurs de ce tableau mais aucune méthode ne donne une estimation plus précise de l’efficacité du pompage optique. Nous pouvons estimer l’efficacité de capture des sous-niveaux faiblement piégeant en observant le taux de chargement des sous-niveaux hyperfins les plus bas. Mais certains biais expérimentaux ne sont pas encore bien compris. Comme par exemple l’effet sur le chargement, de l’extinction du champ magnétique de la pompe pendant l’allumage du piège magnétique. L’effet de la communication d’une vitesse au nuage vers la puce à cause du déséquilibre de puissance entre les faisceaux incident et réfléchi via un effet d’ombre.

Dans le reste du tableau nous pouvons voir que chaque élément participe à l’augmentation du nombre d’atomes dans le piège magnétique. Enfin nous avons optimisé pour le mieux le nombre d’atomes de ^{87}Rb capturés et nous verrons le chapitre suivant que ce nombre est limité par la saturation du piège magnétique lui-même. Quant au nombre d’atomes de ^{85}Rb il est déjà supérieur au ratio 85/87 nécessaire pour permettre le refroidissement sympathique [44]. En résumé le pompage optique n’est pas limitant et l’ajustement du nombre d’atomes total à la valeur seuil peut être réalisé en diminuant le temps de chargement du PMO3D. Le rapport isotopique peut être réalisé en modifiant les puissances relatives des lasers dans le PMO2D.

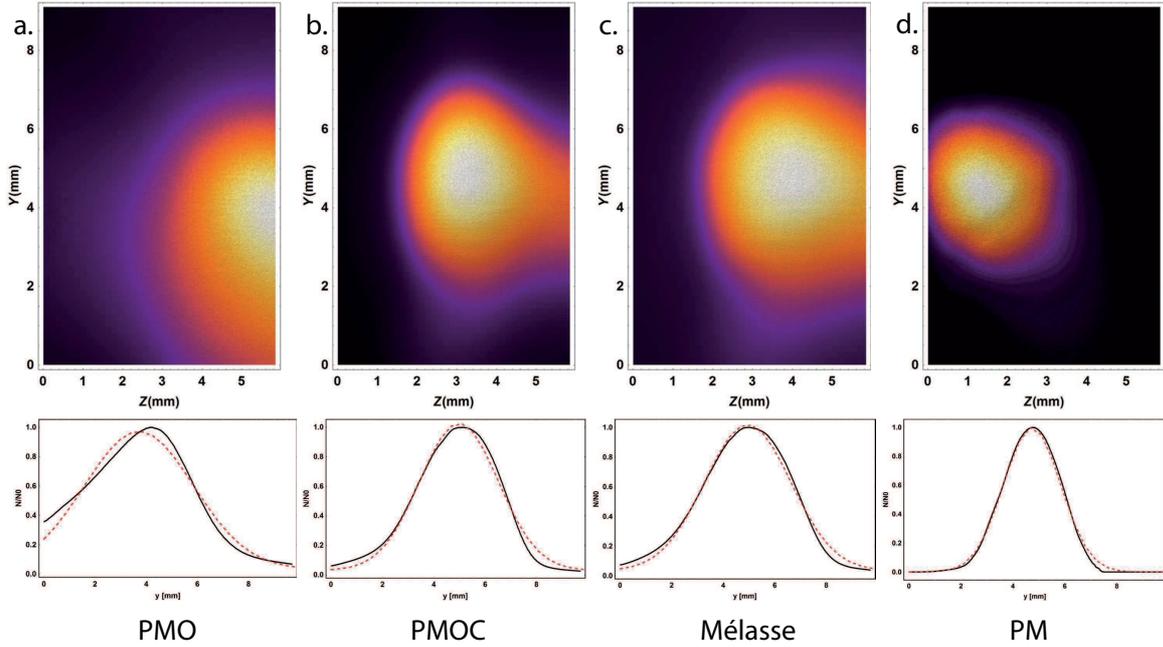


FIGURE 3.21 – Résumé de la séquence de refroidissement laser. Chaque image est une moyenne de cinq clichés d'un nuage de rubidium 87 pure, pris avec le système d'imagerie principal après un temps de vol de 3 ms. L'abscisse $z = 0$ mm correspond à la surface de la puce. En dessous de chaque image les courbes **noires** sont des profils verticaux, intégrés dans la direction Z et renormalisés. La courbe en **rouge** est un ajustement gaussien du profil. Ces images sont organisées dans l'ordre chronologique des différentes étapes de la séquence expérimentale qui sont (de gauche à droite) : **a.** Le piège magnéto-optique 3D, **b.** Le piège magnéto-optique 3D comprimé, **c.** La mélasse optique, **d.** Le piège magnétique

3.8 Conclusion.

Pour conclure ce chapitre je résume dans le tableau 3.2 la durée de chaque étape et les caractéristiques du nuage dans l'ordre chronologique de la séquence pour le rubidium 87. Ce tableau est accompagné d'une illustration graphique en figure 3.21. Nous voyons sur cette figure l'évolution du nuage d'atomes prise depuis la caméra principale située face à la sortie du PMO2D.

Nous avons vu dans ce chapitre la théorie et la mise en pratique du refroidissement laser. Ce processus permet la capture et le refroidissement d'une vapeur de rubidium 85 et 87 depuis une température initiale de $\sim 50^\circ\text{C}$ jusqu'à $\sim 40 \mu\text{K}$. Cette première partie de la séquence expérimentale de notre expérience permet de produire un nuage de 3×10^{10} avec un taux de cycle de 1.8 s.

Cette première étape de refroidissement laser remplit son objectif principal, qui est le chargement d'un piège magnétique avec un flux moyen de 3.2×10^9 atomes par seconde et la possibilité d'avoir un nuage bi-espèce. Désormais dans ce piège sur puce se poursuit le refroidissement et la compression vers la condensation de Bose-Einstein.

Chapitre 4

Piège hybride millimétrique.

“L’entomologiste a beaucoup de notions sur la puce.”

Proverbe Gabellois

4.1 Introduction.

Ce chapitre a pour objectif de présenter la particularité de notre source d’atomes froids : le Piège Millimétrique Hybride (PMH). La technologie des puces à atomes ouvre des perspectives vers la miniaturisation d’expériences d’atomes froids tout en étant prometteuse vis à vis des performances en termes de réduction du temps de la séquence expérimentale et de la consommation électrique.

Par ailleurs, nous l’avons vu précédemment les puces à atomes ont intérêt à intégrer des éléments d’optiques [124, 158, 165]. Cependant ce qui va nous intéresser dans ce chapitre est l’utilisation de l’interaction dipolaire magnétique des atomes pour créer des pièges conservatifs afin de poursuivre le refroidissement d’un ensemble d’atomes au-delà des limites du refroidissement laser. Le contrôle du champ magnétique à petite échelle [10 μm , 1 mm] permet créer une grande variété de potentiels de piégeage [165]. L’utilisation de sources de champ magnétique à petites échelles a été proposée en 1995 par J.D. Weinstein and K.G. Libbrecht [166]. Les techniques de lithographies de l’industrie électronique ou des techniques d’usinage millimétriques de conducteur, rendent possible un grand nombre de forme de potentiel. Ceci permet la réalisation d’appareils variés comme des guides atomiques [158], des séparatrices atomiques [47, 167], des réseaux magnétiques [168], des anneaux [169] et des pièges quasi uni-dimensionnels [170].

Dans le but de réaliser une source de condensats de Bose-Einstein double espèce pour l’interférométrie atomique, nous étudions les pièges magnétiques millimétriques pour leurs capacités de confinement et d’évaporation rapide.

Embarquabilité. La proximité entre le centre du piège et les sources de champs permet d’obtenir de plus forts confinements pour une consommation électrique bien moindre [171] en comparaison avec des sources extérieures à l’enceinte à vide. La faible consommation électrique et la miniaturisation de ce type d’expériences sont très prometteuses pour d’éventuelles missions spatiales embarquées [107, 124, 172, 173]. La sensibilité des interféromètres

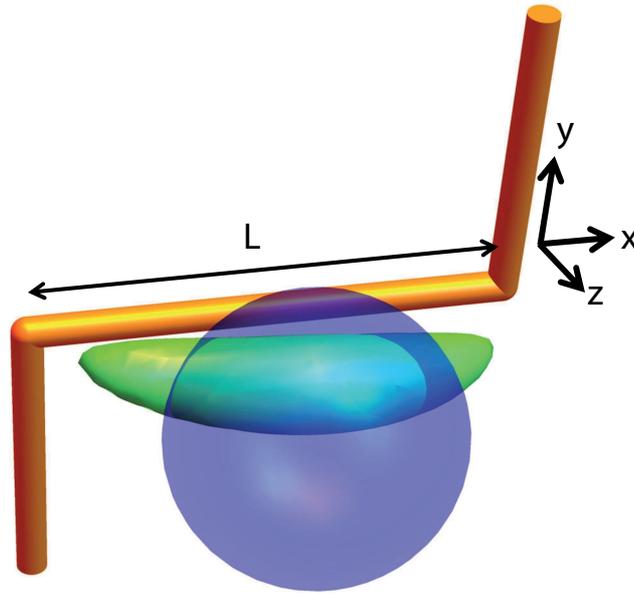


FIGURE 4.1 – Schéma du chargement de la puce. La surface **bleue** délimite le volume de la mélasse à un σ . La surface **verte** délimite le volume du piège magnétique à la moitié de la profondeur. Le fil de la puce est symbolisé en **orange**.

à atomes froids augmente quadratiquement avec le temps de chute libre des paquets d’ondes atomiques dans l’interféromètre. Cette durée peut être augmentée avec la construction de grandes fontaines atomiques [22, 60, 62, 78, 174], ou en plaçant tout le dispositif expérimental en chute libre où la compacité et la faible consommation électrique caractéristiques essentielles. Des tests ont été réalisés :

- A bord d’un projectile de catapulte avec l’expérience QUANTUS [37, 64].
- A bord d’un avion en vol parabolique avec l’expérience ICE [114]
- Plus récemment à bord d’un missile avec l’expérience MAIUS.

Taux de cycle. De plus les puces atomiques permettent un confinement important des atomes. Nous verrons dans ce chapitre la raison de l’augmentation des fréquences de piégeage et comment cela permet un refroidissement par évaporation plus rapide. La réduction du temps d’évaporation est un des facteurs clés vers l’augmentation de la fréquence de répétition de production d’un condensat de Bose-Einstein (BEC). Ceci permet l’amélioration de la précision de mesures utilisant des BEC. Les premiers BEC sur puce ont été obtenues en 2001 dans les équipes de Jakob Reichel [175] et de József Fortágh [176]. En 2015 l’expérience QUANTUS II [43] a démontré la réalisation de BEC contenant 10^5 atomes avec un taux de répétition de la séquence expérimentale de 1 Hz.

Chargement. Le piège magnétique que nous avons choisi d’utiliser, est l’équivalent d’un piège de Ioffé Pritchard produit par une structure en forme de “Z” (voir figure 4.1). En première approximation le volume de ce piège est celui d’un cylindre qui s’étend parallèlement au fil central de la puce. Son diamètre est fixé par la densité de courant maximale pouvant

circuler dans la structure en “Z”. Sa longueur est bornée par la longueur L du fil central de la structure en “Z”. L’une des difficultés de ces pièges sur puce est le chargement d’un grand nombre d’atomes depuis la mélasse optique d’une taille millimétrique dans le piège magnétique de quelques centaines de micromètres de diamètre et proche de la surface de la puce. Pour améliorer le chargement nous utilisons un piège magnéto-optique de surface très comprimé. Les faisceaux du PMO3D sont réfléchis sur la surface de la puce en configuration PMO miroir [158] et le champ quadrupolaire est produit par une paire de bobines extérieures. Toutefois il a été démontré qu’il était possible de réaliser un PMO sur puce en utilisant une structure en “U” pour produire le quadrupôle de champ magnétique [177]. Cette technique présente l’avantage de produire un PMO comprimé ayant la même anisotropie que le piège magnétique et donc améliore le transfert. Cependant l’alignement des lignes de champ magnétique avec les faisceaux laser n’est valide que dans une zone réduite, ce qui limite le nombre maximal d’atomes dans ce type de PMO. La démonstration d’une structure en “U” optimisée pour augmenter le volume du PMO est réalisée dans le groupe de J. Shmiedmayer [162]. Une autre méthode [172] consiste à successivement utiliser une paire de bobines pour générer le quadrupôle d’un premier PMO puis une structure en “U” pour le second PMO et ainsi assurer le transfert d’un plus grand nombre d’atomes vers le piège magnétique.

La densité maximale d’un PMO comprimé ($\sim 10^{11}$ atomes.cm⁻³) est limitée par la pression de radiation interne [156, 178], et par conséquent le chargement d’un grand nombre d’atomes nécessite une taille minimum du piège magnétique de capture. Cette taille minimum implique de maximiser le densité de courant circulant dans la puce et d’étendre la dimension longitudinale L du fil central.

Compression du piège magnétique. La compression du piège magnétique dans les directions transverses (Y et Z sur la figure 4.1) d’un piège très allongé est possible en augmentant le champ de biais (voir section 4.4). Ceci offre la possibilité d’étudier la physique des gaz de bosons en quasi 1D [179]. Cependant, si nous voulons réduire le temps d’évaporation il est préférable de comprimer dans les trois directions de l’espace (y compris dans la direction longitudinale). Pour cela, une solution consiste à superposer plusieurs puces comportant des structures en “Z” de longueur L différentes [43]. Ainsi en allumant successivement des pièges magnétiques de plus en plus petits, il est possible de comprimer à trois dimensions. Une autre solution consiste à micro usiner un conducteur en cuivre connecté par six extrémités¹ [180]. Une seule et même structure permet la circulation du courant dans des formes en “Z” de tailles différentes. Ainsi les pièges de capture et de compression sont réalisés par la même puce.

Notre Piège Millimétrique Hybride. Le piège magnétique de notre expérience en est à sa première étape de développement. Durant la fin de l’année 2015 nous avons dimensionné, conçu et mis sous vide le premier prototype de piège de surface. La particularité de la réalisation de ce piège est qu’elle a été entièrement effectuée au laboratoire C.A.R. grâce aux ateliers mécaniques du laboratoire, avec des éléments commerciaux et n’a pas nécessité de micro-usinage ou de salle blanche. Elle est constituée d’un simple fil en cuivre isolé et plié en forme de “Z” pour capturer les atomes et d’une paire de fils de part et d’autre pour comprimer dans la direction la moins confinée.

1. C’est équivalent à une structure en “H” superposé avec un plus petit “Z”.

Deux prototypes de pièges microscopiques sont en cours d'élaboration. Ces prototypes sont complémentaires du premier et viendront se superposer pour améliorer la compression du piège magnétique durant l'évaporation. Le premier essai est une puce à échelle micrométrique dont la conception et la fabrication a commencé en 2014. Cette puce est fabriquée au SYRTE par déposition d'une couche d'or sur un substrat de carbure de silicium (SiC). Cette couche est ensuite gravée pour délimiter des fils. Ce prototype n'a pas encore abouti, la méthode de déposition et de gravure des fils en or sur le substrat de SiC est en cours de mise au point. La première puce utilisable devrait être disponible à la fin de l'année 2017.

En parallèle une troisième génération de puce est en cours d'élaboration au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes à Toulouse (L.A.A.S.). Cette puce utilise une technologie déjà répandue dans le domaine des puces à atomes qui est le dépôt de piste en cuivre ou or sur un substrat de nitrure d'aluminium (AlN). Ces deux prototypes à échelles micrométriques font partie des développements à venir de l'expérience.

Dans ce chapitre je commence par la description de la fabrication du "piège millimétrique hybride", puis je rappelle les éléments théoriques nécessaires à la compréhension des manipulations d'atomes par une puce. Je décris les différents modèles qui nous ont servi à dimensionner les différents prototypes. Je présente la caractérisation du piège magnétique et l'optimisation du chargement, de la compression et du refroidissement par évaporation. Ainsi nous verrons les points forts et les limites de ce type de montage expérimental. Pour finir je présenterai les perspectives d'amélioration de l'expérience avec l'ajout de nouvelles puces ou l'implémentation du piège optique dipolaire.

4.2 Construction du piège millimétrique.

Le piège millimétrique hybride (voir figure 4.2) consiste en un bloc de cuivre de 50 mm × 50 mm × 18.4 mm monté sur quatre pieds en cuivre d'une longueur de 46 mm permettant de la maintenir verticalement sur la bride arrière de l'enceinte source. La surface de cette puce est parcourue de rainures de 1.1 mm × 1.1 mm dans lesquels nous déposons un fil de cuivre de 1 mm de diamètre isolé d'un revêtement Kapton. Le fil central est plié deux fois à 90° pour former un "Z" dont la longueur centrale mesure 8 mm. Deux fils rectilignes sont ajoutés de part et d'autre longeant le fil en "Z". Deux autres rainures parallèles espacées de 14 mm servent à maintenir un fil supplémentaire qui servira d'antenne radio fréquence. Pour maintenir les fils en place et améliorer la dissipation thermique des fils vers le support, les rainures sont comblées par de la colle Epotek H77 ayant un faible dégazage sous ultra vide et une bonne conduction thermique. Quatre fils différents sont insérés sur cette puce, on peut voir sur la figure 4.2. Chacun des fils² est fixé de part et d'autre de la puce à des connecteurs en cuivre-béryllium (Cu-Be) maintenus par des céramiques (Macor[®]). Ces connecteurs assurent les jonctions entre les fils de la puce et les fils de transports du courant depuis les passages ultra-vides. Ces fils assurant la jonction entre les fils du piège et les passages ultra-vides ne peuvent pas dissiper de chaleur dans le support en cuivre, ils ont un diamètre de 2 mm et sont doublés ou triplés. Le fil en "Z" (en rouge) est connecté par chacune de ses extrémités à trois fils répartissant ainsi le courant maximum de 40 A sur trois broches du passage ultra-vide. Chacune de ses broches est limitée à 15 A. Les fils en "I" (en vert) sont connectés par chaque extrémités à deux fils de transports via les connecteurs

2. à l'exception de l'antenne radio fréquence.

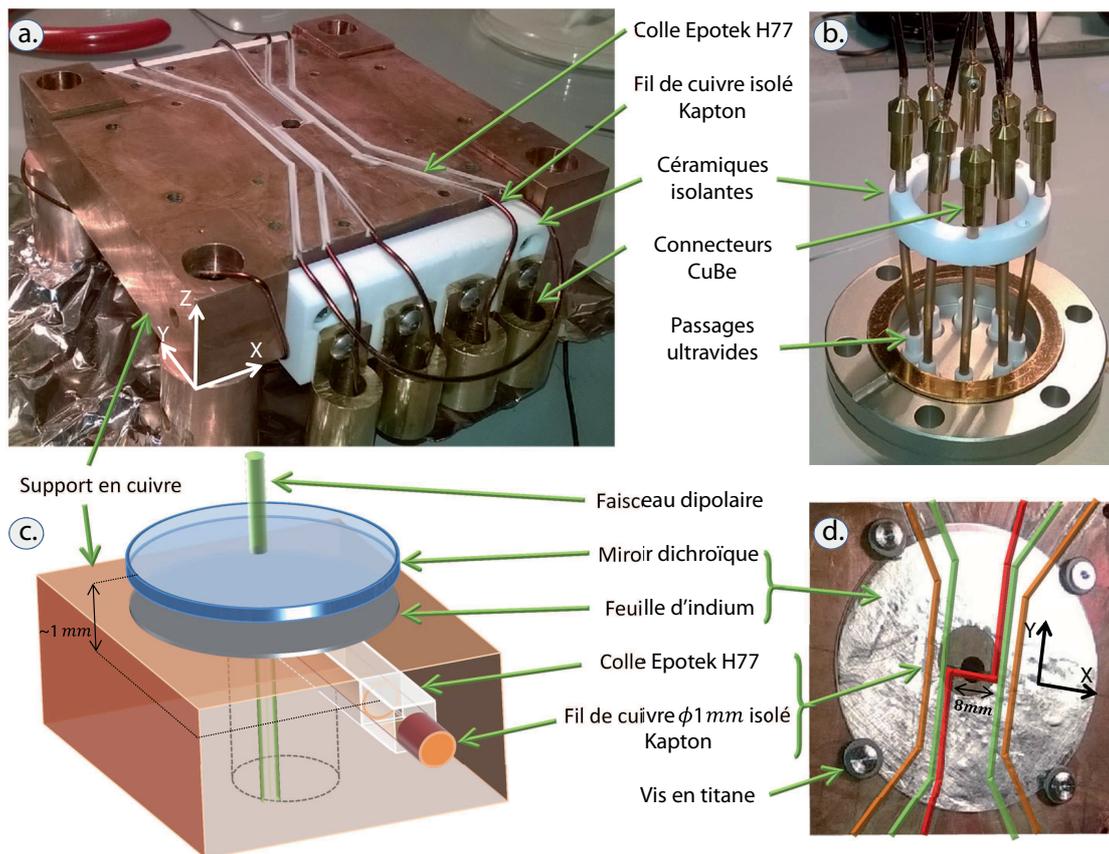


FIGURE 4.2 – Construction de la puce millimétrique hybride. **a.** Une photo du support en cuivre avec les fils collés et connectés sans le miroir. **b.** passages ultra-vides. **c.** Un schéma de principe en vue éclatée (pas à l'échelle). **d.** La circulation du fil en "Z" est symbolisée en **rouge**, la circulation des fils en "I" est symbolisée en **vert**, la circulation de l'antenne radio fréquence est symbolisée en **orange**.

Cu-Be. Enfin le fil jouant le rôle d'antenne radio fréquence (en orange) est inséré directement dans le support et forme une boucle comme on peut le voir sur la figure 4.2a.. Ce fil de 1 mm de diamètre est directement connecté à une entrée et une sortie ultra-vide sans passer par les connecteurs Cu-Be.

La piège hybride doit permettre le passage d'un faisceau dipolaire à travers et la réflexion des faisceaux du PMO3D sur surface. Nous avons donc déposé un miroir fin en silice de $350\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur la surface du bloc de cuivre³. La distance entre le centre du fil en "Z" et la surface du miroir est critique vis à vis des performances du piège magnétique. Théoriquement cette distance est estimée à $1050\ \mu\text{m}$. Le miroir a reçu un traitement dichroïque réfléchissant à $780\ \text{nm}$ ($R \sim 99\%$) et transparent à $1560\ \text{nm}$ ($T > 95\%$). Pour permettre le passage du faisceau dipolaire à travers la structure, le bloque de cuivre est percé d'un trou conique, horizontal, finissant par une ouverture de 5 mm de diamètre à la surface de la puce. Ce trou permet de faire passer un faisceau dipolaire à travers la structure centré sur le bord supérieur du fil en "Z" de manière à faciliter le transfert des atomes depuis le piège

3. Pour éviter qu'un gradient thermique trop important dans le verre ne soit induit par contact entre les fils et le miroir, une feuille d'indium de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur les sépare.

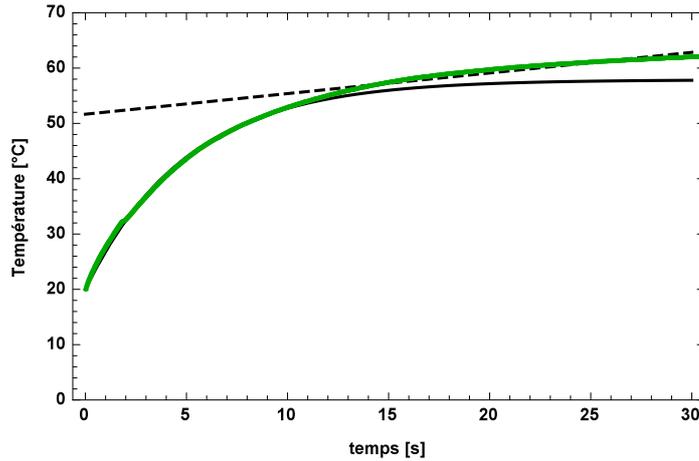


FIGURE 4.3 – Évolution de la température déduite de la variation de la résistance en fonction du temps. La courbe **verte** est réalisée en mesurant la tension au borne des passages électriques ultra-vide dans lesquels circulent 50 A. L’ajustement exponentiel (**traits pleins noir**) permet de déduire la résistance initiale $R_0 = 1.6 \text{ m}\Omega$ et le coefficient de dissipation thermique $\lambda = 0.2 \text{ s}^{-1}$. L’ajustement linéaire (**pointillés noirs**) permet de mesurer une élévation de température constante de $0.3 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$.

magnétique vers le piège dipolaire.

En résumé notre PMH est un piège de Ioffé-Pritchard de taille millimétrique produit par un fil en “Z”, doublé d’une paire de fil en “I” pour la compression longitudinale. Ce piège permet la fixation d’un miroir dichroïque pour la réflexion des faisceaux du PMO et la transmission du faisceau dipolaire.

4.3 Dimensionnement thermique de la puce millimétrique.

Un des facteurs limitant de la compression est le courant maximum circulant dans le fil en “Z”. Ce courant est contraint par l’élévation de température du fil due à la puissance dissipée par effet Joule. Une élévation de température trop élevée peut induire un dégazage de la structure dans le vide ou pire, une rupture du miroir par la dilatation thermique.

Des simulations numériques par éléments finis de la dissipation thermique ont été réalisées avec le logiciel Comsol Multiphysics[®]. Ces simulations permettent de résoudre l’équation de dissipation de la chaleur dépendante du temps en trois dimensions. Elles prennent en compte la forme du fil à la surface de la puce, l’évolution de la résistance avec le changement de température du fil et l’élévation globale de la température du support en cuivre. Cette simulation a permis le dimensionnement du diamètre du fil à 1 mm. Plus de détails sont disponibles dans [44].

Nous avons testé expérimentalement la détérioration du vide par une élévation de température par l’échauffement du fil et du support en cuivre. La pression est mesurée par la pompe ionique située derrière le support et aucun changement n’est mesuré en fonctionnement “normal” (40 A, $\sim 75\%$ du temps). En faisant circuler en continue 50 A (ce qui

correspond à une puissance à dissiper deux fois supérieure), la pression indiquée passe de 3 à 4×10^{-10} mbar après 30 s.

La mesure de la température du fil a été réalisée en mesurant le changement de résistance totale du fil et des connections à courant constant (voir figure 4.3). Nous supposons que toutes les résistances en série avec le fil sont négligeables comparées à la résistance du fil central. Au premier ordre la résistance électrique du fil augmente avec la température et peut s'écrire comme :

$$R = R_0(1 + \alpha\Delta T) , \quad (4.1)$$

où R_0 est la résistance à température ambiante du fil et $\alpha = 3.93 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ est le coefficient d'élévation de la résistance du cuivre. Un modèle simple de la variation de la température peut être fait en ne considérant que le fil de la puce, soit un fil mesurant $L = 1.5$ cm de longueur et de $\phi = 1$ mm de diamètre. En effet, les fils de transport du courant ont une section quatre fois plus grande et sont triplés. Par conséquent ils dissipent 36 fois moins de chaleur pour une même longueur que le fil de la puce. C'est pourquoi nous considérerons que leur contribution à l'élévation de la résistance est négligeable. Dans un premier temps nous ferons les approximations que la température du support en cuivre reste constante et que la température du fil est homogène à travers celui-ci. En effet le fil est en cuivre, isolé de Kapton dont la conductivité thermique est très mauvaise comparée à celle du cuivre (de trois ordres de grandeur). Ceci permet de poser l'équation différentielle de l'évolution de la température de ce fil :

$$\frac{dT}{dt} = R_0(1 + \alpha T)I^2 C_{cu} - \lambda T , \quad (4.2)$$

où $C_{cu} = 1.87 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{J}^{-1}$ est la capacité calorifique d'un fil de cuivre de diamètre ϕ de longueur L , λ est le temps caractéristique de la dissipation thermique et T est la variation de température par rapport à T_0 la température du support en cuivre et aussi la température à laquelle est mesurée R_0 . L'ajustement de la solution de cette équation aux points expérimentaux permet de déduire la résistance initiale $R_0 = 1.6 \text{ m}\Omega$ du fil et le coefficient de dissipation thermique $\lambda = 0.2 \text{ s}^{-1}$ (voir figure 4.3). La résistance mesurée à faible courant aux bornes des passages à vide est de $5.19 \text{ m}\Omega$, cette valeur est plus élevée car elle prend en compte la résistance des fils intermédiaires et surtout les résistances de contacts. Ces résistances supplémentaires évoluent très peu et ne sont donc pas prises en compte par l'ajustement.

