**LABORATOIRE CHARLES FABRY**
**DE L'INSTITUT D'OPTIQUE**

**UNIVERSITÉ PARIS XI**

U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

**Christine AUSSIBAL**

Sujet :

# RÉALISATION D'UN CONDENSAT DE BOSE-EINSTEIN SUR UNE MICROSTRUCTURE

Soutenue le 28 novembre 2003 devant la Commission d'examen :

| | | |
|---|---|---|
| M. | J. REICHEL | Rapporteur |
| M. | R. KAISER | Rapporteur |
| M. | D. MAILLY | Examinateur |
| M$^{elle}$ | I. BOUCHOULE | Examinatrice |
| M. | A. DUCASSE | Président |
| M. | C. WESTBROOK | Directeur de thèse |
| M. | E. PLESKA | Membre invité |

# *Merci*

*J'ai effectué ma thèse au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Je remercie son directeur, Pierre CHAVEL, de m'y avoir accueillie, en particulier pour le soutien, la disponibilité et la confiance dont il a fait preuve à mon égard. Merci également à André DUCASSE, directeur de l'Institut d'Optique pendant ma thèse. En tant qu'ancienne élève de l'Ecole Supérieure d'Optique, j'ai été très honorée qu'il accepte de présider mon jury de thèse.*

*Je remercie Alain ASPECT de m'avoir permis d'intégrer le groupe d'optique atomique et Chris WESTBROOK d'avoir accepté d'encadrer ma thèse. J'ai pu grâce à eux apprécier l'environnement scientifique très riche de cette équipe de recherche. Merci à Isabelle Bouchoule qui a suivi de très près ce travail, avec son dynamisme, sa spontanéïté, son optimisme et bien sûr, ses grandes qualités de physicienne.*

*Jacob Reichel et Robin Kaiser ont eu la gentillesse d'accepter de rapporter ce mémoire. J'ai beaucoup apprécié leurs remarques et commentaires. Merci également à Eric PLESKA d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. J'ai été touchée par les marques d'intérêt que tous trois ont manifestées pour mon travail.*

*Le travail de microfabrication des puces à atomes a été réalisé au laboratoire de Photonique et Nanostructures en collaboration avec Dominique MAILLY et Gian-Carlo FAINY, qui nous ont éclairés de leurs connaissances et de leurs conseils. Merci en particulier à Dominique MAILLY d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse malgré son emploi du temps chargé et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.*

*Les résultats présentés dans ce manuscrit sont le fruit du travail de toute une équipe. Je souhaite remercier chaleureusement toutes les personnes qui y ont contribué : David STEVENS, Olivier CASTANY, Thorsten SCHUMM, Cristina FIGL, pour leur participation à ce projet et leur compétences scientifiques, mais aussi et surtout pour leur enthousiasme, leur bonne humeur et le plaisir que j'ai eu à travailler à leurs côtés. Merci en particulier à Thorsten, pour m'avoir prêté l'ordinateur sur lequel j'ai rédigé ce manuscrit et surtout pour sa gentillesse et sa disponibilité. Je lui souhaite bon courage pour la fin de sa thèse. Je tiens à remercier plus particulièrement Jérome ESTEVE avec qui j'ai eu la chance de travailler pendant l'intégralité de ces trois années. Je pense sincèrement que ce travail n'aurait pas abouti si rapidement sans lui, sans ses qualités de physicien hors pair, sans son intelligence scientifique mais aussi humaine. J'ai appris beaucoup en travaillant à ses côtés. Sa présence a égayé les moments difficiles de ces trois années à l'Institut d'Optique. Jérome, merci pour tout cela et bon courage pour la suite.*

*Merci également à André VILLING et Frédéric MORON, nos talentueux électroniciens, sans qui toutes nos expériences ne marcheraient pas, tout simplement. Ils contribuent pour une grande part aux avancées du groupe, toujours avec spontanéïté et avec une gentillesse sans bornes. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec eux.*

*Un grand merci à tous les membres, ou ex-membres du groupe maintenant, pour la très bonne ambiance qui y règne : Antoine, Olivier, Alice, Yann, Signe, José, Rodolphe, Martijn, Fabrice, Joseph, Sadiqali, Guillaume, Mathilde, Jocelyn, Andreas, Jean Felix, William, Denis, Philippe, Nathalie et Marie, tout particulièrement, pour les pauses "piscine", pour son entrain, son indétrônable bonne humeur et son enthousiasme communicatif. Bon courage également aux nouveaux arrivants.*

*De nombreuses personnes à L'Institut d'Optique ont aidé à l'aboutissement de ce travail. Je remercie le service des TPs de l'Ecole Supérieure d'Optique, qui nous a souvent prêté du matériel, l'atelier de mécanique et le service des achats qui ont été continuellement sollicités, souvent dans l'urgence, ainsi que le service technique pour l'énergie dépensée pour que nous puissions travailler dans les meilleures conditions.*

*Enfin, je souhaite remercier mes parents, Aurélien, Rachel, Patrice et Cécile, et mes amis qui m'ont soutenue et supportée pendant ces trois années, qui ont répondu présent, dans les moments difficiles comme dans les bons : ma petite Karen, Steph, Marie & Manu & Emma, David, Rebecca, Niko, Laurence, Patrick, JG, Guillaume, Maria, Ammy, Moustafa. Merci à Elisabeth et Marc, Laurent, Nathalie, Gabrielle, Stéphane et Alice pour leur soutien et leur présence.*

*Merci Simon, pour tout.*

# Table des matières

**1 Piégeage magnétique d'atomes neutres sur une micro-structure** **9**
1.1 Principe du piégeage magnétique . . . . . 10
1.2 Intérêt du piégeage par une micro-structure . . . . . 11
1.2.1 Exemple de piège macroscopique de type Ioffe-Pritchard . . . . . 11
1.2.2 Principe du piégeage magnétique sur une micro-structure . . . . . 13
1.2.3 Comparaison entre dispositifs de piégeage macroscopique et microscopique : avantages liés à la miniaturisation . . . . . 14
1.2.4 Différentes configurations de micro-pièges magnétiques . . . . . 18
1.3 Micro-piège magnétique de type Ioffe-Pritchard : configuration en Z . . . . . 20
1.3.1 Description qualitative du principe de piégeage par une configuration en Z . . . . . 21
1.3.2 Modélisation du fil en Z et et application à la caractérisation du potentiel de piégeage . . . . . 22
1.3.3 Expressions analytiques approchées des courbures du potentiel . . . 38
1.3.4 Séquence expérimentale de condensation : caractéristiques des pièges magnétiques utilisés . . . . . 41
1.4 Séquence de chargement du piège en Z : pré-refroidissement du nuage atomique 42
1.4.1 Principe du piège magnéto-optique de surface . . . . . 43
1.4.2 Piège magnéto-optique de surface : configuration en U . . . . . 45
1.4.3 Piège magnéto-optique externe de surface . . . . . 49
1.5 Conclusion . . . . . 51

**2 Dispositif expérimental** **53**
2.1 Présentation générale . . . . . 54
2.2 Système à vide . . . . . 55
2.3 Source : filament de rubidium . . . . . 55
2.4 Description de la puce : fabrication, montage et schéma électrique . . . . . 56
2.4.1 Réalisation de la puce . . . . . 56
2.4.2 Densités limites . . . . . 61
2.4.3 Schéma du circuit . . . . . 62
2.4.4 Montage de la puce et circuit d'alimentation . . . . . 63
2.5 Génération des champs magnétiques . . . . . 64

2.6 Système laser . . . 65
2.6.1 Description des sources laser . . . 66
2.6.2 Description du système laser . . . 69
2.6.3 Configuration des faisceaux du PMO de surface . . . 71
2.7 Système d'imagerie . . . 72
2.7.1 Principe de l'imagerie par absorption . . . 72
2.7.2 Montage utilisé : description et performances . . . 73
2.7.3 Analyse des images . . . 75
2.7.4 Probabilités d'absorption des photons du faisceau d'imagerie . . . 76
2.7.5 Mesure de la hauteur du centre du piège . . . 79
2.8 Conclusion . . . 80

**3 Pré-refroidissement du nuage atomique de $^{87}$Rb 81**
3.1 Piège magnéto-optique externe . . . 82
3.1.1 Le piège magnéto-optique : un outil bien utile . . . 82
3.1.2 Performances du piège magnéto-optique . . . 92
3.1.3 Transfert des atomes du PMO externe au PMO en U . . . 93
3.2 Piège magnéto-optique en U . . . 97
3.2.1 Performances du PMO en U . . . 97
3.2.2 Compression . . . 99
3.3 Mélasse optique . . . 104
3.3.1 Séquence temporelle de mélasse optique . . . 105
3.3.2 Optimisation des paramètres de mélasse . . . 106
3.3.3 Résultats . . . 107
3.4 Conclusion . . . 108

**4 Piégeage magnétique des atomes de $^{87}$Rb : configuration en Z 109**
4.1 Chargement du piège magnétique en Z . . . 110
4.1.1 Séquence temporelle . . . 110
4.1.2 Optimisation des paramètres du piège magnétique . . . 110
4.1.3 Pompage optique . . . 113
4.2 Durée de vie . . . 125
4.2.1 Choix des paramètres $t_{\mathrm{on}}$ et $t_{\mathrm{load}}$ . . . 126
4.2.2 Durée de vie dans le piège magnétique : phénomènes limitants . . . 129
4.3 Compression du piège magnétique . . . 132
4.3.1 Compression adiabatique . . . 132
4.3.2 Séquence expérimentale de compression . . . 134
4.3.3 Durée de vie des atomes dans le piège comprimé . . . 135
4.3.4 Mesure de température . . . 136
4.4 Caractérisation du potentiel . . . 140
4.4.1 Valeur du potentiel au centre du piège . . . 141
4.4.2 Mesures des fréquences du potentiel . . . 143
4.4.3 Position du centre du piège . . . 147
4.5 Courants de Foucault . . . 149
4.6 Conclusion . . . 150

**5 Condensation de Bose-Einstein sur une microsctructure 153**
5.1 Condensation de Bose-Einstein d'un gaz idéal . . . . . 154
5.1.1 Distribution de Bose . . . . . 154
5.1.2 Condensation de Bose-Einstein dans un potentiel harmonique . . . . 154
5.1.3 Caractéristiques du nuage au seuil de condensation . . . . . 155
5.2 Refroidissement évaporatif par ondes radio-fréquences . . . . . 159
5.2.1 Principe du refroidissement évaporatif par ondes radio-fréquences . . 159
5.2.2 Réalisation expérimentale du refroidissement évaporatif . . . . . 161
5.2.3 Mise en évidence des pertes à trois corps . . . . . 162
5.3 Caractérisation du condensat . . . . . 167
5.3.1 Evolution des signaux observés . . . . . 167
5.3.2 Calibration du nombre d'atomes . . . . . 169
5.3.3 Caractérisation du condensat hors du régime Thomas-Fermi . . . . . 171
5.4 Fragmentation . . . . . 174
5.5 Conclusion . . . . . 176

**A Données sur le $^{87}$Rb 183**

**B Modèle analytique du champ magnétique créé par une configuration en Z 185**

**C Fractions d'intensité des polarisations $\sigma+$, $\sigma^-$ et $\pi$ du faisceau imageur 187**

**Bibliographie 197**

# Introduction

Il est amusant de noter que l'étude de la condensation de Bose-Einstein d'un gaz d'atomes dilué, qui passionne aujourd'hui plusieurs communautés de physiciens, a pour origine un article écrit en 1924 par S. N. Bose...dont la publication fut refusée ! L'auteur présente alors cet article, relatif à ce qui est aujourd'hui communément appelé la statistique de Bose appliquée au comportement des photons, à Albert Einstein, grâce à qui il fut publié [1]. En 1925, Einstein considéra l'application de la statistique de Bose à un gaz d'atomes sans interactions et remarqua qu'à une température suffisamment faible et une densité élevée, les atomes du gaz s'accumulent dans l'état fondamental du système. Cet effet lié à l'indiscernabilité des particules en mécanique quantique est propre aux particules de spin entier, les bosons.

La condensation de Bose-Einstein d'un gaz dilué a été observée expérimentalement pour la première fois en 1995 [2][3][4]. L'engouement suscité par ces travaux est dû en partie au fait que la condensation de Bose-Einstein d'un gaz d'atomes ultra-froids se trouve à la croisée des plusieurs domaines de la physique, notamment la physique atomique et la physique de la matière condensée. Les expériences déjà réalisées sur les condensats couvrent de nombreux aspects et plusieurs tendances se dessinent. D'une part, les condensats de Bose-Einstein de gaz dilués constituent d'excellents systèmes d'étude pour élucider le rôle des interactions dans la superfluidité, parce que les interactions entre atomes dans un gaz dilué sont beaucoup plus faibles que dans les systèmes de la matière condensée. Par ailleurs, les condensats peuvent constituer des sources cohérentes de matière pour la physique atomique, comme le sont les laser en optique [5]. Ainsi, les premiers laser à atomes ont été réalisés en extrayant d'un condensat un flux continu d'atomes [6] et les premières expériences vers l'application des condensats de Bose-Einstein à l'interférométrie atomique voient le jour [7][8].

En parallèle, au cours des dix dernières années, les progrès scientifiques et technologiques, en physique des semi-conducteurs ou en optique intégrée par exemple, ont contribué à prouver que la miniaturisation et l'intégration sont un passage obligé vers la concrétisation des résultats de la physique fondamentale. Parvenir à miniaturiser les dispositifs de générations et de manipulations d'ondes de matière cohérentes serait une avancée considérable dans le domaine de la physique atomique. Les plus optimistes vont jusqu'à imaginer des applications concrètes et répandues allant de capteurs ultra-sensibles pour des mesures

de temps et d'accélérations aux technologies de l'informatique quantique...

Bien sûr, le chemin à parcourir pour aboutir à de tels résultats est long et difficile. Cependant, l'engouement pour la miniaturisation des dispositifs de manipulations d'ondes de matière cohérentes est bien réel et les expériences dans ce sens se multiplient. Les premières manipulations consistaient à guider les atomes à l'aide du champ magnétique créé par un courant circulant dans un ou plusieurs fils placés à l'intérieur de l'enceinte à vide, rectilignes [9][10][11][12] ou courbes [13]. L'association d'un champ magnétique inhomogène au champ magnétique créé par le fil conducteur permet de réaliser un micropiège magnétique [14]. Ces travaux ont amené à l'utilisation du champ magnétique créé par de simples fils microfabriqués déposés sur une surface [15], appelée communément *atom chip* ou *puce à atomes*, pour réaliser des guides [16][17] ou des micropièges [18][19][20][21]. En parallèle, le groupe d'E. Cornell observe la propagation d'un nuage d'atomes dans un guide dipolaire [22] et l'utilisation d'aimants permanents [23] ou de matériaux ferromagnétiques [24][25] pour réaliser des structures guidantes se développe également. Cependant, les puces à atomes restent plus simples à utiliser que les structures à aimants permanents car il est possible de couper le champ magnétique créé par une puce. Par ailleurs, bien que les guides à atomes réalisés par le groupe de M. Prentiss à partir d'un matériau ferromagnétique [25] aient des dimensions millimétriques et donc un volume de piégeage plus élevé que celui d'un micropiège, les puces à atomes sont plus flexibles que les structures ferromagnétiques de par les configurations de potentiel qu'elles permettent de réaliser. En effet, l'utilisation d'une puce à atomes permet de développer des configurations de potentiel complexes en combinant plusieurs fils conducteurs sur une même surface [26][27]. Il est possible par exemple de déplacer un nuage d'atomes sur plusieurs dizaines de centimètres [28] pour séparer ou réunir spatialement plusieurs nuages d'atomes [29], de réaliser une séparatrice [30][31] ou un interrupteur [32] à atomes. L'étape suivante consisterait en la réalisation d'interféromètres à atomes dans le domaine temporel [33][34] ou spatial [35]. L'obtention de la condensation de Bose-Einstein dans un micropiège [36][37][38][21][39] et le chargement d'un condensat dans un guide magnétique [40] s'inscrivent dans cette logique de progression.

Bien que de nombreuses questions se posent aujourd'hui quant à la fiabilité et la robustesse de tels dispositifs, nous assistons aux prémices d'une phase d'évolution de la recherche en physique atomique vers le développement de systèmes miniaturisés pour la génération et la manipulations d'ondes de matière cohérentes.

C'est dans ce contexte que nous avons décidé de réaliser une expérience de condensation de Bose-Einstein d'atomes de $^{87}$Rb sur une microstructure, pour disposer d'une source d'atomes cohérente, facilement manipulable du fait de la flexibilité des configurations de potentiel réalisables à partir d'une puce à atomes. Nous avons choisi de travailler avec une structure piégeante microscopique constituée de fils d'or déposés par lithographie sur un substrat de silicium. Nous exploitons deux configurations particulières de potentiel utilisant des fils en forme de U et de Z, permettant de créer des champs magnétiques quadrupolaire et de type Ioffe-Pritchard. A partir de la vapeur d'atomes désorbés par un filament de rubidium, nous chargeons un piège magnéto-optique dont le champ est créé par des bobines macroscopiques extérieures au système à vide et qui utilise la puce recouverte d'une fine couche d'or comme miroir. Le nuage est ensuite transféré dans un piège magnéto-optique proche de la surface de la puce dont le champ magnétique est généré en partie par le fil

en forme de U, puis dans un piège magnétique utilisant le champ magnétique du fil en forme de Z. Nous disposons alors d'un nuage piégé magnétiquement proche de la surface de la puce que nous comprimons et refroidissons par évaporation radio-fréquence jusqu'à atteindre la condensation de Bose-Einstein. Ce manuscrit présente la réalisation de cette expérience dans son intégralité, des motivations initiales aux résultats expérimentaux obtenus, et décrit l'ensemble des choix technologiques que nous avons effectués pour concevoir ce dispositif et parvenir à ces résultats.

## Plan de la thèse

Cette thèse se découpe en cinq chapitres.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous introduisons le principe du piégeage magnétique à l'aide d'une microstructure et nous démontrons l'intérêt de miniaturiser la structure piégeante d'une expérience de manipulations d'atomes froids. Nous soulignons également la difficulté de charger un micropiège à partir d'un gaz d'atomes à température ambiante, dûe à la faible étendue spatiale du piège magnétique, et nous présentons les solutions expérimentales qu'il faut mettre en oeuvre pour charger efficacement un micropiège magnétique.

Le second chapitre de ce manuscrit décrit le dispositif expérimental que nous avons conçu et construit. Les différents parties du système sont passées en revue : le système à vide, la source d'atomes, les sources de champ magnétique macroscopiques, le système laser. Nous décrivons également les étapes de fabrication et montage de la puce à atomes et le système d'imagerie original que nous avons mis en place.

Les trois derniers chapitres de ce manuscrit présentent le cheminement expérimental que nous avons suivi pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, les choix que nous avons effectués et les résultats que nous avons obtenus. Le premier de ces trois chapitres, le troisième de la thèse, est consacré à la phase de pré-refroidissement laser du gaz à température ambiante, dont nous décrivons les étapes successives et énonçons les résultats pertinents.

Le quatrième chapitre décrit la phase de piégeage magnétique des atomes et le travail effectué sur le chargement du piège magnétique pour parvenir à piéger un nombre important d'atomes à une température suffisamment faible.

Les expériences de refroidissement évaporatif apparaissent dans le dernier chapitre de ce manuscrit. Après un bref rappel des principaux résultats théoriques sur la condensation de Bose-Einstein, nous décrivons la mise en place de l'étape de refroidissement évaporatif et nous présentons les signaux expérimentaux observés au passage de la transition de Bose ainsi que les résultats des premières analyses du nuage condensé.

# Chapitre 1

# Piégeage magnétique d'atomes neutres sur une micro-structure

Le cheminement traditionnel vers la condensation de Bose-Einstein d'un gaz d'atomes dilué passe par l'obtention d'un nuage d'atomes froid confiné dans un piège non dissipatif magnétique. L'échantillon subit ensuite une phase de refroidissement évaporatif pour atteindre la température critique de condensation.

L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein nécessite de piéger un grand nombre d'atomes à une température suffisamment faible. Le chargement du piège magnétique est, de ce fait, une étape critique du processus de condensation, qui nécessite plusieurs étapes successives de pré-refroidissement des atomes pour disposer d'un nuage froid et dense avant de charger le piège magnétique. En effet, le piège étant non-dissipatif, la température de la source d'atomes à partir de laquelle on charge le piège doit être inférieure à la profondeur du piège. Or, la profondeur des pièges magnétiques réalisables facilement atteint typiquement quelques dizaines de millikelvins et la profondeur d'un micropiège n'est que de l'ordre du millikelvin. Il est donc impossible de charger un piège magnétique à partir d'un gaz d'atomes à température ambiante, l'énergie cinétique des atomes étant alors bien supérieure à la profondeur du piège. Le chargement efficace d'un piège magnétique nécessite donc de refroidir au préalable les atomes d'une vapeur ou d'un jet par des techniques de refroidissement laser mises en jeu au sein d'un piège magnéto-optique (PMO) puis d'une mélasse optique. Après ces étapes de refroidissement préliminaire, nous disposons d'un nuage atomique à une température de l'ordre de 100 $\mu$K. Un transfert efficace dans le piège magnétique peut alors être envisagé. Par ailleurs, le nuage initial devra être assez dense pour que le nombre d'atomes piégés magnétiquement soit suffisant. Cette condition est d'autant plus critique dans le cas des micropièges car leur étendue spatiale est faible.

Ce premier chapitre est consacré au processus de piégeage magnétique des atomes d'un gaz à température ambiante dans un puits de potentiel créé par une structure microscopique. Après un bref rappel sur le principe du piégeage magnétique, nous expliquerons

l'intérêt de miniaturiser la source du champ magnétique de piégeage en comparant les performances d'un dispositif de piégeage macroscopique typique et d'un micropiège. Parmi les différents types de dispositifs microscopiques, nous avons choisi d'utiliser une configuration particulière pour réaliser le piège magnétique, dite configuration en Z, que nous décrirons dans la suite de ce chapitre. Nous détaillerons enfin les étapes successives de pré-refroidissement nécessaires au chargement du micropiège magnétique.

## 1.1 Principe du piégeage magnétique

Un atome de moment cinétique total $\vec{\mathbf{F}}$ possède un moment magnétique $\vec{\mu}$, proportionnel à $\vec{\mathbf{F}}$ :

$$\vec{\mu} = -\frac{g_{\mathrm{F}}\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}\vec{\mathbf{F}}, \tag{1.1}$$

où $\mu_{\mathrm{B}}$ est le magnéton de Bohr, $\hbar$ la constante de Planck, et $g_{\mathrm{F}}$, le facteur de Landé (annexe A) associé à $\vec{\mathbf{F}}$. Placé dans un champ magnétique inhomogène $\vec{B}(\vec{r})$, un atome de moment magnétique $\vec{\mu}$ est soumis à la force dérivant de l'énergie potentielle :

$$U = -\vec{\mu}.\vec{B}(\vec{r}). \tag{1.2}$$

Les conditions de piégeage de l'atome en un extremum de $|\vec{B}(\vec{r})|$ vont donc dépendre de l'alignement relatif de $\vec{\mu}$ et $\vec{B}(\vec{r})$. Supposons $\vec{\mu}$ et $\vec{B}(\vec{r})$ initialement anti-alignés, l'énergie d'interaction entre atome et champ s'écrit alors :

$$U = \mu|\vec{B}(\vec{r})| = g_{\mathrm{F}}m_{\mathrm{F}}\mu_{\mathrm{B}}|\vec{B}(\vec{r})|, \tag{1.3}$$

où $m_{\mathrm{F}}$ est la projection de $\vec{\mathbf{F}}$ sur l'axe défini par $\vec{B}(\vec{r})$.

Dans quelles conditions le moment magnétique $\vec{\mu}$ de l'atome reste-t-il aligné selon la direction du champ magnétique $\vec{B}(\vec{r})$ pendant le mouvement de l'atome ? Le champ magnétique vu par l'atome change d'orientation avec un temps caractéristique $\frac{1}{\omega_{\mathrm{B}}}$. Si $\omega_{\mathrm{B}}$ est faible devant la pulsation de Larmor $\omega_{\mathrm{L}} = \frac{\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}|\vec{B}(\vec{r})|$ de l'atome, qui est la vitesse de précession du moment magnétique de l'atome autour du champ magnétique, égale à 1.4 MHz.G$^{-1}$, le moment magnétique de l'atome suit adiabatiquement le champ magnétique. L'expression (1.3) est alors vérifiée à chaque instant et l'atome est piégé dans une configuration magnétique présentant un extremum local de $|\vec{B}(\vec{r})|$.

Les équations de Maxwell interdisent l'existence d'un maximum local de $|\vec{B}(\vec{r})|$ pour un champ magnétique statique dans le vide [41][42]. En revanche, un atome pourra être piégé dans un minimum de potentiel, s'il est placé dans un état attiré par les champs faibles, c'est à dire si $g_{\mathrm{F}}m_{\mathrm{F}} > 0$. On parle dans ce cas d'états piégeants. Les états pour lesquels $g_{\mathrm{F}}m_{\mathrm{F}} < 0$ seront au contraire expulsés du minimum de $|\vec{B}(\vec{r})|$ : ce sont des états anti-piégeants.

L'atome de $^{87}$Rb dans l'état hyperfin $|F = 2\rangle$ a deux états piégeants $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 1\rangle$ et $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$. Le facteur de Landé est égal à $\frac{1}{2}$.

Dans le cas d'une configuration de potentiel présentant un minimum nul [43], le critère de suivi adiabatique du champ $\omega_{\mathrm{B}} \ll \omega_{\mathrm{L}}$ énoncé plus haut n'est plus vérifié au voisinage du

centre du piège. Ceci peut conduire à une inversion de la polarisation des atomes présents au voisinage du minimum, qui passent dans un état non piégeants et sont expulsés de la zone de piégeage. Ces pertes sont appelées pertes de Majorana [44]. Elles sont d'autant plus importantes que le nuage est dense car les atomes sont alors confinés au voisinage du centre du piège. Ces pertes empêchent d'atteindre les densité nécessaires à l'observation de la condensation de Bose-Einstein. Pour éviter les transitions non-adiabatiques, il faut donc travailler avec un configuration magnétique présentant un minimum non nul de potentiel [45][46], comme par exemple la configuration de type Ioffe-Pritchard [47][48] que nous présenterons dans la suite de ce chapitre.

Dans la plupart des expériences de physique atomique, le potentiel de piégeage est créé par un système macroscopique souvent réalisé à partir d'électro-aimants. Nous allons voir qu'il est possible de générer un piège magnétique à partir de sources de champ magnétique microscopiques. La miniaturisation de la structure piégeante présente de nombreux avantages que nous explicitons dans la suite de ce chapitre.

## 1.2 Intérêt du piégeage par une micro-structure

L'originalité de notre expérience réside dans la miniaturisation de la source du champ magnétique de piégeage. Nous avons choisi d'utiliser le champ magnétique créé par des fils microfabriqués déposés sur une surface. L'objectif de ce paragraphe est de démontrer l'intérêt de travailler avec une structure de piégeage microscopique en comparant un piège macroscopique et un piège microscopique analogues du point de vue du confinement. Pour cela, nous allons décrire brièvement dans le prochain paragraphe un dispositif de piégeage macroscopique de type Ioffe-Pritchard utilisé dans les expériences de piégeage magnétique. Nous déterminerons sur cet exemple les paramètres du potentiel requis pour un piégeage magnétique efficace et nous verrons comment réaliser un tel potentiel en utilisant un fil microfabriqué. Nous pourrons alors mettre en évidence les avantages de la miniaturisation du dispositif de piégeage magnétique par comparaison aux dispositifs macroscopiques.

### 1.2.1 Exemple de piège macroscopique de type Ioffe-Pritchard

Le piège de Ioffe-Pritchard [47][48] est une configuration largement utilisée dans les expériences de piégeage magnétique. Il résulte de la superposition d'un piège quadrupolaire à deux dimensions et d'un champ dipolaire assurant à la fois le confinement dans la troisième direction et le minimum non nul du module du champ. La configuration originale s'obtient en plaçant quatre fils parallèles aux quatre sommets d'un carré, les fils de deux sommets successifs étant parcourus par des courants de signes opposés, et deux bobines selon l'axe des fils, parcourues par des courants de même sens et distantes de plus de leur rayon afin d'obtenir une variation quadratique du champ au voisinage du minimum situé entre les deux bobines. L'expression du champ obtenu avec cette configuration est, en se limitant aux termes d'ordre 2 en x, y, et z,

$$\vec{B}(x,y,z) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_{\min} \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B_1''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2+y^2) \end{pmatrix} + \mathcal{O}(3), \tag{1.4}$$

où $B'$ est le gradient radial et $B''_{\mathrm{l}}$ la courbure longitudinale du piège. Le développement limité du module du champ pour $z \ll \sqrt{\frac{B_{\min}}{B'}}$ et $r \ll \frac{B_{\min}}{B'}$ où $r = \sqrt{x^2+y^2}$, montre que le champ est harmonique anisotrope au voisinage du minimum de potentiel et s'écrit

$$B(r,z) = B_{\min} + \frac{B''_{\mathrm{l}}}{2}z^2 + \frac{B''_{\mathrm{r}}}{2}r^2 + \mathcal{O}(4), \tag{1.5}$$

où $B''_{\mathrm{r}} = \frac{B'^2}{B_{\min}} - \frac{B''_{\mathrm{l}}}{2}$ est la courbure radiale du potentiel [1].

Plusieurs autres configurations réalisées à partir d'électroaimants permettent de réaliser un piège de ce type : "feuille de trèfle" [49], "balle de baseball" [50], "bouteille magnétique" [51], configuration "quadrupole-Ioffe" [52].

L'expérience de condensation de Bose-Einstein d'un gaz d'hélium métastable menée à Orsay utilise un piège de type Ioffe-Pritchard en configuration "feuille de trèfle". Avec un courant de 240 A, le piège obtenu a un gradient de 85 G.cm$^{-1}$, une courbure axiale de 25 G.cm$^{-2}$ et une courbure radiale de 7 G.cm$^{-2}$ [53]. Pendant la phase de compression du piège, la courbure axiale varie peu et la courbure radiale atteint 12000 G.cm$^{-2}$. La puissance dissipée par effet Joule au niveau des bobines est importante. Dans cette expérience, la puissance électrique consommée dans l'ensemble du piège est de l'ordre de 5 kW. En pratique, cette chaleur est évacuée grâce à des systèmes de circulation d'eau sous pression.

Une autre difficulté récurrente dans les expériences de piégeage magnétique est liée au fait qu'il est nécessaire de pouvoir instaurer et couper rapidement le champ magnétique du piège. En effet, la coupure du courant $I$ dans un circuit d'inductance élevée $L$ en un temps court, provoque une surtension $U = -L\frac{dI}{dt}$ aux bornes des bobines. Pour des valeurs typiques de courant et d'inductance de 100 A et 1 mH, couper le champ magnétique en 1 $ms$ provoque une surtension de 100 V aux bornes des bobines. Le circuit électrique d'alimentation des bobines du piège doit être capable de résister à une telle surtension.

Retenons que les paramètres du confinement requis pour une piégeage magnétique efficace sont un gradient de l'ordre de 100 G.cm$^{-1}$, une courbure axiale de l'ordre de 25 G.cm$^{-2}$ et une courbure radiale pouvant atteindre typiquement 10000 G.cm$^{-2}$. Les configurations de type Ioffe-Pritchard macroscopiques réalisées à partir d'électroaimants présentent un confinement suffisant pour des expériences de piégeage magnétique mais leur utilisation nécessite une puissance électrique importante et un système de refroidissement par eau, qui en font des dispositifs assez lourds à mettre en oeuvre du point de vue technologique.

Il existe des dispositifs de piégeage magnétique macroscopiques utilisant des sources de champ magnétique autres que des électroaimants. L'utilisation d'aimants permanents par exemple est une alternative qui permet de disposer de forts confinements sans énergie dissipée [54] mais qui accuse un manque certain de souplesse puisqu'il n'est pas possible de modifier les paramètres du piège magnétique. Il existe aussi une solution intermédiaire qui consiste à utiliser des électroaimants à noyaux ferromagnétiques. Ces dispositifs concilient les champs élevés des aimants permanents et la souplesse d'utilisation relative des systèmes à bobines [55] mais présentent les mêmes contraintes technologiques d'utilisation que ces derniers. De plus, la présence de champs magnétiques rémanants alourdit la modification

[1] Dans ce manuscrit, les courbures sont définies comme les dérivées secondes du module du champ.

des paramètres du piège magnétique.

Le paragraphe suivant présente un nouvel outil de piégeage magnétique aux dimensions microscopiques, que nous pourrons comparer au dispositif macroscopique de type Ioffe-Pritchard du point de vue des performances et des contraintes d'utilisations.

### 1.2.2 Principe du piégeage magnétique sur une micro-structure

L'idée originale [56] remonte à 1933. Elle consiste à associer le champ créé par un fil parcouru par un courant $I$ et un champ magnétique homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$, orthogonal au fil (fig. 1.1(a)).

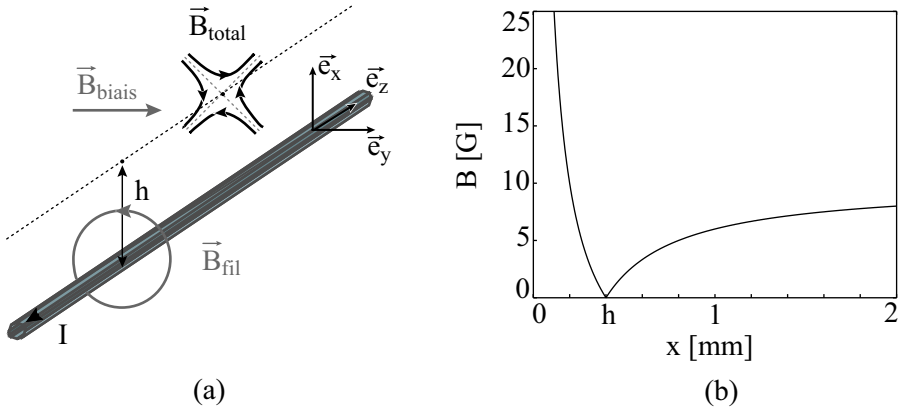


FIG. *1.1: (a) Guide magnétique microscopique résultant de l'association du champ magnétique créé par un fil parcouru par un courant $I$, et d'un champ homogène perpendiculaire au fil $\vec{B}_{\text{biais}}$. (b) Module du champ obtenu pour un courant $I$ de 2 A et un champ $\vec{B}_{\text{biais}}$ d'une amplitude de 10 G, en fonction de la distance au fil.*

Considérons un fil infini et infiniment fin parcouru par un courant $I$. Les lignes de champ du conducteur sont circulaires autour du fil. Le champ constant annule le champ du fil sur une ligne parallèle au conducteur et située à une distance

$$h = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{B_{\text{biais}}} \tag{1.6}$$

du fil. Les atomes vont être confinés autour de ce minimum nul de potentiel et guidés le long du fil. La profondeur du guide est fixée par $\vec{B}_{\text{biais}}$.

Dans un plan perpendiculaire au fil, le champ magnétique est quadrupolaire c'est à dire que le module du champ varie linéairement au tour du minimum. Un champ magnétique quadrupolaire est caractérisé par son gradient B' qui, pour un tel dispositif, s'écrit sous la forme

$$B' = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{h^2}. \tag{1.7}$$

L'inconvénient de cette configuration est l'existence du zéro de champ magnétique qui peut entraîner la perte d'atomes par transitions Majorana (§ 1.1). Ce problème peut être résolu en ajoutant un champ magnétique $\vec{B}_{\text{long}}$ parallèle au fil, qui fixe la valeur du

minimum du potentiel. La norme du champ au voisinage du minimum devient harmonique. La courbure radiale $B''_{\mathrm{r}}$ du potentiel est celle d'un piège semi-linéaire que l'on peut écrire $B''_{\mathrm{r}} = \frac{B'^2}{B_{\mathrm{long}}}$ [57], soit

$$B''_{\mathrm{r}} = \left(\frac{2\pi}{\mu_0}\right)^2 \frac{B^4_{\mathrm{biais}}}{B_{\mathrm{long}} I^2}. \tag{1.8}$$

Pour réaliser un piège à trois dimensions à partir du guide décrit ci-dessus, il faut rajouter un potentiel confinant dans la direction du fil. Pour cela, on exploite le fait que l'interaction $\mu B$ entre le moment dipolaire de l'atome et le champ magnétique est scalaire. En changeant l'angle entre le fil et le champ homogène, on peut augmenter localement la valeur du minimum du champ magnétique, et donc la valeur du minimum de potentiel, et fermer ainsi longitudinalement le piège. Il existe donc deux façons simples de réaliser un piège magnétique en trois dimensions, en utilisant soit un fil rectiligne et un champ magnétique externe inhomogène, soit un fil non-rectiligne et un champ magnétique homogène. Il existe en particulier deux configurations intéressantes utilisant cette deuxième solution. Il s'agit de l'association d'un champ magnétique homogène et un fil replié en forme de $U$ ou de $Z$, qui permettent d'obtenir respectivement des pièges de type quadrupolaire et Ioffe-Pritchard. Nous présenterons ces configurations en détails dans la suite de ce chapitre.

Avant cela, il est intéressant de comparer les dispositifs de piégeage macroscopique et microscopique que nous avons décrits au cours des deux paragraphes précédents en termes de simplicité d'utilisation et flexibilité des configurations de potentiels qu'ils permettent de réaliser, afin de mettre en évidence les avantages liés à la miniaturisation du dispositif de piégeage.

### 1.2.3 Comparaison entre dispositifs de piégeage macroscopique et microscopique : avantages liés à la miniaturisation

L'intérêt principal de la miniaturisation réside dans le fait qu'il est possible de réaliser des gradients de champ magnétique très élevés en dissipant peu d'énergie. Dans un premier temps, nous allons comparer le dispositif macroscopique de piégeage magnétique présenté au paragraphe 1.2.1, au guide microscopique décrit au paragraphe précédent, à confinement égal, du point de vue des contraintes technologiques qu'impose leur utilisation liées notamment à la dissipation d'énergie. Nous mettrons ainsi en évidence les simplifications technologiques liées à la miniaturisation dans le cas d'un confinement donné. Nous montrerons ensuite que la miniaturisation permet de réaliser des confinements très élevés et nous verrons en quoi cela est intéressant du point de vue expérimental. Pour finir, nous mettrons en évidence la flexibilité des configurations de potentiel microscopiques qu'il est possible de réaliser.

#### 1.2.3.1 Simplifications technologiques liées à la miniaturisation

Nous avons établie une valeur typique du gradient nécessaire à un piégeage magnétique efficace à 100 G.cm$^{-1}$ (§ 1.2.1). Avec un micropiège, un courant de 1 A associé à un champ magnétique externe de 4.5 G suffit pour obtenir un tel gradient (éqs.(1.7) et (1.6)). Le centre du piège est alors situé à 450 $\mu$m du fil[2]. L'intensité de 1 A qu'il faut fournir dans

[2]La section du fil devra être petite devant cette distance pour que le modèle du fil infiniment fin soit valable.

le cas d'un micropiège est faible par rapport aux 240 A nécessaires pour obtenir le même gradient avec un piège de Ioffe-Pritchard macroscopique (§ 1.2.1). En ajoutant un champ parallèle au fil $\vec{B}_{\text{long}}$ d'une valeur de 1 G, on obtient une courbure radiale de 10000 G.cm$^{-2}$ (éq. (1.8)). Il suffit donc d'une intensité faible pour obtenir un piège microscopique de confinement analogue à celui du piège macroscopique décrit au paragraphe 1.2.1. Par ailleurs, l'induction d'un simple fil est très faible et aucune surtension n'apparaît pour s'opposer à la coupure du courant. L'utilisation d'une micro-structure simplifie donc considérablement le circuit électrique d'alimentation du piège magnétique.

L'utilisation d'un courant électrique de quelques ampères seulement élimine également les contraintes technologiques liées à l'évacuation de la chaleur dissipée par effet joule dans la structure de piégeage. En effet, la résistance d'un fil d'or de 100 $\mu$m$^2$ de section et de 2 mm de long est de l'ordre de 0.1 $\Omega$. La puissance dissipée par effet Joule dans un tel conducteur parcouru par un courant de quelques ampères est de l'ordre de 1 W, soit 3 ordres de grandeur de moins que dans le cas du piège macroscopique (§ 1.2.1). Il n'est donc pas nécessaire de refroidir le dispositif de piégeage par circulation d'eau, ce qui simplifie considérablement le dispositif expérimental.

Cependant, il faut tout de même évacuer la chaleur dissipée par la circulation du courant dans le fil. De plus, les dimensions microscopiques du fil en font un objet fragile. C'est pourquoi le fil microfabriqué est déposé sur une surface, l'ensemble constitue ce que nous appellerons par la suite une *puce*[3]. Cette puce est montée sur un bloc métallique, de cuivre par exemple, qui a une bonne conduction thermique et assure l'évacuation de la chaleur dissipée. A l'équilibre thermique, la température du fil dépend de la densité de courant qui le traverse. Il faut donc limiter cette densité de courant pour ne pas détériorer le fil (§ 2.4.2).

Pour obtenir un confinement donné, l'utilisation d'une microstructure simplifie le dispositif expérimental d'alimentation du piège magnétique et d'évacuation de l'énergie dissipée, par rapport à un dispositif expérimental standard. C'est un premier avantage qu'il y a à miniaturiser la structure piégeante. Cependant, l'intérêt principal de la miniaturisation réside dans le fait qu'il est possible de réaliser des gradients de champ magnétique très élevés tout en dissipant peu d'énergie. C'est ce que nous allons voir dans le paragraphe suivant et nous expliquerons pourquoi il est intéressant de travailler à fort confinement du point de vue de l'expérience.

#### 1.2.3.2 Augmentation du confinement

Nous avons choisi de générer le champ magnétique de piégeage à partir de fils de dimensions microscopiques déposés sur une surface (fig. 1.2).

Nous avons vu au paragraphe 1.2.3.1 que le champ magnétique $\vec{B}$ créé par un fil parcouru par un courant $I$, à une distance $r$ du fil varie comme

$$B \propto \frac{I}{r}. \tag{1.9}$$

Le confinement d'une structure piégeante obtenu à partir d'un tel champ est caractérisé

[3]Notons que le champ magnétique externe doit être parallèle à la surface pour que les atomes puissent être piégés au dessus de la puce

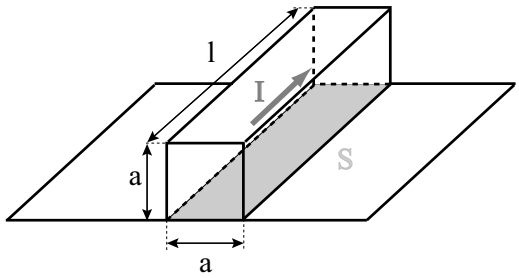


FIG. *1.2: Le champ magnétique caractéristique $\vec{B}$ créé par un fil de section $a^2$, de longueur $l$ et parcouru par un courant $I$ à une distance du fil de l'ordre de $a$ sature à une valeur proportionnelle à $\frac{I}{a}$.*

par son gradient $B'$ qui varie comme

$$B' \propto \frac{I}{r^2}. \tag{1.10}$$

Pour un fil de section finie $a^2$, ces quantités ne divergent pas lorsqu'on s'approche du fil : le champ magnétique $B$ sature à $\frac{I}{a}$ et le gradient $B'$ du champ sature à $\frac{I}{a^2}$ lorsque la distance au fil devient de l'ordre de $a$. La puissance $P_{\mathrm{J}}$ dissipée dans le fil par effet Joule s'écrit

$$P_{\mathrm{J}} = \varrho \frac{l}{a^2} I^2, \tag{1.11}$$

où $\varrho$ est la résistivité du fil. Le contact entre la surface inférieure $S$ du fil et le substrat permet de refroidir le fil en transférant au substrat la puissance

$$P_{\mathrm{ref}} = \kappa S \Delta T = \kappa a l \Delta T, \tag{1.12}$$

où $\kappa$ est la résistance thermique du contact fil/substrat par unité de surface, $l$, la longueur du fil et $\Delta T$, la différence de température entre le fil et le substrat. Si $\Delta T$ est trop important, le conducteur peut être endommagé. L'écart en température maximal $\Delta T_{\max}$ autorisé entre le fil et le substrat limite l'intensité du courant pouvant circuler dans le conducteur sans risquer de l'endommager. Cette intensité limite $I_{\max}$ dépend de la dimension caractéristique $a$ du conducteur. A l'état stationnaire thermique, les puissances $P_{\mathrm{J}}$ et $P_{\mathrm{ref}}$ sont égales. De cette égalité, pour $\Delta T_{\max}$ fixé, nous extrayons la loi d'échelle des variations de $I_{\max}$ en fonction de la dimension caractéristique $a$ du fil

$$I_{\max} \propto a^{\frac{3}{2}}. \tag{1.13}$$

En reportant cette loi d'échelle dans les équations (1.9), (1.10) et (1.12), celles-ci deviennent

$$B \propto \sqrt{a}, \tag{1.14}$$

et

$$B' \propto \frac{1}{\sqrt{a}}. \tag{1.15}$$

Le champ magnétique maximum créé par le fil diminue lorsqu'on diminue la taille du fil mais le gradient du champ magnétique augmente. Or, plus le confinement du piège magnétique est important, plus le taux de collisions du nuage piégé est élevé et plus la séquence de refroidissement évaporatif peut être rapide (§ 5.2). Ceci allège la contrainte sur la durée de vie du piège magnétique, c'est à dire sur la pression à atteindre dans l'enceinte à vide car les atomes piégés sont principalement perdus par collisions avec les particules du gaz résiduel. Expérimentalement, on peut se contenter d'une pression de quelques $10^{-9}$ mbar ce qui simplifie le dispositif expérimental (§ 2.2) par rapport à une expérience traditionnelle pour laquelle la pression doit être au moins dix fois inférieure [58]. Par ailleurs, la séquence expérimentale d'évaporation est raccourcie de typiquement une minute pour une expérience de condensation standard à environ 15 s lorsqu'on utilise une microstructure, ce qui est un gain de confort non négligeable lors de la prise de données.

Ceci est un des avantages qu'il y a à piéger les atomes à partir d'une microstructure. Le fait de travailler à fort confinement présente un autre intérêt lié au caractère monomode du confinement. En effet, supposons que le confinement du potentiel nuage soit suffisamment élevé pour que l'énergie du niveau fondamental du piège soit supérieure à l'énergie thermique du nuage. Dans ce cas, le nuage occupe le niveau fondamental du piège. Il est alors possible d'imaginer un guidage monomode du nuage d'atomes. En effet, les degrés de liberté du nuage sont "gelés" et l'échantillon va pouvoir suivre adiabatiquement l'évolution du mode fondamental du piège, et ce, quel que soit le nombre d'atomes du nuage[4].

En conclusion, la miniaturisation de la structure piégeante permet de réaliser des gradients de champ magnétique élevés en dissipant peu d'énergie, ce qui simplifie le système à vide du dispositif expérimental par rapport à celui d'une expérience de piégeage magnétique standard.

#### 1.2.3.3 Flexibilité des configurations de potentiel

Les dispositifs de piégeage microscopiques présentent un avantage supplémentaire ayant trait à la flexibilité des configurations de potentiel qu'ils permettent de réaliser. La flexibilité de ces configurations de potentiel réside dans le fait qu'il est possible de faire varier le champ magnétique créé par une microstructure sur distance de l'ordre de la distance entre les fils de la puce, soit typiquement quelques dizaines de micromètres, ce qui n'est pas le cas avec des dispositifs macroscopiques.

Les techniques de lithographie actuelles permettent de réaliser des conducteurs de géométries très variées et d'obtenir ainsi des configurations de potentiels originales. De nombreux exemples d'expériences de piégeage magnétique d'atomes neutres utilisant une microstructure sont présentés dans la référence [59]. L'utilisation d'une microstructure permet par exemple de réaliser un guide magnétique à atomes [27]. Dans l'expérience menée par le groupe de J. Schmiedmayer à Heidelberg, les atomes sont tout d'abord piégés dans une configuration magnétique utilisant un fil principal et deux fils indépendants perpendicu-

[4] Cette situation est différente de celle d'un nuage condensé. Le mode du condensat n'est pas le mode fondamental du piège du fait des intéractions entre atomes. Il dépend du nombre d'atomes du nuage. Il est possible de calculer une configuration de potentiel guidante qui conserverait le mode du condensat, mais celle-ci dépendrait du nombre d'atomes initial du nuage.

laires au premier, l'ensemble formant un circuit électrique en forme de H. Le confinement longitudinal du piège est assuré par les deux fils perpendiculaires au fil principal. Lorsqu'on coupe le courant circulant dans ces deux fils, on supprime le confinement longitudinal du piège et les atomes sont guidés le long du fil principal. Le groupe d'E. A. Cornell est également parvenu à fabriquer et charger un guide à atomes courbe [16].

L'utilisation d'une microstructure permet de réaliser des configurations de potentiel plus complexes ou plus exotiques. Il est possible par exemple de réaliser une "lame séparatrice" pour atomes. On peut pour cela utiliser un fil en forme de Y [30], ou utiliser un couplage tunnel entre deux fils se rapprochant localement [31] Le groupe de J. Reichel à Munich a réalisé expérimentalement un "tapis roulant" [29] permettant de déplacer un nuage atomique sur une distance de plusieurs centimètres.

A l'aide d'une microstructure, nous pouvons réaliser des configurations magnétiques beaucoup plus variées que celles réalisables avec des dispositifs traditionnels. Toutefois, il existe une limite sur la géométrie des fils en terme de résolution, comme nous le verrons au paragraphe 2.4.1.1 du chapitre suivant.

En conclusion, nous avons choisi de travailler sur une expérience de piégeage magnétique utilisant une microstructure pour les simplifications technologiques et les libertés, en termes de configurations de potentiel réalisables, qu'apportent un tel dispositif. Le paragraphe suivant présente les différentes solutions qui existent pour réaliser un micropiège magnétique. Nous verrons quelle configuration particulière nous avons choisi parmi celles-ci, et nous expliciterons ce choix.

### 1.2.4 Différentes configurations de micro-pièges magnétiques

Nous avons présenté au paragraphe 1.2.3.1 un exemple simple de micropiège magnétique, basé sur l'association du champ magnétique créé par un fil parcouru par un courant et d'un champ magnétique externe homogène. Oublions ici le confinement longitudinal pour nous intéresser uniquement au potentiel confinant sur deux dimensions. Il existe différentes configurations associant fils et champs magnétiques homogènes, permettant d'obtenir un potentiel guidant analogue à celui de la configuration que nous avons présentée [15] (fig. 1.3).

Il est possible par exemple d'obtenir une structure guidante à partir de deux fils parallèles, parcourus par des courants de signes opposés et associés à un champ magnétique homogène orthogonal à la surface de la puce (fig. 1.3(a)), ou parcourus par un même courant (fig. 1.3(b)). Dans le cas de deux fils parallèles parcourus par un même courant, le minimum est localisé entre les fils et est donc très près de la surface, ce qui limite le volume de piégeage et peut provoquer un éventuel chauffage du nuage. Il est possible de déplacer le minimum du champ en ajoutant une composante de champ magnétique de valeur bien choisie[5], parallèle à la surface et orthogonale aux fils.

Sur les exemples de guides à un et deux fils (§ 1.2.3.1 et fig. 1.3(a)), le champ magnétique

[5]Pour une valeur de ce champ homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$ faible devant le champ crée par les fils à une hauteur de l'ordre de la distance entre les fils, on observe deux minima à la verticale l'un de l'autre entre les deux fils. Si on augmente $\vec{B}_{\text{biais}}$, ces minima se superposent puis se séparent de nouveau en deux minima localisés au dessus de chacun des fils.

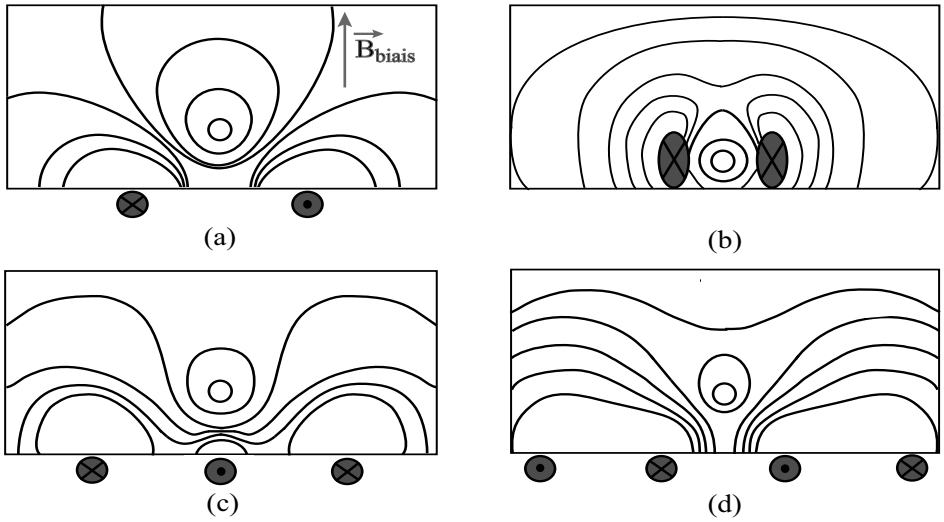


FIG. *1.3: Allures des lignes équipotentielles pour différentes configurations de guides magnétiques : (a) Guide à 2 fils parcourus par un même courant, utilisant un champ magnétique homogène orthogonal au plan des fils. (b) Guide à 2 fils parcourus par des courants opposés. Le minimum du potentiel est localisé entre les deux fils. (c) Guide à 3 fils, analogue au guide à un fil (fig. 1.1), le champ magnétique homogène* $\vec{B}_{\text{biais}}$ *est créé par le courant circulant dans les deux fils extérieurs. (d) Le champ homogène* $\vec{B}_{\text{biais}}$ *de la configuration (a) est créé par le courant circulant dans les deux fils extérieurs.*

homogène externe peut être créé par deux fils supplémentaires déposés sur la surface, de part et d'autres des fils principaux (fig. 1.3(c) et (d)). Ces configurations ainsi que celle du graphe (b) de la figure 1.3 sont particulièrement intéressantes car dans chacun des cas, aucun champ externe n'est nécessaire à l'obtention de la structure guidante.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que les quatre configurations de la figure 1.3 permettent de réaliser des guides courbes. En effet, le constat est immédiat pour les configurations (a) et (b) de la figure 1.3 et dans le cas d'un champ homogène parallèle à la surface de la puce (graphes (c) et (d)), le champ "localement homogène" créé par les deux fils externes conserve une direction orthogonale à celle des fils. Ceci n'est pas vrai pour le premier exemple que nous avons donné (§ 1.2.3.1), utilisant un simple fil et un champ constant externe. La direction du fil est limitée à des angles faibles autour de la direction perpendiculaire au champ homogène. Cependant, c'est la configuration avec laquelle nous avons choisi de travailler et cela pour les raisons évoquées ci-après.

Nous avons choisi la configuration à un fil associé à un champ externe homogène créé par des bobines extérieures au système microscopique (§ 1.2.3.1) pour minimiser le nombre de fils nécessaires au piégeage magnétique, ce qui simplifie le design du circuit électrique de la puce atomique et limite l'encombrement au niveau des connections électriques des microfils.

Dans ce paragraphe, nous nous sommes intéressés au confinement 2D uniquement. Or, le deuxième argument qui a motivé notre choix est lié à la réalisation du confinement lon-

gitudinal du piège magnétique, que nous avons négligé jusqu'ici. Nous avons vu que pour les structures "auto-guidantes" présentées sur le figure 1.3, le confinement 2D est conservé quelle que soit la direction des fils. Le confinement longitudinal doit être assuré dans ce cas, par un champ inhomogène longitudinal adapté. Dans le cas du guide à un fil (§ 1.2.3.1), nous avons vu que le confinement longitudinal pouvait être obtenu en conservant un champ externe homogène et en modifiant la directions du fil à ces extrémités. Nous avons choisi cette solution car il est plus simple de fabriquer un champ homogène sur la dimension de la puce atomique, qui est de l'ordre de quelques centimètres carrés, que de contrôler l'inhomogénéïté d'un champ sur la dimension longitudinale du fil long de quelques millimètres seulement.

En conclusion, nous avons choisi de travailler avec un dispositif de piégeage utilisant un seul fil associé à un champ magnétique externe homogène pour simplifier la fabrication et le montage de la puce ainsi que la réalisation du confinement longitudinal, qui est assuré par le simple repliement des extrémités du fil. Dans notre expérience, nous utilisons deux configurations particulières, utilisant un fil en forme de U et un fil en forme de Z, qui permettent d'obtenir des champs respectivement quadrupolaire et de type Ioffe-Pritchard. La suite de ce chapitre est consacrée à la description des ces configurations et à leur rôle au sein de la séquence de piégeage magnétique. Nous nous intéressons en premier lieu à la configuration piégeante qui utilise un fil en forme de Z.

## 1.3 Micro-piège magnétique de type Ioffe-Pritchard : configuration en Z

Parmi les différents dispositifs de piégeage magnétique utilisant une microstructure, nous avons choisi de travailler avec une configuration guidante à un fil, associé à un champ homogène externe créé par des bobines extérieures au système microscopique. Le champ résultant est quadrupolaire dans un plan orthogonal au fil autour d'un minimum nul. Le potentiel résultant n'est pas confinant dans la direction du fil. Pour un piégeage magnétique efficace, il est nécessaire de s'affranchir du zéro de potentiel et de réaliser le confinement dans la direction longitudinale. Une façon simple de procéder consiste à replier les extrémités du fil en angle droit. Le fil prend alors une forme de Z. Les bras du fil rajoutent un potentiel confinant qui ferme le piège dans la direction longitudinale. Le potentiel obtenu est du type Ioffe-Pritchard. Nous utiliserons plus communément l'expression de "piège en Z" pour désigner cette configuration dans la suite de ce manuscrit.

Avant toutes choses, il est nécessaire dans une expérience de piégeage magnétique, de bien connaître le potentiel vu par les atomes, afin de pouvoir comprendre et analyser efficacement les résultats expérimentaux. Pour cela, nous avons établi un modèle simple du fil en Z, utilisant des fils de section nulle, qui donne accès à une formule analytique du potentiel de piégeage. Nous pouvons déduire de ce modèle, les expressions de la position et la valeur du minimum du potentiel, ainsi que les courbures radiales et longitudinale du piège. Nous pouvons également exploiter numériquement ce modèle pour décrire le comportement du potentiel au-delà de l'approximation harmonique. Les expressions exactes des courbures du potentiel calculées à partir du modèle analytique du potentiel sont lourdes et donc difficilement exploitables. Pour disposer de lois d'échelle, il est possible, sous certaines

hypothèses, d'établir des expression analytiques approchées des courbures du piège sous une forme simple à manipuler.

Dans cette section, nous commencerons par décrire de manière très générale, le principe du confinement longitudinal du piège en Z. Dans un second temps, nous caractériserons le potentiel magnétique créé par une configuration en Z dans l'approximation harmonique du potentiel et nous décrirons, sur un exemple de piège magnétique, le comportement du potentiel au-delà de cette approximation. Nous expliciterons ensuite le calcul des expressions analytiques approchées des courbures du potentiel et nous étudierons leur validité. Pour finir, nous résumerons les valeurs des paramètres caractéristiques des différents pièges utilisés dans la séquence expérimentale de condensation.

### 1.3.1 Description qualitative du principe de piégeage par une configuration en Z

Ce paragraphe introductif, volontairement court et peu approfondi, présente le principe du piégeage magnétique par une configuration en Z. Considérons un fil en forme de Z, parcouru par un courant $I$, associé à un champ magnétique homogène externe $\vec{B}_{\text{biais}}$, orthogonal à la partie centrale du fil en Z (fig. 1.4). Pour simplifier et comprendre le phénomène de piégeage, nous négligeons ici les effets de taille finie des fils et nous considérons le fil en Z comme juxtaposition de trois parties indépendantes : le "fil principal" et les "bras" du fil en Z.

La figure 1.4 présente le repère $\mathcal{R}$ dans lequel nous travaillons pour caractériser le potentiel et décrire le piège. On note $\vec{e}_{\text{z}}$ la direction du fil central dans le sens du courant,

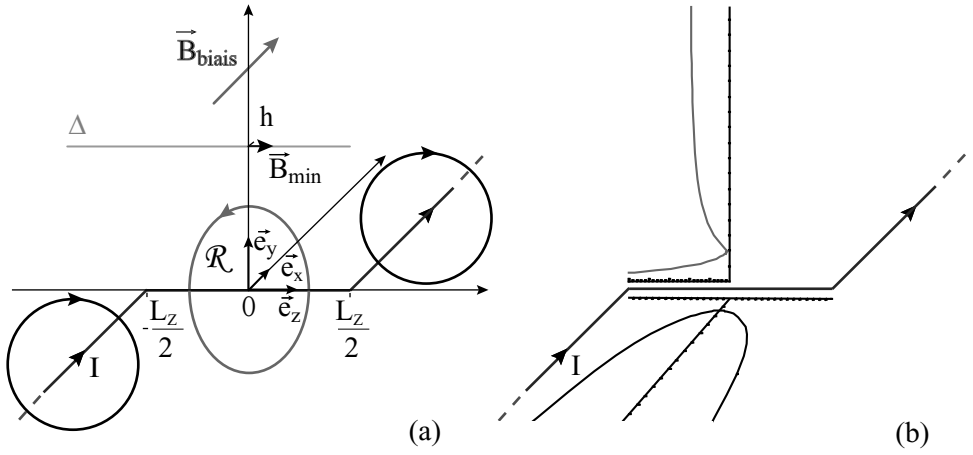


FIG. *1.4: (a) Principe du piège magnétique utilisant une configuration en Z. (b) L'association du champ magnétique créé par le fil principal et du champ magnétique homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$ assure le confinement radial. Les deux bras du fil en Z assurent le confinement longitudinal*

.

$\vec{e}_{\text{x}}$, celle des bras du fil dans le sens du courant, et $\vec{e}_{\text{y}}$ la direction orthogonale au plan des fils tel que le repère $(\vec{e}_{\text{x}}, \vec{e}_{\text{y}}, \vec{e}_{\text{z}})$ soit orthonormé direct. Le centre du repère est pris au centre de symétrie 0 du fil en Z. Dans la suite de cette section, nous conserverons le repère $\mathcal{R}$ comme référentiel de travail.

Nous savons maintenant (§ 1.2.3.1) que le fil central associé au champ magnétique $\vec{B}_{\text{biais}}$ assure un confinement quadrupolaire dans tout plan orthogonal à $\vec{e}_{\text{z}}$. Notons $\Delta$ l'axe matérialisant le minimum nul du champ quadrupolaire. Selon cet axe, le confinement est réalisé par les deux bras du fil en Z. En effet, en un point de $\Delta$, les seules contributions au champ magnétique sont celles des bras du fil puisque le champ quadrupolaire est nul. Le module du champ magnétique résultant des contributions des deux bras augmente lorsqu'on se rapproche de chacun des bras, et présente un minimum en $z = 0$. En ce point le champ magnétique $\vec{B}_{\text{min}}$ est parallèle à l'axe $\vec{e}_{\text{z}}$. Le potentiel créé par les deux bras du fil en Z est dipolaire au voisinage proche du minimum. Nous retrouvons ainsi une configuration de potentiel de type Ioffe-Pritchard (§ 1.2.1).

Notons simplement que le fil central étant de longueur finie, la position du minimum du piège en Z est différente de la position donnée dans l'équation (1.6) relative à un fil infini. Par ailleurs, en pratique, la valeur du minimum du potentiel de piégeage est faible devant le module du champ homogène externe $B_{\text{biais}}$. De ce fait, la profondeur du piège reste de l'ordre de $B_{\text{biais}}$.

Dans ce paragraphe, nous avons explicité rapidement le principe d'un dispositif de piégeage en trois dimensions utilisant une configuration en Z. Nous avons adopté ici un point de vue qualitatif. Or, il est nécessaire de pouvoir traiter quantitativement le potentiel créé par un tel dispositif. Pour disposer des expressions analytiques des paramètres caractéristiques du potentiel, nous avons modélisé le fil en Z à partir de fils de section nulle. La suite de cette section est consacrée à la description du modèle que nous utilisons et à la caractérisation du potentiel de piégeage obtenu avec une configuration en Z.

### 1.3.2 Modélisation du fil en Z et et application à la caractérisation du potentiel de piégeage

Il est intéressant de disposer d'une expression analytique du potentiel et de ses paramètres caractéristiques afin de pouvoir analyser rapidement et comprendre au mieux nos résultats expérimentaux. Une expression analytique du potentiel existe dans le cas de fils de section infiniment petite. A partir de cette expression, nous pouvons déduire les expressions analytiques de certains paramètres du piège. Ces calculs seront valables tant que la distance des atomes à la surface sera grande devant la section des fils.

Nous allons dans un premier temps décrire plus précisément le modèle du fil en Z que nous utilisons et nous donnerons les résultats immédiats extraits du modèle analytique du potentiel que nous obtenons. Nous verrons ensuite comment exploiter ce modèle pour déterminer les courbures radiales et longitudinale du piège. Nous pourrons alors décrire le comportement des paramètres caractéristiques du piège en fonction du courant circulant dans le fil et de l'amplitude du champ magnétique externe, qui sont les grandeurs de contrôle du champ magnétique de piégeage. Nous verrons enfin que le potentiel créé par une configuration en Z est en réalité harmonique sur un domaine très réduit au voisinage du centre du piège et nous expliciterons le comportement du potentiel au delà du domaine de validité de l'approximation harmonique.

#### 1.3.2.1 Description du modèle

Nous avons choisi de modéliser le fil en Z comme indiqué sur la figure 1.4 : le fil central est un fil infiniment fin de longueur $L_Z$ égale à 2.84 mm, les deux bras du fil sont deux fils infiniment fins et semi-infinis distants de $L_Z$. Nous travaillons dans le repère $\mathcal{R}$ de la figure 1.4. Ce modèle simple du fil en Z permet d'obtenir une expression analytique du champ créé par le fil en Z en tout point de l'espace. Cependant, cette expression étant assez complexe et difficile à interpréter, nous ne la ferons pas apparaître ici (cf annexe B).