A partir de l'équation 4.2, il est possible de déterminer un courant critique à partir duquel la résistance entre dans un régime d'emballement. On peut voir que sous la condition $R_0 I^2 C_{cu} \alpha - \lambda \geq 0$ la solution de l'équation 4.2 diverge. Cette divergence sera limitée par la puissance maximale de l'alimentation mais peut tout de même mener à un endommagement de la structure. Ce régime est atteint pour un courant de 140 A, donc bien au-dessus du domaine de fonctionnement. Enfin on remarque que l'ajustement exponentiel tend vers une asymptote à 58°C tandis que les points expérimentaux continuent d'augmenter linéairement. Cette augmentation est de $0.3 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce comportement est dû à l'élévation de température du support en cuivre (proche du fil). En effet si l'on calcule la capacité calorifique du support complet en supposant une température homogène et une dissipation de 4 W, alors l'élévation de température est de $0.02 \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$. De plus ce support est en très bon contact thermique avec l'enceinte qui est maintenue à température constante par le refroidissement actif des bobines. La structure sous vide ne nécessite aucun refroidissement actif supplémentaire. La résistance thermique limitant la densité de courant dans le fil est l'isolation électrique en Kapton du fil et l'épaisseur de colle dans la rainure.

Le piège magnétique millimétrique.

En conclusion, nous avons réalisé au laboratoire un dispositif de piégeage magnétique sous ultra-vide avec des éléments simples et ne nécessitant pas de refroidissement actif. La surface du système millimétrique est recouverte d'un revêtement dichroïque pour réfléchir les faisceaux à 780 nm du PMO3D miroir et transmettre un faisceau à 1560 nm du piège dipolaire et du réseau optique de déplacement. Le piégeage magnétique, la compression et l'émission d'ondes radio-fréquences sont assurés par quatre fils de 1 mm de diamètre, collés au fond de rainures dans un support en cuivre.

4.4 Éléments théoriques.

Dans cette partie, je rappelle les éléments théoriques de la capture d'atomes neutres par un piège sur puce de manière à introduire le formalisme puis à mener une discussion sur les différents modèles qui ont servi à dimensionner la puce et qui servent à interpréter les résultats expérimentaux.

4.4.1 Piège magnétique d'un atome neutre.

L'énergie d'un atome dans un champ magnétique peut être décrite par l'hamiltonien :

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + g_F \mu_B \mathbf{F} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) . \quad (4.3)$$

Les constantes sont m , g_F , μ_B respectivement la masse atomique, le facteur de Landé, et le magnéton de Bohr. Les opérateurs sont \mathbf{p} , \mathbf{F} , \mathbf{B} respectivement l'impulsion, le moment magnétique total atomique et le champ magnétique. Le premier terme de l'hamiltonien est l'énergie cinétique et le second l'interaction magnétique dipolaire. Lorsque le moment magnétique total atomique suit adiabatiquement la direction du champ magnétique local, le terme d'interaction mène à une énergie potentielle :

$$V(\mathbf{r}) = g_F m_F \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\| , \quad (4.4)$$

où m_F est la projection du moment \mathbf{F} sur l'axe du champ magnétique local. Les atomes remplissant la condition $g_F m_F > 0$ perçoivent une force dans le sens opposé au gradient de la norme du champ magnétique. Ces atomes peuvent être piégés dans une zone où la norme du champ magnétique est minimale. Sur la figure 4.4 les sous-niveaux pouvant être piégés par un minimum de champ magnétique sont indiqués en rouge. Les atomes ne remplissant pas la condition $g_F m_F > 0$ ne peuvent pas être piégés [181]. De même les atomes effectuant une transition vers un état non-piégeant sont expulsés du piège. Ces transitions peuvent être induites par le mouvement des atomes dans le piège car ceux-ci explorent des zones où le champ change de norme et de direction. La condition pour que les atomes n'effectuent pas ces transitions est que leur moment magnétique \mathbf{F} suive de façon adiabatique la direction du champ magnétique. Ceci implique que le taux de changement de l'angle $\theta(t)$ entre les

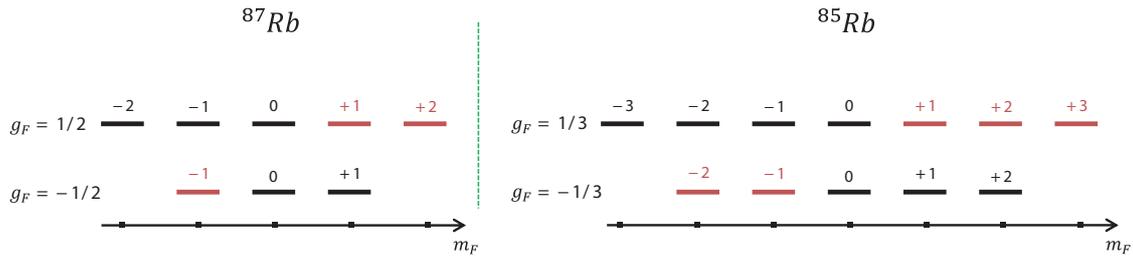


FIGURE 4.4 – Schéma des états fondamentaux du rubidium 87 et 85. Les sous-niveaux magnétiques hyper-fins que l'on peut piéger dans un minimum de la norme d'un champ magnétique sont signalés en **rouge**.

deux soit très petit comparé à la fréquence de précession du spin atomique autour de la direction du champ magnétique donné par la fréquence de Larmor ω_L . La condition de suivi adiabatique est donc :

$$\frac{d\theta(t)}{dt} \ll \omega_L = \frac{g_F m_F \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\|}{\hbar} . \quad (4.5)$$

La valeur maximal pour $\frac{d\theta}{dt}$ est donnée par la fréquence d'oscillation des atomes dans le piège. Dans le cas d'un facteur $g_F m_F = 1$ la fréquence de Larmor est de 1.4 MHz/G. La condition d'adiabaticité peut être violée dans les zones de faible champ magnétique. Ces zones peuvent créer des pertes d'atomes appelées pertes Majorana [182].

4.4.2 Piège unifilaire.

Un fil rectiligne infiniment fin parcouru par un courant électrique I crée un champ ortho-radial dont la norme est inversement proportionnelle à la distance au fil. A une distance z orthogonale à l'axe du fil la norme, le gradient et la courbure de ce champ sont respectivement :

$$B(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi z}, \quad \frac{dB(z)}{dz} = b_z(z) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi z^2}, \quad \frac{d^2 B(z)}{dz^2} = \frac{\mu_0 I}{\pi z^3} . \quad (4.6)$$

Supposons que ce fil soit aligné avec la direction X. Pour créer un minimum de champ magnétique on superpose un champ externe homogène de norme B_{biais} dans la direction Y. Le champ du fil et le champ externe $\mathbf{B}_{\text{biais}} = B_{\text{biais}} \mathbf{e}_y$ vont s'annuler selon une ligne parallèle au fil (voir figure 4.5). La position z_0 de ce minimum et le gradient $b_z(z_0)$ autour de z_0 peuvent être calculés à partir des formules (4.6) et sont donnés par :

$$z_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_{\text{biais}}}, \quad b_z = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_{\text{biais}}^2}{I} . \quad (4.7)$$

Notons qu'une variation de l'angle du champ de biais dans le plan yOz provoque une rotation du centre du piège autour du fil à une distance constante. Cette rotation combinée à une variation de la norme du champ de biais permet de déplacer le piège selon la direction Y parallèlement à la surface de puce. Cette mobilité nous servira à déplacer le nuage pour le charger dans un piège dipolaire optique passant à travers la puce au-dessus du fil central.

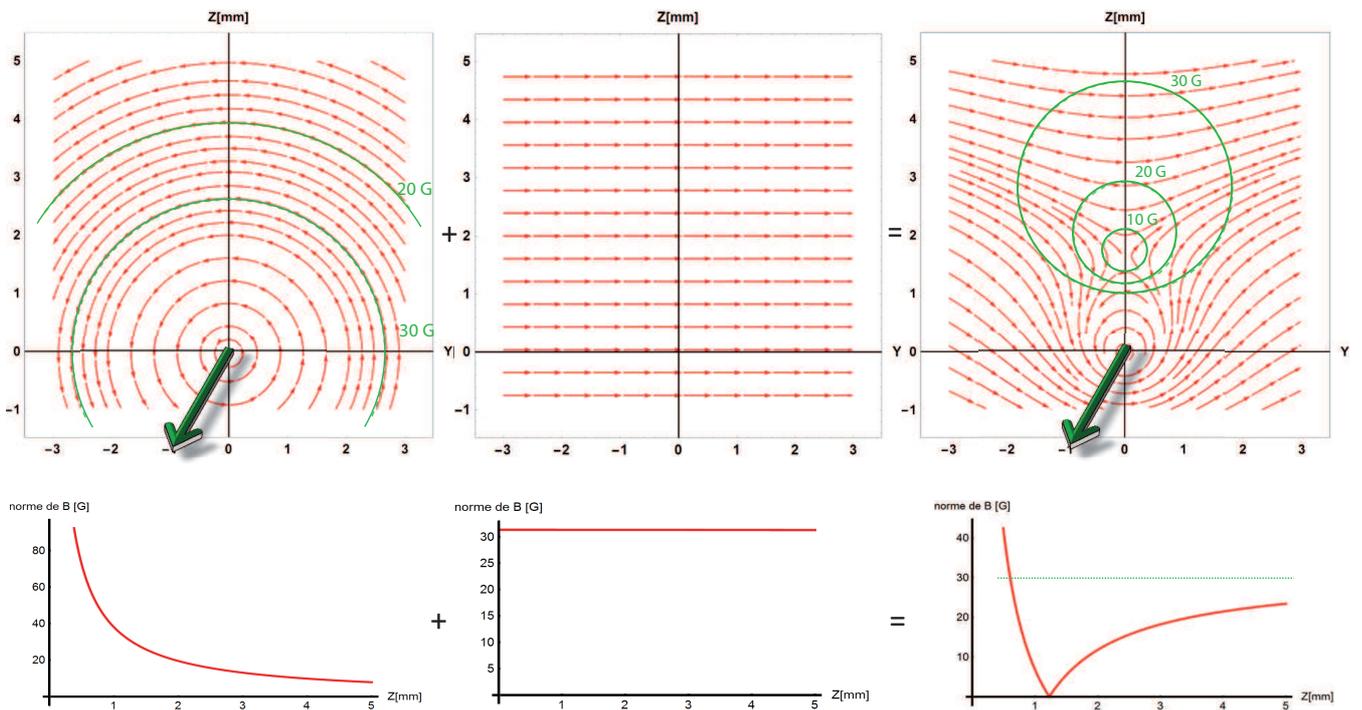


FIGURE 4.5 – Création d'un minimum de champ magnétique le long d'un fil rectiligne parcouru par un courant (**flèche verte**) de 40 A selon l'axe X. Les graphiques du haut sont des coupes orthogonales au fil représentant le champ vectoriel projeté dans le plan yOz . Les courbes en dessous montrent l'évolution de la norme du champ selon l'axe Z. De gauche à droite : le champ produit par un fil, un champ homogène dans la direction Y puis la superposition des deux forme un minimum local.

4.4.3 Confinement longitudinal.

Le minimum de champ créé par un fil rectiligne selon l'axe des X parcouru par un courant I plongé dans un champ magnétique homogène selon l'axe Y est un quadrupôle dont le zéro est aligné avec le fil à une distance z_0 de celui-ci. Une façon de refermer le piège dans la direction X est de faire circuler un courant I dans deux fils parallèles de part et d'autre du fil central dans la direction Y pour former un "H"). Chacun de ces fils produisent un champ magnétique ortho-radial dont la norme est inversement proportionnelle à la distance au fil. Cela a pour effet de produire un minimum de champ magnétique dans le plan médian entre ces deux fils (voir figure 4.6). Nous pouvons d'ores et déjà distinguer deux cas car le courant peut circuler dans ces fils de façon symétrique ou anti-symétrique.

Cette forme en "H" implique la présence de trois conducteurs distincts pour satisfaire à la loi des nœuds. Une solution simple pour permettre un confinement transversal et longitudinal avec un seul conducteur est de le courber. En pliant les extrémités du fil central à 90° il est possible de refermer le piège selon la direction longitudinale de deux manières différentes. La figure 4.6, présente le piège en forme de "Z" (cas anti-symétrique) et en forme de "U" (cas symétrique par rapport au plan yOz). Il est important de remarquer que dans le cas du piège en "Z" la circulation du courant dans les fils "latéraux" est parallèle ce qui a pour effet de produire un champ magnétique dans la direction X non-nul. Ce n'est pas le cas lorsque la circulation est antiparallèle comme pour la configuration en forme de "U", car la composante du champ magnétique selon X de chacun des fils s'annule au centre. Dans le cas de la puce millimétrique nous avons choisi la configuration en "Z" pour minimiser des pertes Majorana.

Deux fils infiniment fins parallèles séparés par une distance L et parcourus tous deux dans la direction Y par un courant I produisent un champ magnétique à une distance z_0 projetée sur la direction X :

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \frac{z_0}{(L/2 + x)^2 + z_0^2} + \frac{z_0}{(L/2 - x)^2 + z_0^2}. \quad (4.8)$$

La fréquence du piège dans la direction longitudinale est proportionnelle à la dérivée seconde selon x de la composante du champ dans cette direction, donnée par :

$$\frac{d^2 B_x}{dx^2} \Big|_{x=0, z=z_0} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \frac{64z_0(3L^2 - 4z_0^2)}{(L^2 + 4z_0^2)^3}. \quad (4.9)$$

Cette équation nous apprend que dans le cas où $z_0 \ll L$ cette fréquence peut être augmentée en augmentant le courant I ou en diminuant la longueur L . De plus cette fréquence est maximale pour une distance $z_0 \sim 0.2L$.

4.4.4 Compression.

Pour atteindre le seuil de condensation nous envisageons un refroidissement par évaporation. Nous verrons dans la partie suivante que pour accélérer le processus de "thermalisation" nous comprimons le piège, dans les trois directions de l'espace, de manière à augmenter les collisions entre atomes.

Une première méthode consiste à jouer sur le courant dans la puce et le champ de biais dans la direction Y. En effet, les gradients dans les directions transverses (Y et Z) sont proportionnels au carré de la norme du champ de biais à courant constant dans la puce

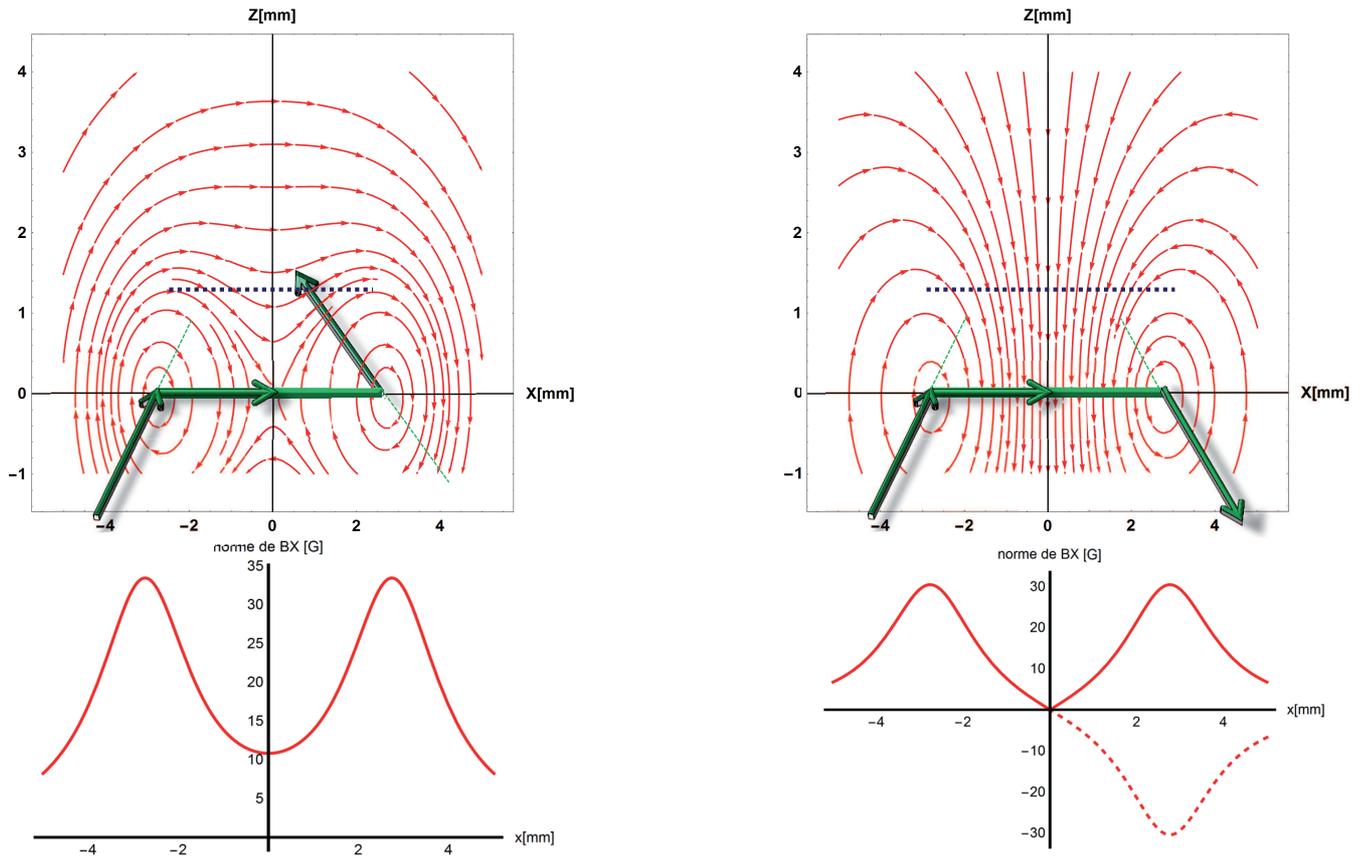


FIGURE 4.6 – Deux types de confinements longitudinaux. A gauche le fil en “Z” et à droite le fil en “U”. Les graphiques du haut représentent les lignes de champ magnétique produit par les fils latéraux vues en coupe dans le plan xOz . Les **flèches vertes** symbolisent la circulation du courant. Les lignes de **pointillés bleus** représentent la position du piège et l’axe selon lequel sont réalisées les courbes en dessous. Elles représentent la valeur absolue (en trait plein) de la composante X du champ magnétique le long de cette ligne. Les **pointillés rouges** représentent la valeur relative de la composante X du champ magnétique.

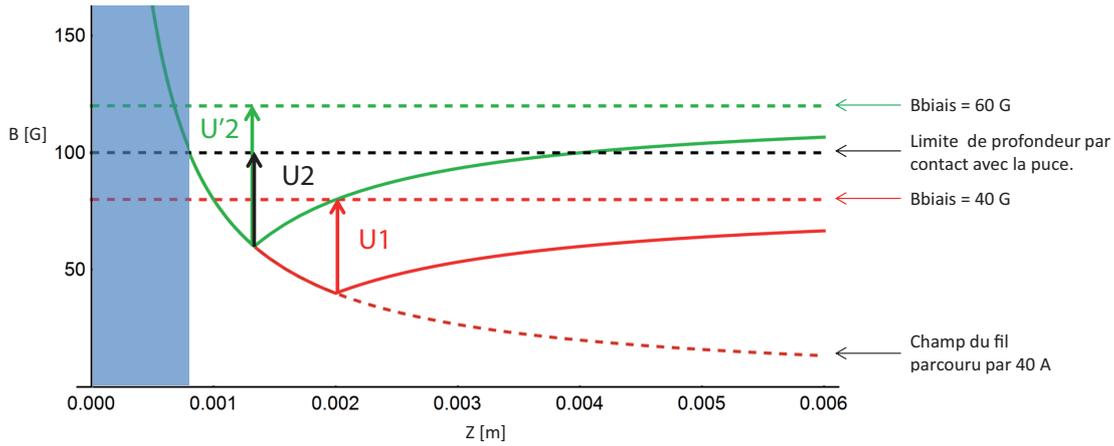


FIGURE 4.7 – Influence du champ magnétique de biais sur le piège magnétique : Ce graphique présente la coupe orthogonale à la surface du miroir de la norme du champ magnétique de deux pièges différents pour un courant dans le fil de la puce de 40 A et un champ de biais de 40 G (**en rouge**) et de 60 G (**en vert**). L'axe des ordonnées est gradué en Gauss mais les niveaux des pièges rouge et vert sont décalés d'une valeur constante par soucis de lisibilité. $U1$ indique la profondeur du piège pour un champ de biais de 40 G (**en rouge**). $U2$ indique la profondeur du piège pour un champ de biais de 60 G en ne considérant que le potentiel magnétique (**en vert**) et $U'2$ (**en noir**) indique cette même profondeur en tenant compte des interactions avec la surface du miroir (**en bleue**).

(équation (4.7)). Ceci a pour effet d'approcher le centre du piège de la puce, et donc de réduire la profondeur par contact avec la surface. Nous pouvons voir sur la figure 4.7 que la profondeur du piège est proportionnelle au champ de biais ($U'2 > U1$). La présence de la surface modifie le profil d'énergie potentiel à cause de l'interaction entre les atomes et la surface. Ceci a pour effet de diminuer la profondeur effective du potentiel ($U2 < U'2$). Il est possible de comprimer le piège à distance z_0 constante comme nous pouvons le voir à l'équation (4.6). Cependant cette augmentation des gradients est proportionnelle au courant circulant dans le fil, et donc limité par la dissipation thermique de l'effet Joule. Pour un fil en "Z", cette méthode de compression permet d'augmenter les fréquences de piégeage dans les trois directions (voir équation 4.6 et 4.9).

Notre montage ne comporte qu'une seule structure en "Z" polyvalente, servant à la capture et à la compression. C'est pourquoi la longueur du fil central de la structure est le résultat d'un compromis entre volume de capture et la compression longitudinale. Cependant pour comprimer davantage selon la direction longitudinale il est possible d'augmenter le courant dans les fils latéraux. Une paire de fil en "I" de part et d'autre de la structure en "Z" (voir figure 4.2) permet d'augmenter les courants latéraux et d'accroître la fréquence de piégeage longitudinale (voir équation (4.9)). Cette technique augmente aussi la norme du champ magnétique au fond du piège $B(z_0)$, diminuant la profondeur effective.

Une dernière façon d'augmenter les fréquences de piégeage est d'ajouter un champ magnétique homogène $-B_{ext}\mathbf{e}_x$ opposé au sens du champ au fond du piège $B(z_0)\mathbf{e}_x$. Ceci a pour effet d'augmenter les fréquences transverses du piège. En effet, la norme du champ

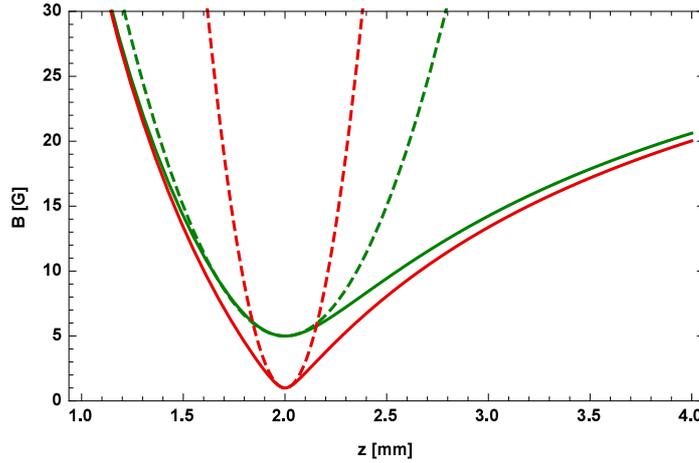


FIGURE 4.8 – Coupes selon l’axe Z de la norme du champ magnétique pour un fil en “ Z ” parcouru par 40 A et un champ de biais de 40 G. La composante vectorielle B_0 du champ dans la direction X vaut respectivement 1 G pour la courbe **verte** et 5 G pour la courbe **rouge**. Les **pointillés** représentent le profil harmonique du centre de chacun des pièges pour illustrer l’augmentation de confinement lorsque B_0 décroît.

magnétique s’écrit :

$$\|B(z)\| = \sqrt{\left(\frac{\mu_0 I}{2\pi z} - B_{\text{biais}}\right)^2 + B_0^2}. \quad (4.10)$$

La dérivée seconde selon l’axe Z en Z_0 est inversement proportionnelle à $B_0 = B(z_0) - B_{\text{ext}}$. Une illustration graphique est donnée en figure 4.8 pour deux valeurs de B_0 différentes. Cette méthode est limitée par les pertes Majorana. Si les fréquences de piégeage sont de l’ordre de la fréquence de Larmor au centre du piège, la condition d’adiabaticité n’est plus vérifiée et les atomes peuvent effectuer des transitions vers des sous-niveaux magnétiques non-piégeants.

4.5 Modélisation du piège magnétique.

Trois différents modèles sont utilisés pour décrire le piège magnétique selon les régimes de température étudiés. Dans cette partie, je présente ces trois modèles de piège et je les compare pour déterminer leurs domaines d’applications.

Méthode des éléments de frontières. Tout d’abord pour obtenir la description la plus détaillée possible j’utilise un logiciel de calcul appelé Radia[®] fonctionnant avec le logiciel de calcul Mathematica[®]. Cette méthode de calcul proche des méthodes de calculs par éléments finis, utilise des formules analytiques pour ne pas à avoir à discrétiser l’espace vide. Elle permet un calcul rapide du champ magnétique prenant en compte la forme en trois dimensions des sources de champs magnétiques. Ce logiciel permet d’inclure les effets des inhomogénéités du champ magnétique de biais liées à la forme des bobines, et les effets dus à la répartition de la densité de courant dans les fils de la puce. Même si la méthode des intégrales aux limites est moins lourde en temps de calcul que ne l’est la méthode des éléments finis, il n’en reste pas moins que sa solution est difficilement intégrable dans des calculs plus complexes. C’est

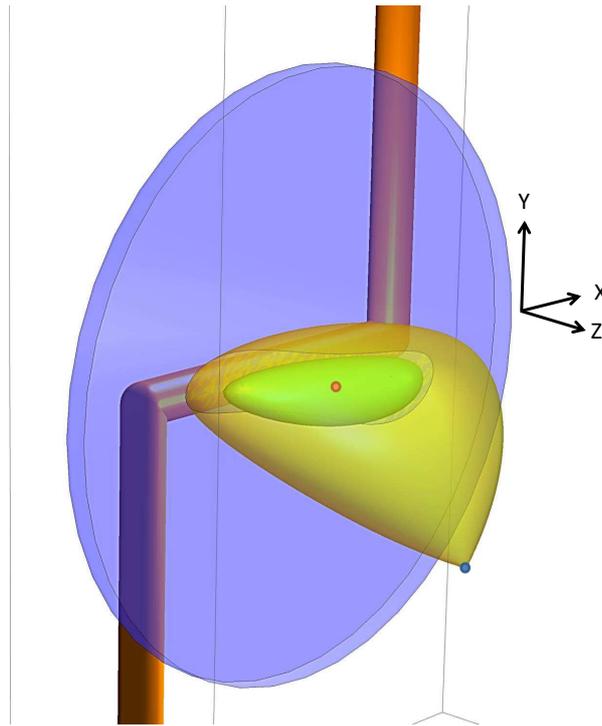


FIGURE 4.9 – Le graphique ci-dessus représente une vue d’ensemble de deux surfaces équipotentielles d’un même piège magnétique à une distance intermédiaire entre capture et compression. Le fil en “Z” et le miroir sont aussi représentés à l’échelle, à l’exception du diamètre du miroir qui est représenté cinq fois plus petit pour une question de visibilité. La surface équipotentielle **Jaune** est à une énergie U_0 délimitée par la bifurcation liée à la gravité. Ce point particulier est localisé par un rond **Bleu**. La surface **verte** est à une énergie inférieure limitée par le contact avec la puce. Le centre du piège est localisé par un rond **rouge**.

pourquoi nous avons recours à deux autres modèles plus simples pouvant s’appuyer sur des valeurs repères données par le calcul avec Radia[®].

Modèle analytique. Pour décrire le piège magnétique perçu par les atomes relativement chauds dans les premières étapes de la capture et de la compression dans le piège magnétique j’utilise un modèle analytique. L’approximation d’un fil infiniment fin permet d’utiliser la loi de Biot et Savard pour sommer la contribution de chaque élément de courant. Ce modèle prend en compte la longueur finie des fils de la puce. Le calcul est détaillé en annexe. Ce modèle permet d’observer l’effet de l’asymétrie du piège en “Z” et de la gravité sur la profondeur du piège. Le piège en “Z” est symétrique par rotation d’un angle π selon l’axe Z. La gravité selon l’axe Y brise cette symétrie. La recherche des points caractéristiques tels que le fond du piège ou le point selle dû à la gravité font l’objet d’optimisations numériques. Un schéma en trois dimensions en figure 4.9 donne une vue d’ensemble de deux surfaces équipotentielles différentes. Elles sont situées par rapport au fil en “Z” et par rapport à la surface. On peut y voir la forme asymétrique et la position de deux points caractéristiques qui sont le minimum d’énergie potentiel et le point selle lié à la gravité.

La figure 4.10 présente trois courbes de la distance entre le centre du piège et la surface en

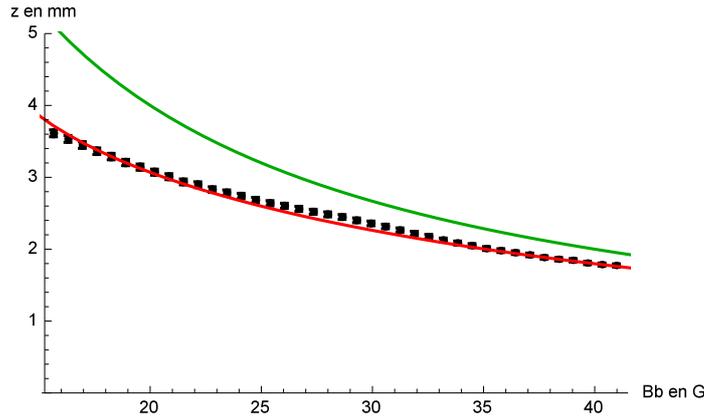


FIGURE 4.10 – Le graphique ci-dessus est une courbe de la position du centre du piège magnétique selon la direction Z en mm, en fonction de la valeur du champ de biais en G et pour un courant constant dans la puce de 40 A . Les points noirs sont des résultats expérimentaux indiquant le centre de l’ajustement par un profil gaussien de la densité atomique du nuage dans le piège magnétique. La courbe rouge représente les résultats des modèles analytique et de Radia qui sont confondus. La courbe verte représente la fonction analytique pour un fil infiniment long.

fonction du champ de biais appliqué. Notons le très bon accord entre la simulation par radia (en rouge) et le modèle analytique prenant en compte la longueur finie des fils (confondue avec la rouge)⁴. On remarque aussi un déplacement du minimum pour le modèle des fils infiniment longs (en vert). En réalité ce déplacement est à trois dimensions car ce modèle ne prend pas en compte l’asymétrie du piège en “ Z ” par rapport à l’axe Y (vertical). Les points expérimentaux sont symbolisés en noir. Ils correspondent au maximum d’intensité de fluorescence du nuage (moyenné 10 fois) après une seconde de tenue dans le piège. Ces points sont ajustés à la courbe théorique par translation dans la direction Z d’une valeur z_f . Les simulations donnent des distances par rapport au centre du fil et l’expérience par rapport à la surface du miroir. Cet ajustement donne une mesure de cette distance fil-surface $z_f = 1300\ \mu\text{m}$. Nous remarquons un surplus de $250\ \mu\text{m}$ par rapport à la distance théorique. Cette surépaisseur est imputée principalement à la non planéité de la feuille d’indium et aux tolérances mécaniques dans la réalisation des rainures. Cette distance joue un rôle clé en limitant la profondeur du piège comprimé. Par exemple la profondeur de ce piège à une distance de $1560\ \mu\text{m}$ ⁵ du centre du fil est supérieur à $1.1\ \text{mK}$ dans le cas d’une profondeur limité par une surface à la position théorique tant dis qu’elle est de $500\ \mu\text{K}$ dans le cas de la surface réelle.

Nous avons vu le très bon accord entre le modèle analytique et le calcul d’intégrales aux frontières sur la prédiction de la distance entre le piège et le fil. La figure 4.11 permet de comparer les profils d’énergies potentielles simulés par radia et par le modèle analytique. Le graphique présente des coupes dans les trois directions de l’espace pour le piège le plus proche de la surface. Les deux modèles sont en meilleurs accord à longue distance car la répartition

4. La symétrie de révolution du fil réel fait que les contributions des densités de courant de part et d’autre de son axe de révolution se compensent pour donner le même résultat qu’un fil infiniment fin.

5. dans ce cas le courant dans le fil est de 40 A et le champ de biais de 47 G

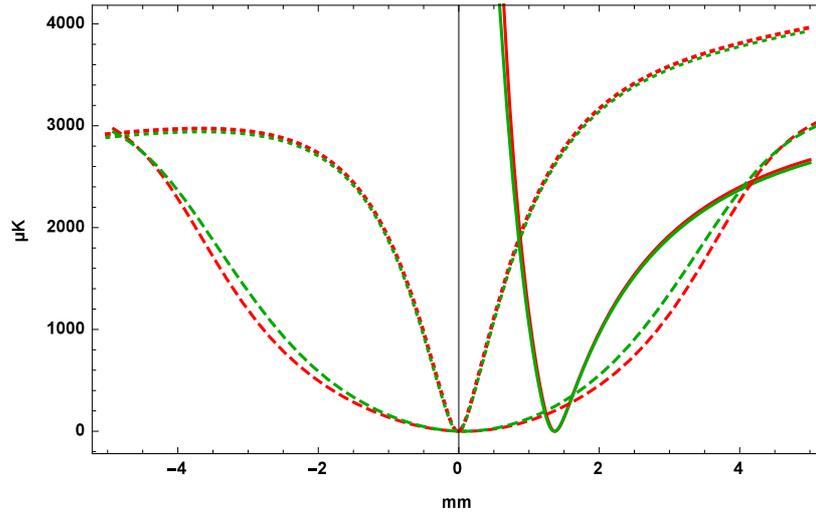


FIGURE 4.11 – Les graphiques ci-dessus présentent une comparaison des coupes dans les trois directions de l'espace du potentiel simulé par radia et par le modèle analytique pour un piège comprimé. Les courbes d'énergie potentielles sont en unité de μK et prennent en compte l'effet de la gravité. Les courbes **vertes** sont les résultats de simulations effectuées avec Radia. Les courbes **rouges** sont les résultats du calcul analytique. Chacune des coupes est réalisée sur un axe passant par le minimum du piège. Les courbes en **traits pleins** sont des coupes du potentiel dans la direction Z. Les courbes en **traits en tirets** sont des coupes du potentiel dans la direction Y (verticale) sur lesquels on voit la pente liée à la gravité. Les courbes en **traits en pointillés** sont des coupes du potentiel dans la direction X (longitudinale).

de la densité de courant dans les fils se moyennent et tendent vers le modèle analytique. Une analyse plus quantitative a été faite en cherchant le maximum de la différence entre ces deux fonctions à trois dimensions. Cette étude révèle une différence pic de 8% de la valeur de la profondeur.

Cette valeur de l'énergie potentielle prend en compte l'effet de la gravité. Nous pouvons voir sur la coupe dans la direction Y l'effet de la pente sur la profondeur du piège au niveau du point de rebroussement. La profondeur U_0 n'est plus limitée par le champ de biais $U_{0\ mag} = \mu_B g_F m_F B_{biais}$ mais par la gravité à la position où les forces de rappel magnétique et de pesanteur se compensent $mg = \mu_B g_F m_F \frac{d\|\mathbf{B}(x,y,z)\|}{dy}$. Dans le cas d'un piège millimétrique en forme de "Z" en position vertical la solution est non-triviale et nécessite une recherche numérique du point selle où la pente de l'énergie potentielle s'annule dans la direction Y. Ce point est signalé sur la figure 4.9.

Piège harmonique. Dans le cas d'atomes plus froids un troisième modèle plus simple ne prend en compte que la forme du fond du piège. Il consiste en une approximation harmonique du fond du piège. L'énergie potentielle est décrite comme $V(x, y, z) = m/2 \sum_{i=1}^3 \omega_i x_i^2$ où les ω_i sont les pulsations du piège dans les trois directions de l'espace, calculées préalablement en effectuant un ajustement quadratique des courbes calculées avec Radia[®]. Le potentiel peut être considéré comme quadratique sur toute l'étendue de sa longueur selon l'axe X. Le développement en série de Taylor au centre du piège de la composante X du champ magné-

tique peut s'écrire sous la forme $B_0 + ax^2 + o[x^4]$. Il n'en est pas de même pour les directions transverses. Celles-ci peuvent être considérées comme quadratique en dessous d'un certain seuil dépendant du fond du piège, B_0 . Nous pouvons voir grâce à l'équation 4.10 que l'on peut distinguer le régime harmonique du régime linéaire en comparant B_0^2 et $\left(\frac{\mu_0 I}{2\pi z} - B_{biais}\right)^2$. Ainsi on peut définir deux positions z_+ et z_- entre lesquelles on peut considérer le piège comme harmonique : $z_{\pm} = \frac{\mu_0 I}{2\pi(B_{biais} \pm B_0/\sqrt{2})}$. Ceci nous donne la température en dessous de laquelle les atomes explorent un potentiel harmonique :

$$T_{harmono} = \frac{\mu_B}{k_B} B(z_{\pm}) . \quad (4.11)$$

Modélisation d'un piège magnétique.

La norme du champ magnétique produit par un fil parcouru par un courant est inversement proportionnel à la distance z par rapport à ce fil. Avec un fil courbé en forme de "Z" et un champ magnétique de biais il est possible de créer un minimum local non nul de champ magnétique pour piéger des atomes ayant un moment magnétique positif. L'avantage d'un dispositif à l'échelle millimétrique est sa capacité de compression, car les gradients de champs magnétiques augmentent en $1/z^2$. Pour dimensionner le piège j'ai réalisé un modèle analytique en supposant des fils infiniment fins et des simulations numériques prenant en compte la taille finie des sources de champs magnétiques.

4.6 Bruit de courant et chauffage.

Le bruit de courant dans les fils de la puce ou dans les bobines de biais induit des fluctuations de la position et des fréquences de piégeage menant à un échauffement du nuage. Dans cette partie, nous considérons un piège harmonique s'écrivant comme $V(\mathbf{r}) = 1/2m \sum_{i=1}^3 \omega_i^2 x_i^2$. J'utilise le modèle analytique de fils infiniment longs et fins pour décrire le champ magnétique produit par la puce. Je commence par calculer le taux de chauffage lié aux fluctuations de position ou de raideur de piégeage en suivant le raisonnement de [183]. Puis nous verrons comment l'ajout d'une modulation volontaire sur le courant de la puce permet de caractériser expérimentalement les fréquences du piège.

4.6.1 Fluctuations de la position du centre du piège.

Pour commencer nous allons voir comment la position dépend des différents courants I_z circulant dans le fil en "Z", I_i dans les fils en "I" et I_{biais} dans les bobines de biais. La position selon l'axe X est indépendante au premier ordre⁶ de ces paramètres par symétrie

6. La position du minimum de potentiel est déplacée sous l'effet de la gravité selon l'axe Y. Ce déplacement a pour effet de décaler le minimum selon l'axe X, à cause de l'asymétrie du piège en "Z" par rapport à l'axe Y. Ceci implique une très faible sensibilité de la position selon l'axe X aux fluctuations du courant I_z

des courants circulant dans le fil en “Z”. La position verticale ne dépend que de l’axe du champ de biais qui est immobile par construction. La distance par rapport à la puce selon l’axe Z dépend de I_z et de I_{biais} (voir équation (4.6)), car le champ magnétique de Biais est proportionnel au courant circulant dans les bobines. La fluctuation de la position selon l’axe Z est de loin la plus sensible aux variations de courants $z_0 \propto I_z/I_{\text{biais}}$. Supposons un bruit $\epsilon(t)$ de moyenne nulle $z(t) = z_0(1 + \epsilon(t))$ dont la fonction d’auto-corrélation est donnée par :

$$\langle \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) dt . \quad (4.12)$$

La densité spectrale de puissance de bruit est donnée par la transformé de Fourier de la fonction d’autocorrélation :

$$S_\epsilon(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau . \quad (4.13)$$

En utilisant l’expansion de Taylor au premier ordre $\delta z = \frac{\partial z}{\partial I} \delta I$ nous obtenons les perturbations suivantes :

$$\epsilon_z(t) = \frac{z_0}{I_z} \delta I_z, \quad \epsilon_{\text{biais}}(t) = -\frac{z_0}{I_{\text{biais}}} \delta I_{\text{biais}} . \quad (4.14)$$

Ainsi nous pouvons relier les spectres de puissance de bruit des deux courants au spectre de bruit de position par :

$$S_z(\omega) = \frac{z_0^2}{I^2} S_I(\omega) . \quad (4.15)$$

Pour déterminer le taux de chauffage induit par des fluctuations de position $\epsilon(t)$ du centre du piège considérons l’hamiltonien d’une particule de masse m dans un potentiel harmonique de fréquence $\omega_z/2\pi$:

$$\widehat{H} = \frac{\widehat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2} m \omega_z^2 (\widehat{z} - \epsilon(t))^2 . \quad (4.16)$$

En utilisant la théorie des perturbations dépendantes du temps au premier ordre en ϵ la perturbation est donnée par :

$$\widehat{H}' = m \omega_z^2 \widehat{z} \epsilon . \quad (4.17)$$

Pour un atome dans l’état $|n\rangle$ au temps t , la probabilité de transition vers un état différent $|m\rangle$ est donnée par :

$$\begin{aligned} R_{n,m} &\equiv \frac{1}{T} \left| -\frac{i}{\hbar} \int_0^T e^{i\omega_{nm}t'} \langle m | \widehat{H}'(t') | n \rangle dt' \right|^2 \\ &= \left(\frac{m \omega_z^2}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega_{nm}\tau} \langle \epsilon(t)\epsilon(t + \tau) \rangle |\langle m | \widehat{z} | n \rangle|^2 d\tau . \end{aligned}$$

Nous utilisons le formalisme des opérateurs création et annihilation : \widehat{a} et \widehat{a}^\dagger

$$\begin{aligned} \widehat{a}|n\rangle &= \sqrt{n+1}|n+1\rangle , \\ \widehat{a}^\dagger|n\rangle &= \sqrt{n}|n-1\rangle , \\ \langle n|m\rangle &= \delta_{nm} . \end{aligned}$$

L'opérateur position \hat{z} s'exprime :

$$\hat{z} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) . \quad (4.18)$$

Nous obtenons les éléments de matrice de l'hamiltonien de la perturbation :

$$|\langle m|\hat{z}|n\rangle|^2 = \left(\frac{\hbar}{2m\omega_z}\right) (n\delta_{m,n-1} + (n+1)\delta_{m,n+1}) . \quad (4.19)$$

Nous voyons ainsi que seules les transitions de $|n\rangle$ vers $|n-1\rangle$ et $|n+1\rangle$ sont autorisées et les probabilités de transition sont données par :

$$R_{n\rightarrow n\pm 1} = \left(n + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right) \frac{\pi m\omega_z^3}{2\hbar} S_z(\omega_z) . \quad (4.20)$$

Ces transitions sont les excitations collectives du mode dipolaire, c'est-à-dire de l'oscillation du centre de masse. Dans un potentiel purement harmonique ce phénomène n'aurait pas d'influence sur la température car tous les atomes percevraient la même force, ce qui ne modifierait pas la dispersion de vitesse. Cependant les anharmonicités du piège réel couplent l'énergie du mouvement du centre de masse aux degrés de liberté internes du nuage. La variation de l'énergie interne du nuage est donnée par le bilan d'énergie de chacun des atomes dans un niveau $|n\rangle$ quelconque recevant ou perdant un quanta d'énergie $\pm\hbar\omega_z$ avec une probabilité $R_{n\rightarrow n\pm 1}$. Ainsi la variation moyenne de l'énergie est donnée par l'équation bilan :

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle &= \sum_n \rho(n) \hbar\omega_z (R_{n\rightarrow n+1} - R_{n\rightarrow n-1}) \\ &= \frac{\pi}{2} m\omega_z^4 S_z(\omega_z) , \end{aligned}$$

où $\rho(n)$ est la distribution des atomes sur les niveaux $|n\rangle$ au temps t_0 . Il est possible de définir un temps τ_2 à partir duquel l'énergie initiale a doublé :

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{\langle \frac{dE}{dt} \rangle}{\langle E_0 \rangle} , \quad (4.21)$$

où $\langle E_0 \rangle$ est l'énergie initiale pouvant être calculée en utilisant le théorème du Viriel,

$$\langle E_0 \rangle = \langle 2E_p \rangle = m\omega_z^2 \langle z^2 \rangle , \quad (4.22)$$

ceci permet d'exprimer le temps τ_2 comme :

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_z^2}{\langle z^2 \rangle} S_z(\omega_z) \quad (4.23)$$

$$= \frac{\pi}{2} \frac{\omega_z^2}{\langle z^2 \rangle} \frac{z_0^2}{I^2} S_I(\omega_z) . \quad (4.24)$$

En supposant un condensat de Bose-Einstein pur $\langle z^2 \rangle = \hbar/m\omega_z$ dans un piège dont les fréquences transverses sont de 400 Hz à une distance de 1.5 mm de la surface avec un courant I de 40 A le bruit de courant doit être $\sqrt{S_I(\omega)} < 2 \mu\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$ de manière à avoir un temps $\tau_2 > 10$ s. Cette valeur est au niveau des meilleures alimentations de courant disponibles dans le commerce.

4.6.2 Fluctuations du confinement du piège.

Le bruit de courant induit également un échauffement du nuage via la modification des fréquences du piège. Nous modélisons l'impact d'une fluctuation de la fréquence de piégeage $\varepsilon(t)$ en valeur relative par l'hamiltonien suivant :

$$\widehat{H} = \frac{\widehat{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_z^2(1 + \varepsilon(t))\widehat{z}^2 . \quad (4.25)$$

Nous calculons comme précédemment le taux de transition à l'aide de la théorie des perturbations dépendantes du temps au premier ordre. Cet hamiltonien couple les états $|n\rangle$ avec les états $|n \pm 2\rangle$ et les probabilités de transition sont données par :

$$R_{n,n\pm 2} = (n + 2 \pm 2)(n + 1 \pm 2) \frac{\pi\omega_z^2}{16} S_\varepsilon(2\omega_z) . \quad (4.26)$$

L'équation bilan de l'énergie moyenne peut s'écrire comme :

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \sum_n \rho(n) 2\hbar\omega_z (R_{n,n+2} - R_{n,n-2}) . \quad (4.27)$$

L'énergie moyenne des atomes dans un piège harmonique étant donnée par :

$$\langle E \rangle = \sum_n \rho(n) \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_z , \quad (4.28)$$

cela nous mène à l'équation différentielle :

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{\pi}{2} \omega_z^2 S_\varepsilon(2\omega_z) \langle E \rangle . \quad (4.29)$$

La solution de cette équation est :

$$\langle E(t) \rangle = \langle E_0 \rangle e^{-t/\tau_\varepsilon} , \quad \text{où } \frac{1}{\tau_\varepsilon} = \frac{\pi}{2} \omega_z^2 S_\varepsilon(2\omega) . \quad (4.30)$$

Toujours en utilisant le modèle des fils infinis et en supposant un champ magnétique B_0 dans la direction X constant, la dérivée seconde dans les directions transverses prises au centre du piège donnent une loi d'échelle pour les fréquences transverses :

$$\omega_{z,y} \propto \frac{I_{biais}^4}{I_z^2} . \quad (4.31)$$

Ainsi nous pouvons relier le bruit de fréquence du piège au bruit de courant par :

$$S_{\omega_z}(\omega) = 4 \frac{\omega_z^2}{I_z^2} S_{I_z}(\omega) \quad (4.32)$$

$$S_{\omega_z}(\omega) = 16 \frac{\omega_z^2}{I_{biais}^2} S_{I_{biais}}(\omega) . \quad (4.33)$$

En insérant ces résultats dans l'équation 4.30 nous calculons un taux croissance exponentiel de l'énergie de :

$$\frac{1}{\tau_\varepsilon} = \alpha \frac{\pi}{2} \omega_z^2 \frac{\omega_z^2}{I_{biais}^2} S_I(2\omega) , \quad (4.34)$$

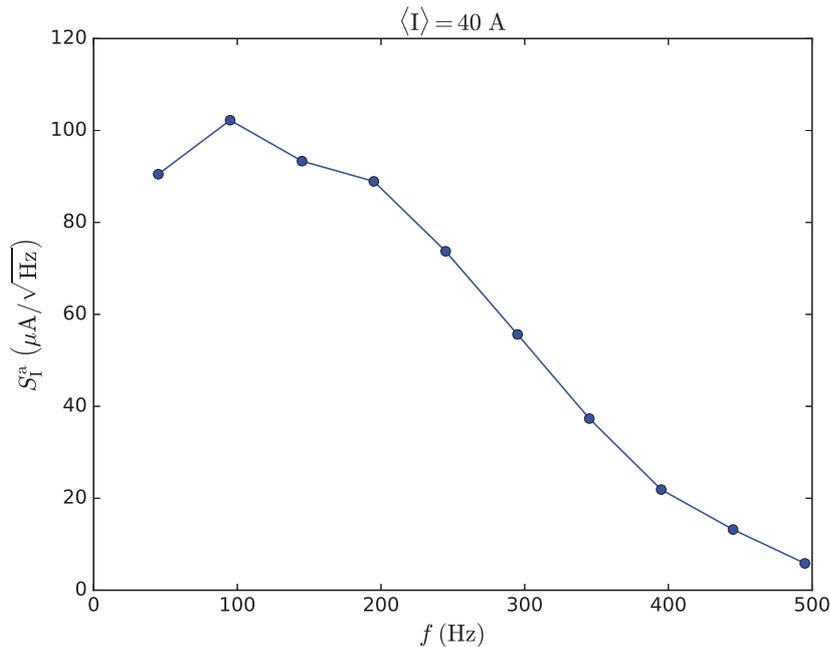


FIGURE 4.12 – Densité spectrale de bruit de courant I_z , pour $\langle I_z \rangle = 40$ A.

où α vaut de 16 ou 4 selon le courant considéré. Si nous considérons le cas d'un condensat dans un piège comprimé pour un courant de 40 A dans la puce, le bruit de courant à la fréquence de la seconde harmonique doit rester inférieur à $0.8 \mu\text{A} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ pour que le temps τ soit supérieur à 10 s. Les bobines de biais quant à elles, agissent sur le courant comme un filtre passe-bas d'une fréquence de coupure approximativement de 100 Hz, le bruit de chauffage est naturellement diminué.

L'alimentation de courant de la puce est donc la plus critique. Nous utilisons une alimentation de la société Caylar[®], de courant maximal 50 A pour alimenter le fil en "Z" du piège magnétique. La spécification de bruit de courant est de 5 ppm, ce qui est supérieur à ce que nous mesurons (voir figure 4.12). Cette stabilité est à la limite des alimentations commerciales disponibles. Nous ne disposons pas encore d'atomes suffisamment froids pour tester les limites de ce bruit de courant. En cas d'effet notable nous pourrions filtrer la sortie de l'alimentation de courant aux fréquences de piégeages.

4.6.3 Modulation du courant du fil en "Z".

Dans cette partie, je présente une expérience basée sur l'effet de réchauffement des atomes par modulation de la position et des fréquences du piège magnétique. Cette expérience est inspirée de [184] et peut être utilisée pour caractériser les fréquences de piégeage du piège comprimé.

Le courant du fil en "Z" est commandé avec un signal ± 10 V analogique envoyé à l'alimentation de courant. La bande passante de cette entrée de commande permet des modulations du courant du fil de 0 à 1 kHz. Cette modulation du courant provoque une modulation à la même fréquence du confinement et de la position du piège. A une ou deux fois la fréquence

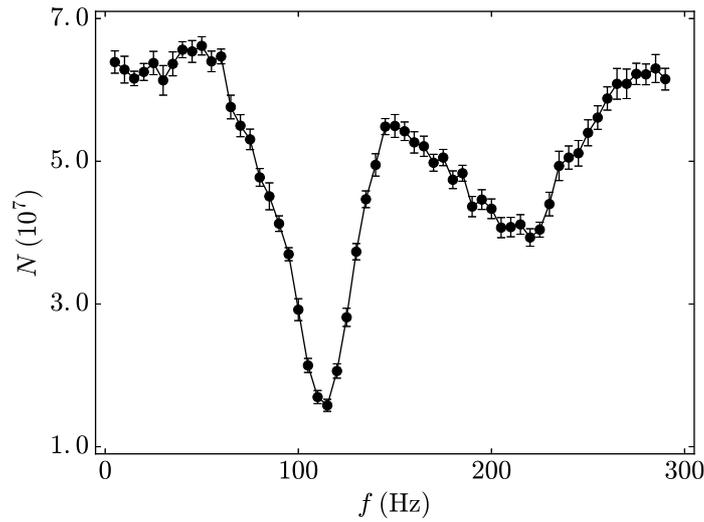


FIGURE 4.13 – *Spectroscopie de la modulation d'un piège comprimé.* Ce graphique représente les points expérimentaux du nombre d'atomes restants en fonction de la fréquence de modulation après 1 s de modulation. Ce spectre est moyenné sur 14 réalisations et les barres d'erreurs représentent les erreurs statistiques.

du piège cette modulation provoque l'échauffement des atomes dans le piège par le biais de l'amortissement des oscillations dipolaires dans un cas et du chauffage paramétrique dans l'autre. La profondeur du piège étant limitée, l'augmentation de la température s'accompagne d'une perte d'atomes par évaporation. Nous mesurons le nombre d'atomes restant dans le piège après une étape de modulation du courant pour différentes fréquences de modulation. La plus forte perte est attendue pour une modulation à la fréquence de confinement du piège et sa seconde harmonique. Les résonances dans la mesure du nombre d'atomes permettent d'évaluer les fréquences réelles du piège et de les comparer aux résultats des simulations numériques.

La séquence expérimentale consiste dans un premier temps à capturer un maximum d'atomes dans le piège magnétique, puis dans un second temps à comprimer le piège tel que nous avons vu au début de ce chapitre. La compression dure 2 s pendant lesquelles le courant du fil en "Z" est maintenu constant à 40 A, le courant des fils en "I" passe de 0 à 20 A et les champs magnétiques de biais dans les directions X et Y augmentent respectivement jusqu'à 2.2 G et 39 G. Les fréquences calculées de ce piège sont de 30 Hz et 115 Hz dans les directions longitudinale et transverses. Cette expérience n'est pas réalisée à la compression maximale accessible pour notre expérience pour éviter de trop grandes pertes par contact avec la surface du miroir. La troisième étape consiste à moduler à différentes fréquences le courant dans le fil en "Z" pendant 1 s avec une profondeur de modulation de $\sim 1\%$ (soit 0.4 A). Enfin après un temps de vol de 3 ms nous mesurons le nombre d'atomes restant. Le spectre mesuré est moyenné sur 14 réalisations. Les résultats expérimentaux sont présentés en figure 4.13.

Le spectre en figure 4.13 présente deux pics à environ 110 et 220 Hz. Ces fréquences sont attribuées au fondamental et à la seconde harmonique de la fréquence transverse du piège. Nous ne détectons aucun signal à 30 ou 60 Hz. L'énergie transférée selon l'axe longitudinal

et dans cette gamme de fréquence doit être trop basse pour induire des pertes significatives. Nous trouvons ainsi un bon accord avec les fréquences calculées par les simulations numériques.

Les fluctuations de courant.

Les fluctuations de courant à une ou deux fois la fréquence de piégeage provoquent un échauffement du nuage d'atomes froids. Cette effet est indésirable lorsque nous souhaitons refroidir un ensemble d'atomes, c'est pourquoi nous avons développé un modèle permettant de contraindre le bruit de la source de courant en dessous de $0.8 \mu\text{A}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ à 2ω . Enfin, nous observons une perte d'atomes lié à l'échauffement et à l'évaporation des atomes lors de la modulation du courant du fil en "Z" à une ou deux fois la fréquence transverse du piège. Cela permet de mesurer la fréquence du piège in-situ qui est en bon accord avec la simulation.

4.7 Chargement dans un piège magnétique.

A l'issu du refroidissement laser et du pompage optique le nuage s'étend de façon balistique en chute libre. Dans cette partie, je développe un modèle thermodynamique de la capture des atomes dans le piège magnétique suivant le raisonnement de [163]. Je le compare ensuite aux résultats expérimentaux.

4.7.1 Modèle de chargement.

De manière générale un nuage de N particules en équilibre thermique dans un potentiel $U(\mathbf{r})$ peut être décrit par la statistique de Maxwell-Boltzmann. La distribution des atomes dans l'espace des phases est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{N}{Z} \exp \left[-\frac{E(\mathbf{r}, \mathbf{p})}{k_B T} \right], \quad (4.35)$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température, Z est la fonction de partition donnée par $Z = \int \exp[-E(\mathbf{r}, \mathbf{p})/k_B T] d\mathbf{V}$ intégrée sur tout l'espace des phases et l'énergie est donnée par $E(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m + U(\mathbf{r})$. La fonction $\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d\mathbf{r} d\mathbf{p}$ donne la probabilité de trouver un atome à la position \mathbf{r} avec l'impulsion \mathbf{p} dans l'intervalle $[\mathbf{r}; \mathbf{r} + d\mathbf{r}] \cup [\mathbf{p}; \mathbf{p} + d\mathbf{p}]$. Nous considérons ici le cas d'atomes n'effectuant que des collisions élastiques dans un piège conservatif. Ainsi l'énergie totale du nuage et le nombre d'atomes sont conservés. L'équilibre thermique est atteint grâce à la redistribution des impulsions par les collisions élastiques.