La figure 1.5 représente le potentiel du piège magnétique initial utilisé dans la séquence de condensation calculé à partir du modèle décrit précédemment. Un courant de 2 A circule

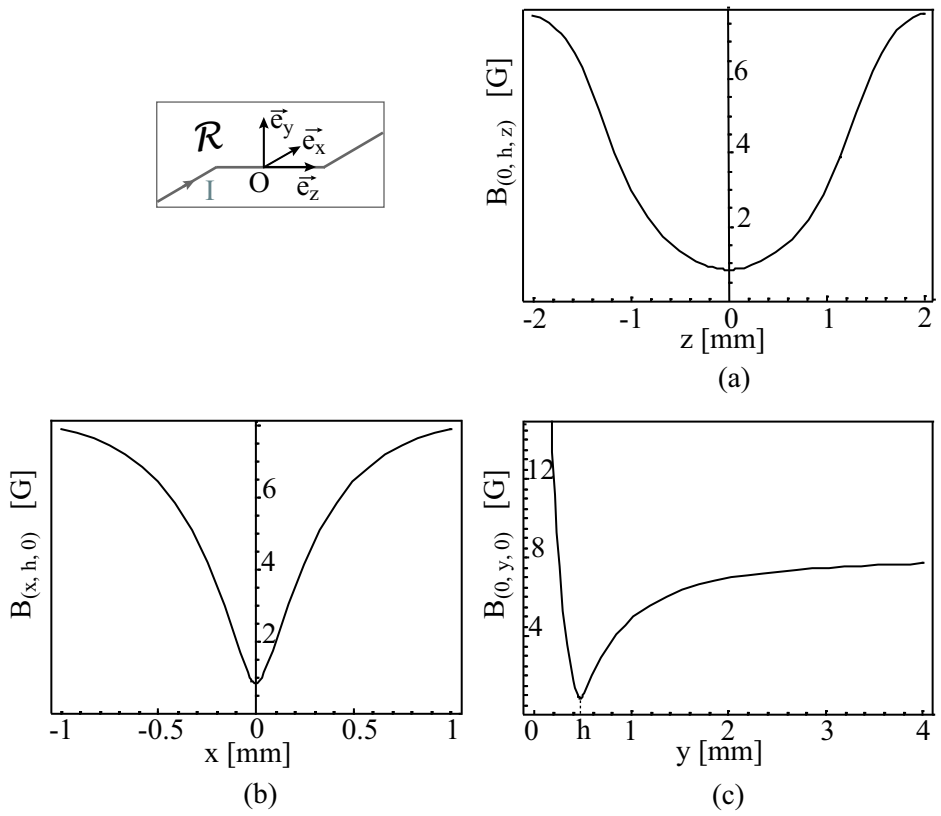


FIG. *1.5: Profils du module du champ magnétique créé par une configuration en Z utilisant un courant de 2 A et un champ homogène de 8 G, calculés à partir du modèle analytique du champ magnétique selon les trois directions de l'espace : (a) variation du potentiel au voisinage du minimum selon z, (b) selon x et (c) selon y.*

dans le fil et le champ externe à un amplitude de 8 G. Les graphes (a), (b) et (c) représentent les profils du module du champ magnétique autour du minimum du piège, selon les directions respectives $\vec{e}_z$, $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ du repère $\mathcal{R}$ rappelé dans l'encadré de la figure. La profondeur du piège est de l'ordre de 8 G, c'est à dire de l'ordre de l'amplitude du champ homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$.

La modélisation du fil en Z par des fils de section nulle permet d'accéder aux expressions

analytiques des coordonnées de la position du centre du piège et de la valeur du minimum de potentiel. Le centre du piège est localisé en $(x_{\min}, y_{\min}, z_{\min}) = (0, h, 0)$. L'expression de la hauteur $h$ du centre du piège est

$$h = \frac{L_{\mathrm{Z}}}{2\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{\left(\frac{2\mu_0 I}{\pi B_{\mathrm{biais}} L_{\mathrm{Z}}}\right)^2 + 1} - 1}. \tag{1.16}$$

Notons que pour $\frac{I}{B_{\mathrm{biais}} L_{\mathrm{Z}}} \ll 1$, un développement limité au premier ordre en $\frac{I}{B_{\mathrm{biais}} L_{\mathrm{Z}}}$ permet de retrouver l'expression de la position du piège dans le cas d'un fil infini seul, soit $h = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{B_{\mathrm{biais}}}$, donnée dans l'équation (1.6). Le champ magnétique au minimum du potentiel qui résulte du champ magnétique créé par les deux bras du fil en Z est dirigé selon $\vec{e}_{\mathrm{z}}$. L'expression du module du champ au centre du piège est

$$B_{\min} = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\frac{h}{(\frac{L_{\mathrm{Z}}^2}{4} + h^2)}. \tag{1.17}$$

Au voisinage du minimum, le potentiel obtenu est harmonique anisotrope. On note $\vec{e}_{\mathrm{X}}$, $\vec{e}_{\mathrm{Y}}$ et $\vec{e}_{\mathrm{Z}}$, les axes propres du piège. Le développement à l'ordre 2 de $|\vec{B}|$ au voisinage du minimum de potentiel s'écrit

$$B(X, Y, Z) = B_{\min} + \frac{B''_{\mathrm{z}}}{2}Z^2 + \frac{B''_{\mathrm{x}}}{2}X^2 + \frac{B''_{\mathrm{y}}}{2}Y^2 + \mathcal{O}(4), \tag{1.18}$$

où $X$ et $Y$ sont les coordonnées radiales et $Z$ la coordonnée longitudinale selon les axes propres du piège. Les courbures radiales $B''_{\mathrm{x}}$ et $B''_{\mathrm{y}}$ et longitudinale $B''_{\mathrm{z}}$ vérifient $B''_{\mathrm{x}} \simeq B''_{\mathrm{y}} \ll B''_{\mathrm{z}}$. Les fréquences radiales et longitudinale du piège se calculent en fonction des courbures respectives par la relation

$$\omega = \sqrt{\frac{\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{F}} m_{\mathrm{F}}}{M} B''}, \tag{1.19}$$

$M$ étant la masse de l'atome.

Nous allons voir dans la suite de ce chapitre comment déterminer les axes propres et les courbures du piège magnétique à partir du modèle du fil en Z que nous venons de décrire.

#### 1.3.2.2 Exploitation du modèle dans l'approximation harmonique

Nous travaillons ici dans l'approximation harmonique du potentiel au voisinage du minimum du piège. Dans la présentation qualitative de la configuration en Z que nous avons faite en début de section, nous avons négligé les effets de taille finie des bras et de la partie centrale du fil en Z. Une conséquence de ces effets de bord est le déplacement des axes propres du piège, $\vec{e}_{\mathrm{X}}$, $\vec{e}_{\mathrm{Y}}$ et $\vec{e}_{\mathrm{Z}}$, par rapport aux axes $\vec{e}_{\mathrm{x}}$, $\vec{e}_{\mathrm{y}}$ et $\vec{e}_{\mathrm{z}}$ du repère $\mathcal{R}$, c'est à dire aux axes des fils. Il n'est pas nécessaire d'avoir recours à un calcul numérique pour déterminer les axes propres du potentiel. Dans le premier paragraphe de cette section, nous allons voir comment déterminer simplement les axes propres du potentiel et nous caractériserons leur position par rapport aux axes des fils. Nous nous intéresserons ensuite à la variation des paramètres caractéristiques du piège en fonction des paramètres ajustables du champ magnétique de piégeage, que sont l'intensité du courant dans le fil et l'amplitude du champ magnétique externe.

### Détermination des axes propres du système

Au voisinage du centre du piège, le potentiel est harmonique anisotrope. Les axes propres du piège en Z sont les vecteurs propres de la matrice H

$$H(x_{\min}, y_{\min}, z_{\min}) = \left.\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 B}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 B}{\partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2 B}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 B}{\partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2 B}{\partial z \partial x} & \frac{\partial^2 B}{\partial z \partial y} & \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} \end{pmatrix}\right|_{(x_{\min}, y_{\min}, z_{\min})} . \tag{1.20}$$

Les courbures du piège, définies comme les dérivées secondes du module du champ, sont les valeurs propres de H évaluées au minimum du potentiel localisé en $(x_{\min}, y_{\min}, z_{\min})$, B étant, pour alléger les notations, le module du champ en un point de l'espace de coordonnées $(x, y, z)$.

L'expression de H peut être simplifiée si on exploite les symétries du système. Pour cela, nous introduisons les angles $\alpha$ et $\beta$ présentés sur le graphe (a) de la figure 1.6, qui caractérisent la position de l'axe propre longitudinal $\vec{e}_{\mathrm{Z}}$ du piège par rapport à l'axe $\vec{e}_{\mathrm{z}}$ du fil central. Considérons le piège présenté sur le graphe (a) de la figure 1.6 et intéressons-

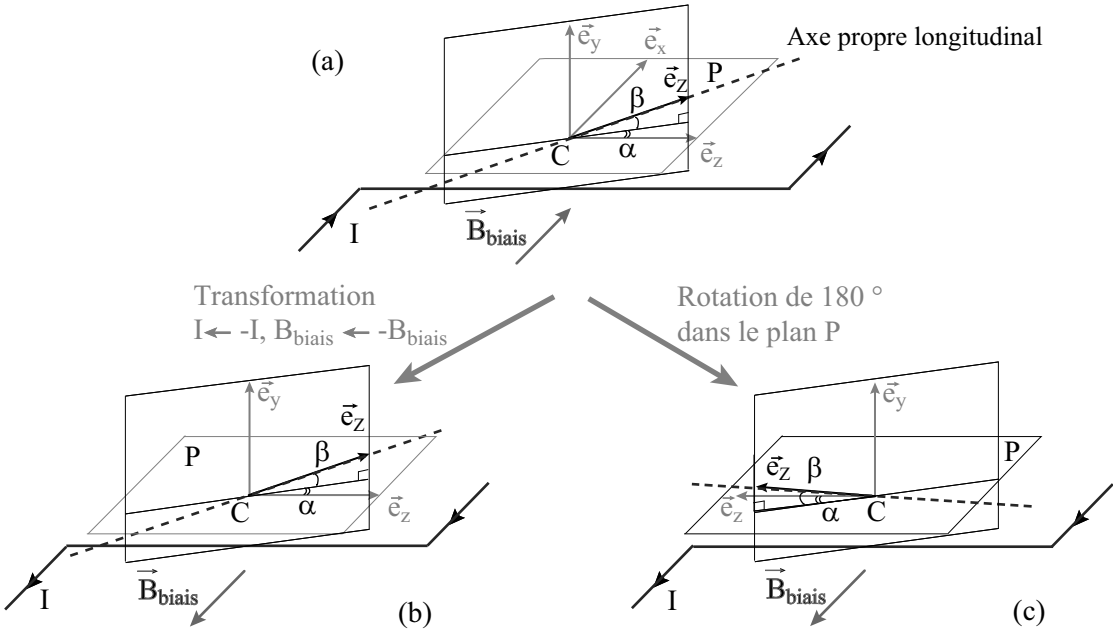


FIG. *1.6: (a) : Piège magnétique initial obtenu avec un courant $I$ dans le fil en Z et un champ magnétique externe $\vec{B}_{\mathrm{biais}}$. La direction de l'axe propre longitudinal $\vec{e}_{\mathrm{Z}}$ du potentiel est repéré par les angles $\alpha$ et $\beta$. (b) : Position de l'axe propre longitudinal du potentiel obtenu après transformation de $I$ en $-I$ et $\vec{B}_{\mathrm{biais}}$ en $-\vec{B}_{\mathrm{biais}}$. (c) : Position de l'axe propre longitudinal du potentiel obtenu après une rotation du piège initial de 180 ° dans le plan P. Les pièges dont les axes sont représentés sur les graphes (b) et (c) sont identiques et par comparaison, l'angle $\beta$ est nécessairement nul. L'axe propre longitudinal $\vec{e}_{\mathrm{Z}}$ du piège appartient au plan P.*

nous en particulier à la position de l'axe propre longitudinal du piège. La transformation

de $I$ en $-I$ et $\vec{B}_{\text{biais}}$ en $-\vec{B}_{\text{biais}}$ laisse le potentiel inchangé. Le piège obtenu après cette transformation, dont l'axe propre longitudinal est mis en évidence sur le graphe (b) de la figure 1.6, est donc analogue au piège du graphe (a). Le graphe (c) de la figure 1.6 représente la position de l'axe propre longitudinal du piège obtenu lorsque l'on fait subir au piège représenté en (a), une rotation de 180 ° dans le plan P = ($\vec{e}_{\text{x}}$,$\vec{e}_{\text{z}}$). Les pièges obtenus par les deux transformations que nous venons de décrire sont identiques et par comparaison des graphes (b) et (c) de la figure 1.6, l'angle $\beta$ est nécessairement nul. L'axe propre longitudinal $\vec{e}_{\text{Z}}$ du piège appartient donc au plan P. Un raisonnement analogue montre que l'axe propre $\vec{e}_{\text{X}}$ du piège appartient également au plan P et que l'axe propre $\vec{e}_{\text{Y}}$ est confondu avec l'axe $\vec{e}_{\text{y}}$. La matrice H est donc de la forme

$$H(x_{\min}, y_{\min}, z_{\min}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} & 0 & 0 \\ 0 & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}. \tag{1.21}$$

Le confinement mesuré en dehors des axes propres du piège est surestimé par rapport au confinement réel. En effet, considérer par exemple l'axe $\vec{e}_{\text{z}}$ du fil principal comme axe propre longitudinal du piège revient à prendre en compte une petite partie du potentiel relatif au confinement radial dans l'évaluation du confinement longitudinal. Il est donc important de connaître la position des axes propres du piège pour évaluer le confinement du potentiel. L'angle $\alpha$ entre les axes $\vec{e}_{\text{x}}$ et $\vec{e}_{\text{X}}$ et $\vec{e}_{\text{z}}$ et $\vec{e}_{\text{Z}}$ peut être calculé de façon simple en diagonalisant la matrice H. Les éléments de la matrice H étant lourds à manipuler, nous préférons en pratique évaluer numériquement les termes de H au minimum de potentiel avant de diagonaliser la matrice.

La figure 1.7 présente la position des axes propres du piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A dans le fil en Z et un champ magnétique de 8 G, pour lequel $\alpha \simeq 5.4°$. La valeur de $\alpha$ est non négligeable dans ce cas particulier et l'erreur sur le confinement du piège calculé sur les axes des fils par rapport au confinement réel du potentiel est importante.

La valeur de l'angle $\alpha$ entre les axes propres du piège et les axes des fils dans le plan ($\vec{e}_{\text{x}}$, $\vec{e}_{\text{z}}$) dépend fortement de la hauteur du piège par rapport à la surface. La figure 1.8 présente l'évolution de $\alpha$ en fonction de la hauteur $h$ du centre du piège[6]. L'angle $\alpha$ prend des valeurs significatives lorsque la hauteur du centre du piège par rapport à la surface de la puce devient non négligeable devant la longueur $L_{\text{Z}}$ du fil principal. En effet, lorsque la hauteur du centre du piège n'est pas significativement faible devant la longueur $L_{\text{Z}}$ de la partie centrale du fil en Z, les effets de taille finie des différentes parties du fil en Z, que l'on a évoqué au début de ce paragraphe, sont importants au centre du piège. La direction du champ créé par les deux bras du fil, s'éloigne rapidement de la direction de l'axe propre longitudinal du piège dès que l'on s'éloigne radialement du minimum du potentiel. La petite partie du potentiel relative au confinement radial que l'on prend en compte en considérant l'axe $\vec{e}_{\text{z}}$ comme axe propre du piège est importante par rapport à la valeur du potentiel au centre du piège. Dans le cas d'un piège proche de la surface relativement à la longueur $L_{\text{Z}}$ du fil principal, un observateur placé au centre du piège est moins sensible

[6]Le comportement de $\alpha$ avec $h$ est identique selon que l'on varie $B_{\text{biais}}$ à $I$ constant ou $I$ à $B_{\text{biais}}$ constant pour modifier la hauteur du piège.

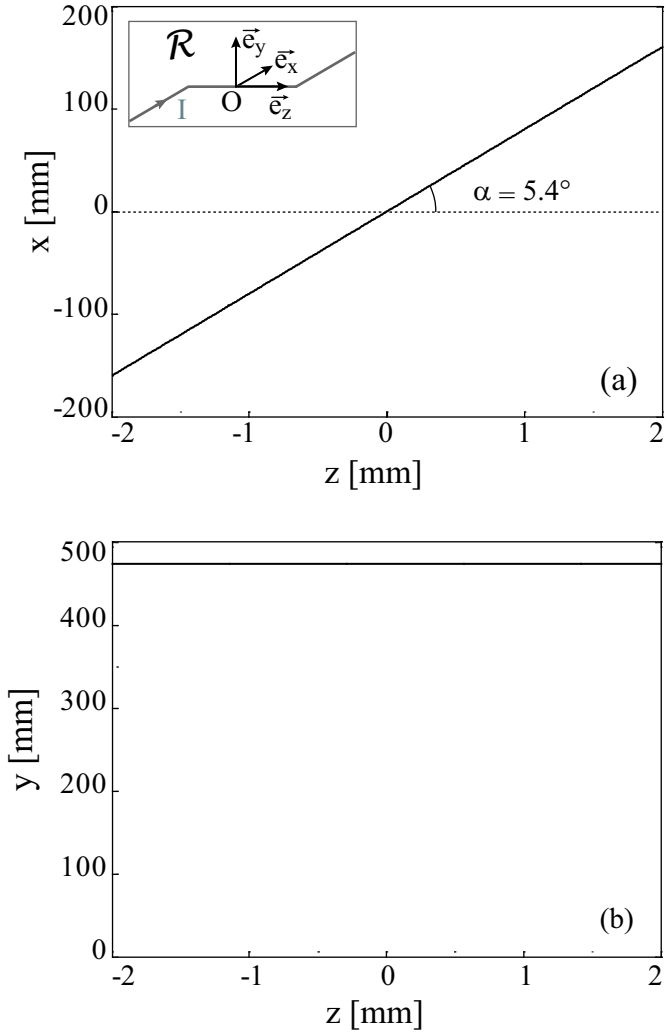


FIG. 1.7: *Visualisation des axes propres du piège magnétique en Z obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G, dans le plan* $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$ *parallèle au plan du fil en Z et passant par le centre du piège (a) et dans le plan vertical* $(\vec{e}_y, \vec{e}_z)$ *passant par le centre du piège (b). Le centre du piège magnétique est situé en* $x = z = 0$ *et* $y = 474\ \mu m$*. L'axe propre longitudinal du potentiel fait un axe* $\alpha \simeq 5.4°$ *avec l'axe* $\vec{e}_z$ *du fil principal.*

aux effets de bord des bras du fil en Z, car ceux-ci sont vus comme beaucoup plus éloignés. La direction du champ créé par les deux bras du fil varie alors lentement au voisinage du minimum et les axes $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ du repère $\mathcal{R}$ sont dans une bonne approximation les axes propres du système.

Nous allons à présent exploiter le modèle analytique du potentiel pour décrire le comportement des paramètres caractéristiques du potentiel en fonction des paramètres ajustables du piège, c'est à dire l'intensité du courant qui traverse le fil en Z et l'amplitude du champ

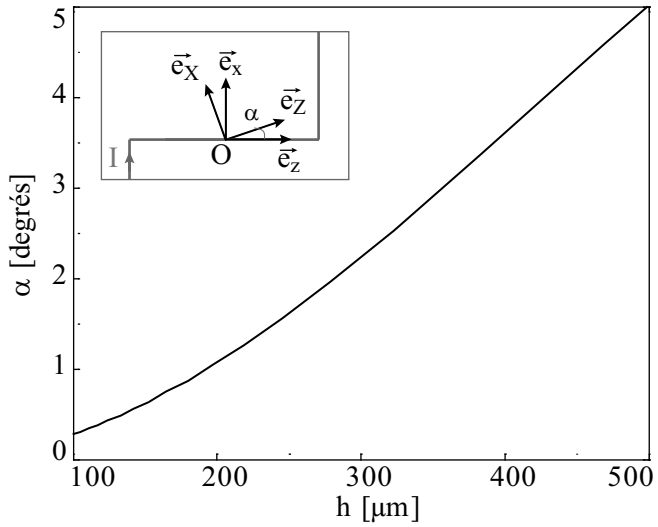


FIG. *1.8: Evolution de l'angle $\alpha$ entre les axes propres du piège et les axes des fils dans le plan ($\vec{e}_x$, $\vec{e}_z$) en fonction de la hauteur $h$ du centre du piège par rapport à la surface de la puce.*

homogène externe.

### Comportement des paramètres du piège magnétique en fonction des grandeurs de contrôle

Au cours de la séquence expérimentale de condensation, nous sommes amenés à modifier le piège magnétique en variant le courant $I$ dans le fil et l'amplitude du champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}}$. Il est intéressant de visualiser le déplacement de la position $h$ du centre du piège, la variation du minimum $B_{\text{min}}$ du potentiel, et l'évolution des courbures du potentiel avec $I$ et $B_{\text{biais}}$ pour comprendre l'évolution de la configuration magnétique au cours de la séquence de condensation.

#### Hauteur du centre du piège

Intéressons-nous dans un premier temps à la variation de la hauteur $h$ du centre du piège par rapport à la surface de la puce. Nous avons représenté sur la figure 1.9 les variations de $h$ en fonction de $I$ à $B_{\text{biais}}$ constant égal à 8 G (fig. 1.9(a)) et en fonction de $B_{\text{biais}}$ à $I$ constant égal à 2 A (fig. 1.9(b)), obtenues à partir de l'équation (1.16). A courant $I$ constant, l'amplitude du champ créé par le fil à une distance $r$ du fil décroît de façon inversement proportionnelle à $r$. Le point en lequel le champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}}$ compense le champ du fil est donc d'autant plus proche du fil que $B_{\text{biais}}$ est élevé. C'est ce que traduit le graphe (a) de la figure 1.9. Inversement, à $B_{\text{biais}}$ constant, plus on augmente $I$, plus le point où le champ créé par le fil compense $B_{\text{biais}}$ s'éloigne du fil. C'est que l'on voit sur le graphe (b) de la figure 1.9.

En résumé, le centre du piège se rapproche de la surface lorsqu'on augmente l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe et lorsqu'on diminue le courant $I$ qui traverse le fil.

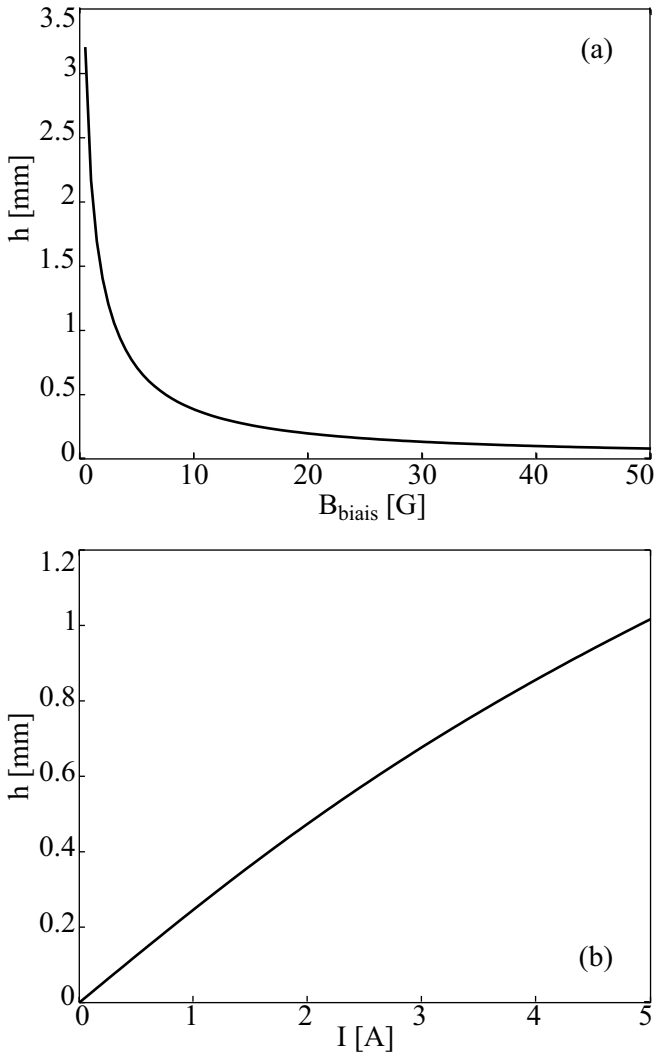


FIG. *1.9: Variations de la hauteur $h$ du centre du piège par rapport à la surface de la puce, en fonction de l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe à courant $I$ dans le fil en Z constant égal à 2 A (a) et en fonction de $I$ à $B_{\text{biais}}$ constant égal à 8 G (b).*

**Module du champ magnétique au centre du piège**

Observons à présent l'évolution du minimum $B_{\text{min}}$ du module du champ magnétique en fonction de $I$ et $B_{\text{biais}}$ obtenue à partir de l'équation (1.17) et présentée sur la figure 1.10. La valeur non nulle du module du champ magnétique au centre du piège est assurée par la superposition des composantes longitudinales du champ magnétique créé par chacun des deux bras du fil en Z. La variation de $B_{\text{min}}$ en fonction des paramètres du piège reproduit donc celle de l'amplitude de la composante longitudinale $B_{\text{bras l}}$ du champ créé par un bras du fil en Z en $x = z = 0$.

Raisonnons tout d'abord à courant $I$ constant. La figure 1.11 présente l'évolution de

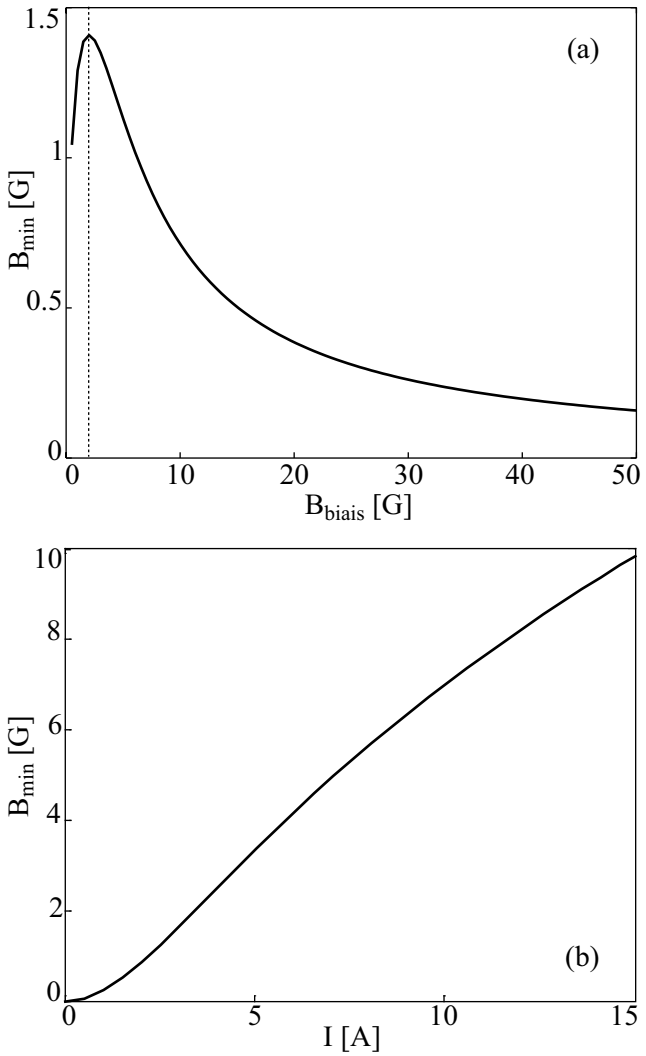


FIG. *1.10: Variations du minimum du module du champ magnétique $B_{\min}$ en fonction de l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe à courant $I$ dans le fil en Z constant égal à 2 A (a) et en fonction de $I$ à $B_{\text{biais}}$ constant égal à 8 G (b).*

$B_{\text{bras l}}$ en fonction de la distance $y$ à la surface de la puce pour un courant de 2 A dans le fil. $B_{\text{bras l}}$ augmente avec la distance $y$ à la surface de la puce tant que celle-ci reste inférieure $y_0 = \frac{L_Z}{2}$ et diminue pour des valeurs de $y$ supérieures à cette limite. A courant $I$ constant, le centre du piège s'éloigne de la surface de la puce lorsque l'amplitude du champ externe $\vec{B}_{\text{biais}}$ diminue. Les variations du minimum $B_{\min}$ du module du champ magnétique avec $B_{\text{biais}}$ reproduisent donc celles de $B_{\text{bras l}}$ avec $\frac{1}{y}$. C'est ce que traduit le graphe (a) de la figure 1.10. Pour $I = 2$ A, l'amplitude du champ magnétique pour lequel le centre du piège est situé à une hauteur $y_0 = \frac{L_Z}{2}$ est de 2 G environ. Le minimum du module du champ magnétique augmente avec $B_{\text{biais}}$ tant que $B_{\text{biais}}$ est inférieur à 2 G et diminue pour des valeurs de $B_{\text{biais}}$ supérieures à cette limite.

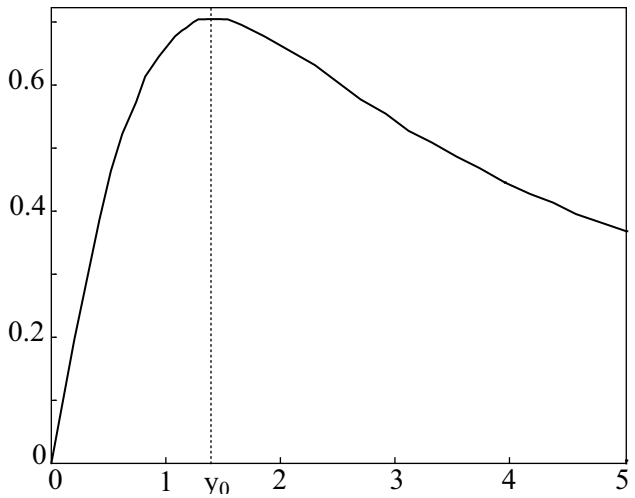


FIG. *1.11: Variation de la composante longitudinale $B_{\text{bras l}}$ du champ magnétique créé par un bras du fil en Z en $x = z = 0$ en fonction de la distance $y$ à la surface de la puce pour un courant de 2 A dans le fil.*

Raisonnons à champ magnétique externe constant à présent. La hauteur du centre du piège augmente lorsque $I$ augmente. Pour des valeurs de $I$ faibles telles que $h \ll \frac{L_Z}{2}$, la distance du centre du piège aux bras du fil en Z est peu différente de $\frac{L_Z}{2}$. Le champ $\vec{B}_{bras}$ créé par un bras du fil en Z au centre du piège magnétique a une amplitude faible devant $B_{\text{biais}}$ puisque $\frac{L_Z}{2} \gg h$ et fait un angle $\frac{h}{L_Z}$ très faible avec la direction verticale. L'amplitude $B_{\text{bras l}}$ de la composante longitudinale de ce champ quasi-vertical est très faible et tend vers 0 lorsque $I$ tend vers 0. Lorsque $I$ augmente, l'amplitude du champ magnétique $\vec{B}_{bras}$ au centre du piège augmente et la direction de $\vec{B}_{bras}$ se rapproche de l'horizontale. La composante longitudinale $B_{\text{bras l}}$ de ce champ augmente ainsi de façon monotone avec le courant $I$. Il en est de même de la valeur du module du champ magnétique $B_{\min}$ au centre du piège. C'est ce que traduit le graphe (b) de la figure 1.10.

Retenons que sur les plages de variation des paramètres $B_{\text{biais}}$ et $I$ que nous utilisons expérimentalement[7], la valeur $B_{\min}$ du module du champ magnétique au centre du piège diminue lorsqu'on augmente l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe et lorsqu'on diminue le courant $I$ qui traverse le fil en Z.

**Courbures du Potentiel**

Pour compléter cette section, intéressons-nous à l'évolution des courbures du potentiel avec les grandeurs $I$ et $B_{\text{biais}}$. Les courbures radiales $B''_{\text{x}}$ et $B''_{\text{y}}$ variant de façons analogues, nous ne présenterons ici que les résultats relatifs à $B''_{\text{x}}$ et $B''_{\text{z}}$. Ces données obtenues à partir de la méthode des valeurs propres sont présentées sur la figure 1.12. Sur les graphes (a) et (a'), la courbure radiale $B''_{\text{x}}$ du piège augmente de façon monotone lorsque l'amplitude

[7]Dans la séquence expérimentale de condensation, nous travaillons à courant $I$ constant dans le fil en Z et nous faisons varier l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe de 8 à 40 G.

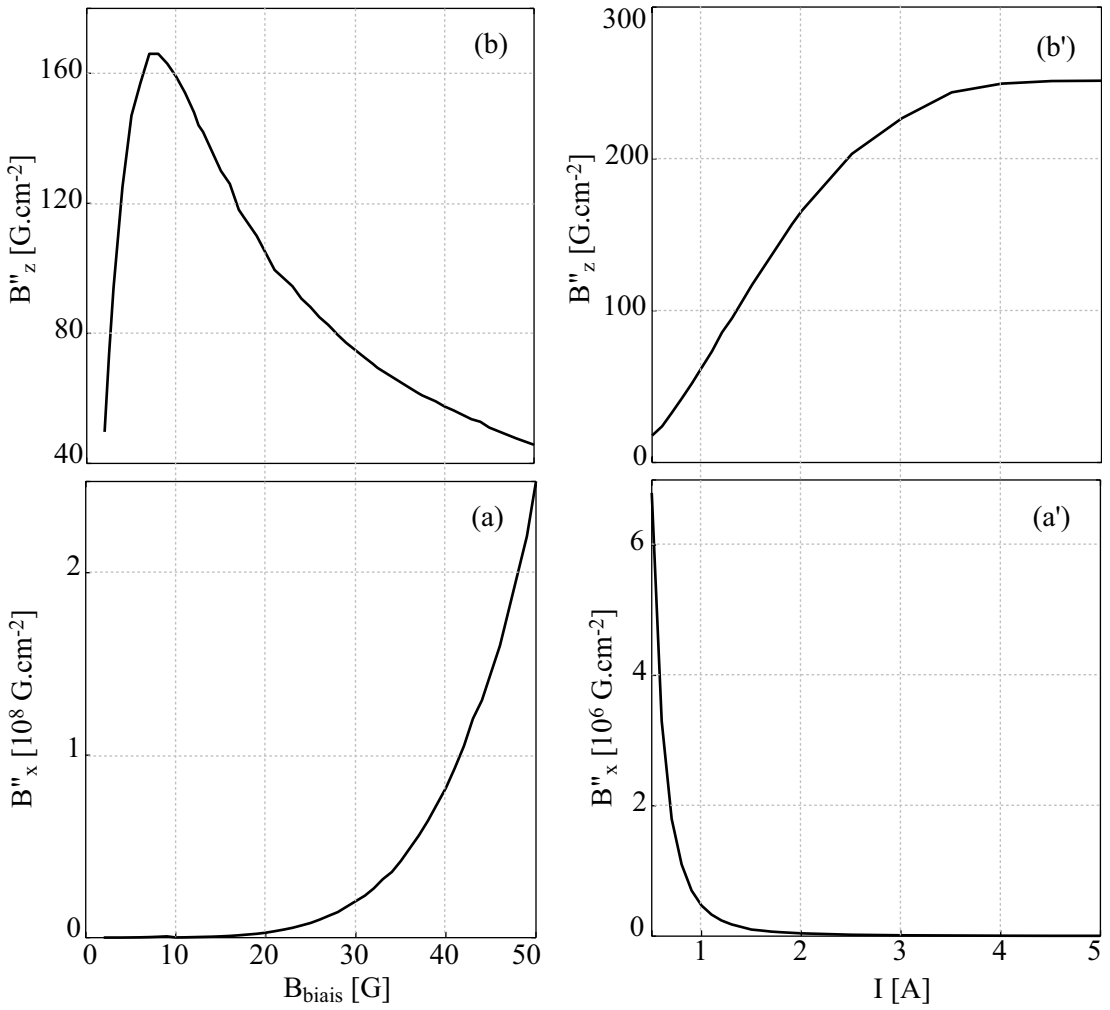


FIG. *1.12: Variations des courbures radiale $B''_x$ et longitudinale $B''_z$ en fonction de l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe à courant $I$ dans le fil en Z constant égal à 2 A ((a) et (b)), et en fonction de $I$ à $B_{\text{biais}}$ constant égal à 8 G ((a') et (b')).*

$B_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe augmente et lorsque le courant $I$ dans le fil en Z diminue. Au contraire, la courbure longitudinale $B''_z$ du piège diminue lorsque $B_{\text{biais}}$ augmente à partir de 7 G et lorsque $I$ diminue (graphes (b) et (b')). Cependant, sur une plage de variation donnée de $B_{\text{biais}}$ ou de $I$, la variation relative de $B''_x$ étant plus importante que celle de $B''_z$, nous parlerons de compression du piège relativement à une augmentation du confinement radial du potentiel. Nous avons le choix de comprimer le piège en augmentant l'amplitude du champ magnétique externe $B_{\text{biais}}$ ou en diminuant le courant $I$ dans le fil en Z.