A l'issue du refroidissement par la mélasse optique nous supposons que la densité atomique dans l'espace des phases à un instant initial $t_0 = 0$ a un profil gaussien tel que :

$$\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_p^3} \exp \left[-\frac{\mathbf{p}^2}{2\sigma_p^2} \right] \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp \left[-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2} \right], \quad (4.36)$$

où σ_p et σ_i sont les largeurs de la distribution respectivement en impulsion et en position dans les trois directions de l'espace. Ces valeurs sont déterminées expérimentalement par temps de vol. Après la mélasse optique tous les lasers sont coupés et la seule force s'exerçant sur les atomes est la gravité. Le nuage tombe alors en s'étendant de façon balistique. L'expansion spatiale dans le repère du centre de masse du nuage est due au fait que $\sigma_p \neq 0$. La probabilité de trouver un atome à la position \mathbf{r} à un instant $t > 0$ est donnée par la probabilité de le trouver à la position \mathbf{r}_0 avec l'impulsion $\mathbf{p} = m(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)/t$. En substituant ceci à \mathbf{p} dans $\rho_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{p})$ et en intégrant sur toutes les positions initiales \mathbf{r}_0 on trouve que la densité spatiale évolue comme :

$$\rho_0(\mathbf{r}, t) = N \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i(t)} \exp \left[-\frac{r_i^2}{2\sigma_i(t)^2} \right]. \quad (4.37)$$

En effectuant la même substitution pour l'impulsion et en identifiant cette expression avec la distribution de Maxwell-Boltzmann d'un nuage en expansion libre où $E = \mathbf{p}^2/2m$ on trouve que la largeur gaussienne de la distribution spatiale évolue comme :

$$\sigma_i(t)^2 = \sigma_i(0)^2 + \frac{k_B T}{m} t^2. \quad (4.38)$$

A l'issue de la mélasse optique nous obtenons un nuage contenant $N_0 = 3 \times 10^{10}$ atomes de rubidium 87 dans le sous niveau magnétique $|F = 2, m_F = 2\rangle$, à une température de $T_0 = 46 \mu\text{K}$ et d'un rayon moyen de $\sigma_0 = 1 \text{ mm}$ dans les trois directions. Ce nuage s'étend et tombe pendant 2 ms, le temps d'effectuer le pompage optique des atomes, avant d'être capturé par le piège magnétique de la puce.

Allumage instantané du piège magnétique

A l'instant t_1 la densité spatiale du nuage $\rho_0(\mathbf{r}, t_1)$ est donnée par l'équation (4.37). A cet instant le piège est allumé en 2.5 ms. Nous faisons l'approximation d'un allumage instantané car le temps d'établissement des courants du piège magnétique est court devant l'inverse du taux de collision élastique dans le nuage, qui est supérieur à 10 ms. L'énergie interne du nuage en expansion libre est donnée par :

$$E_{mel} = \int \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} \right) \frac{N_0}{Z} \exp \left[-\frac{\mathbf{p}^2}{2mk_B T_0} \right] d\mathbf{p} = \frac{3}{2} N_0 k_B T_0. \quad (4.39)$$

L'énergie moyenne par atome est donc $3k_B T_0/2$.

Une fois le piège $U(\mathbf{r})$ allumé instantanément au temps t_1 l'énergie moyenne d'un atome à la position \mathbf{r} est de $3k_B T_0/2 + U(\mathbf{r})$. L'énergie du nuage d'atomes dans le piège peut être évaluée en calculant l'intégrale de recouvrement entre la densité atomique et l'énergie potentielle du piège :

$$E_1 = \frac{3}{2} N_0 k_B T_0 + \int U(\mathbf{r}) \rho_0(\mathbf{r}, t_1) d\mathbf{r}. \quad (4.40)$$

Après un temps grand devant l'inverse du taux de collisions élastiques, le nuage atteint un équilibre thermodynamique à la température T_1 . L'énergie d'un nuage à l'équilibre est donnée par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$E_1 = \frac{N}{Z} \int_0^\infty \epsilon \rho(\epsilon) e^{-\epsilon/k_B T_1} d\epsilon, \quad (4.41)$$

où $\rho(\epsilon)$ est la densité d'état en énergie donnée par :

$$\rho(\epsilon) = \int \int (2\pi\hbar)^{-3} \delta\left(\epsilon - U(\mathbf{r}) - \frac{p^2}{2m}\right) d^3r d^3p. \quad (4.42)$$

La nouvelle température d'équilibre T_1 peut être trouvée en appliquant la loi de conservation d'énergie entre les équations (4.41) et (4.40).

En réalité le piège à une profondeur U_0 limitée par la gravité ou l'interaction des atomes avec la surface. Nous supposons que tous les atomes ayant une énergie $\epsilon = p^2/2m + U(\mathbf{r}) > U_0$ s'échappent du piège avant d'avoir pu explorer le piège et redistribuer leur énergie. Cela est justifié car le taux de collision au centre du piège magnétique $\Gamma_{col}/2\pi \sim 30 \text{ Hz}$ ⁷ est de l'ordre de la fréquence d'oscillation transversal des atomes dans le piège $f_t \sim 60 \text{ Hz}$. Le nombre d'atomes restant et l'énergie de ce nuage capturé sont obtenus en tronquant la distribution dans l'espace des phases à une énergie U_0 . Ce qui donne :

$$N_{restant} = \int_{\epsilon < U_0} \rho_0(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t_1) d\mathbf{p} d\mathbf{r}$$

$$E_{restant} = \int_{\epsilon < U_0} \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r}) \right) \rho_0(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t_1) d\mathbf{p} d\mathbf{r}.$$

Pour calculer ces intégrales numériquement j'intègre tout d'abord sur les impulsions en posant $p^2/2m = U_0 - U(\mathbf{r})$. Ainsi j'obtiens les intégrales sur l'espace suivantes :

$$N_{restant} = N \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \int_{U(\mathbf{r}) < U_0} \exp\left[-\frac{r_i^2}{2\sigma_i^2}\right] \Gamma_c\left[3/2, \frac{U_0 - U(\mathbf{r})}{k_B T_0}\right] d^3\mathbf{r}$$

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

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

où $\Gamma_c[n, x] = \Gamma[n, 0] - \Gamma[n, x]$ est la fonction gamma complémentaire.

4.7.2 Comparaison avec l'expérience.

Nous comparons ce modèle de chargement avec l'expérience en mesurant le nombre d'atomes dans le piège magnétique pour différentes valeurs du courant dans les bobines de biais. Le courant dans le fil en "Z" est constant (40 A) et le champ dans la direction X est de 2 G. La figure 4.14 présente une comparaison des simulations et des résultats expérimentaux. La simulation repose sur les paramètres expérimentaux donnant les caractéristiques (taille, position, température) de la mélasse et le temps de vie dans le piège magnétique, ainsi que sur les paramètres des courants générant le piège. On peut voir que le chargement optimal a lieu pour un champ de biais de 28 G, ce qui correspond à une distance par rapport à la surface de la puce de 1.1 mm. La mélasse quant à elle se trouve à une distance

7. Calculé avec les paramètres du tableau 3.2

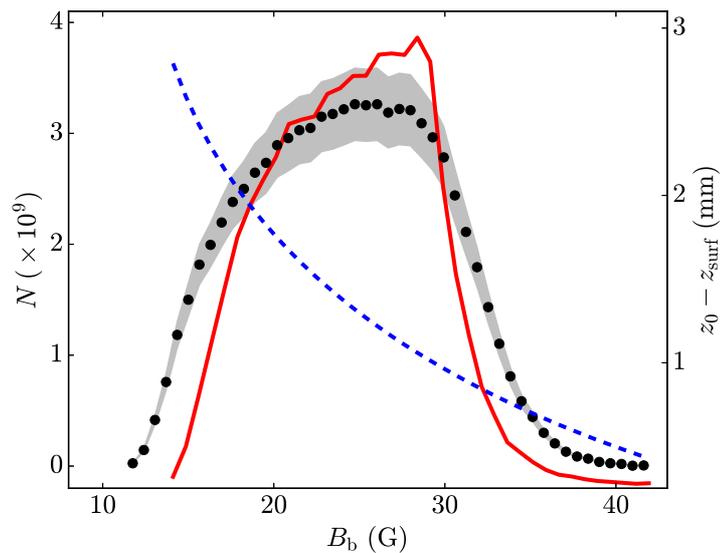


FIGURE 4.14 – Ce graphique représente la variation du nombre d’atomes dans le piège magnétique en fonction du courant circulant dans les bobines de biais pour un nuage maintenu durant une seconde dans le piège magnétique. Les résultats expérimentaux sont en **noir** et la zone grisée représente l’incertitude sur la mesure du nombre d’atomes. Les résultats de la simulation numérique sont représentés par la courbe **rouge**. La courbe en **pointillés bleus** représente l’évolution de la distance par rapport à la surface de la puce (z_{surf}).

de 3.25 mm. On remarque tout d’abord que le chargement optimal n’est pas obtenu pour un piège parfaitement centré sur la mélasse car un courant plus faible dans les bobines de biais éloigne le centre du piège mais diminue la profondeur. Ceci a pour conséquence de réduire le nombre d’atomes en dessous de l’énergie U_0 . Dans le cas d’un courant plus fort le centre du piège est plus proche de la surface et la profondeur plus grande. Cependant plus d’énergie est communiquée à la mélasse lors de l’allumage et donc encore une fois le nombre d’atomes dans l’espace des phases en dessous de l’énergie U_0 . Par ailleurs, le PMOC ne peut pas être déplacé plus près de la surface sans induire une plus grande perte d’atomes. Le chargement optimal résulte donc d’un compromis entre une profondeur suffisante et une énergie communiquée lors de l’allumage la plus faible possible.

En conclusion, ce modèle est en accord raisonnable avec les résultats expérimentaux. En particulier il permet de retrouver les paramètres expérimentaux de la capture optimale. Ce calcul nous a permis de dimensionner le prototype de piège millimétrique que nous utilisons (taille du fil central, courant maximum). Cet outil sert aussi à l’étude et au dimensionnement de nouvelles puces à échelles microscopiques. Cependant le rapport d’aspect des fils et leur proximité par rapport aux atomes ne permet plus d’utiliser l’approximation des fils infiniment fins et nécessite la prise en compte de la taille finie des fils grâce aux calculs d’intégrales de frontières.

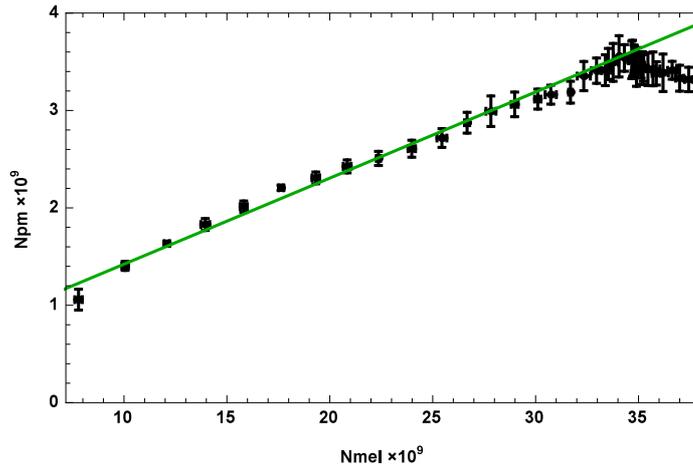


FIGURE 4.15 – Nombre d’atomes dans le piège magnétique en fonction du nombre d’atomes initialement présents dans la mélasse. L’ajustement linéaire en **vert** donne un taux de chargement moyen de 8.84×10^{-2} .

4.7.3 Saturation du piège magnétique.

Pour étudier le taux de chargement du piège magnétique nous modifions le temps de chargement du PMO3D afin de faire varier le nombre d’atomes initial. Nous mesurons successivement le nombre d’atomes présents dans la mélasse puis dans le piège magnétique. Les résultats expérimentaux du nombre d’atomes dans le piège magnétique en fonction du nombre d’atomes dans la mélasse sont présentés à la figure 4.15. Cette expérience est réalisée avec le rubidium 87 après un temps de maintien des atomes dans le piège magnétique de 1 s. Premièrement nous remarquons un taux de chargement constant de 8.84%. La quantité d’atomes chargés dans le piège magnétique sature à 3.5×10^9 atomes. Cet effet de saturation est dû à la profondeur finie du piège. Cette profondeur délimite un volume maximum de piégeage dans l’espace des phases. Il est difficile d’effectuer une simulation de phénomène car il dépend finement de la densité, de la température et de la position de la mélasse et de la dynamique d’allumage du piège magnétique. Cependant le fait que nous ayons atteint cette valeur permet d’améliorer la stabilité du nombre d’atomes à cette étape.

Chargement d’un piège magnétique.

L’une des difficultés des pièges magnétiques de surface est le chargement d’un grand nombre d’atomes dans leur volume restreint. J’ai réalisé un modèle du chargement des atomes dans le piège magnétique. Ce modèle donne un nombre d’atomes transférés dans le piège magnétique depuis la mélasse optique en bon accord avec l’expérience. Ces calculs ont servis à dimensionner le piège millimétrique dont le but est de capturer un grand nombre d’atomes, (3.5×10^9 atomes).

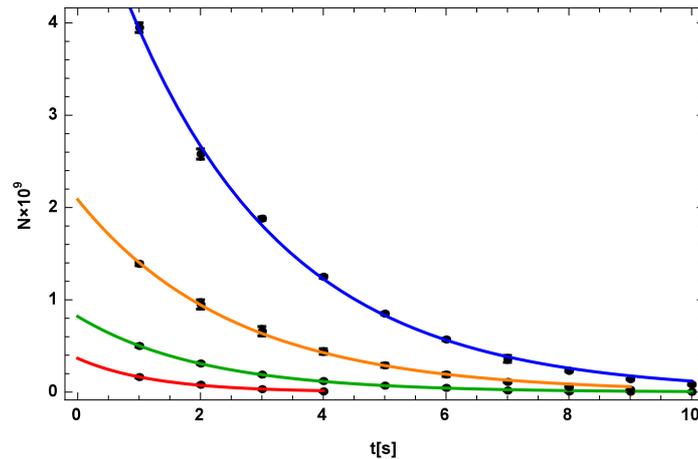


FIGURE 4.16 – Nombre d’atomes restant dans le piège magnétique en fonction du temps de maintien du piège. Les points expérimentaux sont en noir. Les ajustements exponentiels permettent de mesurer le temps de vie des différents isotopes selon l’état dans lequel ils se trouvent. En **bleu** $|F = 2, m_F = +2\rangle$ du ^{87}Rb . En **vert** $|F = 1, m_F = -1\rangle$ du ^{87}Rb . En **Orange** $|F = 3, m_F = +3\rangle$ du ^{85}Rb . En **Rouge** $|F = 2, m_F = -2$ et $-1\rangle$ du ^{85}Rb . Dans le même ordre les temps de vie mesurés sont : (2.58, 2.04, 2.52, 1.25) secondes

4.8 Temps de vie.

Une décroissance exponentielle du nombre d’atomes dans le piège magnétique en fonction du temps est observée. La figure 4.16 représente la mesure temporelle du nombre d’atomes dans le piège magnétique. Un ajustement des points expérimentaux par une exponentielle décroissante permet de mesurer un temps de vie de $\tau \sim 2.5$ s. Une telle décroissance peut être modélisée par des pertes dites “à un corps”, car l’évolution du nombre d’atomes N obéit à l’équation :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{\tau}N . \quad (4.43)$$

Nous verrons dans la section suivante que ce temps est actuellement l’un des paramètres limitant de l’étape d’évaporation. Je vais discuter des causes potentielles pour expliquer ce temps de vie. Aujourd’hui nous incriminons principalement la pression résiduelle dans l’enceinte du piège magnétique. Nous verrons à la fin de cette section comment nous comptons améliorer le vide.

Les pertes Majorana. Cet effet est bien connu et souvent traité dans la littérature dans le cas de pièges quadropôlaire dont le champ magnétique s’annule au centre. Ces pertes peuvent être évitées par des potentiels en rotation rapide [185], des piège hybrides avec un faisceau dipolaire optique [186], ou une configuration différente des champs magnétiques. Notre piège magnétique est similaire à un piège de Ioffé-Pritchard ayant un champ minimum de $B_0 \sim 9$ G. La condition de suivi adiabatique des lignes de champs est satisfaite car la fréquence de piégeage transversale d’environ 100 Hz est très inférieure à la fréquence de Larmor $f_L = \mu_B B_0 / 2\pi\hbar \sim 13$ MHz, ce qui permet d’exclure les pertes par retournement de spin. Pour s’assurer que la profondeur du piège n’a pas d’influence sur le taux de pertes

nous avons fait varier le champ magnétique B_0 de 1 à 10 G et nous n'avons pas observé de variations du temps de vie.

Les photons parasites. L'absorption d'un photon résonant peut mener un atome à se désexciter dans un état non-piégeant. En supposant que chaque absorption cause la perte d'un atome, nous pouvons écrire le temps de vie comme :

$$\tau = \frac{\pi w_0^2}{2n_{ph}\sigma}, \quad (4.44)$$

où n_{ph} est le flux de photons à résonance, $w_0 = 0.7$ cm est la taille typique d'un faisceau PMO3D, et la section efficace d'absorption d'un photon à résonance est $\sigma = 1.35 \times 10^{-9}$ cm². Tous les lasers en direction des atomes sont fibrés et des obturateurs mécaniques sont placés en amont des injections des fibres optiques. Nous avons effectué des observations avec un "Viewer infrarouge" en sortie des fibres ce qui permet d'estimer une puissance en sortie inférieure à 1 pW, soit un temps de vie $\tau \geq 140$ s. Cet effet est donc écarté.

Les collisions inélastiques. Les atomes froids présents dans le piège magnétique effectuent des collisions entre eux. Parfois ces collisions mènent à la formation d'états liés n'étant pas piégés ou pouvant communiquer leur énergie de liaison à un troisième atome qui s'échappera du piège. Ces collisions inélastiques à deux ou trois corps sont la cause de perte d'atomes. Elles dépendent de la densité atomique et de l'état dans lequel se trouvent les atomes. Pour déterminer l'effet que peuvent avoir les collisions inélastiques nous nous intéresserons au ⁸⁷Rb. En suivant le raisonnement de [187] et en utilisant les données expérimentales de [188], [189] et [190] nous pouvons calculer la décroissance du nombre d'atomes liée à différentes collisions. Le graphique 4.17 regroupe les résultats de ce calcul avec les paramètres du nuage de notre expérience. Nous approximons la densité des atomes dans le piège magnétique de notre expérience par une gaussienne isotrope de 500 μ m de diamètre contenant 3×10^9 atomes. Nous prenons un nuage isotrope, ce qui est une approximation pessimiste car nous ne tenons pas compte du fait que le nuage soit plus étiré dans la direction X. Malgré cette approximation nous voyons qu'aucun de ces phénomènes ne peut expliquer le temps de vie observé dans notre expérience. Les collisions à trois corps sont négligeables pour la densité d'atomes dans le piège magnétique avant évaporation. Les collisions à deux corps dans l'état $|F = 2, m_F = +2\rangle$ induisent le plus de pertes. Le temps de demi-vie est de 22 s dans ce cas, ce qui est un ordre de grandeur au-dessus du temps de vie mesuré dans notre expérience. Enfin nous avons mesuré le temps de vie d'un nuage d'atomes de rubidium 87 dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ dont le temps de vie théoriquement limité par les collisions à deux corps est beaucoup plus long $\tau = 120$ s. Dans ce cas le nuage est pompé à la fin de la mélasse optique dans le sous-niveau $F = 1$ et un pulse de lumière plus intense et résonante avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ permet d'expulser les atomes restant dans le sous-niveau $F = 2$. Le temps de vie mesuré est de 2.04 s. L'écart théorique entre les temps de vie des sous niveaux $m_F = -1$ et $+2$ est d'un ordre de grandeur, tandis que nous n'observons pas de différence significative expérimentalement.

En conclusion, à la densité du nuage avant évaporation, les pertes dues aux collisions inélastiques entre atomes piégés ne sont pas responsables du temps de vie observé.

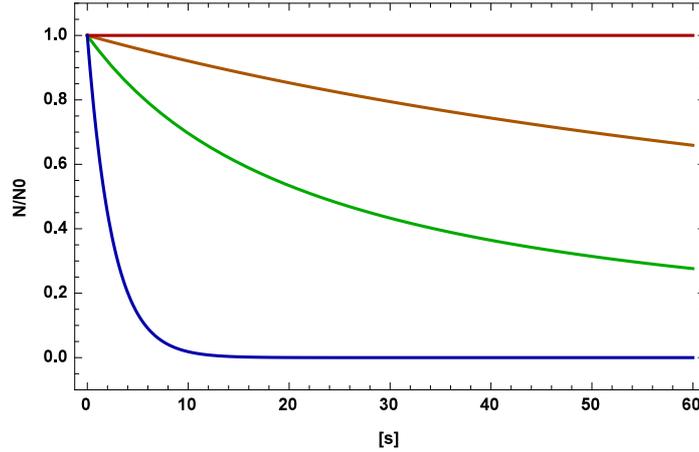


FIGURE 4.17 – Nombre d’atomes restant dans le piège magnétique en fonction du temps de maintien. La courbe **bleue** représente l’ajustement des données expérimentales de notre expérience. La courbe **verte** représente le calcul de l’effet des collisions à deux corps dans l’état $|F = 2, m_F = +2\rangle$. La courbe **Orange** représente le calcul de l’effet des collisions à deux corps dans l’état $|F = 1, m_F = -1\rangle$. La courbe **Rouge** représente le calcul de l’effet des collisions à trois corps dans l’état $|F = 2, m_F = +2\rangle$ ou $|F = 1, m_F = -1\rangle$.

Évaporation par contact avec la surface de la puce. L’interaction entre les atomes dans le piège et la surface du miroir modifie le profil d’énergie potentielle. Cette effet est étudié dans [191]. L’ajout d’un potentiel de Casimir-Polder ou Van Der Waals provoque un abaissement du bord du piège proche de la puce. Cette interaction est de courte portée, ce qui crée une fuite sur le “bord” du piège. Ceci induit des pertes sélectives car seuls les atomes les plus rapides ont assez d’énergie pour s’échapper. L’effet de ces pertes est similaire à une évaporation et provoque une décroissance du nombre d’atomes à temps court. Les atomes restant dans le piège, redistribuent leurs énergies par collisions élastiques entre eux provoquant une baisse de température du nuage, jusqu’à ce que les atomes n’aient plus assez d’énergie pour gravir le potentiel. Le temps de vie à temps long n’est donc pas affecté. Pour s’assurer de cela, nous avons mesuré le temps de vie du nuage à différentes distances de 2.7 à 0.32 mm de la puce (voir figure 4.18). Aucune différence significative n’a été observée. Cet effet n’explique donc pas le temps de vie de 2.5 s.

Pertes liées aux bruits de courant. Nous avons vu dans la partie 4.6 que les fluctuations de courant électrique dans la puce provoquaient un échauffement des atomes dans le piège. Cette augmentation de température peut induire des pertes via une évaporation spontanée des atomes. Les deux mécanismes en cause sont le chauffage paramétrique et l’excitation du mode dipolaire. Nous avons mesuré le bruit de courant de la source de courant de la puce (voir figure 4.12). Le spectre de puissance de bruit présente un maximum de $S_I = 100 \mu\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$. Nous considérons le cas d’un nuage de 0.5 mm de diamètre se trouvant à 2.5 mm du centre du fil dans un piège d’une fréquence transversale de 100 Hz avec 40 A circulant dans le fil en “Z”. Les temps caractéristiques de chauffage de chacun des deux mécanismes provoqués par le bruit de courant sont de $\tau_{para} \sim 4 \times 10^5$ s et $\tau_{dip} \sim 3 \times 10^2$ s.

Pour relier l’effet du bruit minimal de la source de courant au temps de vie des atomes

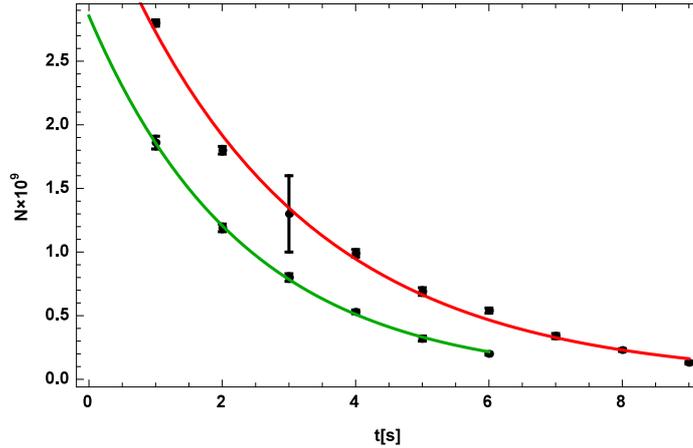


FIGURE 4.18 – Nombre d’atomes de ^{87}Rb dans l’état $|F = 2, m_F = +2\rangle$ restant dans le piège magnétique en fonction du temps de maintien. La courbe **verte** représente l’ajustement des données expérimentales pour un nuage se trouvant à une distance de 2.7 mm de la surface de la puce. La courbe **rouge** représente l’ajustement des données expérimentales pour un nuage se trouvant à une distance de 0.32 mm de la surface de la puce. Les temps de vie mesurés sont : 2.83 s à 0.32 mm et 2.32 s à 2.7 mm.

dans le piège, comparons ce bruit à l’expérience de modulation du courant du fil en “Z” de la section 4.6.3. Nous avons vu lors de cette expérience qu’une modulation de 1% de la valeur du courant (40 A) à la fréquence transversale du piège (115 Hz) durant 2 s (soit un bruit de $0.4 \times \sqrt{2} \text{ A}/\sqrt{\text{Hz}}$) provoque une diminution de 75% du nombre d’atomes initial soit un temps de vie de 1.4 s. Si nous supposons une lois d’échelle linéaire entre la profondeur de modulation et le temps de vie alors le bruit de la source de courant ($S_I = 100 \mu\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$) impliquerait un temps de vie de $\sim 2 \text{ h}$.

Lors de la même expérience nous avons observé une perte de presque 50% du nombre d’atomes initial pour une modulation d’une profondeur de 1% à 230 Hz. En appliquant le même raisonnement pour les excitations du mode dipolaire, alors un bruit de courant de $100 \mu\text{A}/\sqrt{\text{Hz}}$ à cette fréquence implique un temps de vie de $\sim 4\text{h}30\text{min}$.

Nous voyons que ces ordres de grandeurs ne sont pas compatibles avec l’incrimination du bruit de courant pour expliquer le temps de vie observé.

Les collisions avec le flux d’atomes provenant du PMO2D. Nous avons émis l’hypothèse qu’un flux d’atomes à température ambiante pouvait éventuellement provenir de l’enceinte du PMO2D même lorsque celui-ci est éteint. Les atomes de rubidium dont le vecteur vitesse est aligné avec l’axe des deux tubes de vide différentiel en direction du nuage dans le piège magnétique pourraient provoquer des collisions générant des pertes d’atomes.

Pour tester cette hypothèse nous avons réalisé deux expériences. La première consistait à tenter de capturer ce flux d’atomes avec le PMO3D. Nous avons mesuré le nombre d’atomes dans le PMO3D⁸ alors que le PMO2D était éteint. L’opération est répétée après avoir fermé la vanne d’isolement du PMO2D. Nous mesurons $N = -1.02 \pm 13.2 \times 10^5$ vanne ouverte et $N = -1.36 \pm 13.2 \times 10^5$ vanne fermée, ce qui compatible avec zéro dans les deux cas.

8. après 1 min de chargement moyenné sur 10 images

Enfin nous avons mesuré le temps de vie des atomes dans le piège magnétique pour différentes températures du four du PMO2D. En partant de la température minimum nécessaire au chargement d'un PMO3D. Aucune différence n'a pu être mesurée. Nous avons donc écarté cette éventualité.

Les collisions avec les atomes de la pression résiduelle. Nous suspectons les collisions avec le gaz résiduel de l'enceinte d'être responsables du temps de vie. La pression mesurée par la pompe ionique SAES D200 (dans l'enceinte de la puce) est de 5×10^{-10} mbar. Cette lecture est très approximative car elle dépend de la nature des éléments et de l'efficacité avec laquelle ils sont pompés.

Nous pouvons approximer la relation entre le temps de vie τ et la pression P de gaz résiduel par une loi linéaire :

$$\alpha = P\tau = \frac{k_B T_{amb}}{\bar{v} \sigma_{X-Rb}}, \quad (4.45)$$

où les éléments X présents dans l'enceinte ont une section efficace de collision avec le rubidium σ_{X-Rb} et une vitesse moyenne $\bar{v} = \sqrt{8k_B T_{amb}/\pi m}$ à température ambiante $T_{amb} \sim 300$ K.