En conclusion, retenons que l'augmentation de l'amplitude $B_{\text{biais}}$ du champ magnétique

externe ou la diminution du courant $I$ qui traverse le fil en Z contribuent à comprimer le piège magnétique, c'est à dire à augmenter la courbure radiale du piège, la courbure longitudinale variant peu pendant la compression. Sur les plages de variation des paramètres $B_{\text{biais}}$ et $I$ que nous utilisons expérimentalement, lorsqu'on comprime le piège, la valeur $B_{\min}$ du potentiel au centre du piège diminue et le centre du piège se rapproche de la surface de la puce.

Nous allons à présent nous intéresser au comportement du potentiel au-delà du domaine de validité de l'approximation harmonique énoncée au paragraphe (§ 1.3.2.1).

#### 1.3.2.3 Au-delà de l'approximation harmonique

Le modèle harmonique du potentiel magnétique énoncé au paragraphe 1.3.2.1 décrit fidèlement le potentiel du piège magnétique en Z sur un domaine réduit au voisinage du centre du piège. Nous allons à présent décrire le comportement du potentiel au-delà de l'approximation harmonique à partir du calcul numérique du potentiel créé par une configuration en Z. L'anharmonicité du potentiel se manifeste d'une part, par un écart du potentiel réel au potentiel harmonique selon les axes propres du piège, et d'autre part, par un couplage entre les axes propres du potentiel. Dans la première partie de ce paragraphe, nous caractériserons la déviation du potentiel réel par rapport à l'approximation harmonique sur une exemple particulier de piège magnétique. Nous évaluerons ensuite sur cet exemple, l'étendue du domaine de validité de l'approximation harmonique du potentiel. Pour terminer, nous mettrons en évidence dans la troisième partie de ce paragraphe, le couplage entre les axes propres du potentiel.

**Déviation du potentiel réel par rapport au modèle harmonique**

Considérons le piège magnétique en Z obtenu avec un courant $I$ de 2 A et un champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}}$ de 8 G. La figure 1.13 présente respectivement le profil radial (a) et le profil longitudinal (b) du module du champ magnétique calculé selon les axes propres $\vec{e}_{\text{Y}}$ et $\vec{e}_{\text{Z}}$ du piège. Sur ces différents graphes, le profil du module du champ magnétique réel est tracé en trait plein et la courbe en traits pointillés larges (- -) représente le modèle harmonique du potentiel (éq. (1.18)), les courbures étant déterminées à partir de la méthode des valeurs propres. Au delà de la zone de validité de l'approximation harmonique, le potentiel vu par les atomes est linéaire dans la direction radiale et dominé par un terme d'ordre 4 dans la direction longitudinale. L'expression du module du champ donnée dans l'équation (1.18) n'est plus valable.

Pour décrire le potentiel semi-linéaire selon l'axe radial du piège, nous faisons l'hypothèse que le gradient $B'$ du potentiel est peu différent du gradient fixé par le fil central et le champ homogène externe seuls et suit la relation énoncée dans l'équation (1.7), soit

$$B' = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I}{h^2} \tag{1.22}$$

La courbe en traits pointillés fins ($\cdots$) du graphe (a) de la figure 1.13 représente la variation linéaire du potentiel obtenu avec un gradient de 160 G.cm$^{-1}$ calculé pour un piège à 2 A et 8 G à partir de l'équation (1.22). Cette figure met en évidence la dissymétrie du potentiel dans la direction radiale du piège, au delà du domaine harmonique.

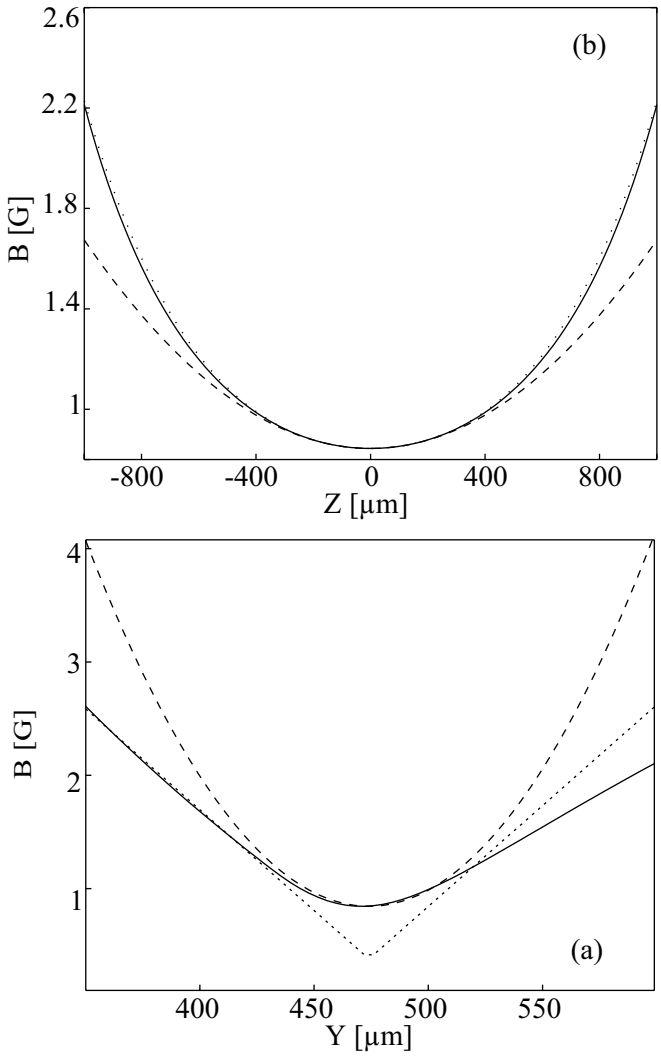


FIG. *1.13: Profil radial (a) et profil longitudinal (b) du module du champ magnétique au voisinage du centre selon les axes propres du piège : (–) potentiel réel, (- -) approximation harmonique, (· · ·) ajustement par un polynôme d'ordre 4 pour (a) et variation linéaire du champ selon l'équation (1.22) pour (b).*

En se limitant à l'ordre 4 dans la direction longitudinale, l'expression du module du champ magnétique créé par la configuration en Z pris en $X = 0$ et $Y = h$, peut s'écrire sous la forme

$$B(0, h, Z) = B_{\min} + \frac{B''_{\mathrm{z}}}{2} Z^2 + B_{\mathrm{z}}^{(4)} Z^4 + \mathcal{O}(6). \tag{1.23}$$

La courbe en traits pointillés fins (· · ·) du graphe (b) de la figure 1.13 représente le modèle du module du champ magnétique longitudinal décrit par (1.23) avec $B_{\mathrm{z}}^{(4)} = 5.5\ 10^3$ G.cm$^{-4}$.

Après avoir caractérisé la déviation du potentiel par rapport au modèle harmonique

lorsqu'on s'éloigne du centre du piège, nous allons à présent définir et évaluer sur l'exemple du piège magnétique en Z obtenu avec un courant de 2 A dans le fil et un champ magnétique externe de 8 G, le domaine de validité de l'approximation harmonique du potentiel.

**Domaine de validité de l'approximation harmonique**

Dans la direction radiale, le potentiel est semi-linéaire. La conditions de validité du développement limité, dans la direction radiale du système, conduisant à une expression harmonique du potentiel, analogue à celle de l'équation (1.4), est dans ce cas donné par $r \ll \frac{B_{\min}}{B'}$. La courbure radiale du potentiel, grande devant sa courbure longitudinale, s'écrit $B''_{\mathrm{r}} = \frac{B'^2}{B_{\min}}$. En conséquence, les atomes explorent le domaine harmonique du potentiel si la température $T = \frac{B''_{\mathrm{r}} r^2}{k_{\mathrm{B}}}$ du nuage vérifie [57]

$$k_{\mathrm{B}} T \ll 2\mu_{\mathrm{B}} B_{\min}. \tag{1.24}$$

Prenons l'exemple du piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G pour lequel $B_{\min} = 0.85$ G. Un nuage piégé à une température inférieure à $T = \frac{2\mu_{\mathrm{B}} B_{\min}}{k_{\mathrm{B}}}$, soit 113 $\mu$K, verra un potentiel harmonique.

Quelle est la limite du domaine de validité de l'approximation harmonique dans la direction longitudinale du piège ? Un nuage d'atomes à une température $T_0$ dans un potentiel harmonique de fréquence $\omega_0$ explore le potentiel sur une distance $\pm l_0$ autour du minimum telle que

$$T_0 = \frac{M l_0^2 \omega_0^2}{k_{\mathrm{B}}}. \tag{1.25}$$

Lorsque le nuage explore une distance $l$ à la limite du domaine harmonique dans la direction longitudinale, les atomes voient un potentiel de fréquence $\omega$ légèrement différente de $\omega_0$, que l'on peut écrire sous la forme [60]

$$\omega = \omega_0 + \delta\omega = \omega_0 + \frac{3\beta}{8\omega_0} l^2, \tag{1.26}$$

avec $\beta = \frac{4\mu_{\mathrm{B}}}{M} B_{\mathrm{z}}^{(4)}$. Nous considérons que le potentiel reste harmonique si la fréquence vue par les atomes ne diffère pas de $\omega_0$ de plus de 10 %, ce qui se traduit par

$$\frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{3\beta l^2}{8\omega_0^2} < 0.1. \tag{1.27}$$

Dans cette hypothèse, la température du nuage qui explore une distance $l$ dans la direction longitudinale du piège est telle que $l^2 \simeq \frac{k_{\mathrm{B}} T}{M\omega_0^2}$. A partir ce cette relation, nous pouvons traduire le critère d'harmonicité du potentiel exprimé par l'équation 1.27 en terme de température. Le nuage d'atomes n'explore que le domaine harmonique du potentiel dans la direction longitudinale du piège si ça température vérifie

$$T < 0.1 \frac{8 M \omega_0^4}{3\beta k_{\mathrm{B}}}. \tag{1.28}$$

Reprenons l'exemple du piège magnétique de la figure 1.13 obtenu avec un champ magnétique externe de 8 G et un courant de 2 A dans le fil en Z. La profondeur du domaine harmonique du potentiel dans la direction longitudinale du piège est de l'ordre de 20 $\mu$K.

Expérimentalement, la température du nuage d'atomes après l'étape de mélasse optique atteint environ 40 $\mu$K (§ 3.3). Les atomes sont transférés dans le piège magnétique à 8 G et 2 A pour lequel nous venons d'estimer le domaine de validité de l'approximation harmonique. Le nuage s'étale donc largement hors du domaine de validité de l'approximation harmonique dans la direction longitudinale du piège mais les atomes voient radialement un potentiel harmonique. Il est donc plus simple dans ce cas de mesurer la température du nuage dans la direction radiale du potentiel. Lorsqu'on comprime le piège, le minimum du potentiel diminue et il se peut alors que le critère donné en équation (1.24) ne soit plus vérifié. Il faut alors prendre en compte la variation linéaire du potentiel pour mesurer la température du nuage.

Par ailleurs, le fait que le nuage s'étale en dehors du domaine de validité de l'approximation harmonique empêche de mesurer les fréquences du potentiel. Pour y parvenir, il faudra refroidir au préalable le nuage afin que les atomes n'explorent que le domaine harmonique du potentiel (§ 4.4.2).

L'anharmonicité du potentiel introduit un couplage entre les axes propres du potentiel. Nous allons mettre en évidence ce phénomène dans le paragraphe suivant, sur l'exemple du piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G.

**Déviation de la position du minimum local de potentiel**

Lorsqu'on s'éloigne du centre du piège, le minimum local de potentiel s'éloigne de la direction des axes propres du piège définis dans l'approximation harmonique du potentiel. A partir d'une exploitation numérique du modèle analytique du potentiel, nous pouvons déterminer la position du minimum local du potentiel dans un plan quelconque orthogonal au fil central. Ce n'est pas le minimum local réel de potentiel puisqu'il faut tenir compte du confinement longitudinal du piège. Cependant, dans le cas d'un piège très anistotrope, la position de ce minimum local est proche de celle du minimum local réel de potentiel. Nous souhaitons simplement ici visualiser le couplage entre les axes propres du piège introduit par l'anharmonicité du potentiel, sans être quantitatif. C'est pourquoi nous nous contenterons de rechercher le minimum local de potentiel dans un plan orthogonal au fil central dans la cas d'un piège anisotrope. La figure 1.14 présente la position du minimum du potentiel dans le cas du piège obtenu avec un courant de 2 A et un champ homogène de 8 G. Le graphe (a) représente la position du minimum dans le plan ($\vec{e}_{\mathrm{x}}$, $\vec{e}_{\mathrm{z}}$), c'est à dire lorsqu'on observe le fil en Z de dessus. Le graphe (b) représente la position du minimum du potentiel dans le plan ($\vec{e}_{\mathrm{y}}$, $\vec{e}_{\mathrm{z}}$), c'est à dire lorsqu'on observe le piège dans l'axe des bras du fil en Z. Le centre du piège est localisé en $x = z = 0$ et en $y = 474$ $\mu$m. Cette figure met clairement en évidence la déviation de la position du minimum de potentiel par rapport aux axes propres du potentiel définis dans l'approximation harmonique. Cette déviation est particulièrement importante sur la hauteur du minimum local de potentiel lorsqu'on s'approche des bras du fil en Z.

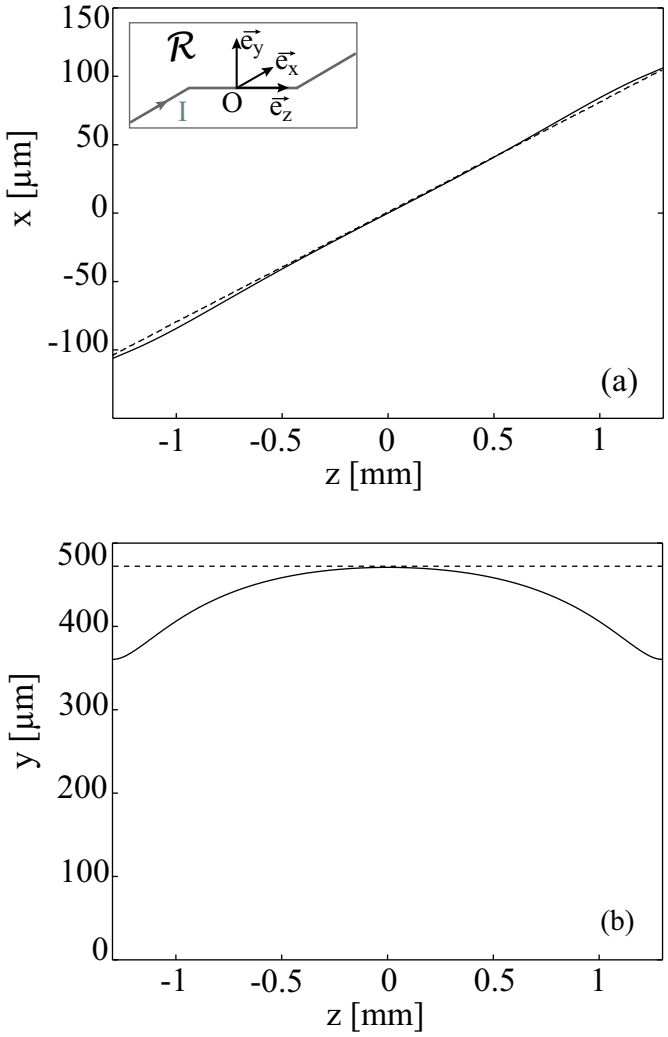


FIG. *1.14: Position du minimum de potentiel dans le plan ($\vec{e}_x$, $\vec{e}_z$) parallèle au plan du fil en Z passant par le centre du piège (a) et dans le plan ($\vec{e}_y$, $\vec{e}_z$) vertical passant par le centre du piège (b), d'une configuration en Z utilisant un courant de 2 A et un champ homogène de 8 G. Le centre du piège est localisé $x = z = 0$ et $y = 474$ µm.*

Dans cette partie, nous avons vu que le potentiel créé par une configuration en Z est harmonique anisotrope au voisinage du minimum de potentiel. Les axes propres du piège ne sont pas les axes des fils. A l'équilibre thermique, le nuage a une forme allongée, l'axe longitudinal faisant un angle $\alpha$ non nul avec la direction du fil central. La valeur de l'angle $\alpha$ est significative lorsque la distance du centre du piège à la surface de la puce est non négligeable par rapport à la longueur de la partie centrale du fil en Z. Nous avons vu qu'il était possible de comprimer le piège, c'est à dire d'augmenter le confinement radial du potentiel alors que le confinement longitudinal reste quasi-constant, en augmentant

l'amplitude du champ magnétique externe ou en diminuant le courant dans le fil en Z. Pendant la compression, le valeur du potentiel au centre du piège diminue et le centre du piège se rapproche de la surface. Nous avons ensuite mis en évidence sur un exemple le fait que le domaine de validité de l'approximation harmonique est peu étendu autour du centre du piège. Hors de ce domaine, le potentiel varie linéairement dans la direction radiale et est très rapidement dominé par un terme d'ordre 4 dans la direction longitudinale. Expérimentalement, il faudra tenir compte de ces observations lors des mesures de la température du nuage piégé et des fréquences d'oscillations des pièges magnétiques plus ou moins comprimés. L'anharmonicité du potentiel introduit un couplage entre les axes propres du piège et la position du minimum de potentiel dévie par rapport à la direction des axes propres définis dans l'approximation harmonique du potentiel.

Nous avons vu comment déterminer les courbure exactes du potentiel par la méthode des valeurs propres (1.3.2.2). Les formules analytiques exactes de ces paramètres sont lourdes à manipuler. Dans le prochain paragraphe, nous allons déterminer sous certaines hypothèses, des expressions analytiques approchées des courbures du potentiel avec lesquelles il est plus simple de travailler pour analyser rapidement les résultats expérimentaux.

### 1.3.3 Expressions analytiques approchées des courbures du potentiel

Il est possible de déterminer les courbures du potentiel à partir du modèle analytique du potentiel mais les expressions analytiques exactes de ces paramètres sont lourdes à manipuler. Cependant, nous avons établi, sous certaines hypothèses, des expressions analytiques approchées des paramètres du potentiel, que nous allons expliciter dans ce paragraphe.

#### 1.3.3.1 Calcul

Afin de déterminer une expression analytique approchée des courbures radiales du potentiel, nous considérons que le potentiel créé par une configuration en Z présente une symétrie radiale par rapport au centre du piège. Dans cette approximation, nous calculons la courbure radiale du piège en Z à partir de l'expression de la courbure radiale d'un potentiel de type Ioffe-Pritchard, qui s'écrit en fonction du gradient $B'$ du potentiel dans la direction considérée, du minimum $B_{\min}$ du potentiel et de la courbure longitudinale $B''_{\mathrm{z}}$ sous la forme $B''_{\mathrm{r}} = \frac{B'^2}{B_{\min}} - \frac{B''_{\mathrm{z}}}{2}$ [57]. Le potentiel de la configuration en Z étant très anisotrope, nous négligeons la courbure longitudinale $B''_{\mathrm{z}}$ dans l'expression de $B''_{\mathrm{r}}$, qui devient $B''_{\mathrm{r}} = \frac{B'^2}{B_{\min}}$. Nous supposons par ailleurs que le champ magnétique créé par les bras du fil ne modifie pas le gradient radial créé par le champ magnétique du fil central et le champ homogène externe, soit $B' = \frac{\mu_0 I}{2\pi h^2}$ (éq. (1.7)). Dans ce cas, la courbure radiale du potentiel s'écrit

$$B''_{\mathrm{r}} = \frac{B'^2}{B_{\min}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{(\frac{{L_{\mathrm{Z}}}^2}{4} + h^2)}{h^5}. \tag{1.29}$$

A la limite $h \ll L_{\mathrm{Z}}$, l'expression de la position du piège est celle d'un fil infini soit $h = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_{\mathrm{biais}}}$ (§ 1.3.2.1) et l'équation précédente devient

$$B''_{\mathrm{r}} = \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi}{\mu_0} \right)^4 \frac{B_{\mathrm{biais}}^5 {L_{\mathrm{Z}}}^2}{I^4}. \tag{1.30}$$

Notons sur cette expression, la forte dépendance de la courbure radiale du piège en $B_{\text{biais}}$ et $I$, que nous exploitons pour comprimer le piège.

En développant l'expression analytique du champ créé par les deux bras du fil, à l'ordre 2 en $z$ au voisinage du minimum, nous obtenons une expression de la courbure longitudinale $B''_{\text{z}}$ du potentiel

$$B''_{\text{z}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{h}{(h^2 + \frac{{L_{\text{Z}}}^2}{4})^3} (3{L_{\text{Z}}}^2 - 4h^2). \tag{1.31}$$

A la limite $h \ll L_{\text{Z}}$, cette expression devient

$$B''_{\text{z}} = \frac{48\mu_0 I}{\pi} \frac{h}{{L_{\text{Z}}}^4}. \tag{1.32}$$

Nous allons à présent étudier la validité des expressions analytiques approchées que nous avons obtenues pour les courbures radiale et longitudinale du potentiel. Il est également intéressant de savoir dans quelles limites sur la position du piège par rapport à la surface, nous pouvons utiliser raisonnablement les expressions des courbures obtenues à la limite $h \ll L_{\text{Z}}$. Ceci fait l'objet du prochain paragraphe dans lequel nous comparons les courbures approchées, calculées à partir des expressions que nous venons de déterminer, aux courbures réelles calculées à partir du modèle analytique du potentiel.

#### 1.3.3.2 Précision des expressions analytiques approchées

Afin d'évaluer la validité des expressions approchées que nous venons d'établir, il est intéressant de tracer les valeurs des courbures radiale et longitudinale du piège en fonction des paramètres de contrôle de la hauteur du piège par rapport à la surface du fil en Z. Dans notre expérience, nous agissons sur le module du champ externe à courant constant pour varier la hauteur du centre du piège. C'est pourquoi nous présentons uniquement dans ce paragraphe la variation des courbures radiale et longitudinale en fonction de $B_{\text{biais}}$.

La figure 1.15 présente la variation des courbures du potentiel en fonction du module du champ externe $B_{\text{biais}}$ pour un courant $I$ fixé à 2 A, les graphes (a) et (b) représentant respectivement les variations des courbures radiale et longitudinale du piège. Sur ces deux graphes, la courbe en trait plein représente la variation de la courbure réelle du potentiel, soit $B''_{\text{x}}$ pour (a) et $B''_{\text{z}}$ pour (b), calculée à partir du modèle analytique du potentiel, la courbe en traits pointillés réguliers ($\cdots$) représente la variation de la courbure approchée correspondant à l'équation (1.29) pour la courbure radiale et à l'équation (1.31) pour la courbure longitudinale, et la courbe en traits pointillés irréguliers (- · -) représente la variation de la courbure approchée calculée à la limite $h \ll L_{\text{Z}}$ (éqs. (1.30) et (1.32)).

Les courbures calculées à partir des équations (1.29) et (1.31) sont très proches des courbures exactes du potentiel quelle que soit la hauteur $h$ du piège par rapport à la surface de la puce. L'écart obtenu sur la courbure radiale par exemple, est inférieur à 0.5 % de la valeur exacte pour $B_{\text{biais}}$ variant de 1 à 40 G, soit $h$ allant de 0.1 à 2 mm. Le résultat est analogue pour la courbure longitudinale. Les expressions approchées calculées à la limite $h \ll L_{\text{Z}}$ donnent une très bonne approximation des courbures exactes pour des valeurs de $h$ inférieures à $\frac{L_{\text{Z}}}{10}$. Sur cette plage de variation, l'écart aux valeurs exactes reste inférieur à

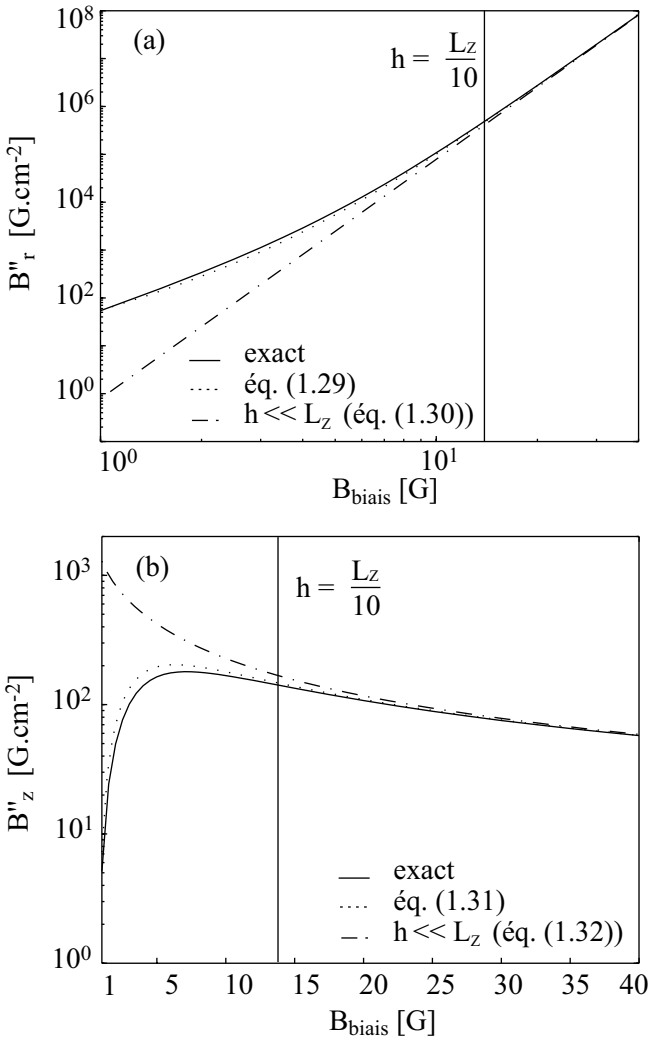


FIG. *1.15: Variations des courbures radiale (a) et longitudinale (b) selon le module du champ externe $B_{\text{biais}}$. Sur les deux graphes sont représentées les courbures réelles $B''_x$ pour (a) et $B''_z$ pour (b) (–), les courbures approchées (éqs. (1.29) et (1.31)) $(\cdots)$ et calculées dans l'approximation $h \ll L_Z$ (éqs. (1.30) et (1.32))(- · -), pour un piège utilisant un courant de 2 A et un champ de 8 G.*

0.5 % pour la courbure radiale et à 3% pour la courbure longitudinale. Pour une meilleure visualisation et interprétation de ces résultats, nous avons fait apparaître la limite $h = \frac{L_Z}{10}$ sur les graphes (a) et (b) de la figure 1.15.

En conclusion, les expressions analytiques approchées établies au paragraphe précédent permettent de calculer les courbures radiale et longitudinale du potentiel avec une très bonne approximation. Nous pourrons utiliser ces expressions pour une première analyse rapide des résultats expérimentaux. Dans le paragraphe suivant, nous avons résumé les

valeurs des paramètres caractéristiques des différents pièges magnétiques, plus ou moins comprimés, utilisés dans la séquence expérimentale de condensation.

### 1.3.4 Séquence expérimentale de condensation : caractéristiques des pièges magnétiques utilisés

La séquence temporelle qui permet de réaliser un condensat de Bose-Einstein à partir d'une vapeur d'atomes à température ambiante est une succession de plusieurs étapes. Les atomes sont d'abord piégés et refroidis au sein d'un piège magnéto-optique (PMO) et subissent une étape de mélasse optique qui diminue encore leur température. Ils sont ensuite transférés dans un premier piège magnétique peu confinant et superposé au PMO, réalisé avec un courant $I$ de 2 A circulant dans le fil en Z, et un champ magnétique externe $B_{\text{biais}}$ de 8 G. L'étape suivante est la compression du piège, réalisée en augmentant le module du champ magnétique externe $B_{\text{biais}}$ à courant $I$ constant, de 8 à 40 G. Nous augmentons ainsi le confinement du piège, et par suite, le taux de collisions élastiques du nuage piégé. Nous appliquons ensuite une phase de refroidissement radio-fréquence (§ 5.2.1) pour diminuer la température et augmenter la densité du nuage. Lorsque la densité du nuage augmente, les collisions inélastiques à trois corps provoquent des pertes d'atomes. Il est alors nécessaire de décomprimer le piège pour limiter les collisions entre atomes. Pour cela, nous diminuons le module du champ externe de 40 à 15 G, avant de terminer l'étape de refroidissement radio-fréquence. Les paramètres caractéristiques des pièges à 8, 15 et 40 G utilisés dans la séquence expérimentale sont regroupés dans le tableau 1.1.

| $I[A]$ | $B_{\text{biais}}$ [G] | $h$ [$\mu$m] | $B_{\min}$ [G] | $B''_{\text{r}}$ [G.cm$^{-2}$] | $B''_{\text{l}}$ [G.cm$^{-2}$] |
|---|---|---|---|---|---|
| 2 | 8 | 474 | 0.85 | 4.2 $10^4$ | 166 |
| 2 | 15 | 262 | 0.50 | 7.0 $10^5$ | 131 |
| 2 | 40 | 100 | 0.20 | 8.2 $10^7$ | 57 |

TAB. *1.1: Paramètres caractéristiques des pièges magnétiques utilisés dans la séquence expérimentale de condensation.*

La modélisation du fil en Z par des fils de section nulle nous a permis d'établir un modèle analytique du champ créé par une configuration en Z. Dans cette section, nous avons exploité ce modèle pour caractériser le potentiel du piège en Z. Nous disposons des formules analytiques exactes de la position et la valeur du minimum de potentiel. Nous savons déterminer numériquement les courbures radiales et longitudinales du potentiel de piégeage, et nous disposons de plus, d'expressions analytiques approchées des courbures du potentiel relativement simples à manipuler. Nous utiliserons l'ensemble de ces outils pour analyser les résultats expérimentaux présentés dans la suite de ce manuscrit. Nous avons également étudié le comportement du potentiel au-delà de l'approximation harmonique et évalué sur un exemple simple l'étendue du domaine harmonique du potentiel.

L'étendue spatiale du piège magnétique en Z est faible comparée à celle d'un dispositif traditionnel, ce qui rend le chargement d'un tel piège plus délicat. Ce problème fait l'objet

de la section suivante, dans laquelle nous explicitons la séquence de chargement du piège magnétique en Z à partir des atomes du gaz à température ambiante.

## 1.4 Séquence de chargement du piège en Z : pré-refroidissement du nuage atomique

Le chargement du piège magnétique est une étape critique du cheminement vers la condensation de Bose-Einstein. Les atomes sont piégés et pré-refroidis au sein d'un PMO, puis subissent une étape de mélasse optique avant d'être transférés dans le piège magnétique. Pour transférer efficacement les atomes du PMO au piège magnétique, le centre du PMO et du piège magnétique doivent être superposés. Or, le centre du piège magnétique en Z est localisé à une hauteur typique de quelques centaines de micromètres au-dessus de la surface de la puce. Pour pouvoir obtenir un piège magnéto-optique si proche de la puce, il est nécessaire de réaliser un PMO dit "de surface" qui utilise la puce comme miroir.

Pour superposer les centres du PMO et du piège magnétique en Z, il est nécessaire de pouvoir positionner le PMO avec une précision inférieure à l'étendue spatiale du piège magnétique. Nous pouvons évaluer l'ordre de grandeur de l'étendue spatiale du piège en Z non-comprimé à environ 500 $\mu$m radialement et 1 mm longitudinalement sur la figure 1.5. Traditionnellement, le champ magnétique du PMO est créé par des bobines macroscopiques extérieures au système à vide. Il est difficile de contrôler la position des bobines, et donc du centre du PMO, à mieux que le millimètre. Le centre du piège peut être éventuellement déplacé à l'aide de champs magnétiques de compensation appliqués indépendamment dans les trois directions de l'espace. Cependant, la précision de la position du PMO par rapport au centre du piège magnétique que nous pouvons atteindre expérimentalement est insuffisante. En effet, sur notre dispositif expérimental, l'accès optique est limité et il est difficile d'observer le déplacement du PMO dans les trois directions de l'espace selon lesquelles nous déplaçons le centre du piège. C'est pourquoi nous chargeons le piège magnétique à partir d'un PMO dont le champ magnétique est créé par un des fils de la puce atomique, en forme de U cette fois, associé à un champ magnétique uniforme externe. Nous parlerons de PMO en U dans le suite de ce manuscrit. En juxtaposant par construction les fils en U et en Z sur la puce, la distance entre le centre du PMO en U et le centre du piège magnétique peut être réduite à la distance typique de séparation entre les fils de l'ordre de 10 $\mu$m.