Cette relation permet de calculer un coefficient de proportionnalité $\alpha = 5.4 \times 10^{-9}$ mbar.s dans le cas de collisions Rb-Rb et $\alpha = 2.6 \times 10^{-8}$ mbar.s dans le cas de collisions Rb-N₂ en utilisant les données de [192]. Nous mesurons expérimentalement un coefficient $\alpha = 1.25 \times 10^{-9}$ mbar.s. Notre valeur expérimentale est en dessous de la valeur théorique ce qui peut être dû à une sous-estimation de la pression dans l'enceinte ou un taux de perte supplémentaire inconnu.

Cependant dans d'autres expériences d'atomes refroidis sur puce utilisant du rubidium, nous avons relevé des facteurs α respectivement de 0.7×10^{-9} mbar.s et 1.5×10^{-9} mbar.s [43, 193]. Dans les deux cas le temps de vie est attribué à la pression de gaz résiduel. Ceci permet de confirmer que la pression résiduelle est un facteur limitant majeur du temps de vie des atomes.

Nous ne pouvons pas déterminer la provenance de ces atomes parasites. Trois hypothèses sont envisageables :

- Le gaz résiduel peut être essentiellement composé de rubidium et la pompe ionique indique une valeur cinq fois inférieure à la pression réelle.
- Certains joints indium ou cuivre peuvent présenter des fuites et introduire du di-azote dans l'enceinte.
- Des éléments sous vide peuvent éventuellement dégazer, comme par exemple la colle des fils, ou bien une poche de gaz qui pourrait créer une fuite virtuelle.

L'investigation de ces différentes hypothèses est en cours. Récemment l'enceinte a été ouverte, et plusieurs fuites ont été détectées et bouchées.

4.9 Refroidissement par évaporation.

Dans cette partie, j'expose succinctement le principe de l'évaporation forcée par radio fréquence. Ceci fait j'utiliserai ces éléments de théorie pour justifier le dimensionnement de la source radio fréquence de notre expérience. Je décris par un modèle simple l'évaporation par radio fréquence de manière à calculer in fine une trajectoire optimale d'évaporation. Dans

un second temps, nous utiliserons la radio fréquence pour calibrer le champ magnétique du fond du piège.

La technique de refroidissement par évaporation forcée a été réalisée pour la première fois sur des atomes d'hydrogène [194]. Un fort intérêt a été porté à cette méthode pour le refroidissement du sodium ou du rubidium [185, 195]. Cette technique est nécessaire pour dépasser les limites en température et en densité du refroidissement laser dans une mélasse due à l'impulsion de recul de l'émission spontanée et à la pression de radiation dans le nuage. La méthode d'évaporation sur un dispositif similaire au notre [180] abouti à la condensation de 3×10^5 atomes de ^{87}Rb .

Le refroidissement par évaporation d'un ensemble d'atomes dans un piège de profondeur finie repose sur une perte sélective des atomes les plus rapides. Ils emportent avec eux plus que l'énergie moyenne par atome, par conséquent l'énergie totale du nuage diminue. L'équilibre thermique est retrouvé grâce un processus de répartition de l'énergie par collisions élastiques. Ainsi, la température du nuage diminue. Cette diminution implique un accroissement de la densité dans l'espace des phases. Cependant cet effet est en concurrence avec les pertes d'atomes qui ont tendance à diminuer la densité spatiale.

4.9.1 Évaporation forcée par radio fréquence.

Dans notre expérience le refroidissement par évaporation est implémenté dans le piège magnétique. Une onde radio fréquence (RF) vient coupler les sous niveaux magnétiques entre eux pour transférer les atomes d'un sous niveau piégeant $|m_F = +2\rangle$ et $|m_F = +1\rangle$ vers un sous-niveau non-piégeant $|m_F = 0\rangle$, $|m_F = -1\rangle$, $|m_F = -2\rangle$ comme représenté en figure 4.19. La probabilité de transition est significative lorsque la séparation en énergie des sous niveaux Zeeman remplit la condition de résonance avec l'onde RF :

$$g_F \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\| = \hbar \omega_{RF} . \quad (4.46)$$

Nous fixons la fréquence RF de manière à limiter la profondeur du piège $U_0 = \eta k_B T$ où T est la température du nuage piégé. La fréquence de l'onde RF est donc donnée par :

$$\omega_{RF} = \frac{\omega_0 + \eta k_B T}{\hbar} , \quad (4.47)$$

où $\omega_0 = g_F \mu_B B_0 / \hbar$ est la fréquence minimale pour adresser les atomes du fond du piège où le champ magnétique vaut B_0 . La condition de résonance permet de définir une surface d'évaporation. Pour que les atomes sélectionnés effectuent la transition, deux autres conditions doivent être remplies. Une condition sur la puissance de l'onde RF et une condition sur l'alignement relatif du champ RF et du moment magnétique des atomes.

Calcul de la norme du champ radio fréquence. Pour évaluer la puissance de radio fréquence nécessaire à l'évaporation des atomes nous étudions le système atome-photon RF avec la description de l'atome habillé. Les niveaux d'énergies atomiques habillés prennent en compte l'énergie des sous niveaux Zeeman et l'énergie des photons RF. La surface d'évaporation correspond à la position du croisement évité des états habillés (voir figure 4.19).

Les états habillés et leurs énergies en présence d'interaction, sont obtenus en diagonalisant l'Hamiltonien d'interaction dans le cadre de l'approximation de l'onde tournante. Ces

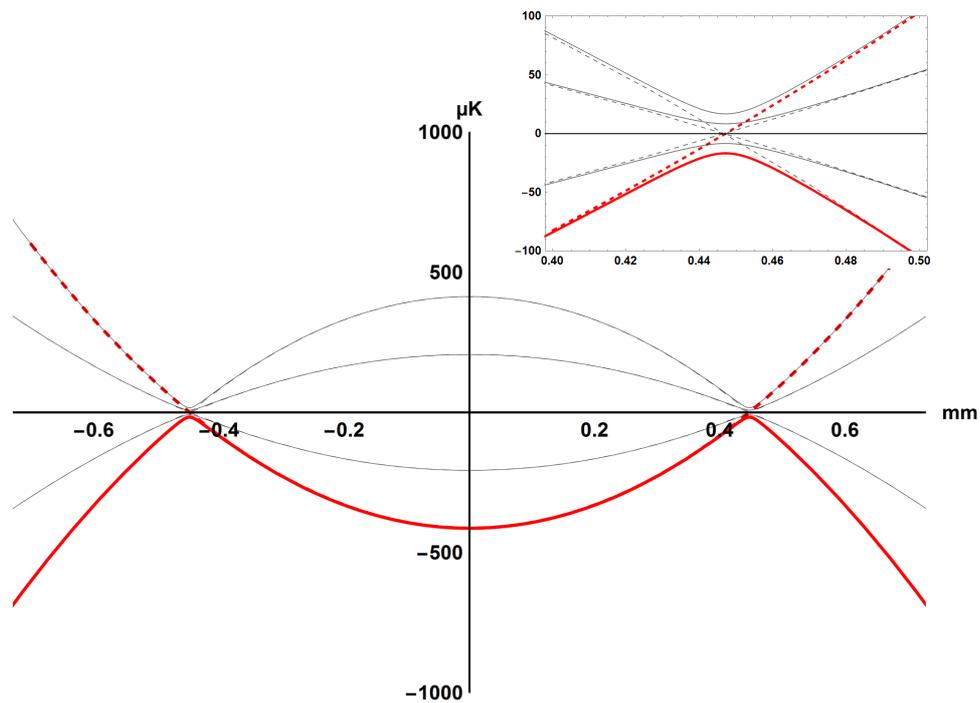


FIGURE 4.19 – Énergies potentielles en μK perçues par les atomes dans les différents sous-niveaux magnétiques du niveau hyper-fin $F = 2$ en présence d'un champ RF, en fonction de leur position en mm. En traits **pointillés** les niveaux non couplés et en traits **pleins** les états habillés. Le niveau $|m_F = 2\rangle$ dans lequel se trouvent les atomes piégés est signalé en **pointillés rouges** et le niveau habillé $|\tilde{m}_F = 2\rangle$ en trait **plein rouge**

nouveaux états sont nommés $|\tilde{m}_F\rangle$ est ont une énergie :

$$E_{\tilde{m}_F} = \tilde{m}_F \hbar \sqrt{\Omega^2(\mathbf{r}) + \Delta^2(\mathbf{r})}, \quad (4.48)$$

où $\Delta(\mathbf{r}) = \omega_{RF} - \frac{g_F \mu_B \|\mathbf{B}(\mathbf{r})\|}{\hbar}$ est le désaccord de l'onde RF et $\Omega(\mathbf{r}) = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \beta(\mathbf{r}) B_{RF}$ la fréquence de Rabi. Le facteur $\beta(\mathbf{r})$ prend en compte l'alignement relatif du moment atomique et du champ RF, et sera discuté dans la partie suivante.

Pour traiter ce problème considérons un système à deux états, couplé et non-couplé $|c\rangle$ et $|nc\rangle$, (signalés en rouge, respectivement trait plein et pointillé sur dans la figure 4.19). Un atome dans l'état non-couplé passera la transition et restera piégé, tandis qu'un atome couplé au champ radio fréquence effectuera une transition adiabatique et sera expulsé du piège. Un atome dans l'état $|nc\rangle$ passant à une vitesse v à travers la zone de résonance à la position \mathbf{r}_0 a une probabilité de rester dans le même état donnée par la formule de Landau-Zener :

$$P_{|nc\rangle \rightarrow |nc\rangle} = e^{-2\pi\Gamma} \text{ où } \Gamma = \frac{(\hbar\Omega/2)^2}{\hbar \frac{d}{dt} |E_{nc} - E_c|}. \quad (4.49)$$

La variation temporelle de l'énergie à la position \mathbf{r}_0 est donnée au premier ordre par :

$$\frac{d}{dt} |E_{nc} - E_c| \simeq \frac{d}{dt} |E_{nc}| = g_F m_F \mu_B \frac{dB(r)}{dr} v. \quad (4.50)$$

Dans le cas d'un piège harmonique de fréquence $\omega_{piège}$ le gradient de champ magnétique à la hauteur $\eta k_B T$ est donné par :

$$b = \frac{\sqrt{2m\omega_z^2 \eta k_B T}}{\mu_B g_F m_F}. \quad (4.51)$$

En posant que la vitesse est égale à la vitesse moyenne des particules $v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$, il est possible d'obtenir une condition sur la norme du champ RF :

$$B_{RF} = \frac{\sqrt{8\hbar k_B T \omega_z \sqrt{\eta}}}{\sqrt{\pi} g_F \mu_B}. \quad (4.52)$$

Sur la courbe en figure 4.20, la norme de champ RF minimum nécessaire à l'évaporation d'un nuage à une température de 200 μK est de 90 mG dans un piège comprimé ayant une fréquence transverse de 400 Hz⁹.

Alignement du champ radio fréquence. Dans le cas d'une onde à résonance avec un atome polarisé selon le champ \mathbf{B}_0 la fréquence de Rabi est définie pour un atome à deux niveaux comme :

$$\Omega = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \beta(\mathbf{r})$$

$$\beta(\mathbf{r}) = \frac{\|\mathbf{B}_{RF} \times \mathbf{B}(\mathbf{r})\|}{\|\mathbf{B}(\mathbf{r})\|}$$

9. La puissance de l'onde RF augmente avec la fréquence de piégeage. Je prends une fréquence particulièrement haute pour le piège millimétrique pour assurer une marge d'erreur. De plus ce calcul devra être refait dans le cas des puces microscopiques dont les fréquences sont de l'ordre du kHz.

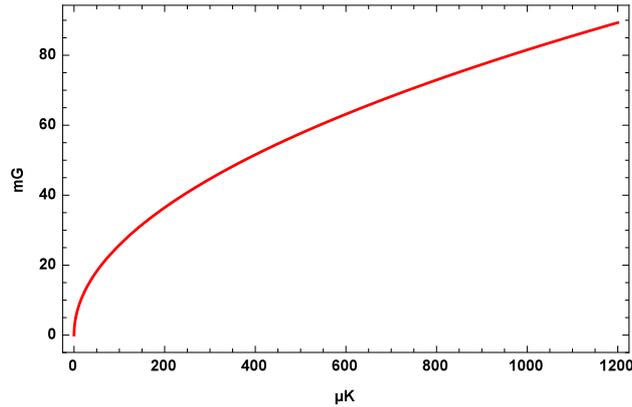


FIGURE 4.20 – Norme de champ RF minimum nécessaire en fonction de la température des atomes dans le piège magnétique comprimé pour une troncature du piège à $\eta = 6$.

En effet, dans le cas d’une onde RF polarisée rectilignement selon l’axe de quantification d’un atome, il n’y a pas de couplage entre l’onde et l’atome car les transitions π ne sont pas autorisés pour des transitions $\Delta m_F \neq 0$.

Nous supposons que le champ RF est homogène dans tout le piège et orienté orthogonalement à la surface de la puce : $\mathbf{B}_{RF} = B_{RF}[0, 0, 1]$ (voir figure 4.22b.) et que le champ magnétique du piège est la superposition d’un quadrupôle dans le plan yOz et d’un champ homogène B_0 dans la direction X tel que $\mathbf{B} = [B_0, B_y, B_z]$. La pulsation de Rabi est alors normalisée par le facteur $\beta(\mathbf{r})$ tel que :

$$\beta^2(\mathbf{r}) = \frac{B_0^2 + B_y^2(y, z)}{B_0^2 + B_y^2(y, z) + B_z^2(y, z)}. \quad (4.53)$$

Nous cherchons l’influence maximale que peut avoir ce paramètre sur l’efficacité de l’évaporation en cherchant le minimum de cette fonction. Dans la région $B_y = 0$, la composante vectorielle selon la direction Z à la position r du “couteau RF” est donnée par :

$$B_z(r) = \frac{\eta k_B T}{\mu_B g_F m_F}. \quad (4.54)$$

Nous pouvons voir sur la figure 4.21 l’effet du facteur β en fonction de l’énergie du “couteau radio fréquence”. La partie grisée représente le domaine de valeur que peut prendre le facteur β selon la position sur la surface d’évaporation. Selon l’alignement du champ magnétique du quadrupôle la valeur de β peut aller de valeur minimale calculée à l’équation 4.53 jusqu’à 100%. Lorsque le champ du quadrupôle est orienté selon la direction Z la valeur de β est la plus faible. Par contre si le champ du quadrupôle est orthogonal au champ radio fréquence on peut voir à l’équation 4.53 que $\beta = 1$ et n’a pas d’influence sur l’efficacité de l’évaporation.

Cet effet diminue lorsque le couteau RF approche du centre du piège car le rapport des champs transverses (Y et Z) sur le champ longitudinal (X) diminue. Par conséquent l’efficacité de l’évaporation s’améliore avec la diminution de la température.

4.9.2 Dimensionnement de la source radio fréquence.

Nous avons vu précédemment que 90 mG au minimum sont nécessaires à l’évaporation des atomes au début de cette étape dans le cas le plus extrême de notre expérience et sous

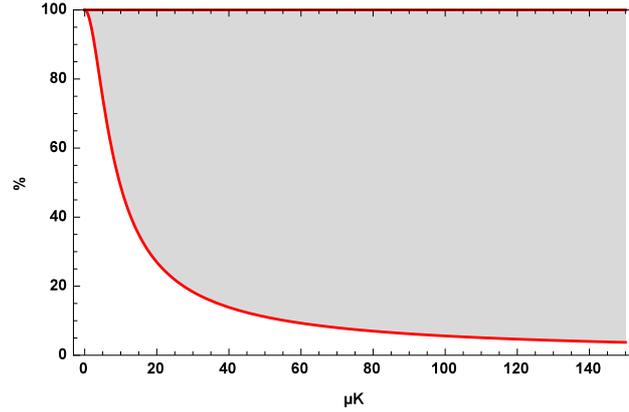


FIGURE 4.21 – Facteur de re-normalisation géométrique β en fonction de la température du nuage dans un piège comprimé.

certaines approximations pessimistes. Dans cette partie, nous allons estimer théoriquement la norme maximale du champ RF pour s’assurer que notre capacité expérimentale est supérieure au minimum requis pour débiter efficacement l’évaporation.

L’antenne RF est insérée à la surface de la puce de la même manière que les fils en “I”, (voir figures 4.2 et 4.22b.). La séparation entre ces deux fils parallèles est de $L_{ant} = 14\text{mm}$. Ils forment une boucle de façon à ce que le courant I_{RF} circule dans des sens opposés dans chacun des fils (voir figure 4.22b.). Pour effectuer un modèle simple permettant la description du champ magnétique produit par ce fil, considérons une paire de fils infinis, parallèles, dont le courant circule en sens opposés. Les atomes se trouvent principalement dans le plan d’antisymétrie entre ces deux fils. Nous supposons donc que le champ magnétique produit est homogène et orthogonal à la surface de la puce. Sa composante vectorielle dans la direction normale est donnée par la loi de Biot et Savard :

$$B_{RF} = \frac{\mu_0 I_{RF} L_{ant}}{2\pi((L_{ant}/2)^2 + z_0^2)} . \quad (4.55)$$

L’onde radio est produite par un générateur de fréquence (VFG150) puis amplifiée par un amplificateur d’une puissance de 2 W. La sortie de l’amplificateur est connectée à une résistance 50Ω en série avec le fil de l’antenne RF. Ceci permet faire l’adaptation d’impédance car l’antenne a une résistance et une inductance négligeable. Le courant maximum circulant dans le fil est donc de 284 mA. Ceci permet de tracer la courbe en figure 4.22a. sur laquelle on peut voir qu’à pleine puissance nous disposons de plus de 150 mG pour une distance typique inférieure à 2 mm.

4.9.3 Spectroscopie radio fréquence.

Dans cette partie, je présente une expérience de spectroscopie radio fréquence utilisée pour caractériser le champ magnétique du fond du piège et calibrer le champ magnétique de biais dans la direction X (bobines BX).

L’expérience consiste à émettre durant 2 s une onde RF de fréquence constante sur les atomes dans un piège magnétique stationnaire puis à mesurer le nombre d’atomes restant. Si cette onde RF a une fréquence inférieure à $f_{min} = g_F \mu_B B_0 / h$ alors aucun atome n’est

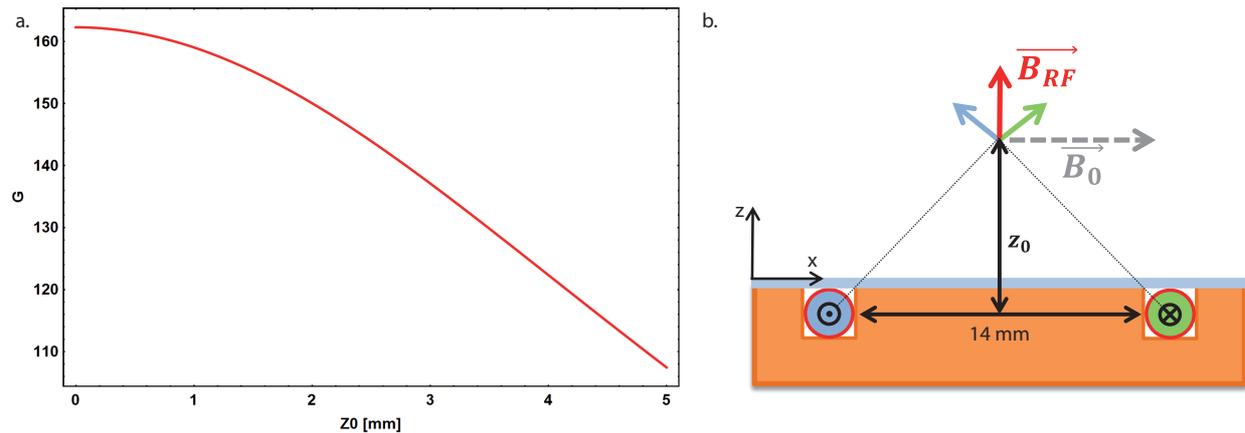


FIGURE 4.22 – **a.** Norme du champ radio fréquence en fonction de la distance à la puce z_0 pour une amplitude de courant RF de 284 mA. **b.** Vue en coupe des fils de l'antenne RF (**vert** et **bleu**). Les flèches représentent le champ magnétique produit par chacun des fils (respectivement **vert** et **bleu**) et la somme des deux B_{RF} en **rouge**. La flèche **grise pointillée** symbolise le champ magnétique du fond du piège B_0 .

résonant avec cette onde RF, B_0 étant le minimum de champ magnétique au fond du piège. Inversement, si la fréquence est supérieure à cette limite, alors les atomes passant par la zone de résonance effectuent une transition vers un état non piégeant et sont éjectés du piège. En augmentant progressivement la fréquence de l'onde RF, nous pouvons mesurer la fréquence pour laquelle le nombre d'atomes chute et en déduire la valeur de B_0 .

Différents spectres sont réalisés pour différentes valeurs de courant dans les bobines de biais BX (voir figure 4.23a.). Le champ magnétique du fond du piège (B_0) est orienté selon cet axe et dans le sens opposé. Par conséquent la valeur du courant dans les bobines BX et la norme du champ magnétique du fond du piège B_0 sont proportionnelles. La connaissance du facteur de proportionnalité nous permet de calibrer la valeur du champ produit par les bobines BX au niveau des atomes en fonction de la valeur du courant.

Nous mesurons sur chaque spectre la fréquence minimale pour laquelle nous observons une chute du nombre d'atomes. Ces valeurs sont reportées en figure 4.23b. en fonction de la valeur du courant circulant dans les bobines BX. Nous en déduisons une calibration de 0.50 G.A^{-1} . Cette valeur expérimentale est en accord raisonnable avec la valeur théorique de 0.52 G.A^{-1} donnée par les simulations numériques avec Radia[®]. L'incertitude principale provient de la méconnaissance de la distance ($\pm 3\%$) entre les bobines car l'une de ces bobines a dû être déplacée pour régler un problème d'isolation électrique.

Nous pouvons remarquer un effet systématique d'anti-résonance indiqué par des flèches sur la figure 4.23a. commun à deux spectres. Aux fréquences de 4.55 et 5.75 MHz le nombre d'atomes restants augmente. Cet effet est persistant et a été observé pour différentes configurations du piège. Nous en avons déduit qu'il s'agissait d'une anti-résonance du circuit RF indépendante des atomes et du piège. Nous avons réalisé une mesure de la fonction de transfert de l'antenne pour appliquer une correction dépendante de la fréquence sur la puissance délivrée par le générateur de RF en amont de l'amplificateur. Cette correction a nettement réduit cet effet qui empêchait de mesurer la valeur de B_0 . Cependant une fluctuation de cet effet rend impossible la suppression complète. La figure 4.23a. présente des spectres corrigés

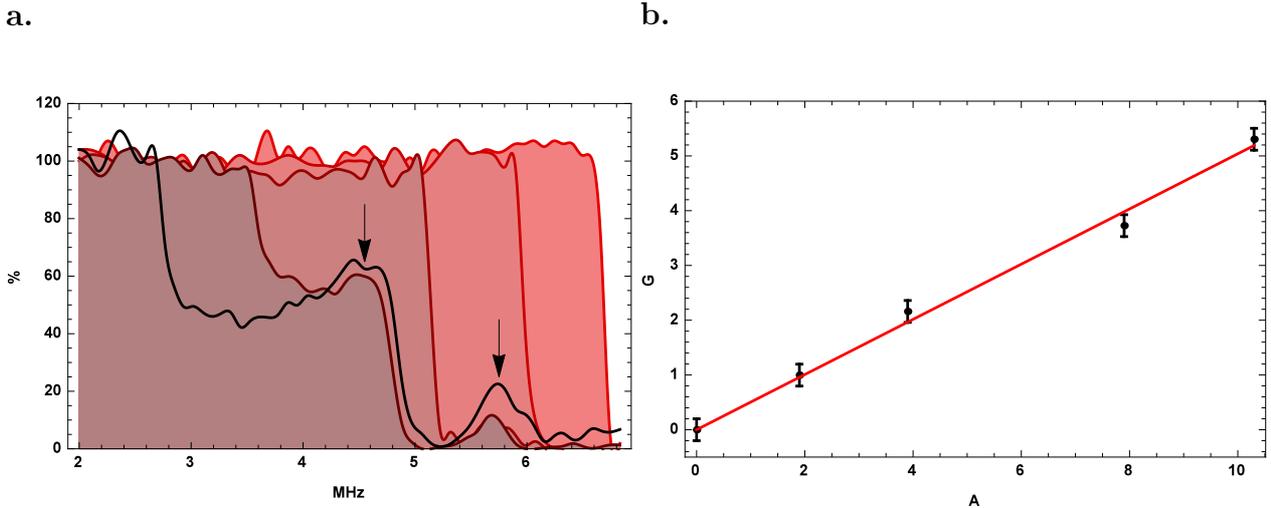


FIGURE 4.23 – **a.** Nombre d’atomes restant dans un piège magnétique en fonction de la fréquence de l’onde RF. Chaque courbe (du rouge le plus clair au plus sombre) est réalisée pour une valeur de courant dans les bobines BX de (0 , 1.90 , 3.90 , 7.90 , 10.30 A). Les points expérimentaux sont réalisés par pas de 85 kHz et moyennés 5 fois. Les nombres d’atomes sont normalisés en pourcentage du nombre initial et les points sont interpolés pour des raisons de lisibilité. Enfin les **flèches noires** indiquent la présence des pics d’anti-résonance. **b.** Fréquences de résonance minimum (f_{min}) de chaque spectre de la figure **a.**, converti en unité de champ magnétique (soit la mesure du champ magnétique au fond du piège), en fonction du courant circulant dans les bobines BX. Les **points noirs** sont les résultats expérimentaux. Le **trait plein rouge** représente l’ajustement linéaire sur ces points, dont la pente est de 0.50 G.A^{-1} .

sur lesquels on discerne toujours les résidus d’anti-résonance.

Pour finir cette partie, la mesure de la valeur du champ magnétique du fond du piège sans l’intervention du champ de biais dans la direction X, est aussi en très bon accord avec les prédictions théoriques des simulations numériques. Enfin la borne supérieure en fréquence de la déplétion du nombre d’atomes donne une indication approximative de la profondeur du piège dans le cas d’un piège avant évaporation. Ceci nous permet de fixer des paramètres préliminaires de la rampe d’évaporation, en vue d’une optimisation du refroidissement par évaporation forcée.

4.9.4 Un modèle simple de refroidissement par évaporation.

La méthode d’évaporation forcée par une onde radio-fréquence est sélective en position et crée une surface d’évaporation en trois dimensions autour du piège magnétique. L’évaporation radio-fréquence peut être considérée comme sélective en vitesse¹⁰, car les atomes ayant

10. En réalité dans le cas de trajectoires circulaires des atomes ayant une énergie cinétique $> \epsilon_t$ peuvent rester piéger. Nous estimons qu’un atome ne peut rester dans cette trajectoire qu’un temps équivalent au temps entre deux collisions γ_{el}^{-1} . Pour aller au-delà de cette approximation il faut effectuer une simulation de dynamique moléculaire.

une énergie cinétique supérieur à $\epsilon_t = \hbar(\omega_{RF} - \omega_0)$ peuvent s'échapper du piège emportant avec eux plus que l'énergie moyenne par atome $\langle E \rangle$. Je rappelle que $\hbar\omega_0 = g_F\mu_B B_0$ est l'énergie potentielle du fond du piège.

Les atomes traversant la zone de résonance sont transférés dans un état non piégeant ce qui les mène à être expulsés du piège. Les atomes sont donc évacués sur une échelle de temps d'une demi période d'oscillation dans le piège π/ω_p . Pour que le refroidissement soit le plus efficace possible il faut que tous les atomes d'énergie $> \epsilon_t$ soient enlevés avant d'avoir pu recollisionner avec un atome froid du centre du piège. En effet ces collisions peuvent engendrer une paire d'atomes d'énergie individuelle $< \epsilon_t$ et aucun d'eux ne sera évacué. Dans la suite de cette partie nous nous placerons dans l'approximation $\omega_p > 2\pi\gamma_{el}$, où γ_{el} est le taux de collisions élastiques.

Une fois que la partie de la distribution contenant les atomes les plus énergétiques a été enlevée efficacement, des atomes de plus basse énergie repeuplent cette partie grâce aux collisions élastiques. L'échelle de temps pour que la distribution retourne à l'équilibre thermique est de $\sim \frac{4}{\gamma_{el}}$ selon les simulations numériques de dynamique moléculaire de [196].