Cependant, le volume de capture du PMO en U est trop faible pour charger suffisamment d'atomes à partir de la vapeur de rubidium à température ambiante. Nous aurons donc recours à un premier piège magnéto-optique dont le champ est créé par des bobines macroscopiques extérieures au systèmes à vide. Nous pourrons ainsi piéger un nombre suffisant d'atomes qui seront ensuite transférés dans le PMO en U, puis dans le piège magnétique en Z.

Cette section présente la séquence de chargement du piège magnétique à partir du gaz d'atomes à température ambiante. Dans un premier temps, nous allons voir comment réaliser un piège magnéto-optique proche de la surface de la puce atomique. Nous montrerons ensuite que l'on peut réaliser le champ magnétique quadrupolaire nécessaire au fonctionnement du PMO, à l'aide d'un fil en U et nous donnerons rapidement les caractéristiques du potentiel obtenu. Nous décrirons enfin le PMO externe dans la dernière partie de cette section.

### 1.4.1 Principe du piège magnéto-optique de surface

Le principe du piégeage magnéto-optique est basé sur l'association d'un champ quadrupolaire et de trois paires de faisceaux laser contrapropageants dans trois directions orthogonales de l'espace [61]. Il existe un repère ($\vec{e}_{\mathrm{x}}$, $\vec{e}_{\mathrm{y}}$, $\vec{e}_{\mathrm{z}}$) dans lequel le champ magnétique quadrupolaire à trois dimensions se met sous la forme

$$B(x,y,z) = \begin{pmatrix} B'_{\mathrm{x}}\, x \\ B'_{\mathrm{y}}\, y \\ B'_{\mathrm{z}}\, z \end{pmatrix}, \tag{1.33}$$

où $B'_{\mathrm{x}}$, $B'_{\mathrm{y}}$ et $B'_{\mathrm{z}}$ sont les gradients du champ dans les directions $\vec{e}_{\mathrm{x}}$, $\vec{e}_{\mathrm{y}}$ et $\vec{e}_{\mathrm{z}}$. Ce champ magnétique vérifie $\mathrm{div}(\vec{B}) = 0$ et il y a donc un axe $A$ selon lequel le gradient du champ a un signe opposé à celui du gradient selon les deux autres axes. Nous travaillons avec la transition fermée $({}^5S_{\frac{1}{2}}, F = 2) \rightarrow ({}^5P_{\frac{3}{2}}, F' = 3)$ du ${}^{87}$Rb (cf annexe A). L'ensemble des faisceaux est décalé en fréquence vers le rouge par rapport à la transition atomique considérée. Deux faisceaux laser contrapropageants ont des polarisations circulaires opposées. L'idée générale du piégeage magnéto-optique selon une dimension est la suivante : un atome éloigné de l'origine voit un champ magnétique non nul. Par effet Zeeman et à cause de la polarisation des faisceaux, il va être plus résonnant avec un des faisceaux qu'avec l'autre et subir une force de pression de radiation totale non nulle. Si les polarisations des faisceaux sont bien choisies par rapport aux gradients de champ, cette force est une force de rappel qui tend à ramener l'atome vers l'origine.

Nous avons expliqué au paragraphe 1.2.3, la nécessité de déposer les micro-fils sur une surface et nous avons vu que le PMO devant être superposé au piège magnétique, est de ce fait très proche de la surface. L'existence de la puce limite l'accès optique et ne permet pas la mise en place de faisceaux laser dans les trois directions de l'espace. Il est tout de même possible de réaliser un piège magnéto-optique en utilisant la puce atomique comme surface réfléchissante. Cette configuration dérivant du PMO traditionnel, est communément appelée PMO de surface.

Le PMO de surface utilise non pas six faisceaux laser mais quatre seulement, deux d'entre-eux étant réfléchis sur la surface de la puce. Pour que le piégeage magnéto-optique fonctionne, c'est à dire que les polarisations des faisceaux réfléchis soient adaptées aux gradients de champ magnétique, l'axe $A$ du champ quadrupolaire, que nous avons défini plus haut, doit être orienté à 45° de la surface de la puce. La figure 1.16 présente le principe du PMO de surface. Nous supposons ici l'existence d'un champ quadrupolaire sphérique $\vec{B}_{\mathrm{quad}}$ sans préciser son origine. La surface réfléchissante $S$ fait un angle de 45° avec l'axe $A$ du champ quadrupolaire. Deux faisceaux superposés et contrapropageants frappent la surface selon la direction des axes du champ quadrupolaire. Les deux derniers faisceaux sont contrapropageants selon une direction parallèle à la surface, c'est à dire perpendiculaire au plan de la figure 1.16.

Si à la réflexion, le déphasage relatif entre les composantes du champ électrique de l'onde lumineuse parallèle et orthogonale à la surface est négligeable, alors un faisceau circulaire incident reste circulaire après réflexion, mais son hélicité est inversée. On vérifie alors aisément que la configuration présentée sur la figure 1.16 reproduit bien la géométrie d'un piège magnéto-optique standard à l'intérieur du volume de recouvrement des faisceaux incidents (en gris foncé sur la figure 1.16).

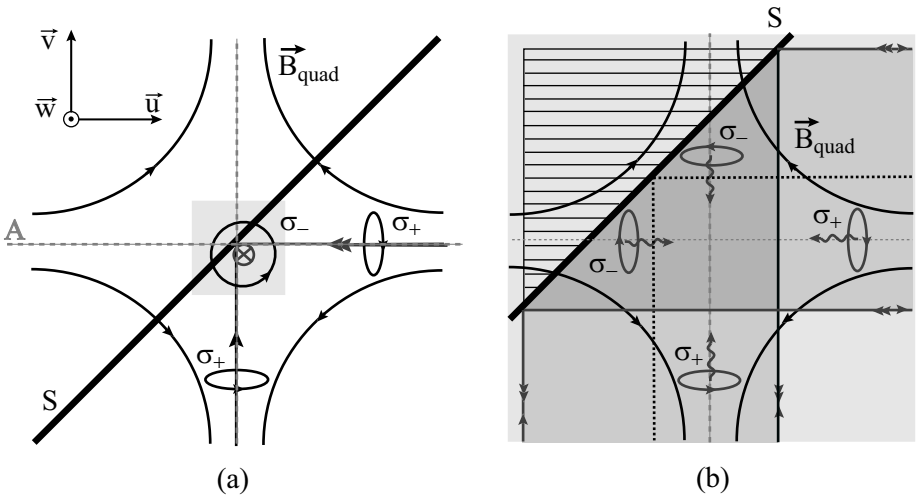


FIG. *1.16: (a)Principe du PMO de surface : la surface réfléchissante S fait un angle de 45° avec l'axe A du champ quadrupolaire. Deux faisceaux sont réfléchis sur la surface selon les axes du champ quadrupolaire, les deux derniers faisceaux sont contrapropageants selon une direction parallèle à la surface. (b) A la réflexion, l'hélicité des faisceaux est modifiée et le sens du champ magnétique s'inverse par rapport à celui du vecteur $\vec{k}$ du faisceau considéré. Le faisceau conserve donc sa polarisation par rapport au champ magnétique local après réflexion sur la surface. Le sens des polarisations indiquées sur ce graphe est relatif aux axes $(\vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$. Dans ce cas, le sens de la polarisation des faisceaux réfléchis n'est pas conservé à la réflexion sur la surface.*

Dans notre expérience, la surface réfléchissante est constituée par la puce recouverte d'une couche isolante et planarisante, puis d'une fine couche d'or qui constitue le miroir du PMO de surface. Nous donnerons plus de détails sur la réalisation du miroir au cours du prochain chapitre.

Le PMO de surface est un dispositif judicieux permettant de piéger magnéto-optiquement les atomes au dessus d'une surface réfléchissante. Cependant, la présence de la puce réduit la surface de capture du PMO en U, c'est à dire la surface qui délimite la zone de recouvrement des faisceaux laser, par rapport à un PMO traditionnel et donc le taux de chargement du PMO. En effet la zone hachurée sur la figure 1.16 entre en compte dans l'évaluation de la surface de capture d'un PMO traditionnel et est inutilisée dans le cas d'un PMO de surface. En conséquence, le nombre d'atomes piégés dans un PMO de surface sera plus faible que dans un PMO traditionnel.

Nous avons vu dans ce paragraphe, comment réaliser un piège magnéto-optique autour d'une surface réfléchissante, du point de vue de l'accès optique et du fonctionnement du phénomène de piégeage. Nous n'avons pas précisé la source génératrice du champ quadrupolaire du PMO de surface. Ce champ peut être créé à partir d'un fil en forme de U déposé sur la puce atomique et parcouru par un courant comme nous allons le voir dans la section suivante.

### 1.4.2 Piège magnéto-optique de surface : configuration en U

Intéressons nous à présent à la génération du champ magnétique du piège magnéto-optique. Il peut être réalisé en associant le champ magnétique créé par un fil en U parcouru par un courant et un champ magnétique uniforme orthogonal à la partie centrale du fil en U. L'intérêt de cette configuration magnétique, dite configuration en U, est de pouvoir superposer le centre du PMO en U et du piège magnétique créé par le fil en Z, ce qui est nécessaire au transfert efficace des atomes du PMO dans le piège magnétique en Z.

Dans le premier paragraphe, nous montrons que le champ créé par une configuration en U est du type quadrupolaire. Pour pouvoir estimer le volume de capture du PMO en U, il est nécessaire d'aller au delà du développement quadrupolaire. Nous établirons pour cela un modèle du fil en U, que nous présenterons dans le paragraphe suivant et dont nous tirerons les paramètres caractéristiques du potentiel créé par une configuration en U.

#### 1.4.2.1 Description qualitative du champ magnétique créé par une configuration en U

Comme pour l'étude de la configuration en Z, ce premier paragraphe, volontairement court et peu approfondi, vise à décrire qualitativement le champ magnétique créé par une configuration en U. Considérons un fil en U parcouru par un courant $I$, associé à un champ homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$ orthogonal à la partie centrale du fil en U (fig. 1.17). Nous considérons le fil en U comme juxtaposition de trois parties indépendantes : le "fil principal" et les "bras" du fil en U, et nous négligeons les effets de taille finie des différentes parties du fil. La figure 1.17 (a) présente le repère $\mathcal{R}'$ dans lequel nous travaillons pour caractériser le champ magnétique d'un configuration en U, qui est analogue au repère $\mathcal{R}$ utilisé pour décrire la configuration en Z. Dans la suite de cette section, nous conserverons ce repère

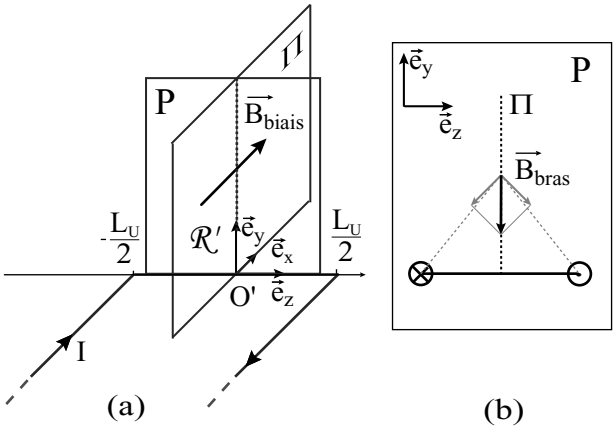


FIG. *1.17: Champ magnétique créé par une configuration en U. Nous travaillons dans le repère $\mathcal{R}'$ (a). Par symétrie, la résultante $\vec{B}_{bras}$ du champ créé par les deux bras des fils en un point du plan* Π *est contenue dans ce plan (b).*

$\mathcal{R}'$ comme référentiel de travail.

Si on se place à une hauteur petite devant la longueur $L_{\text{U}}$ de la partie centrale du fil en U, les effets de bord de cette partie du fil sont négligeables et on peut la supposer infinie.

Nous savons alors que dans tout plan orthogonal à $\vec{e}_z$, le fil central associé au champ magnétique $\vec{B}_{\text{biais}}$ créé un champ quadrupolaire à deux dimensions (§ 1.2.3.1), centré à une hauteur $h$ au dessus du fil et caractérisé par le gradient $B' = \frac{\mu_0 I}{2\pi h^2}$. Les axes du champ quadrupolaire à deux dimensions font un angle de 45° avec la surface de la puce. Par symétrie, en tout point du plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$, la résultante $\vec{B}_{\text{bras}}$ du champ créé par les bras du fil en U appartient à ce plan (fig. 1.17 (b)). Ce champ a pour effet de déplacer très légèrement le centre du champ quadrupolaire dans le plan orthogonal au fil central dans la direction opposée à celle des bras du fil en U et modifie légèrement les axes du champ quadrupolaire. En dehors du plan $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$, le champ créé par les bras du fil en U a une composante selon $\vec{e}_z$ non nulle et impaire par symétrie. Cette composante varie linéairement au voisinage du minimum nul du potentiel. Finalement, au voisinage du zéro de champ, le champ obtenu avec un tel dispositif est du type quadrupolaire sphérique (éq. (1.33)). Les gradients $B'_x$, $B'_y$ et$B'_z$ vérifient $B'_x \simeq$ -$B'_y \gg$ -$B'_z$.

Bien sur, l'approximation quadrupolaire du champ créé par la configuration en U ne sera valable qu'au voisinage du minimum du module du champ magnétique. Une première estimation de la zone de validité de cette approximation peut être faite en remarquant que l'amplitude du champ magnétique n'excède pas $B_{\text{biais}}$ lorsqu'on s'éloigne du minimum du champ selon l'axe $\vec{e}_y$. Ainsi, le développement quadrupolaire ne sera plus valable après une distance de l'ordre de $y_l = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_{\text{biais}}}$. Pour plus de précision, nous avons modélisé le champ magnétique créé par le fil en U comme dans le cas de la configuration en Z. Le paragraphe suivant présente ce modèle à partir duquel nous déterminons les caractéristiques du potentiel obtenu avec une configuration en U.

#### 1.4.2.2 Modélisation du fil en U et application à la caractérisation du potentiel du piège magnéto-optique

Il est nécessaire de connaître le champ magnétique créé par la configuration en U afin de construire un piège magnéto-optique efficace. Pour cela, nous avons modélisé le fil en U de manière tout à fait analogue à la modélisation du fil en Z décrite dans la section précédente.

**Description du modèle**

Nous avons choisi de modéliser le fil en U comme indiqué sur la figure 1.17 : le fil central est un fil infiniment fin de longueur $L_U$ égale à 2.4 mm, les deux bras du fil sont deux fils infiniment fins et semi-infinis distants de $L_U$. Nous travaillons dans le repère $\mathcal{R}'$ de la figure 1.17. En réalité, comme nous le verrons par la suite, il est avantageux de travailler avec un fil de largeur non négligeable devant la hauteur du centre du PMO pour lequel la modélisation par un fil infiniment fin n'est plus valable. Cependant, nous conservons dans un premier temps la modélisation par un fil infiniment fin, et nous étudierons à partir de ce modèle, les effets sur le potentiel d'un élargissement de la partie centrale du fil en U.

Comme dans le cas du fil en Z, le fait de considérer des fils infiniment fins permet d'obtenir une expression analytique du champ créé par le fil en U en tout point de l'espace. Cette expression n'étant pas plus simple que dans le cas du fil en Z, nous choisissons de ne pas la faire apparaître ici. Nous nous contenterons d'exploiter numériquement le modèle

analytique du potentiel. La figure 1.18 représente le module du champ magnétique calculé à partir du modèle décrit précédemment pour le piège magnéto-optique utilisé dans la séquence expérimentale de chargement du piège magnétique. Le fil en U est parcouru par

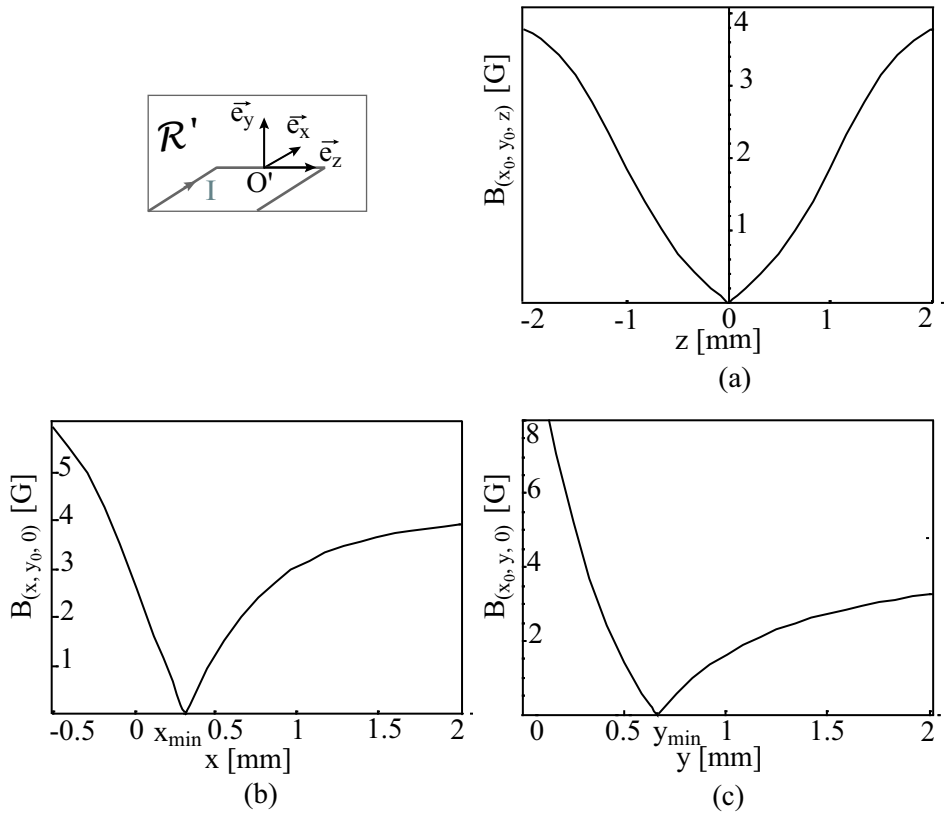


FIG. *1.18: Profils du module du champ magnétique créé par une configuration en U utilisant un courant de 2 A et un champ homogène de 4.2 G calculés à partir du modèle analytique du champ magnétique, selon z (a), selon x (b) et selon y (c).*

un courant de 2 A. Le champ externe à un amplitude de 4.2 G. Les graphes (a), (b) et (c) représentent les profils du module du champ magnétique selon les directions respectives $\vec{e}_z$, $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ du repère $\mathcal{R}'$, rappelé dans l'encadré de la figure. La profondeur du piège est de l'ordre de 4 G environ, c'est à dire de l'ordre de l'amplitude du champ homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le champ créé par les deux bras du fil en U déplaçait le minimum du champ quadrupolaire dans un plan orthogonal au fil central. Il n'existe pas d'expression analytique des coordonnées de la position du centre du piège. Pour les paramètres de la figure 1.18, le calcul du champ montre que le centre du PMO en U est situé en $z_{\text{min}} = 0$ $\mu$m, $x_{\text{min}} = 313$ $\mu$m à une hauteur $y_{\text{min}} = 665$ $\mu$m au dessus des fils. Les axes du quadrupole ne sont que légèrement déplacés par le champ magnétique des bras du fil. En conséquence, un ordre de grandeur des gradients $B'_{\text{x}}$ et -$B'_{\text{y}}$ peut être obtenu à partir de l'expression du gradient d'un simple fil infini (éq. (1.7)), soit

$$B' = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_{\text{min}}^2} \tag{1.34}$$

où $r_{\min} = \sqrt{{x_{\min}}^2 + {y_{\min}}^2}$ est la distance du zéro du champ magnétique au fil en U.

Un développement limité au premier ordre en $z$ de la composante axiale du champ créé par les bras du fil en U permet d'établir une expression analytique approchée du gradient longitudinal du champ magnétique, qui s'écrit

$$B'_{\mathrm{z}} = \frac{\mu_0 I}{32\pi} \frac{L_{\mathrm{U}} r_{\min}}{(\frac{L_{\mathrm{U}}^2}{4} + r_{\min}^2)^2}. \tag{1.35}$$

Les gradients du champ quadrupolaire du PMO en U obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 4.2 G, utilisé dans la séquence expérimentale de condensation, sont $B'_{\mathrm{x}}$ = 85 G.cm$^{-1}$, $B'_{\mathrm{y}}$ = -74 G.cm$^{-1}$ et $B'_{\mathrm{z}}$ = -11 G.cm$^{-1}$. Ces valeurs sont obtenues à partir d'une exploitation numérique du modèle du champ créé par la configuration en U.

### Lignes de champ et volume de capture

Intéressons-nous à présent aux lignes de champ d'une configuration en U. Si l'on modélise la partie centrale du fil en U comme un fil infiniment fin, le champ est quadrupolaire au voisinage du minimum du potentiel, mais si l'on s'éloigne de la puce, l'amplitude du champ créé par le fil lui-même diminue et c'est rapidement le champ externe qui domine. Les lignes de champ s'éloignent des axes du quadrupole et se replient selon la direction de $\vec{B}_{\mathrm{biais}}$.

Le graphe (a) de la figure 1.19 présente l'allure des lignes de champ relatives à un fil central infiniment fin, dans le plan orthogonal au fil principal passant par le minimum du potentiel, soit ($\vec{e}_{\mathrm{x}}$, $\vec{e}_{\mathrm{y}}$) (fig. 1.17). A une distance de l'ordre de 500 $\mu$m du zéro de champ,

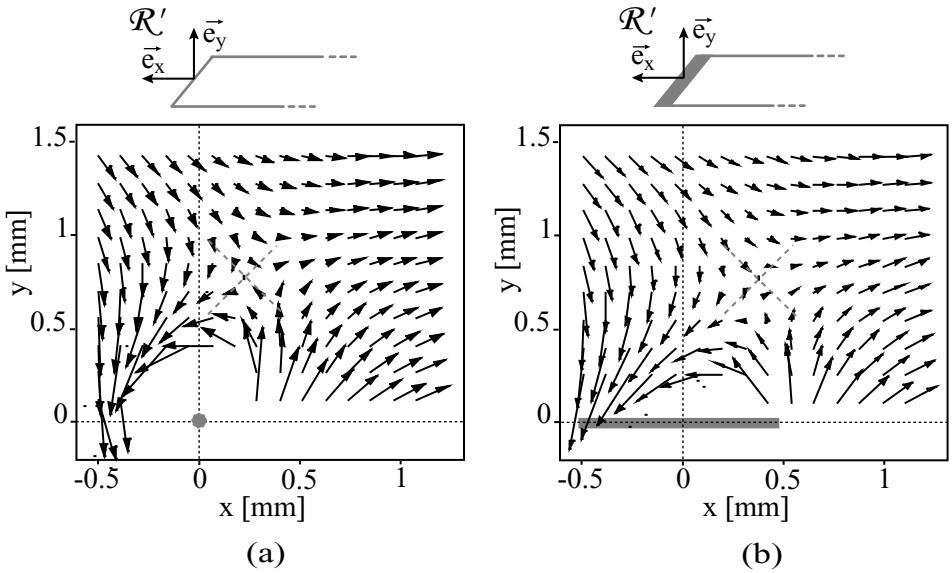


FIG. *1.19: Allure des lignes de champ d'une configuration en U dont la partie centrale est modélisée par un fil infiniment fin (a) et par un ruban (b). Les lignes de champ restent alignées sur les axes du quadrupole sur une distance plus importante dans le cas du ruban que dans le cas du fil infiniment fin.*

la direction du champ s'éloigne des axes du quadrupole. En conséquence, la polarisation des faisceaux du piège magnéto-optique n'est plus parfaitement $\sigma_+$ ou $\sigma_-$ relativement à la direction locale du champ magnétique. Le piégeage est donc moins efficace. Le fait que les lignes de champ se retournent aussi rapidement restreint le volume de capture du piège magnéto-optique. Pour palier à se problème, il est intéressant d'utiliser un fil en U dont la largeur de la partie centrale n'est pas négligeable devant la hauteur du minimum de potentiel. Le graphe (b) de la figure 1.19 présente l'allure des lignes de champ relatives à un fil en U dont la partie centrale à une largeur de 1 mm. On parle dans ce cas non plus de fil, mais de "ruban". Nous pouvons voir sur cette figure, que les lignes de champ relatives au ruban restent alignées sur les axes du quadrupole sur une distance supérieure au cas du fil infiniment fin (de l'ordre de 1 mm sur la figure 1.19 (b)). En conséquence, le volume de capture du piège magnéto-optique est plus important dans le cas d'un configuration en U utilisant un ruban. C'est pourquoi nous travaillons avec un fil en U dont la partie principale à une largeur de 400 $\mu$m, non négligeable devant la hauteur du PMO en U utilisé dans notre expérience, qui est de 700 $\mu$m environ.

Dans cette partie, nous avons caractérisé le potentiel obtenu avec une configuration en U. Nous avons pu mettre en évidence le volume de capture réduit d'un PMO en U, dû au retournement des lignes de champ à une distance relativement faible du fil. L'utilisation d'un ruban permet d'améliorer ce point. Mais ce n'est pas suffisant. Expérimentalement, le nombre d'atomes chargés dans le PMO en U à partir d'un gaz d'atomes à température ambiante est trop faible pour charger efficacement le piège magnétique en Z et obtenir la condensation de Bose-Einstein. La solution que nous avons adoptée consiste à charger le PMO en U à partir d'un PMO externe, qui reste un PMO de surface utilisant la puce comme surface réfléchissante, mais qui utilise le champ magnétique créé par des bobines macroscopiques extérieures au système microscopique. Le paragraphe suivant est consacré à la description et à la caractérisation du PMO externe en termes de volume de capture, afin de justifier le rôle d'un PMO externe.

### 1.4.3 Piège magnéto-optique externe de surface

Le volume de capture d'un PMO en U est limité par la distance sur laquelle le champ magnétique reste quadrupolaire au voisinage du minimum du potentiel, soit moins d'un millimètre. Dans le cas d'un champ créé par un dispositif macroscopique, comme par exemple un dispositif à deux bobines coaxiales, le potentiel reste quadrupolaire sur une distance de l'ordre du rayon des bobines, soit plusieurs centimètres. Le volume de capture du PMO, que l'on appelle PMO externe, est alors limité par le diamètre des faisceaux laser et est donc bien supérieur à celui du PMO en U.

Sur notre expérience, le champ magnétique du PMO externe est créé par deux bobines de même axe, de rayons $R$, parcourues par des courants identiques $I$ mais de signes opposés, et distantes de 2d (fig. 1.20). Le champ créé par un tel dispositif est quadrupolaire sphérique et s'écrit, dans le repère de la figure 1.20,

$$B(x,y,z) = B' \begin{pmatrix} x \\ y \\ -2z \end{pmatrix}, \tag{1.36}$$

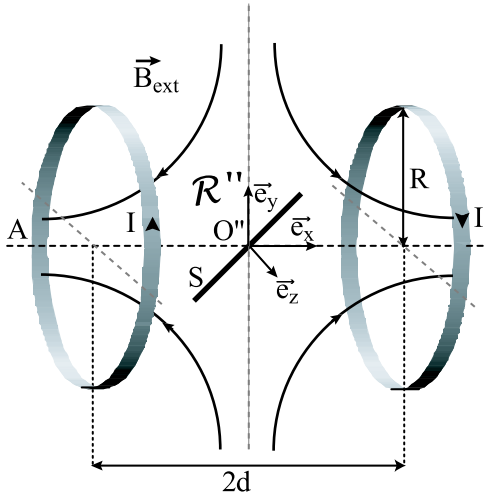


Fig. *1.20: Dispositif de génération du champ magnétique du PMO externe. Le principe de fonctionnement du PMO de surface impose que l'angle entre la surface de la puce $S$ et le plan de symétrie $\Pi$ du quadrupôle soit de 45°.*

où B' est le gradient radial du champ qui s'écrit, en fonction du nombre $n$ de tours de chaque bobine, sous la forme

$$B' = 3\mu_0 n I \frac{R^2 d}{(R^2+d^2)^{\frac{5}{2}}}. \tag{1.37}$$

Les bobines sont placées relativement à la surface de la puce de sorte que l'angle entre la surface de la puce $S$ et l'axe de symétrie $\vec{e}_z$ du quadrupôle externe soit de 45°. Les axes du quadrupôle externe et du quadrupôle en U sont évidemment superposés.

Sur notre expérience, nous travaillons avec des bobines comptant 160 tours, distantes de 7 cm, de rayon 6 cm, parcourues par un courant de 8 A. L'équation précédente donne une valeur approchée du gradient radial obtenu avec un tel dispositif, qui est de 37 G.cm$^{-1}$. Cette valeur est approchée car calculée à partir de l'expression analytique (éq. (1.37)) relative à des bobines circulaires, ce qui n'est pas la cas pour notre dispositif (§ 2.5).

De par ses dimensions macroscopiques, le PMO externe permet de piéger à partir de la vapeur de rubidium à température ambiante, un nombre d'atomes plus important que le PMO en U. Cependant, comme nous l'avons expliqué dans la section relative au piège magnétique, on ne peut s'affranchir du PMO en U dans la séquence de chargement du piège magnétique en Z car il est difficile de superposer le PMO externe au piège magnétique avec une précision suffisante. La solution consiste à charger le PMO externe à partir de la vapeur à température ambiante et de transférer ensuite les atomes dans le PMO en U, à partir duquel sera chargé le piège magnétique en Z.

L'étape du PMO externe introduit l'utilisation d'un dispositif macroscopique dans notre expérience. Il serait élégant de s'en affranchir afin de réaliser une expérience basée intégralement sur l'utilisation d'un dispositif microscopique. Le groupe de J. Schmiedmayer à

Heidelberg travaille actuellement sur la réalisation d'un dispositif de piégeage magnétique chargé simplement à partir d'un PMO en U, dont les dimensions sont élargies et la capacité de piégeage optimisée.

## 1.5 Conclusion

Nous avons conçu et réalisé une expérience de piégeage magnétique d'atomes neutres sur une microstructure. L'intérêt principal de la miniaturisation de la source de champ magnétique est l'augmentation du confinement de la configuration de potentiel réalisée. Par ailleurs, l'utilisation d'un dispositif de piégeage microscopique simplifie le dispositif expérimental d'un point de vue technologique et permet de réaliser des configurations de potentiel de géométries très variées. De plus, la miniaturisation des dispositifs expérimentaux est une étape obligatoire vers la concrétisation des applications des expériences de physique atomique.

Parmi l'ensemble des dispositifs de piégeage microscopique qu'il est possible de réaliser, nous avons choisi de travailler avec une structure guidante à un fil associée à un champ magnétique homogène créé par un dispositif externe au système microscopique. Nous exploitons en particulier les configurations en U et en Z, permettant de réaliser respectivement des potentiels de type quadrupolaire sphérique et Ioffe-Pritchard. Les microfils sont déposés sur une surface qui constitue ce que nous appelons une puce.

Le chargement efficace d'un micropiège magnétique nécessite une séquence de plusieurs étapes successives de pré-refroidissement des atomes. Dans cette séquence, la présence de la puce est exploitée comme miroir pour réfléchir les faisceaux laser d'un piège magnéto-optique de surface. Pour la première étape du pré-refroidissement des atomes, le champ magnétique du PMO de surface est réalisé par des bobines macroscopiques, afin de collecter un nombre important d'atomes dans un large volume de capture. Dans un second temps, ce champ magnétique est remplacé par celui de la configuration en U. Les atomes sont ainsi transférés dans le PMO en U qui est superposé par construction au piège magnétique. La troisième étape consiste à transférer les atomes du PMO en U dans le piège magnétique en Z. A ce stade, les atomes peuvent subir les manipulations nécessaires à l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein.

Le circuit des microfils déposés sur la puce que nous avons utilisé pour obtenir la plupart des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit fait apparaître les fils en U et Z nécessaires pour réaliser la séquence de piégeage, ainsi qu'un certain nombre d'autres conducteurs. Ce circuit sera décrit plus en détails dans le prochain chapitre relatif à la description de notre dispositif expérimental.

# Chapitre 2

# Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental que nous avons conçu pour réaliser une expérience de condensation de Bose-Einstein sur une microstructure. Nous travaillons avec des atomes de rubidium. Les alcalins sont de bons candidats pour la manipulation par laser car ils possèdent une transition atomique fermée accessible aux sources laser courantes. Nous utilisons essentiellement la raie D2 à 780 nm de l'isotope 87 de l'atome de rubidium.

Pour construire ce dispositif, nous avons largement bénéficié du savoir faire acquis par les générations antérieures de docteurs et doctorants sur les différentes expériences de notre groupe, mais nous avons aussi été amenés à faire des changements notables que nous détaillerons dans ce chapitre. La plupart de ces modifications ont été motivées par des soucis de gain en simplicité et compacité par rapport aux expériences précédentes. Par exemple, nous avons vu au chapitre précédent que le fait de travailler avec une structure de piégeage magnétique microscopique permet d'obtenir de forts confinements et de travailler avec une pression moins faible que pour une expérience traditionnelle de condensation. Nous avons ainsi pu choisir d'utiliser un filament de rubidium comme source d'atomes et de simplifier le système à vide du dispositif expérimental. Par ailleurs, les sources laser compactes affinées en fréquence du type DBR ou DFB utilisées sur les précédents montages expérimentaux n'étant plus commercialisées, nous avons réalisé de nouveaux montages de diodes laser. Enfin, le fait de piéger les atomes sur une surface réfléchissante nous a permis de mettre en place un dispositif d'imagerie original grâce auquel nous pouvons visualiser le nuage dans les trois directions de l'espace. Au cours de ce chapitre, nous reviendrons en détails sur les particularités que présentent notre dispositif.

Après une présentation générale rapide du dispositif expérimental, nous décrirons le système à vide de l'expérience. Nous détaillerons ensuite le principe de fonctionnement du filament de rubidium que nous utilisons comme source d'atomes. La section suivante sera consacrée à la description de la puce, de l'étape de fabrication à celle du montage dans l'enceinte à vide. Nous présenterons ensuite rapidement les dispositifs de génération

de champs magnétiques, autres que la puce, utilisés dans notre expérience. Puis nous décrirons le système optique que nous utilisons en mettant l'accent sur la configuration de faisceaux choisie pour réaliser le piège magnéto-optique de surface. Enfin, nous détaillerons le système d'imagerie que nous avons mis en place et nous présenterons ces performances.

## 2.1 Présentation générale

Le montage expérimental que nous utilisons est présenté sur la figure 2.1. Dans la suite

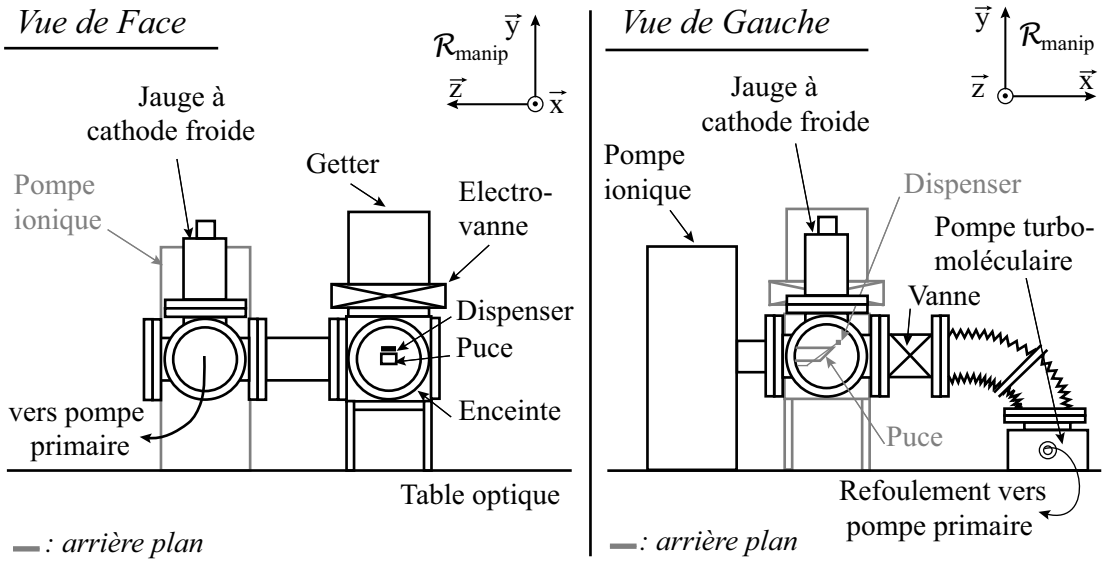


FIG. 2.1: *Schéma du dispositif expérimental.*

de ce manuscrit, nous utiliserons le référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$ présenté sur cette figure pour décrire le dispositif expérimental. Nous rappellerons systématiquement ce repère lorsque nous l'utiliserons. Le lecteur pourra se référer à cette figure si besoin est.

L'expérience est contrôlée par un ordinateur principal et un séquenceur. L'ensemble des opérations à effectuer pendant la séquence expérimentale sont programmées sur l'ordinateur de contrôle de l'expérience et chargées dans le séquenceur, qui envoie en sortie, les tensions de contrôle des divers éléments de l'expérience aux instants voulus d'après la séquence expérimentale programmée. Le pas temporel de la séquence est une microseconde. Les sorties du séquenceur sont analogiques (-10V/+10V) ou numériques.

L'enceinte à vide est un cube de 7 cm de côté dont chaque face a une ouverture du type CF-35. Le centre du cube est situé à 16.2 cm au dessus de la table optique. La puce est montée au centre de l'enceinte à vide. Pour faciliter la mise en place des faisceaux du piège magnéto-optique, elle fait un angle de 45° avec le plan de la table optique. Le miroir est incliné vers le bas pour que les atomes puissent tomber sous l'effet de la gravité sans s'écraser sur la surface de la puce. La source d'atomes que nous utilisons est un filament

de rubidium. Nous expliquerons son fonctionnement en détails au paragraphe 2.3. Avant cela, nous allons décrire brièvement le système à vide du dispositif expérimental.

## 2.2 Système à vide

Le vide primaire dans l'enceinte à vide est réalisé par une pompe turbo-moléculaire BALZERS du type TPH 240 dont la vitesse de pompage est de 230 $l.s^{-1}$. Son refoulement est éliminé par une pompe primaire à palettes. Nous diminuons ainsi la pression dans l'enceinte à vide jusqu'à quelques $10^{-6}$ mbar. Une vanne manuelle permet d'isoler le circuit de pompage primaire de l'enceinte à vide.

Pour diminuer le pression dans l'enceinte au-delà de $10^{-6}$ mbar, nous utilisons une pompe ionique VARIAN (Valcon plus 40 DIODE) dont la vitesse de pompage est de 40 $l.s^{-1}$. Un getter (SAES) assure le pompage passif de l'hydrogène (essentiellement) présent dans l'enceinte à vide. Une électrovanne à tiroir (VAT serie 10) permet d'isoler le getter de l'enceinte. La pression dans l'enceinte est mesurée par un jauge à cathode froide BALZERS (IKR 020). Un tel dispositif permet d'obtenir une pression résiduelle de quelques $10^{-9}$ mbar dans l'enceinte à vide.

## 2.3 Source : filament de rubidium

La source d'atomes de rubidium montée sur notre dispositif expérimental est un filament [62][63] contenant un élément chimique composé du rubidium et un élément réducteur. L'élément chimique composé du rubidium est stable à température ambiante. Lorsqu'un courant de quelques ampères circule dans le filament, sa température atteint plusieurs centaines de degrés Celsius. L'élément chimique contenant du rubidium subit une réaction de réduction et des atomes de rubidium sont désorbés pendant la réaction. Cette réaction se produit lorsque la température du filament dépasse une valeur seuil. En régime continu, ce comportement se traduit par l'existence d'un courant de seuil du filament que nous avons évalué expérimentalement à 3 A (§ 3.1.1.1).

Le filament de rubidium, souvent désigné par le terme anglais *dispenser*, est maintenu parallèlement au plan de la puce entre deux fils de cuivre rigides connectés à un passage électrique ultra-vide (fig. 2.8). Le filament est placé sous la puce à deux centimètres environ à la verticale du centre du circuit.

Il est important de dégaser le filament pendant l'étuvage de l'enceinte en l'alimentant pendant plusieurs heures par un courant constant de 1 à 2 A, inférieur au courant de seuil. Pour initier le fonctionnement du filament et obtenir un comportement reproductible après étuvage de l'enceinte, il faut pulser le filament à 7 ou 8 A plusieurs fois pendant quelques secondes, afin d'éliminer les particules résiduelles déposées sur la surface du filament pendant l'étuvage.

Expérimentalement, nous maintenons un courant constant de 2 A dans le filament pendant l'intégralité de la séquence expérimentale. Nous pulsons le courant dans le filament à 8 A pendant 2.6 s au début de la séquence expérimentale qui dure 14 s environ. Ces paramètres d'utilisation du filament nous permettent de charger efficacement le piège magnéto-optique tout en conservant une pression résiduelle suffisamment basse dans l'enceinte. Le choix de ces paramètres sera détaillé au paragraphe 4.2.1 de ce manuscrit relatif

à la durée de vie des atomes dans le piège magnétique.

Le prochain paragraphe est consacré à la description de la puce, de l'étape de fabrication à celle du montage à l'intérieur de l'enceinte à vide.

## 2.4 Description de la puce : fabrication, montage et schéma électrique

Ce paragraphe est consacré à la description de la puce que nous avons utilisée dans les expériences de condensation de Bose-Einstein et avec laquelle nous avons obtenu la majeure partie des résultats présentés dans ce manuscrit. Pour charger efficacement le piège magnéto-optique, il est essentiel que la qualité du front d'onde et la puissance des faisceaux laser du piège soient conservées à la réflexion sur la surface de la puce. Le miroir qui recouvre la puce doit avoir une réflexion proche de 100 % et une bonne qualité optique à 780 nm. Nous avons fabriqué deux générations de puces avant de parvenir à réaliser un miroir de qualité optique convenable. Le processus de fabrication et les améliorations apportées sont présentés dans le premier paragraphe de cette section. Nous décrirons ensuite le montage de la puce et de son circuit d'alimentation à l'intérieur de la chambre à vide. Pour terminer, nous présenterons rapidement le circuit électrique de la puce de seconde génération que nous avons utilisée pour obtenir la condensation de Bose-Enstein. Nous pourrons ainsi, connaissant la géométrie des fils déposés sur la puce et évaluer, en fonction de leurs dimensions, la densité de courant maximale qui peut traverser les micro-fils sans les endommager.

### 2.4.1 Réalisation de la puce

Le travail de microfabrication est réalisé au Laboratoire de Photonique et Nanostructures en collaboration avec Dominique Mailly et Gian-Carlo Fainy. Nous voulons déposer sur une surface des fils de dimensions micrométriques, capables de supporter un courant de plusieurs ampères. La rugosité de la surface du circuit électrique doit être inférieure à 780 nm pour pouvoir utiliser la surface de la puce comme miroir à cette longueur d'onde (§ 1.4.1). Nous allons dans un premier temps décrire rapidement le processus de microfabrication et nous détaillerons ensuite les étapes de planarisation et réalisation du miroir.

#### 2.4.1.1 Microfabrication

Les micro-fils que nous fabriquons doivent être suffisamment épais, peu résistifs et bien couplés au substrat pour supporter un courant de plusieurs ampères sans être endommagés. L'utilisation de matériaux supra-conducteurs n'est intéressante que si les fils sont maintenus à très basse température [64], ce qui n'est pas simple à réaliser du point de vue expérimental. A température ambiante, les densités de courant critique des matériaux supra-conducteurs sont du même ordre de grandeur que celles que l'on peut obtenir avec un métal normal [64] et il est plus facile de déposer des fils métalliques que des fils supra-conducteurs. C'est pourquoi nous avons choisi de travailler avec des fils d'or déposés sur un substrat de silicium recouvert d'une couche d'oxyde, le silicium étant un très bon conducteur thermique facile à utiliser.

Nous utilisons des techniques de lithographie optique classiques pour fabriquer la microstructure. Le processus de fabrication illustré par la figure 2.2 se déroule en quatre

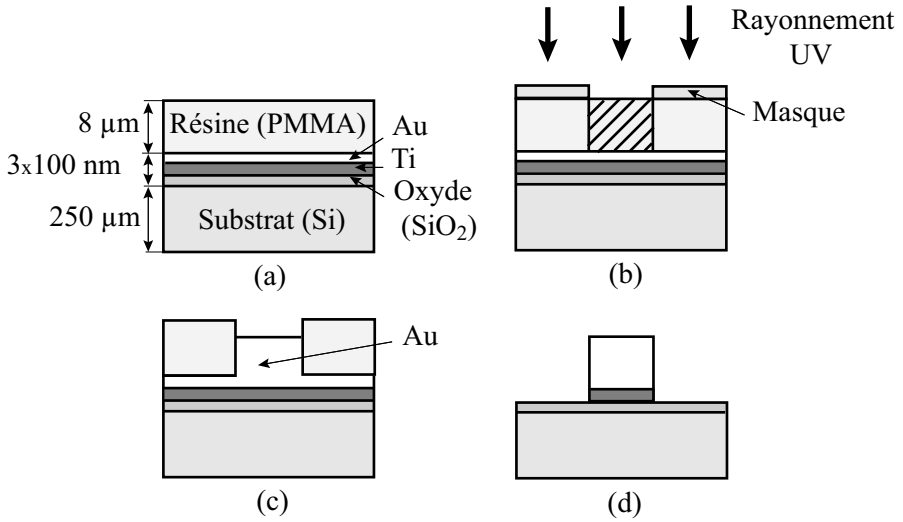


FIG. 2.2: *Le processus de fabrication se déroule en quatres étapes principales : la préparation du substrat (a), l'étape de lithographie optique (b), la croissance épitaxique des fils (c) et l'élimination de la résine et du métal entre les microfils (d).*

étapes principales : la préparation du substrat, l'étape de lithographie proprement dite, la croissance épitaxique des fils et l'élimination de la résine et du métal entre les microfils.

**Préparation du substrat**

Le substrat est une plaque de silicium de 0.25 mm d'épaisseur que l'on oxyde par évaporation afin de supprimer tout contact électrique entre les fils d'or qui seront déposés sur la plaque et le substrat. La couche d'oxyde de silicium à une épaisseur de l'ordre de 100 nm. Nous déposons ensuite sur le substrat oxydé une couche de titane (Ti) puis une couche d'or (Au) épaisses de 100 nm environ. La couche d'or est la base métallique sur laquelle nous ferons croître les fils par électrodéposition. Le titane assure l'adhésion de la couche d'or au substrat. L'ensemble est recouvert d'une couche de résine photosensible (PMMA) d'une épaisseur de l'ordre de 6 à 8 $\mu$m. Le substrat est prêt pour l'étape de lithographie optique (fig. 2.2(a)).

**Lithographie optique**

Un masque dont les ouvertures représentent le circuit des fils à déposer, est plaqué sur le substrat et l'ensemble est placé sous une lampe UV (fig. 2.2(b)). La résine insolée à travers les orifices du masque est révélée puis éliminée pour mettre à nu le métal aux emplacements des fils.

**Croissance épitaxique**

Nous faisons croître l'or par électrodéposition dans les espaces vides creusés dans la résine après l'étape de lithographie optique (fig. 2.2(c)). L'épaisseur déposée est fixée selon la loi de Faraday. Dans le cas de l'or, la hauteur $h$ de la couche de métal déposée par électrodéposition après un temps $t$ est $h = 1.05tj$, $j$ étant la densité de courant. En exprimant $j$ en mA.cm$^{-2}$ et $t$ en s, $h$ est en nm. La densité de courant optimale pour la qualité du dépôt est de 3 mA.cm$^{-2}$. Il faut dans alors une heure environ pour déposer 10 $\mu$m d'or.

**Elimination de la résine et du métal entre les microfils**

La résine présente entre les fils est éliminée chimiquement et le métal (Au, Ti) qu'elle dissimulait est éliminé par attaque plasma. Notons que cette attaque plasma enlève également une épaisseur d'or sur la surface des fils équivalente à l'épaisseur de la couche de base, soit 100 nm environ, ce qui est négligeable devant l'épaisseur des fils déposés. La figure 2.3 présente une photographie d'une puce avant déposition de l'isolant et du miroir d'or[1].

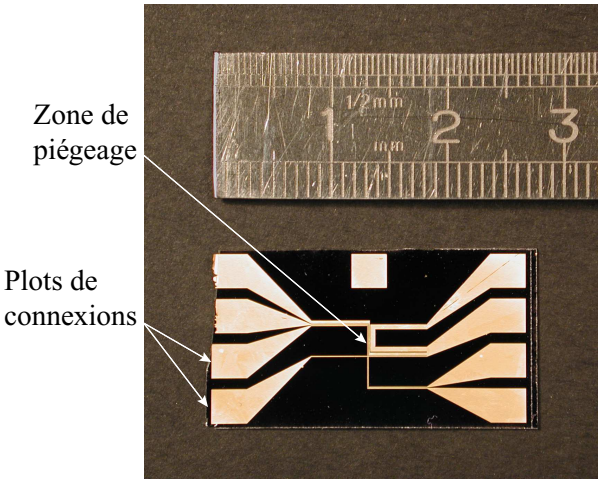


FIG. *2.3: Photographie d'une puce avant déposition de l'isolant et du miroir d'or*

Ce processus de fabrication permet de réaliser des fils de section rectangulaire de 6 à 8 $\mu$m d'épaisseur. La largeur minimale d'un fil est de 1 $\mu$m environ et la séparation minimale entre les fils est de 2 $\mu$m environ. La figure 2.4 présente la section d'un fil métallique fabriqué selon le processus que nous venons de décrire, obtenue au microscope électronique à balayage.

Le paragraphe suivant est consacré à la planarisation de la surface de la puce qui sera utilisée comme miroir.

[1] Il s'agit de la première puce avec laquelle nous avons travaillé, dont le schéma des microfils est différent de celui présenté au paragraphe 2.4.3

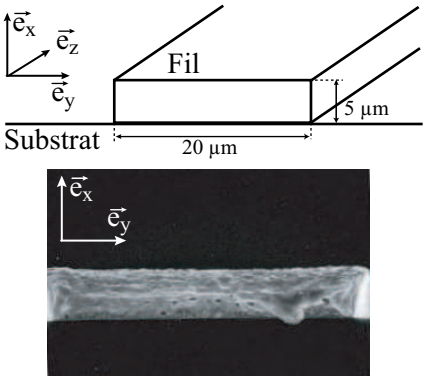


FIG. 2.4: *Image de la section d'un micro-fil au microscope électronique à balayage.*

#### 2.4.1.2 Réalisation du miroir

La puce a une surface de plusieurs centimètres carrés sur laquelle les fils réalisent un relief caractérisé par des dénivelés de l'ordre de 8 $\mu$m et qu'il faut planariser à mieux que le micromètre. Planariser une telle surface représente un travail difficile du point de vue technologique. Par ailleurs, tout composé chimique déposé sur la puce pour contribuer à la planarisation doit être compatible à l'ultra-vide. Nous avons effectué plusieurs essais avant de parvenir à fabriquer un miroir de qualité optique suffisante.

**Nitrure de silicium**

Nous avons dans un premier temps recouvert les fils d'un couche de nitrure de silicium ($Si_3N_4$). Il s'agit d'un verre déposé par pulvérisation cathodique d'une cible de $Si_3N_4$. Nous déposons par ce processus une couche de nitrure de silicium de 2 $\mu$m environ sur l'intégralité de la surface de la puce. Cela ne suffit pas à effacer le relief des fils. En effet, le nitrure de silicium déposé par évaporation reproduit la rugosité des fils (fig. 2.5(a)). La surface de la

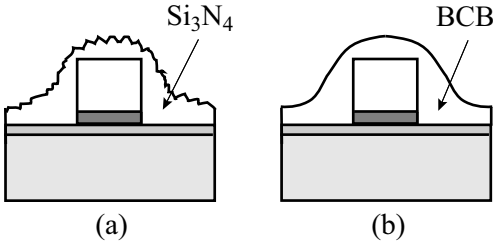


FIG. 2.5: *Schématisation de l'état de surface obtenu après dépôt de nitrure de silicium ($Si_3N_4$) (a) et de BCB (b). (a) : Après dépôt du nitrure de silicium, la surface de la puce présente une rugosité à grande échelle liée aux profils des fils et reproduit la rugosité de la surface d'Au au dessus des fils. (b) : La résine s'étale sans gommer le relief de plusieurs micromètres sur les bords des fils. En revanche, la rugosité à faible échelle sur la surface des fils d'Au disparaît.*

puce présente donc une rugosité à grande échelle liée aux profils des fils, la hauteur de la

surface variant de plusieurs micromètres sur une distance de l'ordre du micromètre. Nous observons de plus une rugosité à plus faible échelle sur la surface même des fils, caractérisée par un dénivelé de l'ordre du micromètre sur une distance de l'ordre du micromètre, qui est due à la rugosité de la surface d'Au obtenue par le principe d'électrodéposition. Cette rugosité à faible échelle fait de la puce un miroir de mauvaise qualité à 780 nm.

**Résine planarisante : BCB**

Nous avons alors essayé de déposer sur la surface de la puce, une résine planarisante (BCB : benzocyclobutène) compatible à l'ultra-vide. La résine est déposée à l'état liquide sur la surface de la puce en rotation rapide et est ensuite recuite à 200 °C. Le BCB étant très fluide lorsqu'on le dépose, il va s'immiscer dans les infractuosités de la surface de la puce et diminuer sa rugosité. La fluidité du BCB au moment du dépôt est telle que la résine s'étale sans gommer le relief de plusieurs micromètres sur les bords des fils. En revanche, la rugosité à faible échelle sur la surface des fils d'Au disparaît (fig. 2.5(b)). Pour diminuer la rugosité à grande échelle due aux profils des fils, nous avons déposé plusieurs couches de BCB recuites pendant 30 mn environ à 200°C. La figure 2.6 présente l'état de surface au-dessus des fils de la puce utilisée dans la séquence de condensation, dont le schéma est présenté en figure 2.7, après le dépôt de sept couches de BCB successives. Au niveau du flan

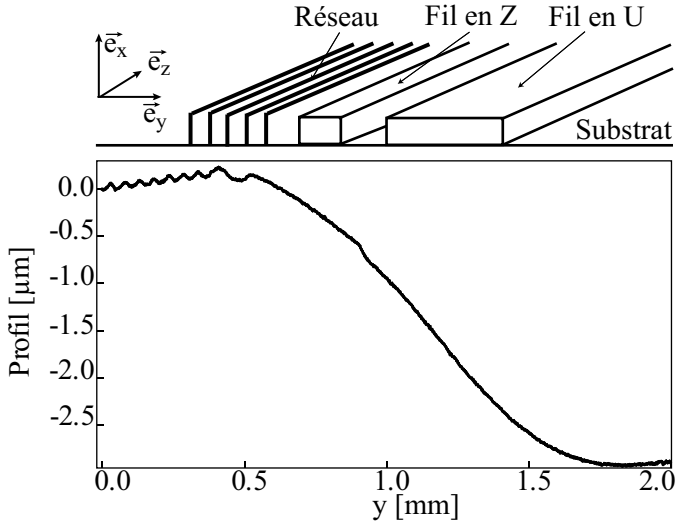


FIG. *2.6: Etat de surface au-dessus des fils de la puce après le dépôt de sept couches de BCB successives.*

du fil en U, la surface de la puce varie de quelques micromètres environ sur une distance de l'ordre du millimètre. La surface de la puce sur le flan d'un fil est donc équivalente à un miroir incliné pour un longueur d'onde de 780 nm. Nous estimons que la qualité optique de la surface obtenue est suffisante pour utiliser la puce comme miroir, la meilleure évaluation de la qualité de la surface étant le nombre d'atomes que nous réussissons à charger dans le PMO.

L'étape suivante consiste à éliminer la résine planarisante au niveau des plots de

connexions des fils de la puce (fig. 2.7) qui doivent être laissés à nu. Ceci est réalisé par attaque plasma en dissimulant sous un cache de silicium, la partie centrale de la puce entre les deux rangés de plots (fig. 2.7). Il faut ensuite recouvrir la surface de la puce d'une couche de titane et d'une couche d'or de 100 nm environ. La couche de titane assure l'adhésion de la couche d'or qui constitue la surface du miroir.

Notons qu'il est important de recuire longuement, c'est à dire pendant une durée de l'ordre d'une journée, le BCB après déposition de la dernière couche. En effet, en chauffant la puce de façon prolongée pour éliminer un dépôt de rubidium, nous avons observé une détérioration de la surface du miroir que nous attribuons à la remontée de bulles de solvant encore présent dans le BCB du fait d'un recuit trop court. L'explosion des bulles de solvants a provoqué des micro-cratères à la surface du miroir devenu inutilisable.

Nous venons d'évoquer un motif de détérioration de la puce. C'est également un objet fragile de part la dimension micrométrique des fils et il est nécessaire d'évaluer la densité de courant limite qui peut circuler dans les fils sans risquer de les endommager. Ceci fait l'objet du prochain paragraphe.

### 2.4.2 Densités limites

Un micro-fil métallique traversé par un courant important dissipe de l'énergie par effet Joule. Sa température augmente, il se dilate et peut éventuellement se décoller du substrat lorsque les contraintes mécaniques deviennent trop importantes. La densité de courant maximale qui peut circuler dans le fil sans l'endommager est fixée par la valeur maximale acceptable de l'écart en température entre le fil et le substrat. Nous allons évaluer cette densité limite de courant dans nos conditions expérimentales afin de déterminer les intensités maximales qui peuvent circuler sans risques dans les fils en U et en Z déposés sur la puce.

Pendant la séquence expérimentale, le PMO en U est chargé pendant une durée de l'ordre de la dizaine de millisecondes et le piège magnétique est allumé pendant plusieurs secondes. Le temps de thermalisation d'un fil d'or large de 100 $\mu$m et haut de 10 $\mu$m est de l'ordre de 100 ns et le temps caractéristique de diffusion de la chaleur à travers le wafer est de l'ordre de 700 $\mu$s à 300 K [65]. Ces durées sont bien inférieures aux temps pendant lesquels le courant circule dans les fils en U et Z de la puce. On peut donc supposer que le régime stationnaire est atteint et calculer la température d'un micro-fil pendant la durée d'un pulse de courant.

Pour calculer cette température, nous supposons que la température du bloc de cuivre reste égale à la température ambiante $T_0$ de la pièce, soit 293 K. Nous considérons un modèle simple unidimensionnel et nous négligeons les variations des différentes grandeurs telles que la conductivité thermique et la résistivité du métal avec la température. Dans ces conditions, la température $T_{\text{fil}}$ du fil est telle que

$$T_{\text{fil}} - T_0 \simeq j^2 h w \sigma_{\text{th}}, \tag{2.1}$$

où $\sigma_{\text{th}}$ est la résistance thermique du contact fil/support par unité de surface, $h$ la hauteur du fil, $w$ sa largeur et $j$ la densité de courant qui le traverse. Il est difficile d'évaluer quel élément limite $\sigma_{\text{th}}$. Dans l'hypothèse où la diffusion de l'énergie thermique est limitée par le silicium, $\sigma_{\text{th}}$ s'écrit $\sigma_{\text{th}} = \frac{\rho e_{\text{si}}}{\kappa_{\text{si}} w}$, $\rho$ étant la résistivité de l'or, $e_{\text{si}}$, l'épaisseur du substrat

et $\kappa_{\mathrm{si}}$, sa conductivité thermique. Les valeurs de $\rho$ et $\kappa_{\mathrm{si}}$ en fonction de la température figurent dans [66]. Expérimentalement, nous pouvons mesurer facilement la variation de la résistance des microfils. Si nous acceptons une augmentation de la résistance du fil de 10 % en régime stationnaire, ce qui correspond à une augmentation de la température des microfils de 30 K environ, la densité de courant maximale pouvant circuler dans un microfil d'une hauteur de 8 $\mu$m est égale, en prenant les valeurs des différents paramètres à 293 K, à 9 $10^5$ A.cm$^{-2}$. Expérimentalement, les densités de courants maximales[2] pouvant circuler dans les microfils sans les endommager sont de l'ordre de $10^7$ à $10^8$ A.cm$^{-2}$ [64].

Pour déterminer à partir du résultat précédent l'intensité maximale du courant pouvant circuler dans les fils en U et Z sans les endommager, il est nécessaire de connaître les dimensions des micro-fils. C'est pourquoi nous présentons au paragraphe suivant le schéma électrique des microfils déposés sur la surface de la puce avec la quelle nous avons obtenus la plus grande partie des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit.

### 2.4.3 Schéma du circuit

Nous avons vu dans le premier chapitre de cette section que les caractéristiques du piège réalisé à partir d'un simple fil parcouru par un courant de 1 A permettaient un piégeage magnétique efficace, la largeur du fil devant être inférieure à la hauteur du piège au-dessus de la surface de la puce, soit 450 $\mu$m dans ce cas (§ 1.2.3.1). La largeur typique d'un micro-fil est donc de l'ordre de 100 $\mu$m. Par ailleurs, plus les dimensions du fil sont faibles, plus le confinement obtenu peut être important (§ 1.2.3.2). Nous avons déterminé la géométrie des fils déposés sur la puce à partir de ces résultats. La partie centrale du fil en Z a une largeur de 50 $\mu$m (fig. 2.7). La largeur de la partie centrale du fil en U est de 400 $\mu$m. Les fils ont une hauteur de 8 $\mu$m environ. A partir de la densité de courant maximale qui peut circuler dans un micro- fil, évaluée précédemment à 9 $10^5$ A.cm$^{-2}$, l'intensité maximale du courant qui peut circuler dans le fil en Z sans l'endommager est de 3.5 A environ. Il est de l'ordre de 29 A dans le cas du fil en U. Pour limiter les risques d'endommagement des fils de la puce, nous déterminons expérimentalement le courant dans le fil en Z pour lequel la résistance du fil augmente de 10 % en régime stationnaire. Nous évaluons ce courant à 2 A et nous décidons qu'il fixe la valeur maximale de l'intensité du courant qui peut circuler dans le fil en Z. Le fil en U étant plus large que le fil en Z, nous pouvons travailler avec un courant dans le fil en U d'une intensité allant jusqu'à 4 A.

Le circuit des fils déposés sur la puce montée sur notre dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.7. La puce que nous avons utilisé pour réaliser la plupart des expériences présentées dans ce manuscrit contient en plus des fils en forme de U et de Z, un réseau de 38 fils en forme de Z parallèles au fil en Z principal. Les dimensions des fils sont données sur la figure 2.7. Chaque extrémité des micro-fils est reliée à un plot de connection de quelques millimètres carrés.

Le paragraphe suivant présente le principe du montage de la puce à l'intérieur de l'enceinte à vide et le circuit d'alimentation des micro-fils.

[2] Dans l'article [64], le critère d'évaluation des densités de courant maximales n'est pas clairement explicité. Il semble que ce soit les densités limites observées avant détérioration des microfils.

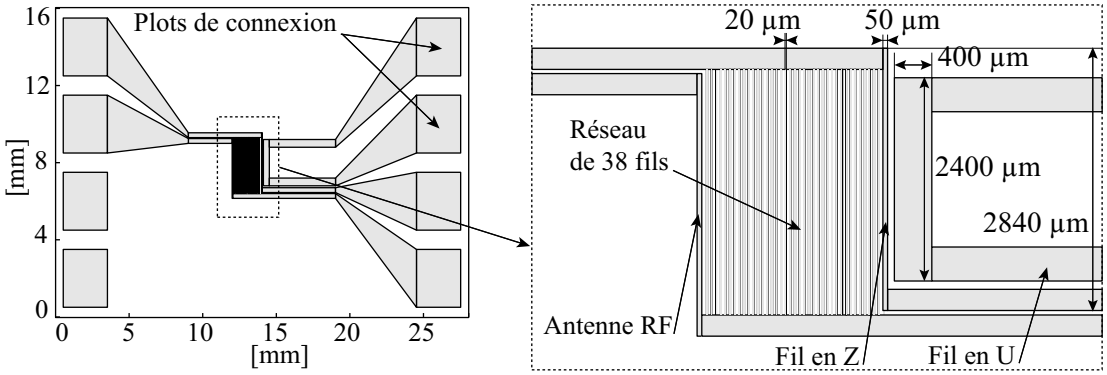


FIG. 2.7: *Schéma du circuit des fils micro-fabriqués déposés sur le substrat de silicium.*

### 2.4.4 Montage de la puce et circuit d'alimentation

Nous avons mis en évidence au cours du premier chapitre de ce manuscrit, la nécessité d'évacuer l'énergie thermique dissipée par effet Joule au voisinage de la puce par le passage d'un courant de plusieurs ampères dans les fils de dimensions micrométriques. Pour évacuer cette énergie, la puce est fixée sur un bloc de cuivre supporté par une bride montée sur une des faces de l'enceinte. Cette bride supporte également le connecteur ultra-vide nécessaire à l'alimentation de la puce. La figure 2.8 présente le support de la puce et son circuit d'alimentation.

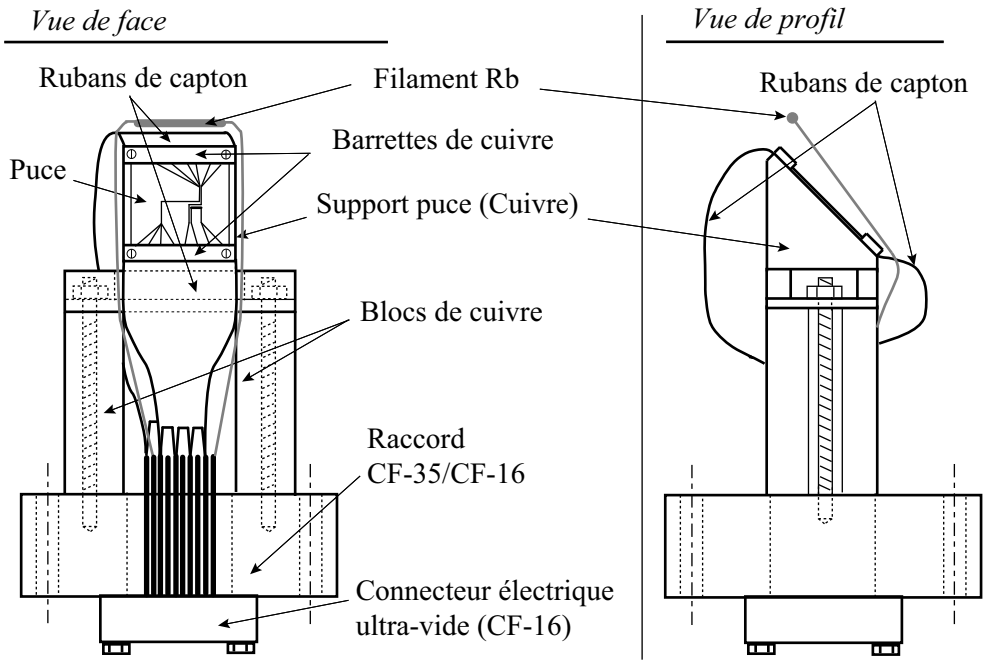


FIG. 2.8: *Schéma du support de la puce à l'intérieur de l'enceinte à vide et de son circuit d'alimentation.*

L'alimentation de la puce est réalisée grâce à deux rubans de capton, matériau choisi pour sa résistance à la température et sa faible désorption sous ultra-vide, recouverts de fines bandes de cuivre. Le film de capton est initialement couvert d'une couche uniforme de cuivre et d'une couche de résine. Par un procédé chimique d'insolation et révélation, analogue au procédé traditionnel de fabrication des circuits imprimés, nous conservons sur le film de capton, quatre fines bandes de cuivre de la largeur d'un plot de connection de la puce et séparées de l'espacement entre deux plots. L'extrémité d'un ruban de capton peut ainsi être plaquée sur la puce de sorte que les bandes de cuivre soient en contact avec les plots de connections (fig. 2.8). Les deux rubans sont maintenus de part et d'autre de la puce par deux barrettes de cuivre vissées dans le support de la puce qui maintiennent également la puce sur son support. A l'autre extrémité des rubans de capton, chaque bande de cuivre est reliée au connecteur électrique ultra-vide placé sur la bride qui soutient la monture de la puce (fig. 2.8).