Le raisonnement utilisé dans cette partie suit les notes de cours donnés au collège de France par C.Cohen-Tannoudji l'année 1996 – 1997. Pour décrire le processus d'évaporation nous utilisons comme précédemment la distribution de Maxwell-Boltzmann pour un ensemble de N bosons identiques non-interagissants à la température T . A l'équilibre la distribution en énergie est donnée par :

$$P(\epsilon) = A\rho(\epsilon)e^{-\epsilon/k_B T} , \quad (4.56)$$

où A est la constante de normalisation. La densité d'état $\rho(\epsilon)$ dépend du potentiel $V(\mathbf{r})$ tel que :

$$\rho(\epsilon) = (2\pi\hbar)^{-3} \int d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{p} \delta[\epsilon - V(\mathbf{r}) - \mathbf{p}^2/2m] . \quad (4.57)$$

Dans cette partie, je traite le cas d'un potentiel à trois dimensions décrit par une loi de puissance. Ce potentiel est défini par :

$$V(\mathbf{r}) = a_1 x^{q_1} + a_2 y^{q_2} + a_3 z^{q_3} , \quad (4.58)$$

où les coefficients q_i sont des entiers positifs. L'intégrale 4.57 donne une densité évoluant comme $\rho(\epsilon) \propto \epsilon^n$, où $n = \frac{1}{2} + \frac{1}{q_1} + \frac{1}{q_2} + \frac{1}{q_3}$.

Nous pouvons ainsi traiter plusieurs régimes. Pour une température du nuage supérieure à $\sim 200 \mu\text{K}$ le piège est modélisé par des gradients linéaires dans les directions transverses (Y et Z) et une forme quadratique dans la direction longitudinale (X), par conséquent $n = 3$. A plus basse température ($\leq 1 \mu\text{K}$) et pour une forte compression le piège peut être considéré comme un piège harmonique à deux dimensions dans les directions transverses. Dans la direction longitudinale le piège est très peu confinant et peut être considéré comme une boîte ($q_1 \rightarrow \infty$), donc $n = 3/2$. Nous allons nous intéresser au cas intermédiaire, dans lequel nous pouvons considérer un piège harmonique à trois dimensions où $n = 2$. En effet, nous verrons que la compression maximale de ce piège est limitée et que nos expériences se déroulent dans une plage de température entre 1 et 200 μK .

Le piège harmonique à trois dimensions Dans le cas d'un piège harmonique 3D la densité d'état suit une lois quadratique $\rho(\epsilon) \propto \epsilon^2$. Dans le cas d'une troncature de la distribution à l'énergie $\epsilon_t = \eta k_B T$, les fractions d'atomes et d'énergie perdues sont données

par :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\int_{\epsilon_t}^{\infty} P(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\infty} P(\epsilon) d\epsilon} = \frac{\Gamma(3, \eta)}{2}, \quad (4.59)$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\int_{\epsilon_t}^{\infty} \epsilon P(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\infty} \epsilon P(\epsilon) d\epsilon} = \frac{\Gamma(4, \eta)}{3!}, \quad (4.60)$$

où η est le paramètre de troncature et $\Gamma(a, x)$ est la fonction gamma incomplète. Des pertes supplémentaires dues aux collisions avec les atomes thermiques de la pression résiduelle sont à prendre en compte. Le temps caractéristique de ces pertes est de $\tau_{pr} = 2.5$ s. Aux densités considérées, nous considérerons que ce taux de perte est dominant par rapport aux pertes par collisions inélastiques (voir section 4.8). Ainsi nous pouvons écrire :

$$\frac{\dot{N}}{N} = -\frac{\Gamma(3, \eta)}{2} \frac{1}{\tau_{ev}} - \frac{1}{\tau_{pr}}, \quad (4.61)$$

où τ_{ev} est le temps caractéristique de la progression du “couteau” RF. De la même manière que [197], il est possible d’établir une équation pour l’énergie du nuage en supposant un nuage constamment à l’équilibre.

$$\frac{\dot{E}}{E} = -\frac{\Gamma(4, \eta)}{3!} \frac{1}{\tau_{ev}} - \frac{1}{\tau_{pr}}. \quad (4.62)$$

Ainsi nous pouvons déduire l’évolution relative de la température grâce à :

$$\frac{\dot{T}}{T} = \frac{\dot{E}}{E} - \frac{\dot{N}}{N}. \quad (4.63)$$

La condition d’équilibre impose que τ_{ev} soit long devant le temps de retour à l’équilibre du nuage qui est proportionnel au taux de collisions élastiques dans le nuage γ_{el} . Suivant les simulations numériques de [196], je prendrai un facteur de proportionnalité de 4. Le taux de collision élastique est donné par :

$$\gamma_{el} = n_0 \sigma_{el} \bar{v}, \quad (4.64)$$

où n_0 est la densité maximale au centre du nuage, σ_{el} la section efficace de collision que nous considérons comme constante et \bar{v} la vitesse relative moyenne est donnée par $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$.

Le taux de collision s’exprime alors comme :

$$\gamma_{el}(t) = \sigma_{el} \frac{\bar{\omega}^3 m}{\pi^2 k_B} \frac{N(t)}{T(t)}, \quad (4.65)$$

où $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la moyenne géométrique des fréquences de piégeage dans les trois directions de l’espace. En combinant les équations 4.61 et 4.62 et en substituant $\tau_{ev} = 4/\gamma_{el}(t)$ nous obtenons :

$$\frac{\dot{\gamma}_{el}(t)}{\gamma_{el}(t)} = -\frac{\gamma_{el}(t)}{4} \left(\Gamma(3, \eta) - \frac{\Gamma(4, \eta)}{3!} + \frac{4}{\gamma_{el}(t) \tau_{pr}} \right). \quad (4.66)$$

Le régime d’emballement. Dans le cas où $\dot{\gamma}_{el}(t)$ est positif on peut observer une augmentation exponentielle de la densité dans l’espace des phases. Ce régime est appelé régime d’emballement et correspond à la trajectoire d’évaporation idéale pour maximiser le nombre d’atomes et minimiser le temps nécessaire. La courbe en tirets verts sur la figure 4.24 est obtenue en posant $\dot{\gamma}_{el}(t) = 0$ dans le cas d’un piège harmonique 3D. La zone d’emballement se trouve au-dessus de la courbe (dans la zone verte). Le même calcul est réalisé pour des modèles de piège à plus haute température ($n = 3$) en pointillés rouges ou pour une plus forte compression et une température des atomes plus basse ($n = 3/2$), le trait plein orange.

Notons que pour accélérer la dynamique de l’évaporation nous augmentons la densité et donc le taux de collisions élastiques. Pour cela nous comprimons le piège principalement dans les directions transverses car la fréquence longitudinale dépend principalement de la longueur du fil central de la structure en “Z”. Le piège devenant anisotrope le taux de collisions devient très supérieur à la fréquence d’oscillation des atomes dans la direction longitudinale et l’évaporation perd en efficacité. La courbe en trait plein orange de la figure 4.24 délimite le régime d’emballement dans le cas d’un modèle à deux dimensions. Les conditions initiales permettant d’entrer dans le régime d’emballement sont plus difficilement atteignables ($\eta = 7.3$ et $\gamma_{el} = 620$ Hz) que dans le cas harmonique 3D.

Dans le cas d’un piège harmonique à trois dimensions, les paramètres initiaux permettant d’atteindre ce régime sont $\eta = 6$ et $\gamma_{el} = 110$ Hz. Le confinement du piège doit être augmenté pour atteindre un taux de collision suffisant pour permettre d’entrer dans le régime d’emballement. En effet le taux de collisions estimé dans notre piège après la capture est ~ 20 Hz. Cependant la compression est limitée par la position de la surface du miroir. En effet une fois que les fils en “I” et en “Z” sont à leur courant maximal et que les bobines BX abaissent le fond du piège à $B_0 < 1$ G, alors le seul moyen d’augmenter les fréquences du piège est d’augmenter le champ de biais BY. Cependant ceci a pour effet d’approcher le centre du piège de la surface du miroir et donc d’accroître le nombre de collisions avec cette surface. Comme nous le voyons sur la figure 4.25 le nombre d’atomes diminue lors que le nuage est approché du miroir.

Après une optimisation expérimentale de la compression et de l’évaporation RF nous avons finalement obtenu un nuage contenant 6×10^6 atomes à une température de $9 \mu\text{K}$. Cette température est la plus froide observée. L’optimisation expérimentale a consisté à se placer à une compression donnée et à trouver la rampe radio fréquence minimisant la température jusqu’à ce qu’il n’y ait plus assez d’atomes pour mesurer une température. Le bruit de fond de la caméra empêche la mesure d’un nombre d’atomes inférieur à 1.3×10^6 , ceci sera résolu avec l’achat d’une caméra bas-bruit.

Pour obtenir une température de $9 \mu\text{K}$ la rampe de fréquence radio est exponentielle, elle dure 1 s et le piège est modérément comprimé (140 Hz de fréquences transverses). Le taux de collisions élastiques mesuré est alors de 40 Hz, ce qui est insuffisant pour entrer dans le régime d’emballement.

Les simulations numériques du piège magnétique permettent de calculer la fréquence moyenne et l’énergie à laquelle le piège est tronqué pour toutes les configurations accessibles. Supposant un nombre d’atomes et une température constants de 3×10^8 atomes à $200 \mu\text{K}$ il est possible de tracer le rapport η maximal en fonction du taux de collisions élastiques théoriques. Cette courbe est représentée en noir sur la figure 4.24 et toutes les configurations accessibles se trouvent dans la zone grisée. Nous voyons que nous ne pouvons pas atteindre le régime d’emballement (zone verte) car le facteur η diminue lors de la compression à cause

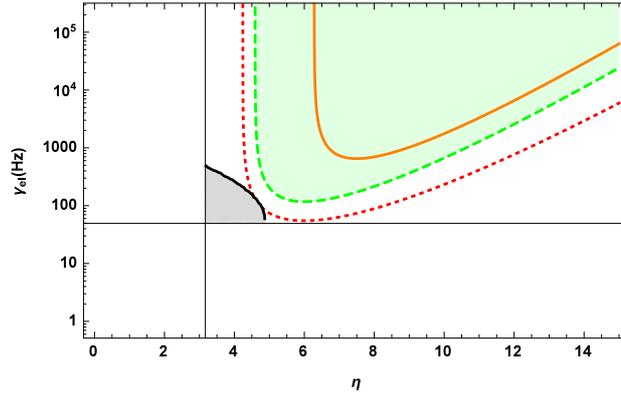


FIGURE 4.24 – Cette courbe représente le taux de collisions élastiques γ_{el} en fonction de la profondeur du piège $\epsilon_t/k_B T = \eta$ dans le cas d'une évaporation à η constant. Trois courbes sont tracées pour des modèles différents du potentiel $V(\mathbf{r})$. En **trait plein orange** $n = 3/2$. En **tirets verts** $n = 2$. En **trait pointillé rouges** $n = 3$. La courbe **noire** délimite les configurations théoriquement accessibles par notre piège.

des pertes sur la surface. De plus les approximations faites sur le nombre d'atomes et la température sont optimistes car la compression chauffe le nuage et diminue la distance avec la surface du miroir, ce qui provoque une diminution du nombre d'atomes.

Collisions des atomes avec la surface du miroir. La figure 4.25 représente les points expérimentaux du nombre d'atomes et de la température du nuage bi-espèces en fonction de la distance entre le centre du piège et la surface du miroir. Dans ce cas, nous avons augmenté linéairement le champ magnétique de biais BY pour à la fois approcher le centre du piège de la surface de la puce et augmenter les fréquences du piège magnétique. La compression du même état initial vers un état final différent est toujours réalisée à la même vitesse puis l'état final est maintenu pour que le temps total soit constant (2 s), ce qui permet de comparer les résultats indépendamment du temps de vie lié aux collisions avec les atomes de la pression résiduelle. L'abscisse de ce graphique est la distance entre le centre du nuage et la surface du miroir qui a été calibrée préalablement en fonction du champ de biais BY. Nous voyons que le nombre d'atomes diminue linéairement jusqu'à 0 tandis que la température diminue à partir d'une distance de $\sim 750 \mu\text{m}$ de la surface de la puce. En effet, les collisions avec la surface abaissent la profondeur du piège et donc ces pertes sont sélectives en vitesse. L'évaporation par collision avec une surface a été démontrée jusqu'au seuil de condensation par [191].

Pour refroidir plus rapidement, il faut augmenter le taux de collision et donc le confinement en comprimant le piège. D'autre part pour comprimer il faut réduire la taille du nuage et donc le refroidir pour limiter les pertes par collisions avec la surface. Pour obtenir la trajectoire optimale permettant de refroidir et de comprimer en même temps, nous avons tenté de forcer l'évaporation par troncature à deux dimensions avec la surface de la puce en approchant progressivement le nuage vers la puce. En comprimant linéairement le piège durant 2 s nous avons obtenu un nuage contenant 2.5×10^7 atomes à $30 \mu\text{K}$. Le taux de collisions élastiques est calculé grâce à la mesure de la densité centrale du nuage et de sa température. Cette mesure donne $\gamma_{el} = 60 \text{ Hz}$. Le courant dans les bobines BY est de 53 A,

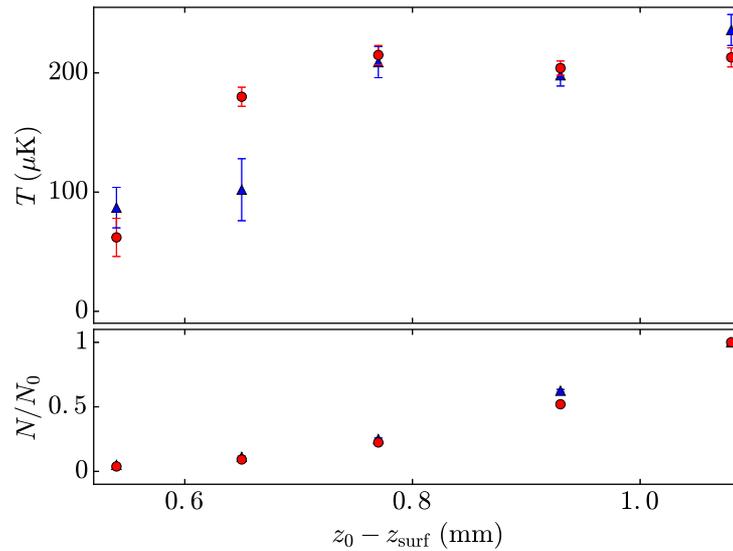


FIGURE 4.25 – Points expérimentaux de l'évaporation sur la surface de la puce. Sur le graphique du haut sont représentés les points expérimentaux de la température de chaque espèce dans un nuage mixte en fonction de la distance du centre du nuage z_0 , par rapport à la surface de la puce z_{surf} . Le graphique du bas représente le nombre d'atomes normalisé de chaque espèce en fonction de la même distance. Les points expérimentaux relatif au ^{85}Rb sont des **triangles** et les points expérimentaux relatif au ^{87}Rb sont des **ronds**

ce qui permet de simuler le piège magnétique et d'estimer des fréquences de (30 ,95 ,160)Hz. Le taux de collision théorique est de 77 Hz ce qui est en raisonnable accord avec la valeur expérimentale. Cependant, l'efficacité de cette évaporation n'est pas suffisante pour atteindre le régime d'emballement. Nous devons améliorer la qualité du vide dans l'expérience pour augmenter le temps de vie des atomes dans le piège magnétique. De plus la capacité de compression sera grandement améliorée en remplaçant le miroir par une puce assurant la réflexion des faisceaux du PMO3D et dont les fils à l'échelle micrométrique proche de la surface accroîtront la compression et la profondeur du piège.

Évaporation radio-fréquence.

En conclusion, Nous avons dimensionné et réalisé une évaporation forcée par radio-fréquence permettant de transférer efficacement les atomes piégés ayant une énergie $\geq \hbar(\omega_{RF} - \omega_0)$ vers des états non-piégeants. Ceci a permis de réaliser des expériences de spectroscopie radio fréquence du piège et de calibrer le champ magnétique B_0 du fond du piège. Cependant le refroidissement par évaporation est limité (à 9 μK) par le temps de vie des atomes dans le piège et par la compression accessible due à une sur-épaisseur entre le fil en "Z" et la surface du miroir. En contrôlant la vitesse de compression il est possible d'abaisser la température du nuage en évaporant les atomes sur la surface du miroir. Nous obtenons un taux de collisions élastiques maximum de $\gamma_{el} = 60$ Hz, ce qui est insuffisant pour entrer dans le régime d'emballement.

4.10 Nouvelles micro-puces à atomes.

Dans cette partie, je présente deux nouveaux prototypes de puce à atomes simple couche que nous envisageons d’implémenter sur le dispositif expérimental dans le courant de l’année 2018. Nous étudions deux solutions technologiques différentes. Un prototype de puce en Or et carbure de silicium (SiC) est actuellement en cours de réalisation au laboratoire SYRTE. Un autre prototype de puce en cuivre et nitrure d’aluminium (AlN) est réalisé au LAAS (Laboratoire d’Analyse et d’Architecture des systèmes). L’AlN est une technologie qui a déjà fait ses preuves dans le domaine des puces à atomes (comme par exemple dans [43, 187, 193]). L’utilisation d’un substrat en SiC est moins répandue [157] mais présente des avantages par rapport à l’AlN. En effet ce matériau est un meilleur conducteur thermique et le SiC est transparent à 1560 et 780 nm. L’utilisation de la transparence de la puce ouvre la porte à de nouveaux types d’applications [198, 199, 200]. De plus le piégeage et l’évaporation jusqu’au seuil de condensation des atomes avec une puce en SiC n’a encore jamais été réalisé.

Dans cette partie, je commence par une description de ces deux puces pour ensuite détailler leurs propriétés thermiques, magnétique et optiques.

Description des puces atomiques. Les deux prototypes sont réalisés par électro-déposition d’une couche de conducteur (Au ou Cu) sur des substrats de natures différentes (respectivement SiC ou AlN). La figure 4.26c. représente schématiquement la géométrie des pistes à la surface des deux prototypes de puce.

Le fil principal (en vert) est une structure en forme de “H” permettant de passer d’une configuration “U” à “Z”. Le fil central de cette structure mesure 8 mm de long par 400 μm de large. Les fils en forme de “I” (en rouge) de part et d’autres sont prévus pour la compression du piège dans la direction longitudinale. Ces fils mesurent 1 mm de largeur pour permettre la circulation d’un fort courant (> 10 A). Enfin la structure en “U” (en bleu) servira d’antenne radiofréquence au moment de l’étape d’évaporation. Le fil en “U” mesure 1 mm de largeur, cette dimension a été choisie pour éventuellement tester la réalisation d’un PMO sur la puce pour améliorer le chargement des atomes dans le piège magnétique. Cette technique nécessite un fil large pour optimiser l’alignement des lignes de champ du quadrupôle magnétique avec les faisceaux du PMO.

La configuration des pistes à la surface de ces deux prototypes est identique cependant, un certain nombre de différences les séparent.

- **La puce en SiC** : la quasi-totalité de la surface est recouverte d’une couche d’or de 5 μm d’épaisseur à l’exception des interstices de 3 μm entre les fils et d’un disque de 1 mm de diamètre au-dessus du fil central (voir figure 4.26a.). Ce disque permettra le passage d’un faisceau de piégeage dipolaire à travers le carbure de silicium qui est transparent à 1560 nm ($T > 95\%$). De plus la couche d’or est directement en contact avec le substrat de SiC qui est à la fois un très bon conducteur thermique (350 – 490 $\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$) et aussi un isolant électrique ($\rho > 10^4 \Omega.\text{cm}$).
- **La puce en AlN** : les pistes sont réalisées par déposition d’une couche de 10 μm de cuivre recouvert d’or pour passiver la surface. Les fils sont déposés par électro-déposition après une première couche “d’accrochage” de 5 nm constituée de titane. La conduction thermique de l’AlN est aux alentours de 170–280 $\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$ et celle de couche de titane peut être considérée comme infinie. Le nitrure d’aluminium n’est pas transparent à 1560 nm, par conséquent nous envisageons de percer le substrat juste

au-dessus du fil central pour permettre le passage du faisceau dipolaire de piégeage.

La configuration présentée dans cette partie est une version d'étude pour comparer les deux types de matériaux utilisés (SiC ou AlN) et étudier deux stratégies de chargement du piège magnétique, avec ou sans l'intermédiaire d'un PMO de surface dont le quadrupôle est généré par le fil en "U". De plus cette configuration a été dimensionnée dans le but de réaliser une puce indépendante et polyvalente, c'est-à-dire que cette puce doit assurer la capture, la compression et l'évaporation sans l'aide d'une couche supplémentaire. Ce design est pensé dans l'optique d'applications embarquées nécessitant une plus faible consommation électrique et un ensemble plus compact. Cependant, la puce qui sera implémentée dans notre expérience en laboratoire bénéficie de la présence de la structure millimétrique dans le support pour faciliter la capture des atomes depuis la mélasse. C'est pourquoi un second type de configuration est en cours d'étude. Cette seconde version de puce est dimensionnée pour optimiser la compression et l'évaporation. Dans ce cas, la longueur du fil central est réduite pour augmenter la fréquence longitudinale du piège et donc la compression. L'étude de cette seconde génération de puce s'appuie sur les simulations utilisant Radia[®] et sur les tests réalisés sur la deux prototypes de la première génération.

Densité de courant. La densité de courant dans les fils de la puce joue un rôle clé dans la compression du piège. Nous avons vu que pour augmenter les fréquences ou les gradients de piégeages il suffisait d'approcher le piège des fils conducteurs de la puce ($\frac{dB}{dz} \propto \frac{I}{z_0^2}$). Cependant cette distance admet une limite. En effet lorsque le piège magnétique se trouve à une distance de la puce équivalente ou inférieure à la largeur L du conducteur, deux phénomènes surviennent.

Tout d'abord l'approximation des fils infiniment fins n'est plus valable. En prenant en compte l'effet de taille finie des fils comme dans [201] nous voyons que les gradients de champs magnétiques évoluent comme :

$$\frac{dB}{dz} \propto \frac{I}{L^2 + 4z_0^2} . \quad (4.67)$$

Pour continuer à augmenter les gradients il faut donc diminuer la section $L \times e_f$ des conducteurs ou augmenter le courant I circulant dans les conducteurs. Dans les deux cas cela revient à augmenter la densité de courant dans les fils de la puce. Il a été démontré expérimentalement que cette densité pouvait atteindre $\sim 10^8$ A.cm⁻² par [202] et [203].

La rugosité des fils et les défauts de fabrication induisent des irrégularités de courant. Ces légères variations causent une certaine rugosité du potentiel de piégeage. Il a été montré dans [204] qu'en dessous d'une distance de 100 μm les imperfections de la circulation du courant devenaient visible via l'observation de la densité atomique du nuage piégé. De plus ces fluctuations s'accompagnent d'une diminution du temps de vie des atomes dans le piège et de l'augmentation du taux de chauffage.

Nous avons choisi une largeur du fil du piège principal (la structure en "H") de 400 μm . Pour dimensionner cette largeur nous avons pris en compte différentes contraintes. Premièrement la caractéristique principale du piège que nous voulons obtenir est une fréquence de piégeage moyenne supérieure à 500 Hz dans l'état comprimé. Nous avons vu plus haut que cet état correspondait à une distance minimale du piège par rapport au fil pour ne pas percevoir les rugosités éventuelles du fil. Pour cela nous avons imposé une distance z_0 minimale égale à la largeur du fil L . Connaissant la fréquence et la distance z_0 du piège magnétique

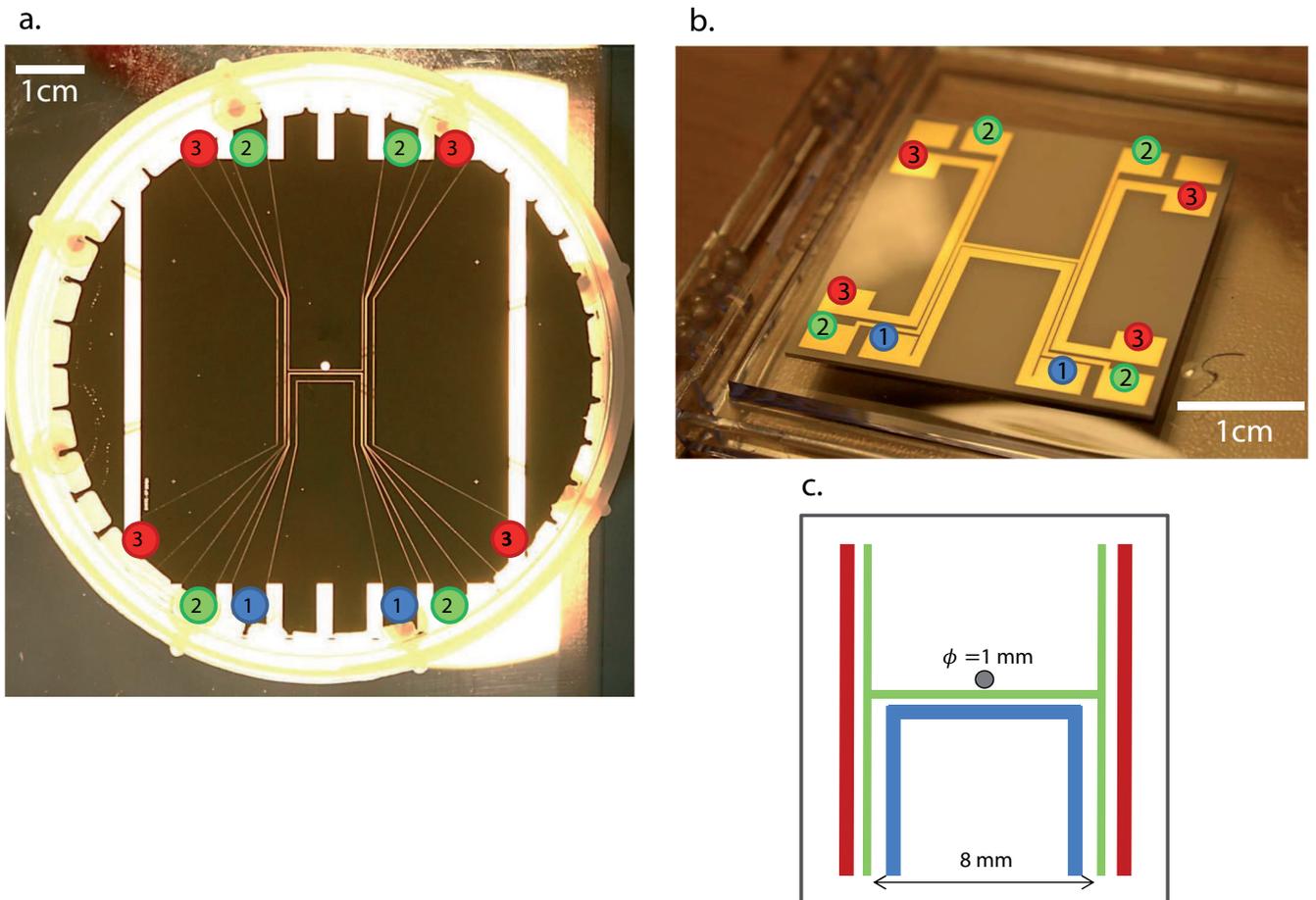


FIGURE 4.26 – Deux prototypes de micro-puce à atomes. Le premier prototype en figure **a.** est réalisé à partir d'un substrat de carbure de silicium. le second prototype en figure **b.** est réalisé sur un substrat en nitrure d'aluminium. L'architecture des fils en surface est la même que celle présenté sur le schéma en figure **c.**. Un code couleur permet d'identifier les différents fils et leurs connections : **1. En bleu**, le fil en "U", **2. en vert**, le fil en "H" et **3. en rouge**, les fils en "I". Le trou permettant le passage du piège dipolaire n'est pas présent sur la puce en AlN.

nous pouvons calculer le courant minimal devant circuler dans la puce pour créer ce piège. Ce calcul est réalisé par des simulations numériques prenant en compte la taille finie des fils en trois dimensions. L'épaisseur des fils est fixée à 5 ou 10 μm . La connaissance du courant et de la section du fil nous permet de déduire la puissance dissipée par le fil. En résumé cette puissance est entièrement déterminée par la largeur L du fil sur la puce. Nous allons voir maintenant qu'il en va de même pour les propriétés thermiques de ce fil.

Propriétés thermiques. A partir de la puissance dissipée il est possible de calculer l'augmentation de la température du fil. Nous avons décidé de ne pas refroidir activement la puce pour des raisons de simplification expérimentale. Pour dissiper la chaleur de la puce (~ 30 W) nous avons choisi de placer la puce sur un support en cuivre en très bon contact thermique avec l'enceinte à vide.

L'échauffement du fil est calculé en faisant le bilan des puissances dissipées et drainées par le bloc de cuivre via le substrat. Comme discuté dans [203], ce problème fait donc apparaître plusieurs échelles de temps. Dans notre cas l'empilement de couches est différent et nous pouvons négliger la résistance de contact entre les fils et le substrat. L'échelle de temps la plus rapide correspond à l'élévation de la température du fil par rapport à la température du bloc de cuivre. La seconde, plus lente est relative à la diffusion de la chaleur à deux dimensions dans le substrat et à la conduction thermique vers le bloc de cuivre. La troisième encore plus lente et considérée comme négligeable est liée aux variations de température du bloc de cuivre.