Dans ce paragraphe, nous avons détaillé les étapes de fabrication, le schéma électrique et le montage de la puce dans l'enceinte à vide. La microstructure constitue une première source de champ magnétique à laquelle il faut ajouter un champ homogène externe pour réaliser une configuration de potentiel piégeante. Nous allons décrire dans le prochain paragraphe, l'ensemble des sources macroscopiques de champs magnétiques que nous utilisons dans la séquence expérimentale de condensation.

## 2.5 Génération des champs magnétiques

Les sources macroscopiques de champs magnétiques utilisées sur notre expérience sont représentées sur la figure 2.9.

#### Champ magnétique uniforme $\vec{B}_{\text{biais}}$ des configurations en U et Z

Le champ magnétique externe homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$ parallèle à la surface de la puce nécessaire à la réalisation des configurations de potentiel en U et Z est généré par quatre bobines de base carrée et de section triangulaire, identiques et montées en série. Deux bobines de même axe sont placées en configuration Helmoltz (fig. 2.9(a)). Elles permettent de fournir un champ magnétique d'une amplitude de 16 G.A$^{-1}$ au centre de l'enceinte à vide.

#### Champ magnétique du PMO externe

Les bobines qui génèrent le champ magnétique du piège magnéto-optique externe sont placées autour des bobines qui créent le champ magnétique $\vec{B}_{\text{biais}}$ des configurations en U et Z (fig. 2.9(b)). Ce sont deux bobines carrées en configuration anti-Helmoltz. Un courant de 8 A suffit à obtenir un gradient de l'ordre de 30 G.cm$^{-1}$ dans le plan du quadrupôle.

#### Champs magnétiques uniformes indépendants dans les trois directions de l'espace

Enfin, nous avons mis en place trois paires de bobines en configuration Helmoltz dans les directions $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ du référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$ pour compenser le champ résiduel au niveau de la puce (fig. 2.9(c)). Ces paires de bobines génèrent les champs magnétiques $\vec{B}_{\text{x}}$, $\vec{B}_{\text{y}}$ et $\vec{B}_{\text{z}}$

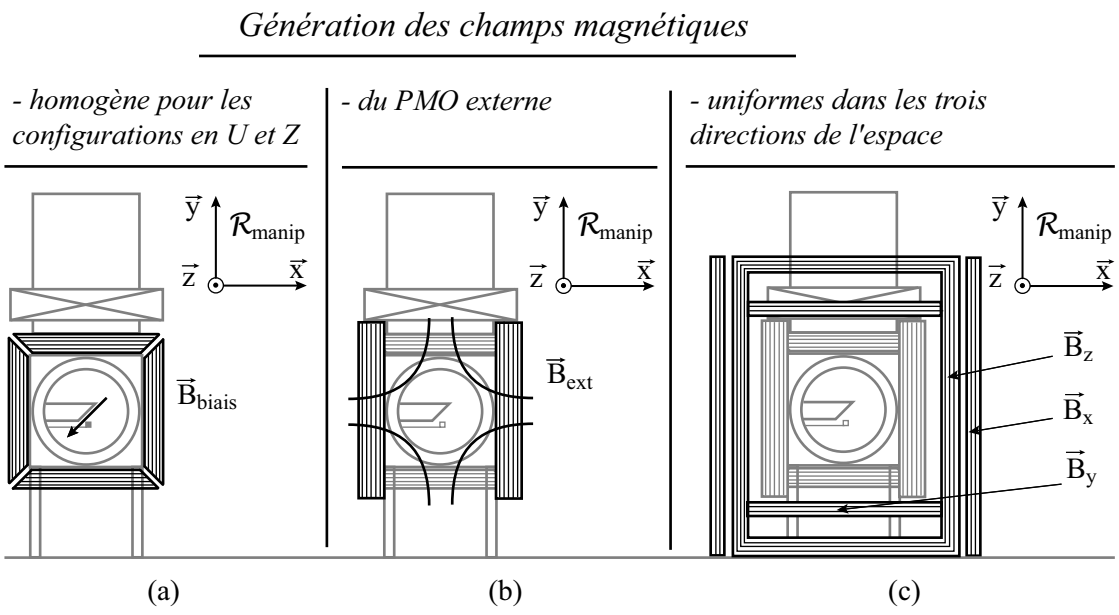


FIG. 2.9: *Sources macroscopiques de champs magnétiques utilisées dans la séquence expérimentale de condensation. (a) : Génération du champ magnétique uniforme $\vec{B}_{\text{biais}}$ des configurations en U et Z. (b) : Génération du champ magnétique du PMO externe. (c) : Génération de champs magnétiques uniformes dans les trois directions de l'espace.*

uniformes au centre de l'enceinte d'une amplitude de l'ordre de quelques gauss par ampère.

Après cette description rapide des sources de champs magnétiques macroscopiques que nous utilisons, nous allons à présent nous intéresser au système laser du dispositif expérimental.

## 2.6 Système laser

Le refroidissement d'atomes par laser nécessite de disposer de sources laser de fréquences absolues définies par rapport aux fréquences des transitions atomiques avec une précision inférieure à la largeur de raie naturelle $\Gamma$ de l'atome et dont la largeur du spectre d'émission est petite devant $\Gamma$, qui vaut 5.9 MHz pour l'atome de $^{87}$Rb. Nous avons choisi de travailler avec des diodes laser qui ont l'avantage d'être compactes et bon marché. La première partie de ce paragraphe est consacrée à la description des sources laser que nous utilisons. Nous présenterons ensuite le système laser dans son ensemble. Pour terminer, nous décrirons la configuration des faisceaux laser du piège magnéto-optique, du faisceau repompeur et des faisceaux de pompage optique au voisinage de la puce.

### 2.6.1 Description des sources laser

Le fait de travailler avec l'atome de $^{87}$Rb permet de disposer de sources lasers commerciales qui émettent à 780 et 794 nm pour travailler respectivement sur les raies $D_1$ et $D_2$ de l'atome de $^{87}$Rb (cf annexe A). Les faisceaux asservis sur la raie $D_2$ sont obtenus à partir de diodes laser de type Sanyo triées en longueurs d'ondes autour de 780 nm, qui émettent une puissance de l'ordre de 70 mW à 780 nm et dont la largeur de raie est de l'ordre de 20 MHz environ. Le faisceau asservi sur la raie $D_1$ est obtenu à partir d'une diode laser Hitachi qui émet 30 mW à 794 nm.

Une diode laser doit être asservie en température pour que son mode d'émission soit stable. Ceci n'est pas suffisant pour contrôler la fréquence d'émission de la diode à mieux que $\Gamma$. Pour arriver à ce résultat, la diode laser, si elle n'est pas injectée par un autre faisceau laser, doit être asservie en fréquence. Le spectre d'émission des diodes que nous utilisons à une largeur de plusieurs dizaines de Méga-Hertz. Or, la largeur de raie des faisceaux laser du piège doit être plus petite que la largeur $\Gamma$ du niveau excité de l'atome. Pour affiner le spectre d'une diode laser commerciale jusqu'à une valeur de l'ordre de 1 MHz, il faut allonger artificiellement la cavité laser du semi-conducteur. La puissance disponible en sortie de la cavité étendue est faible. Une solution pour disposer de plus de puissance laser consiste à injecter une diode commerciale à partir de la diode montée en cavité étendue. On force ainsi la diode libre à laser à la fréquence de la diode principale avec les mêmes caractéristiques spectrales.

Ce paragraphe présente le montage de diode laser en cavité étendue et le procédé d'asservissement en fréquence que nous avons choisi d'utiliser. Nous décrirons également le montage des diodes libres que nous avons développé.

#### Diode en cavité étendue

Pour affiner le spectre d'émission des diodes laser commerciales, nous avons développé un montage de diode sur réseau compact et performant, à partir du modèle proposé par le groupe de E. Hinds [67]. La figure 2.10 présente une photographie de ce montage. En pratique, nous alimentons les diodes sur réseau par un courant égal à la moitié du courant nominal donné par le constructeur, qui est de 90 mA environ pour les diodes que nous utilisons, pour ne pas que la puissance injectée endommage les diodes. Nous disposons alors d'une puissance de 20 mW environ en sortie de la cavité étendue. La largeur du spectre de battements optiques de la diode sur réseau avec une diode identique est de 600 kHz. La largeur du spectre d'émission de la diode sur réseau est donc bien inférieure à la largeur de raie naturelle du rubidium. La température des éléments du montage de la diode sur réseau est contrôlée grâce à un élément Peltier à mieux que le dixième de degré avec un temps de réponse de l'ordre de 40 s. Le montage de la diode sur réseau est très sensible aux vibrations mécaniques transmises par la table optique. Pour isoler la diode de la table optique, nous avons placé l'ensemble du montage sur un empilement d'une couche de sorbotane épaisse d'un centimètre, d'un lourd bloc de laiton d'une épaisseur de 1 cm également, et d'une seconde couche de sorbotane identique à la première. Expérimentalement, ce dispositif permet d'isoler le montage de la diode des vibrations mécaniques propagées par la table optique sur une large plage de fréquences. La diode montée en cavité étendue est asservie en fréquence par absorption saturée.

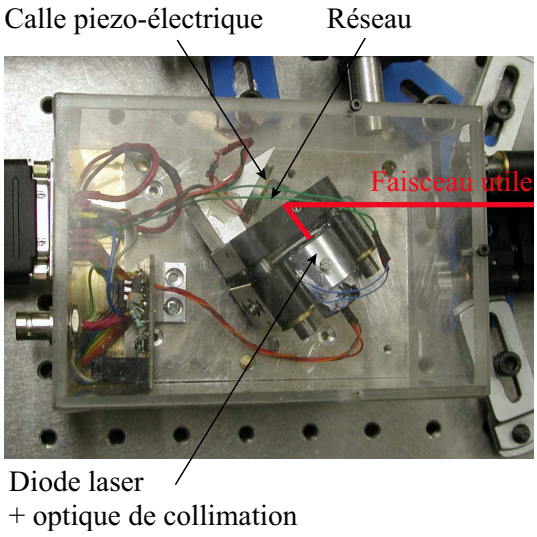


FIG. 2.10: *Photographie du montage d'une diode laser sur réseau.*

### Asservissement en fréquence par absorption saturée

La manipulation d'atomes par laser nécessite de disposer de sources laser de fréquences fixes définies par rapport à des fréquences de référence absolues, qui sont celles des transitions de l'atome, avec une précision très inférieure à la largeur de raie naturelle du rubidium, soit 5.9 MHz. Pour arriver à ce résultat, les diodes laser non injectées sont asservies en fréquence par absorption saturée.

Nous modulons les fréquences des transitions de l'atome par effet Zeeman, en applicant sur une cellule de rubidium un champ magnétique dont l'amplitude varie sinusoïdalement à une fréquence de 60 kHz. Le signal d'erreur est envoyé sur l'entrée de modulation en courant de la diode laser et sur l'alimentation du cristal piezo-électrique par le biais d'un correcteur proportionnel et intégrateur. La boucle d'asservissement fermée sur la modulation en courant de la diode laser a une bande passante de 10 kHz environ. Ceci est suffisant pour corriger les bruits de fréquences rapides qui constituent la majeure partie des perturbations en fréquences auxquelles est sensible une diode sur réseau de part les vibrations mécaniques de la cavité étendue. En revanche, la bandes passante du cristal piezo-électrique n'est que de 1kHz. La rétroaction sur le cristal piezo-électrique permettra donc essentiellement de corriger un offset résiduel sur la fréquence laser par rapport à la fréquence de consigne. La figure 2.11 présente une schématisation du circuit d'asservissement. En pratique, sauf variations importantes de la température ambiante ou perturbations brutales du milieu de travail, le montage d'asservissement est très stable et la diode montée en cavité étendue peut rester asservie pendant plus d'une journée.

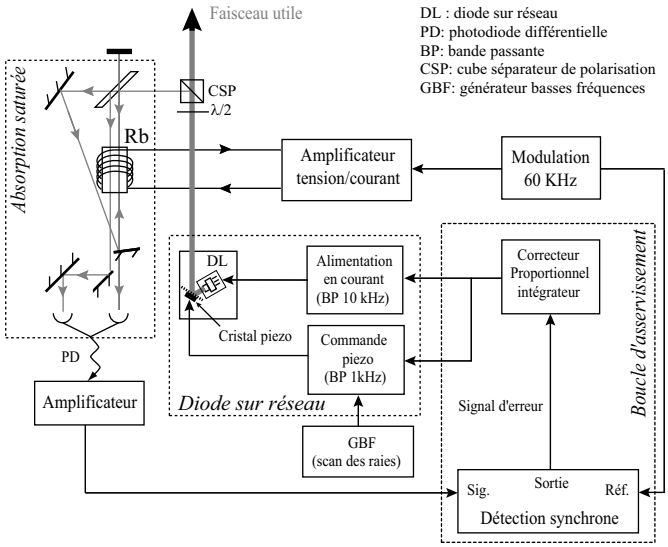


FIG. *2.11: Schéma du circuit d'asservissement en fréquence d'une diode montée en cavité étendue sur une raie d'absorption saturée du rubidium.*

### Diode libre

La puissance disponible en sortie d'un diode montée en cavité étendue n'est que de l'ordre de 20 mW, ce qui est insuffisant pour assurer un refroidissement laser efficace du nuage d'atomes. Une solution lourde consisterait à multiplier les diodes sur réseau pour disposer d'une puissance optique cumulée suffisante. La technique de l'injection laser est une solution plus simple [68]. Cette méthode consiste à injecter une très faible puissance laser provenant de la diode sur réseau dans la cavité de la diode libre qui va alors préférentiellement laser sur le mode imposé par la source extérieure. Dans ce type de montage, la diode extérieure est couramment appelée laser *maître* et la diode libre est le laser *esclave*. La diode esclave reproduit ainsi les qualités spectrales de la diode maître tout en émettant sa puissance nominale, qui est nettement supérieure à la puissance disponible en sortie de la cavité étendue. La figure 2.12 présente le montage de diodes libres que nous avons développé. La diode libre est asservie en température et le temps de réponse de l'asservissement n'est que de l'ordre de 10 s. En effet, le montage étant très compact, son inertie thermique est plus faible que dans le cas de la diode sur réseau. En faisant varier la fréquence d'injection à l'aide d'un modulateur acousto-optique, nous pouvons contrôler la fréquence de la diode libre. Nous disposons ainsi d'un source laser émettant une puissance optique de 60 mW environ, de largeur spectrale inférieure à 600 kHz et accordable en fréquence sur une plage de 100 MHz[3].

Après avoir détaillé les principaux éléments du système optique que nous utilisons, nous

[3]Cette plage d'injection est limitée par la bande passante du modulateur acousto-optique utilisé pour décaler la fréquence du faisceau injecté. Nous utilisons en double passage un modulateur dont la bande passante est de l'ordre de 50 MHz.

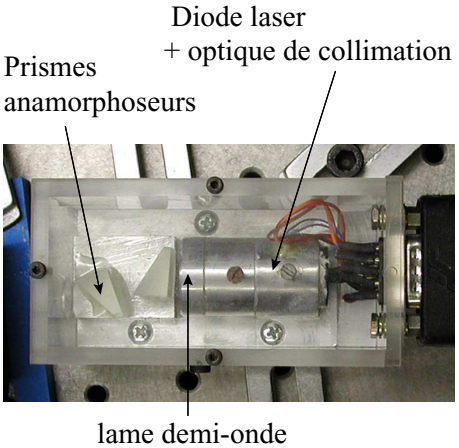


FIG. *2.12: Photographie du montage d'une diode laser libre.*

allons à présent décrire le système laser dans son intégralité.

### 2.6.2 Description du système laser

Notre système laser est relativement simple. La séquence de pré-refroidissement laser que nous avons mis en place ne nécessite que trois sources laser distinctes. Nous utilisons une diode laser montée sur une cavité étendue asservie sur le crossover F' = 2 / F' = 3 de la raie $D_2$ de l'atome de rubidium, qui constitue le laser *maître*. Après un double passage dans un modulateur accousto-optique, le laser maître injecte une diode libre, le laser *esclave*, qui émet sur la transition F = 2 → F' = 3. Nous séparons ensuite le laser esclave en trois faisceaux dont nous contrôlons indépendamment la puissance et/ou la fréquence. La partie principale du laser esclave constitue le faisceau *piège* qui est redivisé par la suite pour réaliser les différents bras du PMO. Les deux autres faisceaux sont utilisés pour l'imagerie et pour le pompage optique. Nous parlerons par la suite de faisceau *imageur* et faisceau *de pompage*. Le troisième faisceau laser, le faisceau *repompeur*, est une diode libre asservie sur la raie $D_1$ de l'atome de rubidium utilisée pour repomper les atomes de l'état $|F = 1\rangle$ dans l'état $|F = 2\rangle$. La diode repompeur est asservie en température et en fréquence par absorption saturée avec rétroaction sur le courant d'alimentation de la diode laser.

*Remarque*

- Le paramètre pertinent pour le processus de repompage des atomes dans l'état $|F = 2\rangle$ est le nombre de photons repompeur absorbés par le nuage. Il suffit de quelques photons par seconde pour repomper les atomes dans $|F = 2\rangle$, ce qui peut être facilement obtenu avec une diode libre émettant quelques dizaines de milliwatts. Il n'est donc pas nécessaire d'affiner la raie d'émission du faisceau repompeur.

La figure 2.13 met en évidence les différentes fréquences d'émission des faisceaux laser utilisés dans notre expérience.

Le faisceau imageur est asservi sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (fig. 2.13). Imager les

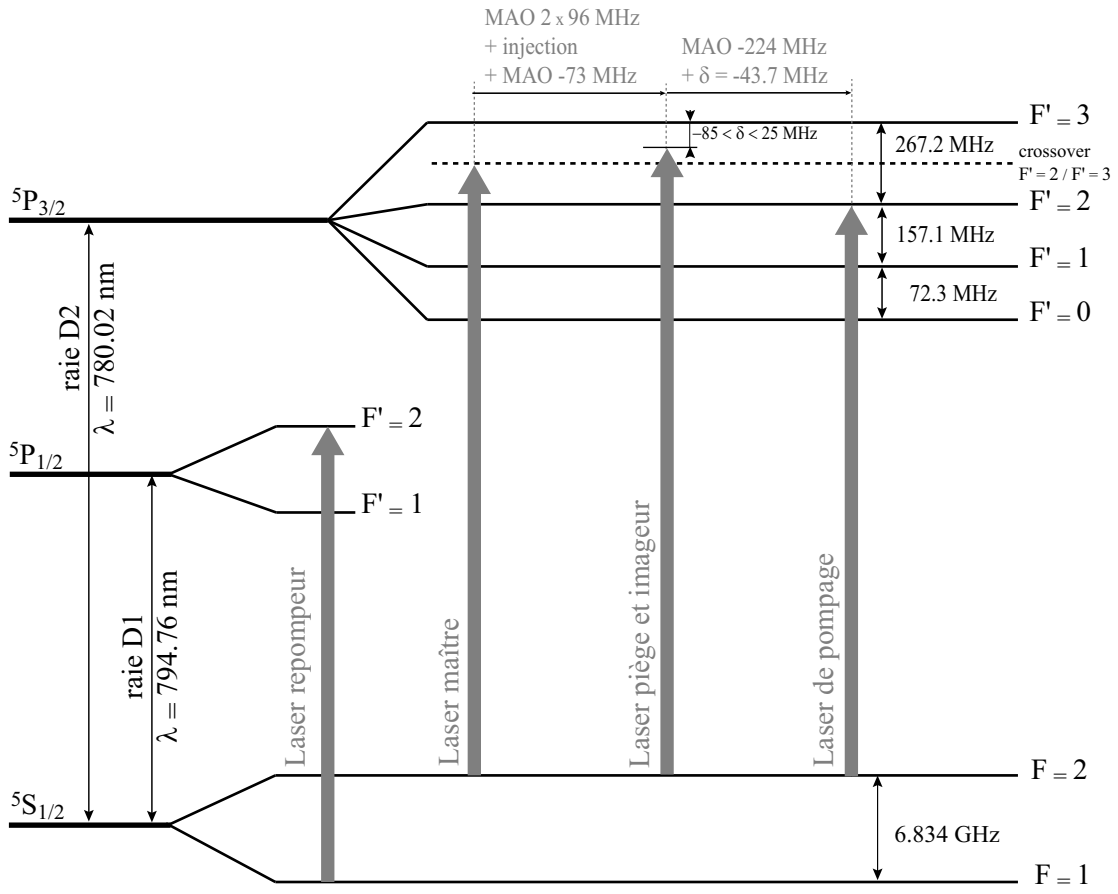


FIG. *2.13: Fréquences d'émission des différents faisceaux laser utilisés sur notre dispositif expérimental.*

atomes sur une transition atomique fermée permet d'échanger plusieurs photons imageurs par atome et d'améliorer le rapport signal sur bruit de la détection. La fréquence du faisceau imageur est celle des faisceaux pièges que l'on varie pendant le pulse d'imagerie pour compenser le décalage des niveaux hyperfins de l'atome par effet Zeeman lorsqu'on image le nuage en présence d'un champ magnétique. L'intensité du faisceau imageur est prélevée à l'aide d'un cube séparateur de polarisation et une lame optique demi-onde. Elle est égale à $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$ (§ 3.1.1.2).

Nous avons mis en place deux faisceaux laser de pompage contrapropageants au niveau du nuage d'atomes, pour que le nuage subisse une force de pression de radiation résultante nulle et ne se déplace pas par effet de recul pendant l'étape de pompage. Le faisceau de pompage doit être résonnant avec la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 2$ (fig. 2.13), décalée en fréquence par rapport à la précédente de -267 MHz. Nous rajoutons un module accousto-optique sur le trajet du faisceau de pompage, afin de contrôler sa fréquence indépendamment de celle du faisceau piège. L'intensité $I_{\text{pomp}}$ du laser de pompage doit être faible devant l'intensité de saturation $I_{\text{sat}}$. Nous travaillons avec $I_{\text{pomp}} = 0.12\ I_{\text{sat}}$.

La présence de la puce limite l'accès optique au voisinage du piège magnétique. Pour pouvoir obtenir un piège magnéto-optique proche de la surface, il est nécessaire de réaliser un PMO de surface qui utilise la puce comme miroir. La configuration des faisceaux du piège est alors différente de celle d'un PMO standard. Le paragraphe suivant présente configuration des faisceaux du PMO de surface.

### 2.6.3 Configuration des faisceaux du PMO de surface

La figure 2.14 présente la configuration des faisceaux du PMO de surface au niveau de la puce. Nous avons également fait apparaître sur cette figure, les trajets du faisceau repompeur et des faisceaux utilisés pour réaliser le pompage optique. Le laser piège est

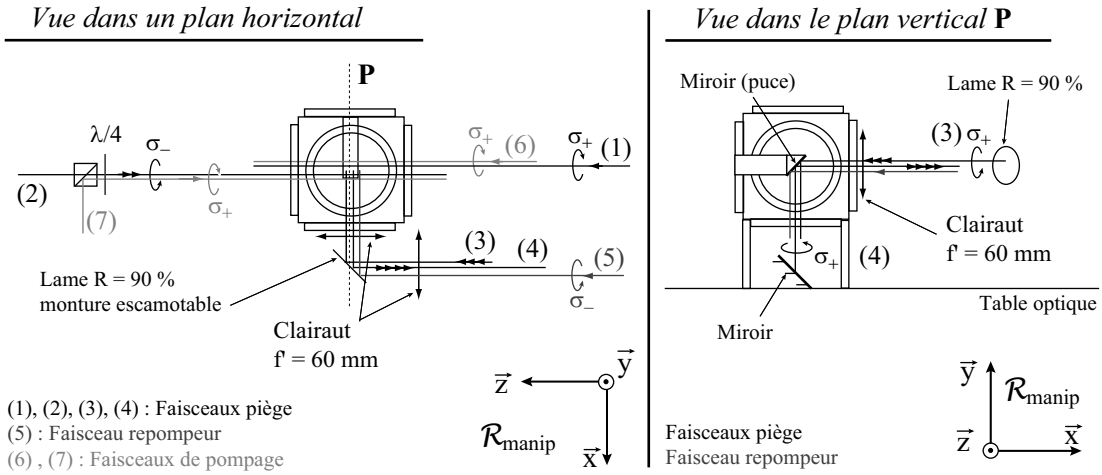


FIG. 2.14: *Configuration des faisceaux du PMO de surface, du faisceau repompeur et des faisceaux utilisés pour le pompage optique au niveau de la puce. Le sens des polarisations indiquées sur cette figure est relatif aux axes du référentiel* $\mathcal{R}_{\text{manip}}$.

séparé en 4 faisceaux qui ont la même intensité au niveau de la puce. Deux d'entre-eux sont réglés contrapropageants selon un axe horizontal parallèle à la surface de la puce (faisceaux (1) et (2) fig. 2.14). Les deux autres faisceaux sont également contrapropageants dans un plan orthogonal aux deux premiers faisceaux. Ils sont réfléchis à 45° par la surface de la puce (faisceaux (3) et (4) fig. 2.14). Ils frappent une lame mince à 90 % de réflexion[4] montée sur une monture amovible pour les besoins du système d'imagerie, comme nous le verrons par la suite (§ 2.7.2). Les faisceaux du piège ont des polarisations circulaires contrôlées par des lames $\lambda/4$ présentes sur chacun des bras du PMO. La présence des deux clairauts[5] sur le trajet des faisceaux (3) et (4) est liée à l'imagerie et sera explicitée au paragraphe 2.7.2.

[4]La durée de vie des atomes dans le PMO est courte devant le temps de déplacement de la monture amovible. C'est pourquoi nous avons monté sur celle-ci non pas un miroir, mais une lame réfléchissante à 90 %, pour pouvoir imager le nuage du PMO sans déplacer la monture.

[5]Doublets convergents corrigés des aberrations chromatiques et des aberrations sphériques pour une conjugaison infini/foyer.

Expérimentalement, la position angulaire des faisceaux réfléchis par la surface de la puce n'est pas critique. En revanche, il faut régler soigneusement les faisceaux qui se propagent parallèlement à la surface. En effet, si leur direction fait un léger angle par rapport à la surface de la puce, des réflexions parasites ou des effets d'ombre peuvent limiter le chargement du PMO.

Le faisceau repompeur (fig. 2.14 faisceau (5)) est superposé au faisceau (3) du PMO réfléchi par la surface de la puce et de polarisation circulaire opposée.

Les faisceaux de pompage (fig. 2.14 faisceaux (6) et (7)) sont superposés aux faisceaux (1) et (2) du PMO qui se propagent parallèlement à la surface de la puce. Ils ont la même polarisation contrairement aux faisceaux contrapropageants du PMO qui ont des polarisations circulaires opposées.

Nous avons présenté dans cette partie la configuration des faisceaux du PMO et des faisceaux utilisés pour réaliser le pompage optique. Le trajet du faisceau imageur sera explicité dans le prochain paragraphe consacré au système d'imagerie du dispositif expérimental.

## 2.7 Système d'imagerie

Dans une expérience de condensation de Bose-Einstein, la plupart des informations relatives à la caractérisation du nuage du PMO ou du piège magnétique sont contenues dans la distribution spatiale des atomes. Il est donc nécessaire de mettre en place un système d'imagerie performant, capable de mesurer un faible nombre d'atomes et de résoudre des objets d'une dimension de l'ordre de 10 $\mu$m. Nous utilisons un système d'imagerie par absorption. Après un bref rappel sur ce principe d'imagerie, nous décrirons le système optique que nous avons mis en place et nous expliquerons en particulier comment il est possible d'imager le nuage d'atomes selon deux plans orthogonaux en exploitant la présence du miroir qui recouvre la puce.

### 2.7.1 Principe de l'imagerie par absorption

L'imagerie par absorption consiste à envoyer sur le nuage d'atomes un faisceau laser résonnant et à observer l'ombre du nuage d'atomes sur une caméra CCD, c'est à dire à mesurer le coefficient de transmission du nuage (fig. 2.15). L'absorption du faisceau

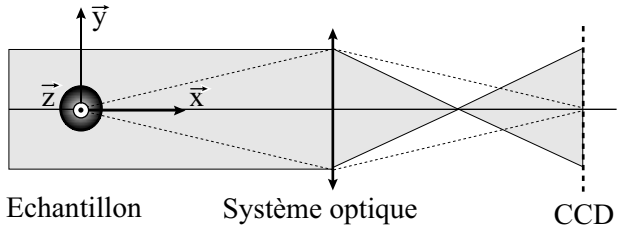


FIG. *2.15: Principe de l'imagerie par absorption. Cette méthode d'imagerie consiste à envoyer sur le nuage d'atomes un faisceau laser résonnant et à observer l'ombre du nuage d'atomes sur un réseau CCD.*

imageur d'intensité $I$ dirigé selon l'axe $\vec{x}$ par l'échantillon de densité $n(x, y, z)$ suit la loi

de Beer-Lambert

$$\frac{dI}{dz} = n(x, y, z)\sigma(\delta, I)I, \tag{2.2}$$

où $\sigma$ est la section efficace d'absorption du nuage et $\delta$, le désaccord du faisceau imageur. Lorsque I est suffisamment faible devant l'intensité de saturation de la transition considérée, $\sigma$ est indépendant de $I$ et l'intégration de cette équation sur l'épaisseur du nuage donne le facteur de transmission de l'intensité au point $(y, z)$ du nuage

$$\frac{I_{\text{transmis}}(y, z)}{I_{\text{incident}}(y, z)} = e^{-\int n(x,y,z)\sigma(\delta)dx}. \tag{2.3}$$

En pratique, on coupe le piège magnéto-optique ou magnétique avant la prise de la première image, qui consiste à pulser le laser imageur asservi sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, pendant une durée de 100 $\mu$s à une intensité $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$ (§ 3.1.1.2). Cette première image donne l'intensité transmise $I_{\text{transmis}}(y, z)$ par le nuage. Une deuxième image est prise 300 ms secondes après la première. Il n'y a alors plus d'atomes et cette image permet de connaître l'intensité incidente $I_{\text{incident}}(y, z)$ sur le nuage. En divisant point par point les deux images, nous avons accès au signal $\sigma \int n(x, y, z)dx$. Dans le cas où $\sigma$ est parfaitement connue, nous pouvons en déduire la densité colonne du nuage, c'est à dire la densité intégrée selon la direction du faisceau imageur, et calculer le nombre d'atomes du nuage par intégration de la densité colonne sur $y$ et $z$.

*Remarque*

- L'atténuation du faisceau imageur correspond à l'absorption et l'émission spontanée des photons du faisceau imageur par les atomes du nuage. Cette méthode d'imagerie perturbe le nuage dès que la vitesse des atomes est inférieure à la vitesse de recul. De plus, elle ne permet pas de sonder les atomes sans les dépomper vers des états non piégeants.

Le paragraphe suivant est consacré à la description du système d'imagerie que nous avons mis en place, qui présente la particularité de permettre d'observer le nuage selon deux plans orthogonaux, ce qui donne accès aux informations relatives au nuage selon trois directions de l'espace.

### 2.7.2 Montage utilisé : description et performances

Le faisceau imageur est superposé à un des bras du faisceau piège réfléchi par la surface de la puce (fig. 2.16). L'axe du système d'imagerie est l'axe $\vec{x}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$. Pour prendre les images, nous relevons la lame réfléchissante à 90 % qui dévie les faisceaux (3) et (4) du PMO (fig. 2.14). La polarisation du faisceau imageur est circulaire. Elle est contrôlée par une lame $\frac{\lambda}{4}$ placée en sortie d'un cube séparateur de polarisation. Entre la cube et la lame, nous avons monté une lame $\frac{\lambda}{2}$ sur une monture amovible afin de contrôler le sens de circularité de la polarisation du faisceau imageur.