Pour simplifier ce problème nous faisons trois approximations. Nous négligeons la résistance de contact entre le fil et le substrat car le premier est directement déposé sur le second. Nous ne considérons qu'une dissipation à une dimension dans le substrat vers le bloc de cuivre car l'épaisseur du substrat est de l'ordre de la largeur des fils. Enfin nous considérons une résistance de contact nulle entre le cuivre et le substrat. Cette dernière approximation sera discutée plus loin.

Nous utilisons alors l'équation d'évolution de la température 4.2 vu précédemment dans le cas de la puce millimétrique. Le coefficient de conduction thermique est donné par :

$$\lambda = \frac{\Lambda}{C_v e_f e_{sub}} . \quad (4.68)$$

La capacité calorifique volumique du matériau composant le fil et son épaisseur sont C_v et e_f . La conduction thermique et l'épaisseur du substrat sont Λ et e_{sub} . De la même manière que précédemment nous considérons la variation de la résistance avec la température du fil. La solution de cette équation est du type :

$$T(t) = (T_{max} - T_0)(1 - e^{t/\tau}) + T_0 . \quad (4.69)$$

Les asymptotes de l'élévation de températures calculées ($T_{max} - T_0$) sont $+2.2$ et $+2.8^\circ\text{C}$ et les temps caractéristiques τ sont 71 et 12 μs , respectivement pour la puce en AlN et la puce en SiC.

La question de la résistance de contact entre le substrat devra être investiguée expérimentalement, car la résistance de contact n'est pas nulle. Le calcul précédent donne en réalité l'écart de température entre le fil et la surface inférieure de la puce. Pour améliorer la conductance de la jonction entre le substrat et le cuivre nous avons pensé à ajouter une

feuille d'indium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'indium est un métal compatible avec l'ultra vide dont la conductivité thermique est de $81.6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. De plus la conduction thermique en deux dimensions dans le substrat joue en notre faveur puisque la surface de conduction entre le substrat et le cuivre est plus grande que celle suggérée dans notre modèle à une dimension.

Performances de piégeage. Les simulations numériques de la configuration des puces microscopiques prédisent des fréquences de piégeage de 2.3 kHz dans les directions transverses et 105 Hz dans la direction longitudinale. La moyenne géométrique de ces fréquences est de 820 Hz. Ces fréquences sont calculées pour un piège se situant à $275 \mu\text{m}$ de la surface de la puce, avec 10 A circulant dans les fils de la structure en "H" et dans les structures en "I". Les bobines BX produisent un champ de biais $\sim 1 \text{ G}$ pour abaisser le champ du fond du piège jusqu'à 0.5 G.

Les tests menés sur la puce millimétrique ont permis de valider ces simulations et de développer plusieurs outils de calibration des propriétés du piège magnétique produit.

Traitements optiques de la surface de la puce. Comme dans le cas de la puce millimétrique les faisceaux du PMO3D seront réfléchis à la surface de la puce et le faisceau dipolaire passera à travers au-dessus du fil central. Ceci nécessite un traitement dichroïque de la surface supérieure et éventuellement un traitement antireflet de la surface inférieure. Le revêtement dichroïque peut être réalisé de deux manières différentes. La première méthode consiste à réaliser un dépôt par évaporation comme pour le miroir que nous utilisons actuellement. La seconde est expliquée dans [205] et consiste transférer un revêtement diélectrique par la technique du "répliqua optique". Dans les deux cas il est primordial d'aplanir la surface de la puce, car les bords des fils peuvent diffracter les faisceaux incidents. Pour cela nous déposons une résine (BCB ou Epotek[®]) de manière à lisser les défauts de la surface, sans ajouter de sur-épaisseur. Ces résines sont compatibles avec l'ultra vide, isolantes électriques et bonnes conductrices thermiques.

Le PMO est robuste aux défauts de réflexions et aux diffusions éventuelles mais ces effets pourraient augmenter la température minimale de la mélasse optique, ou empêcher une éventuelle imagerie par réflexion sur la puce.

Les puces microscopiques.

En conclusion, nous avons dimensionné deux prototypes de micro-puce pour le piégeage, la compression et l'évaporation des atomes. Ces puces sont fabriquées à partir de substrats différents en carbure de silicium ou en nitrure d'aluminium ce qui permettra une étude comparative de ces deux technologies. La mise au point et les premiers tests de thermique sont en cours et une puce sera intégrée à l'expérience durant l'année 2018. Cette puce est conçue pour réfléchir les faisceaux du PMO3D et pour transmettre un faisceau piégeage dipolaire. De plus elle bénéficiera du large volume de capture du piège magnétique millimétrique et permettra de comprimer les atomes jusqu'à des fréquences de 2.5 kHz dans les directions transverses.

4.11 Conclusion.

Dans ce chapitre j'ai présenté des outils théoriques et des simulations numériques pour décrire et dimensionner les pièges magnétiques aux échelles millimétriques et micrométriques. Nous avons modélisé le chauffage lié au bruit de courant électrique, le taux de chargement et l'évaporation radio-fréquence.

Grâce à ces calculs nous avons dimensionné et réalisé un premier prototype de piège magnétique à l'échelle millimétrique. Ce montage est entièrement fabriqué au laboratoire et ne nécessite pas de micro-usinage ou de salle blanche. Ce piège permet de capturer 5.8×10^9 atomes dans le piège magnétique. La capture de ces atomes a permis confronter les simulations et les modèles théoriques à l'expérience. De plus ce piège a rendu possible le développement d'outils expérimentaux comme la spectroscopie radio-fréquence et la modulation du courant de fil en "Z", pour la caractérisation du piège et la calibration de champs magnétiques.

Cependant, l'étude du temps de vie des atomes dans le pièges magnétique a révélé un temps de décroissance de 2.5 s dû principalement aux collisions avec les atomes thermiques de la pression résiduelle. Ce taux de pertes est en compétition avec l'augmentation de la densité que nous souhaitons pour améliorer l'efficacité du refroidissement par évaporation. De plus, la mesure de la distance entre la surface du miroir et le fil du piège a révélé une surépaisseur de 250 μm . Cette surépaisseur limite la compression maximale du piège magnétique. Les fréquences de piégeage ne peuvent pas être augmentées sans abaisser drastiquement la profondeur du piège, par conséquent le régime d'emballlement ne peut pas être atteint avec le dispositif en l'état.

Deux solutions sont envisagées pour poursuivre le refroidissement par évaporation et dépasser le seuil de condensation de Bose-Einstein. D'une part nous améliorons le vide pour augmenter le temps de vie des atomes dans le piège magnétique. Un test d'étanchéité a été réalisé et une fuite a été bouchée. D'autre part, nous dimensionnons deux nouveaux prototypes de puces à atomes à l'échelle microscopique basées sur deux technologies différentes. Ces puces sont en cours de mise au point et seront implémentées sur l'expérience courant de l'année 2018.

Conclusions.

Dans ce manuscrit j'ai présenté l'essentiel des travaux effectués durant mes trois ans de thèse. j'ai intégré l'équipe interférométrie atomique du Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité au commencement d'un nouveau projet : la construction d'un interféromètre atomique en configuration fontaine à bras séparés avec condensat de Bose-Einstein bi-espèces (^{87}Rb - ^{85}Rb).

L'utilisation de sources ultra-froides pour l'interférométrie atomique présente l'avantage de réduire certains effets systématiques liés à la dispersion de vitesse de la source. D'autre part l'efficacité accrue de la diffraction laser par le refroidissement des atomes, favorise la diffraction d'ordre élevé et la séparation en impulsion des chemins interférométriques. Nous pensons obtenir une séparation spatiale des paquets d'ondes ≥ 1 cm par le transfert d'une impulsion de $42 \hbar k$.

Dans un premier temps nous envisageons d'utiliser cet interféromètre pour tester la neutralité de la matière via l'effet Aharonov-Bohm scalaire et améliorer la sensibilité actuelle de cette mesure de 2 à 4 ordres de grandeur. De manière à tester indépendamment la symétrie de charge proton-électron et la neutralité du neutron nous développons une source bi-espèces.

L'inconvénient des sources ultra-froides par rapport aux jets atomiques ou aux mélasses optiques est la baisse du flux d'atomes. C'est pourquoi notre source d'atomes doit relever des défis technologiques pour la production d'une source ultra-froide et bi-espèces avec un flux de 10^5 atomes/s. Pour développer ce type de sources pour l'interférométrie atomique et les rendre robuste et compacte pour d'éventuelles applications embarquées nous étudions la technologie des puces atomiques hybrides.

Le système expérimental que nous avons dimensionné et assemblé durant ma thèse s'articule autour d'une enceinte à vide en titane dont les hublots sont jointés avec de l'indium.

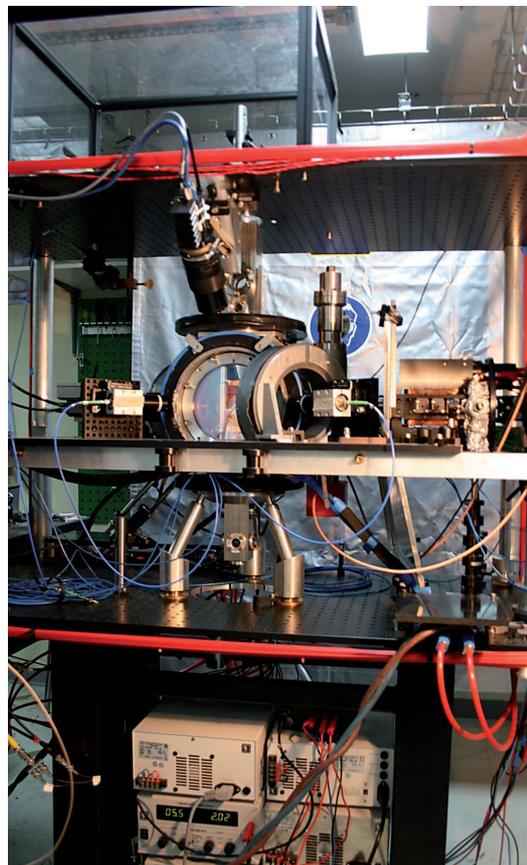


FIGURE 4.27 – *Le nouvel interféromètre atomique du LCAR.*

Nous avons vu au second chapitre comment nous avons dimensionné et mis en place les sources de champs magnétiques. Le banc optique comporte quatre sources lasers à 780 nm¹¹ et produit les fréquences optiques accordables nécessaires à la capture, au refroidissement, au pompage optique et à l'imagerie des atomes. Le pilotage de l'expérience et la prise de données s'effectue par ordinateur via un programme LabVIEW.

Les données sont principalement extraites d'images de la fluorescence du nuage obtenue avec un système d'imagerie décrit au troisième chapitre. Nous avons aussi vu les techniques de piégeage et refroidissement laser et en particulier dans notre cas avec un piège magnéto-optique miroir. J'ai exposé par la suite les résultats expérimentaux de chaque étape depuis la capture dans le piège magnéto-optique deux dimensions jusqu'à l'obtention de 3.2×10^{10} atomes à 42 μK moins de 2 s après.

Dans le dernier chapitre j'ai présenté le premier prototype de piège magnétique à l'échelle millimétrique que nous avons entièrement réalisé au laboratoire. Ce piège permet de capturer 5.8×10^9 atomes. La mesure du nombre d'atomes capturés pour différents paramètres du piège a permis de valider le modèle théorique du chargement que j'ai développé durant ma thèse. Nous avons vu par la suite le processus de chauffage par modulation du courant électrique du fil en "Z" ce qui a permis de développer une expérience pour caractériser les fréquences du piège. Enfin nous avons développé les outils expérimentaux pour forcer l'évaporation des atomes du piège grâce à des ondes radiofréquences. Le refroidissement est pour l'instant limité par les collisions avec la surface du miroir et avec les atomes de la pression résiduelle. Cependant l'utilisation de radiofréquences a donné lieu à une expérience de caractérisation du minimum de champ du piège.

Perspectives.

Pour poursuivre l'implémentation de la séquence expérimentale jusqu'à observer les premières franges d'interférométrie nous devons impérativement augmenter le temps de vie des atomes (dernièrement de 2.5 s). Nous avons identifié la pression résiduelle comme étant responsable du temps de vie observé et nous avons détecté et bouché des fuites à différents endroits de l'enceinte à vide.

Piège dipolaire optique. Pour atteindre le seuil de condensation dans notre expérience il faut augmenter le confinement du piège magnétique pour accélérer la dynamique de refroidissement par évaporation. La compression du piège magnétique est actuellement limitée par les pertes par collisions avec la surface du miroir. A court terme, nous envisageons de superposer une paire de faisceaux dipolaires croisés au piège magnétique pour augmenter le confinement au centre. L'amplificateur Keopsys du système laser pour le réseau de Bragg fourni faisceau à 1560 nm d'une puissance de 10 W. Des tests de focalisation à travers le miroir dichroïque ont déjà été réalisés sur un banc de test hors de l'enceinte.

Nous espérons refroidir suffisamment les deux espèces atomiques pour pouvoir éteindre le piège magnétique et étudier le refroidissement par évaporation en présence de résonance de Feshbach dans le piège dipolaire optique seul comme discuté dans [44].

D'autre part si nous sommes en mesure de condenser le rubidium 87 seul nous pourrions mettre en place le réseau optique. Ce réseau traversera la surface du miroir dichroïque et

11. dont deux sont doublées à partir de sources à 1560 nm

servira à déplacer le condensat à 5 mm de la surface de la puce vers le centre des faisceaux de diffraction de Bragg. Une étude basée sur des simulations numériques de l'équation de Gross-Pitaevskii d'un déplacement rapide tout en minimisant l'échauffement ou l'excitation de modes d'oscillations est en cours de réalisation en collaboration avec Naceur Gaaloul de l'équipe de Ernst Rasel à Hanovre.

Laser de Bragg. La réalisation du laser de Bragg basé sur le doublage en fréquence d'un système laser Keopsys à 1560 nm est en cours dans l'équipe. Son architecture et sa caractérisation du bruit de puissance et de phase entre les deux fréquences du réseau seront détaillées dans la thèse de M. Bordoux.

Puces atomiques. A plus long terme, une puce atomique remplacera le miroir dichroïque. Cette puce bénéficiera du large volume de capture du piège millimétrique et sa capacité de compression pour un refroidissement par évaporation plus rapide et efficace. Les simulations développées durant ma thèse ont permis de dimensionner deux nouveaux prototypes en cours de construction au LAAS et au SYRTE.

Autres perspectives. Nous réalisons le dimensionnement des électrodes pour le test de la neutralité de la matière, qui seront fabriquées au laboratoire. Au-delà de ce test cet interféromètre pourra être utilisé pour réaliser des expériences de mesure de la polarisabilité ou de la longueur d'onde d'extinction (tuneout wave-length) du rubidium 85 et 87.

Bibliographie

- [1] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1) :1–29, 2012.
- [2] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1) :30–61, 2012.
- [3] B.P. Abbott, R. Abbott, et al. Observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. *Physical Review Letters*, 119(16), 2017.
- [4] F. Zwicky. Republication of : The redshift of extragalactic nebulae. *General Relativity and Gravitation*, 41(1) :207–224, 2009.
- [5] Brian P. Schmidt. Nobel lecture : Accelerating expansion of the universe through observations of distant supernovae. *Reviews of Modern Physics*, 84(3) :1151–1163, 2012.
- [6] Adam G. Riess. Nobel lecture : My path to the accelerating universe. *Reviews of Modern Physics*, 84(3) :1165–1175, 2012.
- [7] Saul Perlmutter. Nobel lecture : Measuring the acceleration of the cosmic expansion using supernovae. *Reviews of Modern Physics*, 84(3) :1127–1149, 2012.
- [8] Michael Dine and Alexander Kusenko. Origin of the matter-antimatter asymmetry. *Reviews of Modern Physics*, 76(1) :1–30, 2003.
- [9] E. Witten. Dyons of charge. *Physics Letters B*, 86(3) :283–287, 1979.
- [10] Gabriel Popkin. Step aside CERN : There’s a cheaper way to break open physics. *Nature*, 553(7687) :142–144, 2018.
- [11] C. S. Wood. Measurement of parity nonconservation and an anapole moment in cesium. *Science*, 275(5307) :1759–1763, 1997.
- [12] M.S. Safronova, D. Budker, et al. Search for new physics with atoms and molecules. *arXiv :1710.01833*, October 2017.
- [13] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-einstein condensation and the atom laser. *Reviews of Modern Physics*, 74(4) :1131–1151, 2002.

- [14] E. A. Cornell and C. E. Wieman. Nobel lecture : Bose-einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Reviews of Modern Physics*, 74(3) :875–893, 2002.
- [15] Theodor W. Hänsch. Nobel lecture : Passion for precision. *Reviews of Modern Physics*, 78(4) :1297–1309, 2006.
- [16] John L. Hall. Nobel lecture : Defining and measuring optical frequencies. *Reviews of Modern Physics*, 78(4) :1279–1295, 2006.
- [17] David J. Wineland. Nobel lecture : Superposition, entanglement, and raising schrödinger’s cat. *Reviews of Modern Physics*, 85(3) :1103–1114, 2013.
- [18] Serge Haroche. Nobel lecture : Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary. *Reviews of Modern Physics*, 85(3) :1083–1102, 2013.
- [19] Lin Zhou, Shitong Long, et al. Test of equivalence principle at 10^{-8} level by a dual-species double-diffraction raman atom interferometer. *Physical Review Letters*, 115(1), 2015.
- [20] Rym Bouchendira, Pierre Cladé, et al. New determination of the fine structure constant and test of the quantum electrodynamics. *Physical Review Letters*, 106(8), 2011.
- [21] G. Rosi, F. Sorrentino, et al. Precision measurement of the newtonian gravitational constant using cold atoms. *Nature*, 510(7506) :518–521, 2014.
- [22] T. Kovachy, P. Asenbaum, et al. Quantum superposition at the half-metre scale. *Nature*, 528(7583) :530–533, 2015.
- [23] Stefan Nimmrichter and Klaus Hornberger. Macroscopicity of mechanical quantum superposition states. *Physical Review Letters*, 110(16), 2013.
- [24] Ch. Miniatura, J. Robert, O. Gorceix, et al. Atomic interferences and the topological phase. *Physical Review Letters*, 69(2) :261–264, 1992.
- [25] J. Gillot, S. Lepoutre, et al. Measurement of the he-McKellar-wilkens topological phase by atom interferometry and test of its independence with atom velocity. *Physical Review Letters*, 111(3), 2013.
- [26] Maxwell D. Gregoire, Ivan Hromada, et al. Measurements of the ground-state polarizabilities of cs, rb, and k using atom interferometry. *Physical Review A*, 92(5), 2015.
- [27] A. Miffre, M. Jacquy, et al. Atom interferometry measurement of the electric polarizability of lithium. *The European Physical Journal D*, 38(2) :353–365, 2006.
- [28] William F. Holmgren, Raisa Trubko, et al. Measurement of a wavelength of light for which the energy shift for an atom vanishes. *Physical Review Letters*, 109(24), 2012.
- [29] R. H. Leonard, A. J. Fallon, et al. High-precision measurements of the rb 87 d -line tune-out wavelength. *Physical Review A*, 92(5), 2015.

- [30] J Mitroy, M S Safronova, and Charles W Clark. Theory and applications of atomic and ionic polarizabilities. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 43(20) :202001, 2010.
- [31] I. Dutta, D. Savoie, et al. Continuous cold atom inertial sensor with 1 nrad/sec rotation stability. *Physical Review Letters*, 116(18) :183003, 2016.
- [32] P. Berg, S. Abend, et al. Composite light pulse technique for high precision atom interferometry. *Physical Review Letters*, 114(6), 2015.
- [33] Zhong Kun Hu, Bu Liang Sun, et al. Demonstration of an ultrahigh sensitivity atom interferometry absolute gravimeter. *Physical Review A*, 88(4), 2013.
- [34] C. Freier, M. Hauth, et al. Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability. *Journal of Physics : Conference Series*, 723 :012050, 2016.
- [35] Peter Asenbaum and Chris aand others Overstreet. Phase shift in an atom interferometer due to spacetime curvature across its wave function. *Physical Review Letters*, 118(18), 2017.
- [36] G Varoquaux, R A Nyman, et al. How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle. *New Journal of Physics*, 11(11) :113010, 2009.
- [37] H. Müntinga, H. Ahlers, et al. Interferometry with bose einstein condensates in microgravity. *Physical Review Letters*, 110(9), 2013.
- [38] T. Lévêque, B. Faure, et al. PHARAO laser source flight model : Design and performances. *Review of Scientific Instruments*, 86(3) :033–104, 2015.
- [39] Alain Miffre. *Atom interferometry experiments with lithium. Accurate measurement of the electric polarizability*. Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III, June 2005.
- [40] Asimina Arvanitaki, Savas Dimopoulos, et al. How to test atom and neutron neutrality with atom interferometry. *Physical Review Letters*, 100(12), 2008.
- [41] G. Bressi, G. Carugno, et al. Testing the neutrality of matter by acoustic means in a spherical resonator. *Physical Review A*, 83(5), 2011.
- [42] Caroline Champenois, Matthias Büchner, et al. Matter neutrality test using a mach-zehnder interferometer. In Savely G. Karshenboim, F. Bassani, F.S. Pavone, M. Inguscio, and T.W. Hänsch, editors, *The Hydrogen Atom*, volume 570, pages 554–563. Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- [43] Jan Rudolph, Waldemar Herr, et al. A high-flux BEC source for mobile atom interferometers. *New Journal of Physics*, 17(6) :065001, 2015.
- [44] Boris Décamps. *Atom interferometry : experiments with electromagnetic interaction and design of a Bose Einstein setup*. Theses, Université Paul Sabatier, 2016.
- [45] David W. Keith, Christopher R. Ekstrom, et al. An interferometer for atoms. *Physical Review Letters*, 66(21) :2693–2696, 1991.

- [46] T. Pfau, Ch. Kurtsiefer, et al. Magneto-optical beam splitter for atoms. *Physical Review Letters*, 71(21) :3427–3430, 1993.
- [47] T. Schumm, S. Hofferberth, et al. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nature Physics*, 1(1) :57–62, 2005.
- [48] F. Riehle, Th. Kisters, et al. Optical ramsey spectroscopy in a rotating frame : Sagnac effect in a matter-wave interferometer. *Physical Review Letters*, 67(2) :177–180, 1991.
- [49] Mark Kasevich and Steven Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters*, 67(2) :181–184, 1991.
- [50] David M. Giltner, Roger W. McGowan, and Siu Au Lee. Atom interferometer based on bragg scattering from standing light waves. *Physical Review Letters*, 75(14) :2638–2641, 1995.
- [51] Pierre Cladé, Saïda Guellati-Khélifa, et al. Large momentum beam splitter using bloch oscillations. *Physical Review Letters*, 102(24), 2009.
- [52] Ernst M. Rasel, Markus K. Oberthaler, et al. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light. *Physical Review Letters*, 75(14) :2633–2637, 1995.
- [53] Alexander D. Cronin, Jörg Schmiedmayer, and David E. Pritchard. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics*, 81(3) :1051–1129, 2009.
- [54] Savas Dimopoulos, Peter W. Graham, Jason M. Hogan, and Mark A. Kasevich. General relativistic effects in atom interferometry. *Physical Review D*, 78(4), 2008.
- [55] Nan Yu and Massimo Tinto. Gravitational wave detection with single-laser atom interferometers. *General Relativity and Gravitation*, 43(7) :1943–1952, 2011.
- [56] Min-Kang Zhou, Bruno Pelle, et al. Atomic multiwave interferometer in an optical lattice. *Physical Review A*, 88(1), 2013.
- [57] Saijun Wu, Edward Su, et al. Demonstration of an area-enclosing guided-atom interferometer for rotation sensing. *Physical Review Letters*, 99(17), 2007.
- [58] Caspar F. Ockeloen, Roman Schmied, et al. Quantum metrology with a scanning probe atom interferometer. *Physical Review Letters*, 111(14), 2013.
- [59] Ying-Ju Wang, Dana Z. Anderson, et al. Atom michelson interferometer on a chip using a bose-einstein condensate. *Physical Review Letters*, 94(9), 2005.
- [60] L. Zhou, Z. Y. Xiong, et al. Development of an atom gravimeter and status of the 10meter atom interferometer for precision gravity measurement. *General Relativity and Gravitation*, 43(7) :1931–1942, 2011.
- [61] Alex Sugarbaker, Susannah M. Dickerson, et al. Enhanced atom interferometer readout through the application of phase shear. *Physical Review Letters*, 111(11), 2013.

- [62] J Hartwig, S Abend, et al. Testing the universality of free fall with rubidium and ytterbium in a very large baseline atom interferometer. *New Journal of Physics*, 17(3) :035011, 2015.
- [63] Brynle Barrett, Laura Antoni Micollier, et al. Dual matter-wave inertial sensors in weightlessness. *Nature Communications*, 7 :13786, 2016.
- [64] T. van Zoest, N. Gaaloul, et al. Bose-einstein condensation in microgravity. *Science*, 328(5985) :1540–1543, 2010.
- [65] S. Gupta, K. Dieckmann, et al. Contrast interferometry using bose-einstein condensates to measure h/m and α . *Physical Review Letters*, 89(14), 2002.
- [66] Edward J. Su, Saijun Wu, and Mara G. Prentiss. Atom interferometry using wave packets with constant spatial displacements. *Physical Review A*, 81(4), 2010.
- [67] S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, et al. Time-domain de broglie wave interferometry. *Physical Review Letters*, 79(5) :784–787, 1997.
- [68] John F. Clauser and Shifang Li. Talbot-vonLau atom interferometry with cold slow potassium. *Physical Review A*, 49(4) :R2213–R2216, 1994.
- [69] Holger Müller, Sheng-wei Chiow, and Steven Chu. Atom-wave diffraction between the raman-nath and the bragg regime : Effective rabi frequency, losses, and phase shifts. *Physical Review A*, 77(2), 2008.
- [70] Pippa Storey and Claude Cohen-Tannoudji. The feynman path integral approach to atomic interferometry. a tutorial. *Journal de Physique II*, 4(11) :1999–2027, 1994.
- [71] Eds. G. M. Tino, M.A. Kasevich. *Atom interferometry*. Number v. 188 in International school of physics 'enrico fermi'. IOS Press, 2014.
- [72] Paul R Berman. *Atom interferometry*. Academic Press, 1997. OCLC : 162128761.
- [73] A Peters, K Y Chung, and S Chu. High-precision gravity measurements using atom interferometry. *Metrologia*, 38(1) :25–61, 2001.
- [74] Ch. Antoine and Ch.J. Bordé. Exact phase shifts for atom interferometry. *Physics Letters A*, 306(5) :277–284, 2003.
- [75] J. Le Gouët, T.E. Mehlstäubler, et al. Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter. *Applied Physics B*, 92(2) :133–144, 2008.
- [76] Anne Louchet-Chauvet, Tristan Farah, et al. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New Journal of Physics*, 13(6) :065025, 2011.
- [77] V. Schkolnik, B. Leykauf, et al. The effect of wavefront aberrations in atom interferometry. *Applied Physics B*, 120(2) :311–316, 2015.
- [78] Holger Müller, Sheng-wei Chiow, et al. Atom interferometry with up to 24-photon-momentum-transfer beam splitters. *Physical Review Letters*, 100(18), 2008.

- [79] T. Lévèque, A. Gauguet, et al. Enhancing the area of a raman atom interferometer using a versatile double-diffraction technique. *Physical Review Letters*, 103(8), 2009.
- [80] Shau-Yu Lan, Pei-Chen Kuan, et al. Influence of the coriolis force in atom interferometry. *Physical Review Letters*, 108(9), 2012.
- [81] G. D. McDonald, C. C. N. Kuhn, et al. $80 \hbar k$ momentum separation with bloch oscillations in an optically guided atom interferometer. *Physical Review A*, 88(5), 2013.
- [82] Sheng-wei Chiow, Tim Kovachy, et al. $102 \hbar k$ large area atom interferometers. *Physical Review Letters*, 107(13), 2011.
- [83] Keng-Yeow Chung, Sheng-wei Chiow, et al. Atom interferometry tests of local lorentz invariance in gravity and electrodynamics. *Physical Review D*, 80(1), 2009.
- [84] Alex Sugarbaker. *Atom interferométry in a 10 m fountain*. Theses, Sanford University, 2014.
- [85] Sheng-wei Chiow, Tim Kovachy, et al. Generation of 43 w of quasi-continuous 780 nm laser light via high-efficiency, single-pass frequency doubling in periodically poled lithium niobate crystals. *Optics Letters*, 37(18) :3861, 2012.
- [86] S. S. Sané, S. Bennetts, et al. 11 w narrow linewidth laser source at 780nm for laser cooling and manipulation of rubidium. *Optics Express*, 20(8) :8915, 2012.
- [87] I Riou, N Mielec, G Lefèvre, M Prevedelli, A Landragin, P Bouyer, A Bertoldi, R Geiger, and B Canuel. A marginally stable optical resonator for enhanced atom interferometry. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 50(15) :155002, 2017.
- [88] S S Szigeti, J E Debs, et al. Why momentum width matters for atom interferometry with bragg pulses. *New Journal of Physics*, 14(2) :023–009, 2012.
- [89] O. Carnal and J. Mlynek. Young’s double-slit experiment with atoms : A simple atom interferometer. *Physical Review Letters*, 66(21) :2689–2692, 1991.
- [90] U Riccardi, S Rosat, et al. Comparison of the micro-g LaCoste gPhone-054 spring gravimeter and the GWR-c026 superconducting gravimeter in strasbourg (france) using a 300-day time series. *Metrologia*, 48(1) :28–39, 2011.
- [91] M. Snadden, J. McGuirk, et al. Measurement of the earth’s gravity gradient with an atom interferometer-based gravity gradiometer. *Physical Review Letters*, 81(5) :971–974, 1998.
- [92] Alexandre Gauguet. *Cold atoms gyroscope : limits on the stability and the accuracy due to the atomic beam splitters*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, June 2008.
- [93] T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich. Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope. *Physical Review Letters*, 78(11) :2046–2049, 1997.

- [94] T L Gustavson, A Landragin, and M A Kasevich. Rotation sensing with a dual atom-interferometer sagnac gyroscope. *Classical and Quantum Gravity*, 17(12) :2385, 2000.
- [95] B. Canuel, F. Leduc, et al. Six-axis inertial sensor using cold-atom interferometry. *Physical Review Letters*, 97(1), 2006.
- [96] J. B. Fixler, G. T. Foster, et al. Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity. *Science*, 315(5808) :74–77, 2007.
- [97] Peter J. Mohr, David B. Newell, and Barry N. Taylor. Codata recommended values of the fundamental physical constants 2014. *Reviews of Modern Physics*, 88(3), 2016.
- [98] T. Aoyama, M. Hayakawa, et al. Revised value of the eighth-order contribution to the electron $g - 2$. *Physical Review Letters*, 99(11), 2007.
- [99] D. Hanneke, S. Fogwell, et al. New measurement of the electron magnetic moment and the fine structure constant. *Physical Review Letters*, 100(12), 2008.
- [100] Andreas Wicht, Joel M Hensley, et al. A preliminary measurement of the fine structure constant based on atom interferometry. *Physica Scripta*, 2002(T102) :82, 2002.
- [101] B. Canuel, L. Amand, et al. The matter-wave laser interferometer gravitation antenna (MIGA) : New perspectives for fundamental physics and geosciences. *E3S Web of Conferences*, 4 :01004, 2014.
- [102] Peter W. Graham, Jason M. Hogan, et al. New method for gravitational wave detection with atomic sensors. *Physical Review Letters*, 110(17), 2013.
- [103] James G. Williams, Slava G. Turyshev, and Dale H. Boggs. Progress in lunar laser ranging tests of relativistic gravity. *Physical Review Letters*, 93(26), 2004.
- [104] S. Schlamminger, K.Y. Choi, et al. Test of the equivalence principle using a rotating torsion balance. *Physical Review Letters*, 100(4), 2008.
- [105] Pierre Touboul, Gilles Métris, et al. *MICROSCOPE* mission : First results of a space test of the equivalence principle. *Physical Review Letters*, 119(23), 2017.
- [106] A. Bonnin, N. Zahzam, Y. Bidet, and A. Bresson. Characterization of a simultaneous dual-species atom interferometer for a quantum test of the weak equivalence principle. *Physical Review A*, 92(2), 2015.
- [107] D N Aguilera, H Ahlers, et al. Ste-quest—test of the universality of free fall using cold atom interferometry. *Classical and Quantum Gravity*, 31(11) :115010, 2014.
- [108] C. Rizzo, G. Tréneç, et al. High contrast mach zehnder lithium atom interferometer in the bragg regime. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 74(6) :489–493, 2002.
- [109] T Heupel, M Mei, et al. Hydrogen atom interferometer with short light pulses. *Europhysics Letters (EPL)*, 57(2) :158–163, 2002.
- [110] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 58(5) :3891–3895, 1998.

- [111] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Physical Review Letters*, 48(9) :596–599, 1982.
- [112] P Gillot, B Cheng, et al. The lne-syrte cold atom gravimeter. In *The LNE-SYRTE cold atom gravimeter*, pages 1–3. IEEE, 2016.
- [113] Q. Bodart, S. Merlet, et al. A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam. *Applied Physics Letters*, 96(13) :134101, 2010.
- [114] R. Geiger, V. M enoret, et al. Detecting inertial effects with airborne matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 2 :474, 2011.
- [115] Brian Estey, Chenghui Yu, et al. High-resolution atom interferometers with suppressed diffraction phases. *Physical Review Letters*, 115(8), 2015.
- [116] S. Abend, M. Gebbe, et al. Atom-chip fountain gravimeter. *Physical Review Letters*, 117(20), 2016.
- [117] H. Ahlers, H. M untinga, et al. Double bragg interferometry. *Physical Review Letters*, 116(17), 2016.
- [118] Holger Müller, Sheng-wei Chiow, et al. Atom interferometers with scalable enclosed area. *Physical Review Letters*, 102(24), 2009.
- [119] Alan O. Jamison, J. Nathan Kutz, et al. Atomic interactions in precision interferometry using bose-einstein condensates. *Physical Review A*, 84(4), 2011.
- [120] Julian Grond, Ulrich Hohenester, et al. Mach-zehnder interferometry with interacting trapped bose-einstein condensates. *Physical Review A*, 84(2), 2011.
- [121] Kyle S. Hardman, Carlos C. N. Kuhn, et al. Role of source coherence in atom interferometry. *Physical Review A*, 89(2), 2014.
- [122] A. E. Leanhardt. Cooling bose-einstein condensates below 500 picokelvin. *Science*, 301(5639) :1513–1515, 2003.
- [123] Jan Rudolph. *Matter-Wave Optics with Bose-Einstein Condensates in Microgravity*. Theses, Leibniz Universität Hannover, 2016.
- [124] Daniel M. Farkas, Kai M. Hudek, et al. A compact, transportable, microchip based system for high repetition rate production of bose einstein condensates. *Applied Physics Letters*, 96(9) :093102, 2010.
- [125] Daniel M. Farkas, Evan A. Salim, and Jaime Ramirez-Serrano. Production of rubidium bose-einstein condensates at 1 hz rate. *arXiv :1403.4641v2*, December 2014.
- [126] Munekazu Horikoshi and Ken’ichi Nakagawa. Dephasing due to atom-atom interaction in a waveguide interferometer using a bose-einstein condensate. *Physical Review A*, 74(3), 2006.
- [127] Sigmund Kohler and Fernando Sols. Phase-resolution limit in the macroscopic interference between bose-einstein condensates. *Physical Review A*, 63(5), 2001.

- [128] Raphaël Jannin, Pierre Cladé, and Saïda Guellati-Khélifa. Phase shift due to atom-atom interactions in a light-pulse atom interferometer. *Physical Review A*, 92(1), 2015.
- [129] M. H. Anderson, J. R. Ensher, et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(5221) :198–201, 1995.
- [130] S. L. Cornish, N. R. Claussen, et al. Stable 85 rb bose-einstein condensates with widely tunable interactions. *Physical Review Letters*, 85(9) :1795–1798, 2000.
- [131] Immanuel Bloch, Markus Greiner, et al. Sympathetic cooling of 85 rb and 87 rb. *Physical Review A*, 64(2), 2001.
- [132] P. A. Altin, N. P. Robins, et al. Measurement of inelastic losses in a sample of ultracold rb 85. *Physical Review A*, 81(1), 2010.
- [133] Sebastian Fray, Cristina Alvarez Diez, et al. Atomic interferometer with amplitude gratings of light and its applications to atom based tests of the equivalence principle. *Physical Review Letters*, 93(24), 2004.
- [134] A. Bonnin, N. Zahzam, et al. Simultaneous dual-species matter-wave accelerometer. *Physical Review A*, 88(4), 2013.
- [135] C C N Kuhn, G D McDonald, et al. A bose-condensed, simultaneous dual-species mach–zehnder atom interferometer. *New Journal of Physics*, 16(7) :073035, 2014.
- [136] D. Schlippert, J. Hartwig, et al. Quantum test of the universality of free fall. *Physical Review Letters*, 112(20), 2014.
- [137] B Barrett, L Antoni-Micollier, et al. Correlative methods for dual-species quantum tests of the weak equivalence principle. *New Journal of Physics*, 17(8) :085010, 2015.
- [138] M.G. Tarallo, T. Mazzoni, et al. Test of einstein equivalence principle for 0-spin and half-integer-spin atoms : Search for spin-gravity coupling effects. *Physical Review Letters*, 113(2), 2014.
- [139] C S Unnikrishnan and G T Gillies. The electrical neutrality of atoms and of bulk matter. *Metrologia*, 41(5) :S125, 2004.
- [140] C Caprini and P G Ferreira. Constraints on the electrical charge asymmetry of the universe. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2005(2) :006–006, 2005.
- [141] R. Foot, G. C. Joshi, et al. Charge quantization in the standard model and some of its extensions. *Modern Physics Letters A*, 05(32) :2721–2731, 1990.
- [142] A. M. Hillas and T. E. Cranshaw. A comparison of the charges of the electron, proton and neutron. *Nature*, 184(4690) :892–893, 1959.
- [143] John G. King. Search for a small charge carried by molecules. *Physical Review Letters*, 5(12) :562–565, 1960.
- [144] M. Marinelli and G. Morpurgo. The electric neutrality of matter : A summary. *Physics Letters B*, 137(5) :439–442, 1984.

- [145] V. W. Hughes, L. J. Fraser, et al. The electrical neutrality of atoms. *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters*, 10(2) :145–151, 1988.
- [146] J. Baumann, R. Gähler, et al. Experimental limit for the charge of the free neutron. *Physical Review D*, 37(11) :3107–3112, 1988.
- [147] Y. Aharonov and D. Bohm. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Physical Review*, 115(3) :485–491, 1959.
- [148] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13(1) :68–69, 1975.
- [149] Steven Chu, L. Hollberg, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, 55(1) :48–51, July 1985.
- [150] E. L. Raab, M. Prentiss, et al. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters*, 59(23) :2631–2634, December 1987.
- [151] Paul D. Lett, Richard N. Watts, et al. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Physical Review Letters*, 61(2) :169–172, 1988.
- [152] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2023, 1989.
- [153] P. J. Ungar, D. S. Weiss, et al. Optical molasses and multilevel atoms : theory. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(11) :2058, 1989.
- [154] Daniel A. Steck. Rubidium 87 d line data. Technical report, Department of Physics 1274 University of Oregon Eugene, 2015.
- [155] Daniel A. Steck. Rubidium 85 d line data. Technical report, Department of Physics 1274 University of Oregon Eugene, 2015.
- [156] A Camara, R Kaiser, and G Labeyrie. Scaling behavior of a very large magneto-optical trap. *Physical Review A*, 90(6), 2014.
- [157] Landry Huet, Mahdi Ammar, et al. Experimental investigation of transparent silicon carbide for atom chips. *Applied Physics Letters*, 100(12) :121114, 2012.
- [158] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Physical Review Letters*, 83(17) :3398–3401, 1999.
- [159] K. I. Lee, J. A. Kim, et al. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Optics Letters*, 21(15) :1177, 1996.
- [160] Matthieu Vangeleyn, Paul F. Griffin, et al. Laser cooling with a single laser beam and a planar diffractor. *Optics Letters*, 35(20) :3453, 2010.
- [161] Jo Rushton, Ritayan Roy, et al. A dynamic magneto-optical trap for atom chips. *New Journal of Physics*, 18(11) :113020, 2016.

- [162] S. Wildermuth, P. Krüger, et al. Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces. *Physical Review A*, 69(3), 2004.
- [163] Benjamin Yuen. *Production and Oscillations of a Bose Einstein Condensate on an Atom Chip*. Theses, Imperial College London, 2013.
- [164] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [165] Jakob Reichel and Vladan Vuletić. Atom chips. In *Atom chips*. Wiley-VCH, 2011.
- [166] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Physical Review A*, 52(5) :4004–4009, 1995.
- [167] Pascal Böhi, Max F. Riedel, et al. Coherent manipulation of bose–einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip. *Nature Physics*, 5(8) :592–597, 2009.
- [168] A. Grabowski and T. Pfau. A lattice of magneto-optical and magnetic traps for cold atoms. *The European Physical Journal D*, 22(3) :347–354, 2003.
- [169] S. Gupta, K. W. Murch, et al. Bose-Einstein Condensation in a Circular Waveguide. *Physical Review Letters*, 95(14), September 2005.
- [170] J. Reichel. Microchip traps and bose-einstein condensation. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 74(6) :469–487, 2002.
- [171] J. Fortagh, A. Grossmann, et al. Miniaturized wire trap for neutral atoms. *Physical Review Letters*, 81(24) :5310–5313, 1998.
- [172] Shengwang Du, Matthew B. Squires, et al. Atom-chip bose-einstein condensation in a portable vacuum cell. *Physical Review A*, 70(5), 2004.
- [173] E Arimondo, W Ertmer, et al. *Atom optics and space physics proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", course CLXVIII, Varenna on Lake Como, Villa Monastero, 3-13 July 2007*. IOS Press; Società italiana di fisica, 2009. OCLC : 819410439.
- [174] Savas Dimopoulos, Peter W. Graham, et al. Testing general relativity with atom interferometry. *Physical Review Letters*, 98(11), 2007.
- [175] W. Hänsel, P. Hommelhoff, et al. Bose–einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413(6855) :498–501, 2001.
- [176] H. Ott, J. Fortagh, et al. Bose-einstein condensation in a surface microtrap. *Physical Review Letters*, 87(23), 2001.
- [177] Ron Folman, Peter Krüger, et al. Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces : Atom chips. *Physical Review Letters*, 84(20) :4749–4752, 2000.
- [178] Thad Walker, David Sesko, et al. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Physical Review Letters*, 64(4) :408–411, 1990.

- [179] J. Armijo, T. Jacqmin, et al. Mapping out the quasicondensate transition through the dimensional crossover from one to three dimensions. *Physical Review A*, 83(2), 2011.
- [180] S. Schneider, A. Kasper, et al. Bose-Einstein condensation in a simple microtrap. *Physical Review A*, 67(2), February 2003.
- [181] William H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Progress in Quantum Electronics*, 8(3) :181–199, 1984.
- [182] Ettore Majorana. Atomi orientati in campo magnetico variabile. *Il Nuovo Cimento*, 9(2) :43–50, 1932.
- [183] M. E. Gehm, K. M. O’Hara, et al. Dynamics of noise-induced heating in atom traps. *Physical Review A*, 58(5) :3914–3921, November 1998.
- [184] Ruquan Wang, Mingchang Liu, et al. Reaching Li 7 quantum degeneracy with a minitrap. *Physical Review A*, 75(1), January 2007.
- [185] Wolfgang Petrich, Michael H. Anderson, et al. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Physical Review Letters*, 74(17) :3352–3355, 1995.
- [186] R. Dubessy, K. Merloti, et al. Rubidium-87 bose-einstein condensate in an optically plugged quadrupole trap. *Physical Review A*, 85(1), 2012.
- [187] Caspar Ockeloen. *Quantum metrology with a scanning probe atom interferometer*. Theses, Universität Basel, 2014.
- [188] E. A. Burt, R. W. Ghrist, et al. Coherence, correlations, and collisions : What one learns about bose-einstein condensates from their decay. *Physical Review Letters*, 79(3) :337–340, 1997.
- [189] M. Egorov, B. Opanchuk, et al. Measurement of s -wave scattering lengths in a two-component bose-einstein condensate. *Physical Review A*, 87(5), 2013.
- [190] J. Soding, D. Guéry-Odelin, et al. Three-body decay of a rubidium bose-einstein condensate. *Applied Physics B*, 69(4) :257–261, 1999.
- [191] J. Märkle, A. J. Allen, et al. Evaporative cooling of cold atoms at surfaces. *Physical Review A*, 90(2), 2014.
- [192] Umakant D. Rapol, Ajay Wasan, et al. Loading of a rb magneto-optic trap from a getter source. *Physical Review A*, 64(2), 2001.
- [193] Friedemann Reinhard. *Design and construction of an atomic clock on an atom chip*. Theses, Université Pierre et Marie Curie, 2009.
- [194] Harald F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Physical Review B*, 34(5) :3476–3479, September 1986.
- [195] Kendall B. Davis, Marc-Oliver Mewes, et al. Evaporative cooling of sodium atoms. *Physical Review Letters*, 74(26) :5202–5205, 1995.

- [196] D. W. Snoke and J. P. Wolfe. Population dynamics of a bose gas near saturation. *Physical Review B*, 39(7) :4030–4037, 1989.
- [197] O. J. Luiten, M. W. Reynolds, et al. Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas. *Physical Review A*, 53(1) :381–389, 1996.
- [198] Evan A. Salim, Seth C. Caliga, et al. High resolution imaging and optical control of bose-einstein condensates in an atom chip magnetic trap. *Applied Physics Letters*, 102(8) :084104, 2013.
- [199] Cameron J. E. Straatsma, Megan K. Ivory, et al. On-chip optical lattice for cold atom experiments. *Optics Letters*, 40(14) :3368, 2015.
- [200] Jun Cheng and Xiaolin Li and others. Miniature Bose–Einstein condensate system design based on a transparent atom chip. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 49(16) :165301, 2016.
- [201] Sonke Gröth. *Development, Fabrication and Characterisation of Atom Chips*. Theses, Ruperto Carola University of Heidelberg, 2006.
- [202] M. Drndić, K. S. Johnson, et al. Micro-electromagnets for atom manipulation. *Applied Physics Letters*, 72(22) :2906–2908, 1998.
- [203] S. Groth, P. Krüger, et al. Atom chips : Fabrication and thermal properties. *Applied Physics Letters*, 85(14) :2980–2982, 2004.
- [204] J. Fortágh, H. Ott, et al. Surface effects in magnetic microtraps. *Physical Review A*, 66(4), 2002.
- [205] J. Reichel, W. Hänsel, et al. Applications of integrated magnetic microtraps. *Applied Physics B*, 72(1) :81–89, 2001.

Remerciements

“There he goes. One of God’s own prototypes. A high-powered mutant of some kind never even considered for mass production. Too weird to live, and too rare to die.”

Hunter S. Thompson

Ma thèse a été pour moi une aventure scientifique et humaine formidable. Au cours de cette tranche de trois années de vie, j’ai côtoyé de nombreuses personnes qui ont contribué de près ou de loin à l’élaboration de ma thèse. Ce sont ces personnes que j’aimerais mettre en avant dans ces remerciements.

Je remercie très chaleureusement mon (co-)directeur de thèse **Alexandre GAUGUET**, qui dirige notre équipe avec beaucoup dynamisme et de bienveillance. Je lui suis extrêmement reconnaissant pour sa disponibilité quotidienne et son enthousiasme qui ont rendu ces trois années de thèses enrichissantes scientifiquement et agréables humainement.

Je remercie également mon directeur de thèse officiel **David GUÉRY-ODELIN** pour qui ce titre n’est pas “un emploi fictif”. Je le remercie pour son expertise, ses conseils avisés et son exigence qui ont grandement contribué à la qualité de mon travail.

J’aimerais exprimer ma gratitude à **Jaques VIGUÉ** pour sa pédagogie, ses traits d’esprits et pour sa curiosité contagieuse.

Un grand merci à **Boris DÉCAMPS**, qui a grandement participé à ma formation de jeune expérimentateur en herbe. Je le remercie pour sa patience mais aussi pour son calme et sa sérénité naturelles, qui font que c’est un plaisir de travailler avec lui. Je remercie également ceux qui nous ont rejoint au cours de l’aventure, et avec qui j’ai eu aussi beaucoup de plaisir à travailler : **Baptiste ALLARD** avec qui tout va plus vite, les manips et la musique, et **Maxime BORDOUX** à qui je souhaite l’obtention d’un condensat pour sa thèse. Merci, à tous les permanents du laboratoire et notamment **Juliette BILLY** pour ses conseils et sa gentillesse.

Je tiens également à remercier les directeur(e)s du Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité (LCAR) **Béatrice CHATEL** et son successeur **Jean-Marc L’HERMITE**, pour leur accueil au sein du laboratoire durant mon stage, ma thèse et prochainement mon postDoc.

Bien sur, les expériences du laboratoire ne pourrait pas voir le jour sans l’aide quotidienne de toute l’équipe technique, que je remercie chaleureusement : **Laurent POLIZZI** pour traduire patiemment nos idées farfelues en plans réalistes, **Daniel CASTEX** et **Michel GIANESIN** pour la réalisation de ces plans et les modifications de dernière minute, **Philippe PAQUIER** pour son aide sur les travaux d’électronique, **Stéphane FAURE** maître incontesté du LabVIEW, **Jean-Philippe LOISEL** pour sa participation aux montages d’optiques, enfin **Julien MAUCHAIN** et **William VOLONDAT**.

Un grand merci aux gestionnaires du LCAR et de l’IRSAMC pour leur aide administrative et surtout leur gentillesse : **Christine SOUCASSE**, **Sylvie BOUKHARI**, **Jonathan BETHE**, **Carole LECINANA** et **Patricia BORDAIS**. Merci à **Nicolas ELEPHANTIS** pour son aide à la documentation et **Emmanuelle KIERBEL** pour son soutien en informatique.

Pour leurs conseils et leur aide à la réalisation des bobines de champ magnétique, je tiens à remercier également **Julien BILLETTE** et **Jérôme BEARD** du LNCMI de Toulouse.

Merci à mon parrain de thèse **Pierre CHAVANIS** pour son écoute bienveillante.

Je tiens naturellement à remercier l'ensemble des membres de mon jury de soutenance. Tout d'abord mes rapporteur(e)s : **Saïda GUELLATI-KHELIFA** et **Olivier GORCEIX** pour leurs retours précis et de qualité sur mon manuscrit. Merci à **Michel GOIRAN** pour avoir présidé mon jury et pour avoir apporté un regard plus large sur mon travail. Je remercie également **Baptiste BATTELIER** pour avoir accepté d'examiner mon travail. Un double remerciement à **Thomas LEVEQUE**, pour avoir fait parti de mon jury mais aussi pour m'avoir accueilli parmi les jeunes chercheurs du CNES.

Ce travail de recherche n'aurait pas été possible sans l'**université Toulouse III Paul Sabatier** ainsi que le co-financement de la **région Occitanie** et du **Centre National d'Études Spatiales**.

Je voudrais remercier tout(e)s ceux (postDocs, docteurs, thésards et stagiaires) avec qui j'ai apprécié partager la vie au laboratoire, les débats à la cafétéria, les parties de babyfoot enflammées et les soirées au Dub et ailleurs... Bien sur je remercie tous mes collègues du bureau D. Tézard : **Aéla** "jacte à l'est", **Isabelle** "qui connaît l'eau des marres, et en fait des doses rares", **Gaby** "qui a un Bose easy", **Mina**, **Médha** et **Éric** "qui transcende le Rock". Heureusement la bonne ambiance perdure avec la nouvelle génération de thésard : **Julie**, **Maxime**, **Mickaël**, **Olivier**, **Qi**, **Vincent**. Au-delà de ce bureau j'ai aussi côtoyé des gens d'exception : **Annaël**, **Antonine**, **Bastien**, **Bertrand**, **Citlali**, **Élise**, **Éric**, **Ethienne**, **François**, **Guillaume**, **Lionel**, **Lucien**, **Lucile**, **Mareike**, **Muammar**, **Robin**, **Simon** et au-delà du bâtiment 3R1 **Bart**, **Tangui**, **Malou**, **Lolo** et **Alex** (avec qui je partage cette vocation depuis le lycée).

Enfin je voudrais remercier un grand nombre de personnes en dehors du cadre professionnel qui m'ont apporté soutien, amour, sagesse, fantaisie etc...

Un énorme merci à mes colocos de la Fourane avec qui il fait bon vivre : **Alex**, **Baptiste**, **Célia**, **Émilie**, **Gary**, **Laurent**, **Nadège**, **Pauline**, **Pierro** et **Yvan**. En particulier merci d'avoir su prendre soin d'un thésard en rédaction avec tant de bienveillance, et merci pour la confection d'une bouffe de thèse qui restera dans les mémoires !

Je remercie également toute ma famille pour leur participation à ce fameux pot de thèse (tellement bon, qu'il m'aurait presque volé la vedette), mais aussi et surtout pour leur soutien quotidien depuis le tout début. Une pensée particulière à mon frangin au Canada, que je vois peu mais que j'aime fort.

Un très large remerciement à tous mes ami(e)s de tous les horizons et de toutes les époques. Même si leur participation à ce travail de recherche est infinitésimale, je profite de l'occasion pour exprimer mon amour à toutes ces personnes extraordinaires.

Résumé

L'interférométrie atomique a démontré sa capacité à effectuer des mesures de grande précision, notamment pour la réalisation de capteurs inertiels, les tests de physique fondamentale ou la mesure de constantes fondamentales. Une piste pour l'amélioration de la sensibilité des interféromètres atomiques est la réduction de la dispersion en vitesse de la source en utilisant un ensemble d'atomes ultra-froids pour augmenter le temps d'interrogation des atomes et accroître la séparation spatiale entre les bras de l'interféromètre. Un nouvel interféromètre atomique à bras séparés est en construction au Laboratoire Collisions Agrégats et Réactivité de Toulouse. Ce dispositif répond à deux objectifs. Premièrement sa conception a pour but l'étude et le développement de nouveaux types de sources de condensat de Bose-Einstein (C.B.E.) double espèce de rubidium 85 et 87 adaptées à l'interférométrie. Cette source de C.B.E. repose sur l'utilisation de puces pour la manipulation et le refroidissement des atomes. Cette technologie est compacte et consomme peu d'énergie, ce qui est adaptée aux applications spatiales. L'autre objectif est d'utiliser cet interféromètre pour tester la neutralité de la matière via l'effet Aharonov-Bohm scalaire.

Dans ce manuscrit je commence par exposer et justifier les choix techniques fait lors du dimensionnement et de la construction de la source de C.B.E. double isotopes. Par la suite, je présente les premiers résultats expérimentaux accompagnés de simulations numériques et d'explications théoriques. Lors de la première étape de refroidissement laser nous produisons un nuage de rubidium 87 et 85 contenant 4×10^{10} atomes à une température de $10 \mu\text{K}$ avec un taux de cycle de 1 s. A la suite du refroidissement laser 8×10^9 atomes sont chargés dans le piège magnétique millimétrique de surface. Différentes expériences de caractérisation sont réalisées et expliquées à la lumière de simulations numériques. L'étude des fréquences de piégeage et de la profondeur a révélé les limites du premier prototype de piège millimétrique que nous avons réalisé au laboratoire. Cependant ces développements expérimentaux et théoriques servent à développer et implémenter dans le dispositif une nouvelle génération de puce à échelle micrométrique.

Abstract

Atom interferometry has shown its interest for high precision measurements, such as inertial sensors, tests of fundamental physics or fundamental constant measurements. A way to improve sensitivity of such device is to reduce speed dispersion of the atomic cloud. The use of ultra-cold atoms allows increasing the interrogation time of atoms and the spatial separation between the interferometer arms. The building of a new atom interferometer with separated arms is ongoing in the laboratory "Collisions Agrégats et Réactivité" at Toulouse. This new setup must meet two objectives. One aim of its conception is to study and develop a new kind of double species Bose-Einstein condensate (B.E.C.) source for atom interferometry with rubidium 87 and 85. This B.E.C. source relies on atom chip technology to cool down and manipulate atoms. This technology is compact and low power consuming, therefore suitable for transportable applications in space. A second aim is to use this interferometer to fix new boundary on the experimental value of atom neutrality thanks to the scalar Aharonov-Bohm effect.

In this manuscript I start by exposing and justifying technical choices made for the design of the double isotope B.E.C. source. Then I present the first experimental results compared with numerical simulations and theoretical explanations. During the first laser cooling stage we produce a cloud including 4×10^{10} rubidium atoms of both isotopes (87 and 85) at $10 \mu\text{K}$. This operation can be repeated every second. Following the laser cooling 8×10^9 atoms are loaded into a millimeter sized magnetic trap. Various experiments were performed to characterize the trap. Studies of the trap frequency and depth revealed the limitations of this first prototype. However these theoretical and experimental developments led to design and future implementation of a new generation of micro-chip in our apparatus.