Le système d'imagerie doit être capable de résoudre des détails aussi petits qu'un condensat de Bose-Einstein, c'est à dire d'une taille de l'ordre de 10 $\mu$m. Le système optique doit donc présenter une forte ouverture numérique et être corrigé des aberrations sphériques. Nous avons construit un système de transport d'images utilisant deux clairaults

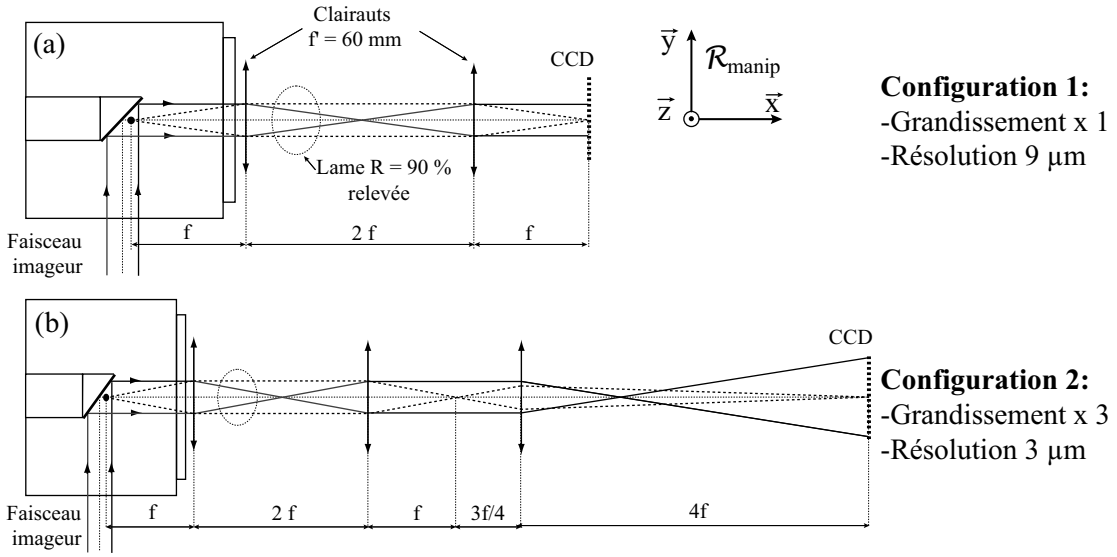


FIG. *2.16: Configuration 1 : système de transport d'images utilisant deux clairaults de 60 mm de focale, de 38 mm de diamètre, corrigés des aberrations sphériques et du chromatisme pour une conjugaison infini/foyer, montés en configuration f/2f/f. Ce montage a un grandissement de 1 et une résolution limitée par la taille des pixels de la matrice CCD à 9 $\mu$m. Configuration 2 : mise en place d'une lentille de 60 mm de focale, de 38 mm de diamètre, à $\frac{4f}{3}$ du foyer du deuxième doublet. Le système optique a alors un grandissement de 3 et une résolution de 3 $\mu$m.*

(doublets convergents) de 60 mm de focale, de 38 mm de diamètre, corrigés des aberrations sphériques et du chromatisme pour une conjugaison infini/foyer, montés en configuration f/2f/f (fig. 2.16(a)). Ce montage a un grandissement de 1, une ouverture numérique de 0.3 et une résolution en limite de diffraction de 1.6 $\mu$m. Expérimentalement, la résolution du système est limitée par la taille des pixels de la matrice CCD que nous utilisons, soit 9 $\mu$m. Pour maximiser l'ouverture numérique du système d'imagerie et donc sa résolution, nous travaillons avec des clairauts de focale courte. Le premier clairaut du système d'imagerie est donc proche du hublot de l'enceinte à vide. La lame escamotable qui réfléchit les faisceaux du piège est placée entre les deux clairauts du système d'imagerie. En conséquences, il est nécessaire de placer un troisième clairaut sur le trajet du faisceau piège tel que celui-ci voit deux doublets en configuration f/2f/f. Le front d'onde du faisceau piège est ainsi conservé (fig. 2.14).

Lorsque nous observons le nuage du PMO ou du piège magnétique, c'est à dire des objets de dimensions très supérieures à la taille d'un pixel de la caméra, l'image obtenue au foyer du deuxième doublet est imagée directement sur la matrice CCD, la résolution de 9 $\mu$m, limitée par les pixels de la caméra étant alors suffisante. Pour imager un condensat, dont la taille est de l'ordre de la dizaine de micromètres, et pour résoudre en particulier la double structure du nuage sous la température critique, il faut augmenter le grandissement du système d'imagerie. Pour cela, nous avons introduit une lentille de 60 mm de focale, de 38 mm de diamètre, à $\frac{4f}{3}$ du foyer du deuxième doublet. L'ouverture numérique du système devient égale à 0.23. Le système optique a alors un grandissement de 3 et une résolution

de 3 $\mu$m toujours limitée par la taille des pixels de la matrice CCD (fig. 2.16(b)).

### 2.7.3 Analyse des images

Le faisceau imageur est réfléchi par la surface de la puce. Tout se passe comme si le nuage voyait deux faisceaux imageurs, un faisceau direct se propageant selon l'axe vertical $\vec{y}$ et un faisceau se propageant après réflexion sur la surface de la puce, selon l'axe horizontal $\vec{x}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$ (fig. 2.17(a)). Nous parlerons par la suite de faisceaux imageurs *direct* et *réfléchi*. Un autre point de vue consiste à considérer l'échantillon et sa réflexion par la surface de la puce, vus par un seul faisceau imageur (fig. 2.17(b)). Le profil d'intensité

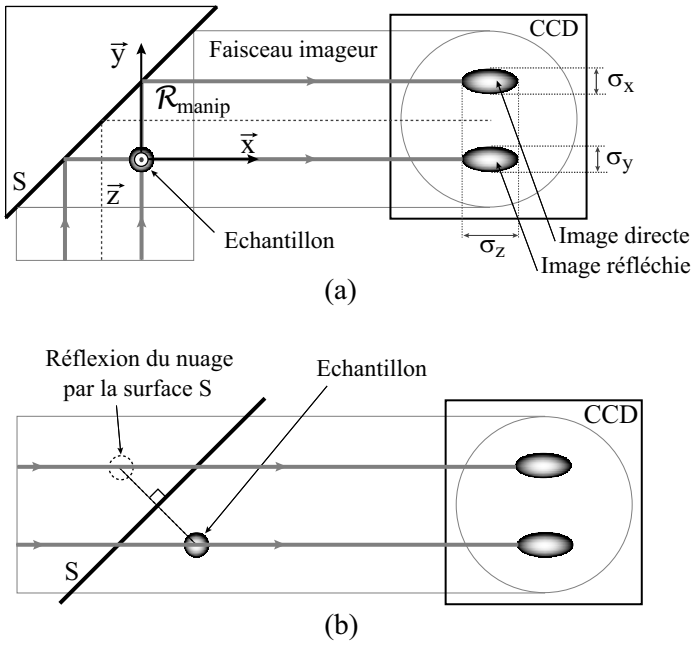


FIG. 2.17: *(a) Tout se passe comme si le nuage voyait deux faisceaux imageurs, un faisceau direct se propageant selon l'axe vertical $\vec{y}$ et un faisceau se propageant après réflexion sur la surface de la puce, selon l'axe horizontal $\vec{x}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$. (b) Un autre point de vue consiste à considérer l'échantillon et sa réflexion par la surface de la puce, vus par un seul faisceau imageur.*

du faisceau imageur présente deux zones d'ombre qui sont les images du nuage selon deux plans orthogonaux. Nous appellerons *image directe*, l'image correspondant à la traversée du nuage par les rayons verticaux du faisceaux imageur avant réflexion sur la surface de la puce. L'autre image sera l'*image réfléchie* (fig. 2.17(a)). L'image directe reproduit la densité spatiale du nuage dans le plan (x, z) intégrée selon l'axe $\vec{y}$ et l'image réfléchie représente la densité spatiale du nuage dans le plan (y, z) intégrée sur $\vec{x}$. Nous avons accès, grâce à ce système d'imagerie particulier, aux informations relatives aux trois dimensions du nuage.

*Remarque*

- Pendant un temps de vol, le nuage se déplace selon l'axe du faisceau imageur direct. Le système d'imagerie relatif au faisceau imageur direct est défocalisé. Ce n'est pas le cas pour le faisceau imageur réfléchi car le nuage tombe dans ce cas dans un plan

orthogonal à la direction du faisceau sous l'effet de la gravité.

Nous allons voir dans le prochain paragraphe, que les polarisations des faisceaux imageurs direct et réfléchi étant différentes, il est possible de ne visualiser qu'une ou l'autre des deux images du nuage en présence d'un champ magnétique en variant la fréquence du faisceau imageur ou le sens de sa polarisation.

### 2.7.4 Probabilités d'absorption des photons du faisceau d'imagerie

La mesure du nombre d'atomes par exploitation des images en absorption repose sur la connaissance de la section efficace d'absorption de l'atome (§ 2.7.1). Pour un système à deux niveaux, l'expression de la section efficace d'absorption est bien connue. Pour $I \ll I_{\text{sat}}$, elle s'écrit

$$\sigma(\delta) = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}}, \tag{2.4}$$

avec $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$, $\lambda$ étant la longueur d'onde de la transition, $\Gamma$, la largeur de raie naturelle de l'atome et $\delta$, le désaccord du faisceau incident sur les atomes.

Dans le cas de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ sur laquelle nous imageons le nuage, la situation est plus difficile à décrire car la section efficace $\sigma$ du nuage dépend de la polarisation de l'échantillon, de celle du faisceau imageur et du champ magnétique vue par les atomes au moment de l'imagerie.

Les atomes sont piégés magnétiquement dans l'état $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$. En pratique, pour pouvoir réaliser des temps de vol très courts sans être limité par le temps d'extinction des courants de Foucault au voisinage de la puce, nous coupons le courant dans le fil en Z et nous imageons les atomes en présence du champ magnétique homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$ de la configuration en Z, d'une amplitude de 15 G. Le temps caractéristique de coupure du courant dans le fil est de l'ordre de $\frac{1}{\omega_{\text{B}}} = 10\mu$s, d'où $\omega_{\text{B}} = 100$ kHz. Le champ magnétique généré par le fil au niveau des atomes a une amplitude de l'ordre de 15 G, d'où $\omega_{\text{L}} \simeq 21$ MHz. L'inégalité $\omega_{\text{L}} \gg \omega_{\text{B}}$ est vérifiée et à la coupure du piège magnétique, les atomes suivent adiabatiquement les variations de champs magnétiques. On peut donc supposer qu'au moment de la prise d'images les atomes sont toujours polarisés dans l'état $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$, le champ magnétique directeur étant le champ $\vec{B}_{\text{biais}}$, parallèle à la surface de la puce.

Les faisceaux imageurs incident et réfléchi ont des composantes de polarisation $\sigma_+$, $\sigma_-$ et $\pi$ relatives à la direction de $\vec{B}_{\text{biais}}$. Les atomes piégés dans l'état $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$ avant le pulse d'imagerie vont donc subir des transitions vers les états $|F' = 3, m_{\text{F}'} = 1\rangle$, $|F' = 3, m_{\text{F}'} = 2\rangle$ et $|F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$. Nous pouvons évaluer les probabilité d'absorption par unité de temps à résonance sur chacune des transitions : $p_{2,1} = \frac{\Gamma}{2}\frac{I_{\sigma_-}}{I_{\text{tot}}}c_{2,1}^2$, $p_{2,2} = \frac{\Gamma}{2}\frac{I_{\pi}}{I_{\text{tot}}}c_{2,2}^2$ et $p_{2,3} = \frac{\Gamma}{2}\frac{I_{\sigma_+}}{I_{\text{tot}}}c_{2,3}^2$ des photons du faisceau imageur selon chacune de ces transitions. Ces probabilités de transitions mettent en jeu les coefficients de Clebsch-Gordan $c_{\text{m}_\text{F},\text{m}_{\text{F}'}}$ de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ représentés sur la figure 2.18. Le calcul des fractions d'intensités $\frac{I_{\sigma_\pm,\pi}}{I_{\text{tot}}}$ des faisceaux imageurs direct et réfléchi de polarisation $\sigma_+$, $\sigma_-$ et $\pi$ relatives à la direction de $\vec{B}_{\text{biais}}$ est détaillé dans l'annexe C de ce manuscrit.

Supposons dans un premier temps que la polarisation du faisceau imageur avant réflexion sur la surface, est circulaire négative par rapport à l'axe $\vec{y}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$ (fig.

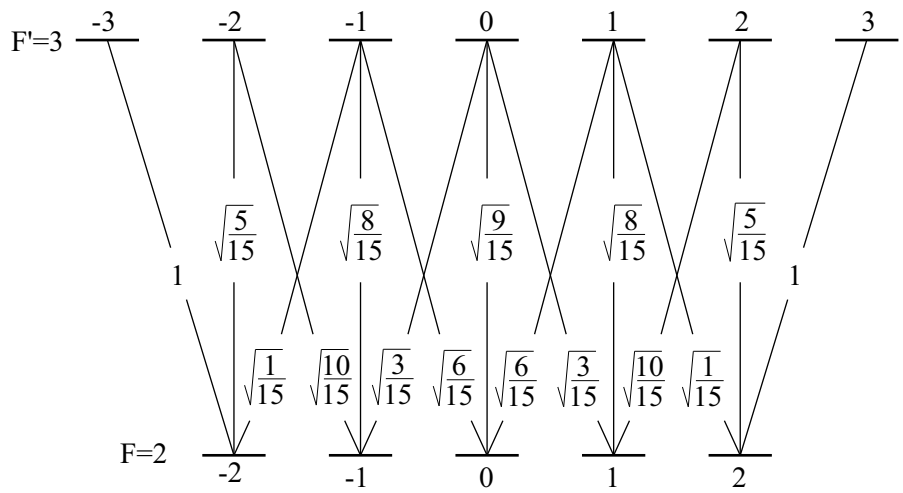


FIG. *2.18: Coefficients de Clebsch-Gordan de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ du $^{87}Rb$.*

C.1). Pour le faisceau imageur direct, nous avons dans ce cas $\frac{I_{\sigma_+}}{I_{\text{tot}}} = \frac{1}{4}(1 + \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.729$, $\frac{I_{\sigma_-}}{I_{\text{tot}}} = \frac{1}{4}(1 - \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.021$ et $\frac{I_{\pi}}{I_{\text{tot}}} = 0.250$ et nous obtenons $p_{2,3} = 0.729\ \frac{\Gamma}{2}$, $p_{2,2} = 0.083\ \frac{\Gamma}{2}$ et $p_{2,1}$ =0.001 $\frac{\Gamma}{2}$. La probabilité d'absorption par unité de temps des photons du faisceau imageur direct à résonance sur chacune des transitions est maximale selon la transition $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$. En présence d'un champ magnétique, cet effet est encore amplifié car les sous niveaux atomiques sont déplacés par effet Zeeman et le faisceau imageur n'est pas résonnant avec les transitions $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 1\rangle$ et $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 2\rangle$. Le nombre de photons absorbés par atomes sur la transition $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$ pendant la durée du pulse d'imagerie est égal à 25 photons alors qu'il est inférieur à un photon sur les deux autres transitions. Nous pouvons donc considérer que les photons imageurs sont échangés uniquement selon la transition $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$. La section efficace de l'atome peut alors s'écrire sous la forme $\sigma = C^2\sigma_0$, où $C^2 = \frac{p_{2,3}}{\frac{\Gamma}{2}}$ est un coefficient de Clebsch-Gordan effectif égal à 0.729. Dans le cas du faisceau imageur réfléchi par la surface, la fraction d'intensité relatives à cette transition est égale à $\frac{I_{\sigma_+}}{I_{\text{tot}}} = \frac{1}{4}(1 - \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.021$ et nous avons donc $p_{2,3} = 0.021\frac{\Gamma}{2}$ pour le faisceau imageur réfléchi. La probabilité d'absorption par unité de temps des photons du faisceau imageur direct selon la transition $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$ est donc plus élevée que celle du faisceau imageur réfléchi. C'est pourquoi nous pouvons visualiser principalement l'image directe du nuage pour un faisceau laser résonnant avec la transition $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$ comme par exemple sur la figure 4.6 du chapitre 4 de ce manuscrit. Expérimentalement, nous observons l'image directe du nuage pour un désaccord du faisceau imageur de l'ordre de 20 MHz par rapport à la fréquence de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ en l'absence de champ magnétique, c'est à dire pour un faisceau laser résonnant avec la transition $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\text{F}'} = 3\rangle$ en présence d'un champ magnétique de 15 G.

Dans le cas d'un faisceau imageur résonnant avec la transition $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\mathrm{F}'} = 1\rangle$, la probabilité $p_{2,1}$ d'absorption du faisceau imageur réfléchi selon la transition $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\mathrm{F}'} = 1\rangle$ est égale à $0.049\ \frac{\Gamma}{2}$ et est donc supérieure à celle du faisceau imageur direct, égale à $0.001\ \frac{\Gamma}{2}$. Nous visualisons dans ce cas principalement l'image réfléchie du nuage.

Il est également possible de visualiser l'une ou l'autre des deux images du nuage à fréquence fixe, mais en inversant la polarisation du faisceau imageur. En effet, si la polarisation du faisceau imageur incident est circulaire positive par rapport à $\vec{y}$ cette fois, la probabilité d'absorption par unité de temps des photons du faisceau imageur réfléchi vers l'état $|F' = 3, m_{\mathrm{F}'} = 3\rangle$ devient $p_{2,3} = 0.729\ \frac{\Gamma}{2}$. Elle est égale à $0.021\ \frac{\Gamma}{2}$ pour le faisceau imageur direct. Nous visualisons donc principalement l'image réfléchie du nuage pour un laser accordé sur la transition $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\mathrm{F}'} = 3\rangle$. La figure 2.19 présente l'image résultante de la superposition de l'image directe et de l'image réfléchie du nuage piégé magnétiquement dans un piège obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 15 G après 1 ms d'expansion libre. Le nuage est refroidi à une température de l'ordre du microkelvin. Nous visualisons l'image directe ou réfléchie du nuage en changeant le sens de rotation de la polarisation du faisceau imageur, le faisceau imageur étant résonnant sur la transition $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\mathrm{F}'} = 3\rangle$.

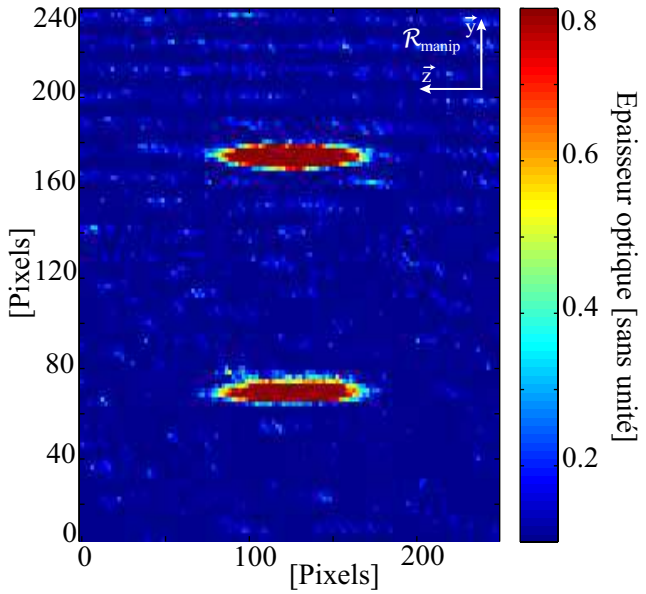


FIG. *2.19: Superposition de l'image directe et de l'image réfléchie du nuage piégé magnétiquement dans un piège obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 15 G, refroidi à une température de l'ordre du micro-Kelvin, après 1 ms d'expansion libre. Nous visualisons l'image directe ou réfléchie du nuage en changeant le sens de rotation de la polarisation du faisceau imageur, le faisceau imageur étant résonnant sur la transition* $|F = 2, m_{\mathrm{F}}\rangle \rightarrow |F' = 3, m_{\mathrm{F}'} = 3\rangle$. *Les graduations de l'image sont en pixels et l'échelle de couleurs est graduée en épaisseur optique.*

L'image du nuage du PMO présentée sur la figure 3.10 au chapitre 3 du manuscrit est

prise après coupure du champ magnétique uniforme $\vec{B}_{\text{biais}}$. Dans ce cas, nous visualisons les images directe et réfléchie du nuage simultanément.

Le calcul exact de la section efficace moyenne des atomes du nuage est difficile car la polarisation du faisceau imageur n'est pas rigoureusement circulaire et le champ magnétique homogène n'est pas rigoureusement parallèle à la surface de la puce. Par ailleurs, certains atomes peuvent être dépolarisés à la coupure du piège et pendant le pulse d'imagerie. C'est pourquoi nous avons travaillé expérimentalement avec un coefficient de Clebsch-Gordan effectif égal à 1. Après obtention du condensat, nous avons calibré le nombre d'atomes à partir de la mesure de la température au seuil de condensation.

Le fait de pouvoir visualiser les images directe et réfléchie du nuage permet de mesurer simplement la hauteur du centre du piège par rapport à la surface de la puce, comme nous allons le voir dans le dernier chapitre de ce paragraphe.

### 2.7.5 Mesure de la hauteur du centre du piège

Le système d'imagerie que nous avons construit permet de visualiser deux images du nuage. Nous pouvons mesurer de façon simple la hauteur $h$ du nuage par rapport à la surface de la puce à partir de la distance $d = h\sqrt{2}$ qui sépare ces deux images (fig. 2.20).

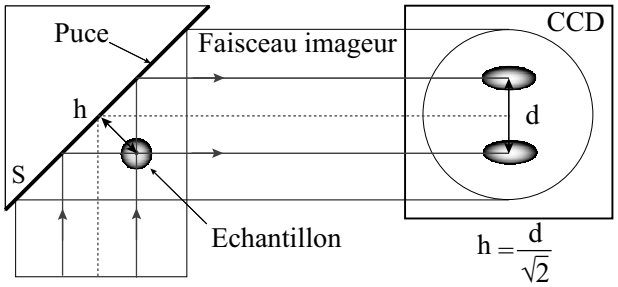


FIG. *2.20: La mesure de la distance d entre les deux images du nuage permet de mesurer simplement la hauteur h du nuage d'atomes par rapport à la surface de la puce.*

Pour mesurer les hauteurs du piège, nous travaillons avec des temps de vol très courts. En 0.1 ms le nuage se déplace sous l'effet de la gravité de $\frac{1}{2}gt^2 = 50$ nm. L'ordre de grandeur typique de la hauteur du nuage à la surface de la puce est de 100 $\mu$m, ce qui correspond à une distance de 140 $\mu$m environ entre les deux images. Le déplacement du nuage vu par le faisceau après réflexion sur la surface de la puce est négligeable devant la distance mesurée.

Nous avons décrit dans cette partie le système d'imagerie que nous avons mis en place sur notre expérience. Il présente la particularité de permettre d'observer le nuage dans deux plans orthogonaux et d'accéder ainsi aux informations relatives au nuage selon trois directions orthogonales de l'espace. Nous pouvons observer le nuage selon l'un ou l'autre des deux plans orthogonaux en fonction du désaccord et de la polarisation du faisceau imageur. La mesure de la distance entre ces deux images permet de calculer facilement la hauteur du piège par rapport à la surface de la puce.

## 2.8 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental relativement simple que nous avons conçu et construit pour réaliser des expériences de condensation de Bose-Einstein sur une micro-structure. Nous utilisons une enceinte à vide cubique métallique, dans laquelle la pression résiduelle est égale à quelques $10^{-9}$ mbar. La source d'atome montée sur notre expérience est un filament de rubidium. La circulation d'un courant de quelques ampères dans le filament augmente sa température et provoque la désorption des atomes de rubidium. Notre système laser est constitué de trois diodes laser. Nous utilisons une diode laser montée en cavité étendue asservie sur la raie D2 du $^{87}$Rb pour injecter une seconde diode dont le faisceau est redivisé pour réaliser les faisceaux du PMO, le faisceau imageur et les faisceaux de pompage. Une troisième diode libre asservie sur la raie D1 du $^{87}$Rb repompe les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$. Notre système d'imagerie particulier permet, du fait de la présence du miroir de la puce, d'imager le nuage selon trois directions orthogonales de l'espace et de mesurer simplement la hauteur du centre du piège par rapport à la surface de la puce.

La suite de ce manuscrit présente le cheminement expérimental que nous avons suivi pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, les choix que nous avons effectués et les résultats que nous avons obtenus. Ce travail est divisé en trois étapes relatives au pré-refroidissement laser du nuage, à la phase de piégeage magnétique des atomes et à l'obtention du condensat par refroidissement évaporatif, chaque étape faisant l'objet d'un chapitre de ce manuscrit. Le chapitre suivant est logiquement consacré à l'étape de pré-refroidissement laser du nuage à partir d'un gaz d'atomes à température ambiante.

# Chapitre 3

# Pré-refroidissement du nuage atomique de $^{87}$Rb

L'observation de la condensation de Bose-Einstein nécessite de piéger magnétiquement un grand nombre d'atomes à une température suffisamment faible. Or, un micro-piège magnétique typique a une profondeur finie de l'ordre du milli-Kelvin. Le processus de piègeage magnétique étant non dissipatif, la température de la source d'atomes à partir de laquelle on charge le piège doit être inférieure à la profondeur du piège magnétique. Le chargement efficace d'un micro-piège magnétique nécessite donc de refroidir au préalable les atomes du gaz à température ambiante au sein d'un piège magnéto-optique (PMO), suivi éventuellement d'une étape de mélasse optique. L'ensemble de ces étapes constitue le pré-refroidissement laser du nuage d'atomes [69][70][71]. Ce chapitre est consacré à la description de la phase de pré-refroidissement laser des atomes que nous utilisons dans notre expérience.

Le rôle du PMO est d'accumuler un grand nombre d'atomes qui seront transférés dans le piège magnétique. Pour que le transfert des atomes soit efficace, le centre du PMO doit être superposé au centre du piège magnétique. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit, ces deux caractéristiques ne peuvent pas être vérifiées simultanément lorsqu'on utilise une microstructure. La solution consiste alors à n'utiliser non pas un, mais deux pièges magnéto-optiques successifs assurant chacun une des conditions précédentes. La première étape du pré-refroidissement laser consiste alors à accumuler un grand nombre d'atomes au sein d'un PMO externe qui utilise le champ magnétique créé par des bobines extérieures au système microscopique. De part les dimensions macroscopiques des bobines, le volume de capture du PMO externe est important et permet de piéger un grand nombre d'atomes. La deuxième étape du pré-refroidissement consiste à transférer les atomes dans un PMO dit en U, dont le champ magnétique est créé par la circulation d'un courant dans un fil en forme de U déposé sur la surface de la puce associé à un champ homogène externe. Le PMO en U est superposé par construction au piège magnétique en Z, ce qui facilite le

transfert des atomes dans le piège magnétique. Les atomes subissent ensuite la troisième phase du pré-refroidissement laser, qui est l'étape de mélasse optique visant à diminuer la température des atomes du PMO en U. Nous disposons alors d'un nuage dense et froid à partir duquel le chargement efficace du micro-piège magnétique peut être envisagé.

Au cours de ce chapitre, nous détaillerons successivement les trois étapes principales du pré-refroidissement laser que sont le PMO externe, le PMO en U et la mélasse optique. Nous présenterons pour chacune d'entre-elles, les caractéristiques du nuage pertinentes pour la séquence de condensation.

## 3.1 Piège magnéto-optique externe

Le PMO externe est la première étape de la phase de refroidissement laser antérieure au piégeage magnétique d'un gaz de rubidium. Il permet de capturer un grand nombre d'atomes à partir de la vapeur d'atomes à température ambiante.

Nous avons utilisé le nuage d'atomes piégés dans le PMO externe pour caractériser la source de rubidium montée sur notre expérience et mettre en place les paramètres du système d'imagerie. Ces résultats sont décrits dans la première partie de ce paragraphe. Une fois que les atomes sont piégés et refroidis, il faut pouvoir déterminer le nombre d'atomes piégés dans le PMO externe. Nous disposons pour cela des méthodes optiques que sont l'imagerie par absorption et la mesure du taux de fluorescence rayonnée par le nuage atomique. Les résultats obtenus sont présentés dans la deuxième partie de ce paragraphe relative aux performances du PMO externe. Enfin, nous traiterons dans la dernière partie de ce paragraphe, le problème du transfert des atomes du PMO externe au PMO en U.

### 3.1.1 Le piège magnéto-optique : un outil bien utile

Nous avons utilisé le nuage d'atomes piégés dans le PMO externe pour caractériser le fonctionnement de la source d'atomes montée sur notre expérience. En effet, l'utilisation de filaments étant relativement récente dans notre domaine, les propriétés de ces dispositifs sont encore mal connues. Les résultats obtenus sont présentés dans la première partie de ce paragraphe. Nous verrons ensuite comment utiliser le nuage d'atomes pour mettre en place les paramètres du système d'imagerie par absorption.

#### 3.1.1.1 Caractérisation de la dynamique de fonctionnement du filament de rubidium

Afin de caractériser les propriétés du filament de rubidium, nous avons cherché à mesurer le nombre d'atomes dans le PMO externe pour différents courants traversant le filament, en régimes permanent et pulsé. Ces résultats ont été obtenus alors que nous débutions le montage du dispositif expérimental. Nous n'avions pas à ce stade mis en place le système d'imagerie par absorption. Nous avons donc utilisé un signal de fluorescence pour mesurer le nombre d'atomes dans le PMO. Le premier paragraphe de cette section présente rapidement cette méthode de mesure et donne un exemple des courbes obtenues et exploitées par la suite. Grâce à ce diagnostic optique très simple, nous allons pouvoir mettre en évidence, l'existence du courant de seuil du filament et mesurer son temps de chauffage en régime

pulsé. Nous avons également essayé de caractériser l'émission des espèces autres que le rubidium. Ces résultats sont présentés dans la suite de cette section.

**Diagnostic de fluorescence**

Un moyen simple d'accéder au nombre d'atomes piégés dans le PMO consiste à mesurer le taux de fluorescence rayonnée par le nuage à l'aide d'une photodiode calibrée. En première approximation, le nombre de photons diffusés par le nuage est proportionnel à l'intensité laser vue par les atomes et au nombre d'atomes du nuage. Cette technique de mesure du nombre d'atomes n'est pas très précise. En effet, il est difficile de modéliser le taux de photons échangés par un atome interagissant avec quatre ondes laser. Le fait que la transition atomique ne soit pas saturée renforce la complexité du problème. De plus, le taux de fluorescence rayonnée dépend du décalage en fréquence du laser excitateur par rapport à la résonance atomique, qui est lié à la position et à l'état interne de l'atome. Il faut également prendre en compte le processus de réabsorption des photons réémis par les atomes du nuage et dans ce cas, le nombre de photons diffusés par le nuage n'est plus proportionnel au nombre d'atomes du nuage. Cependant, cette technique est tout à fait adaptée à l'observation d'une variation relative du nombre d'atomes du PMO à une fréquence fixe du laser excitateur. De plus, elle permet d'étudier ce nombre d'atomes en temps réel. Nous cherchons ici à mesurer la variation relative du nombre d'atomes dans le PMO selon les paramètres d'utilisation du filament de rubidium et non un nombre absolu d'atomes. La fréquence des faisceaux du PMO restant constante pendant ces mesures, le diagnostic de fluorescence est donc tout à fait adapté à ces observations.

A titre d'exemple, la figure 3.1 présente la fluorescence rayonnée pendant le chargement du PMO pour un courant constant de 4 A dans le filament de rubidium. Les faisceaux

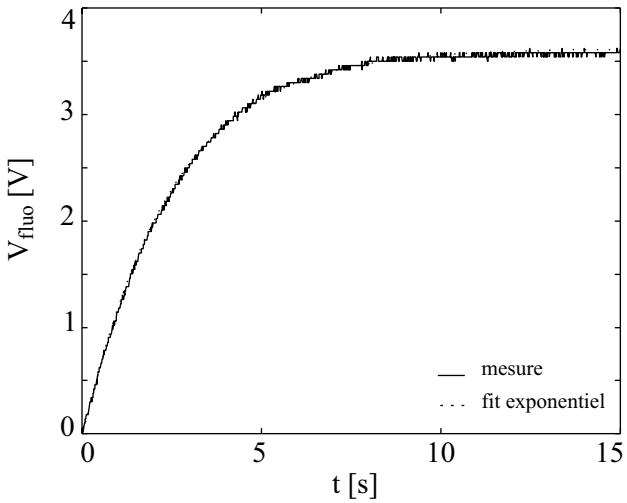


FIG. *3.1: Variation de la fluorescence rayonnée par le PMO externe au cours de son chargement. Les faisceaux du piège sont allumés à l'instant t=0 ms. Pour un courant constant de 4 A dans le filament de rubidium, le temps de chargement du PMO externe est de 2.4 s.*

du piège sont rallumés à l'instant t = 0 ms. Le nombre d'atomes augmente rapidement

puis atteint une valeur stationnaire lorsque les pertes d'atomes compensent le taux de chargement. Pour un courant constant de 4 A dans le filament, un fit exponentiel (- -) des données expérimentales permet de mesurer un temps de chargement $\tau$ du piège magnéto-optique externe de 2.4 s. Cette valeur n'est pas pertinente en soi car elle ne correspond pas aux conditions expérimentales d'utilisation du filament de rubidium dans la séquence de condensation. Cependant, nous tenons à montrer ici le type de courbes obtenues lorsqu'on mesure le chargement du PMO par fluorescence, car ces courbes seront exploitées plus sérieusement dans le paragraphe relatif à la présence d'espèces différentes du rubidium dans l'enceinte à vide.

### Courant de seuil

Afin de caractériser les propriétés du filament de rubidium, nous avons mesuré, à un coefficient multiplicatif près, le nombre d'atomes dans le PMO externe pour différents courants $I_{\text{disp}}$ constants traversant le filament.

Expérimentalement, nous fixons la valeur de $I_{\text{disp}}$, puis nous attendons environ 100 s avant de mesurer la fluorescence rayonnée par le piège afin d'atteindre le régime stationnaire de fonctionnement du filament. La figure 3.2 présente la variation de la fluorescence du nuage atomique en fonction de $I_{\text{disp}}$. Ces données mettent en évidence l'existence d'un

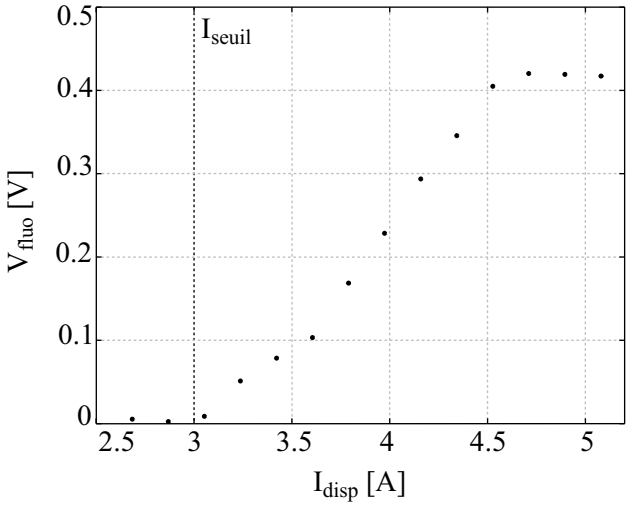


Fig. *3.2: Variation de la fluorescence rayonnée par le nuage atomique en fonction du courant circulant dans le filament de rubidium. Le courant de seuil du filament est de 3 A environ.*

courant de seuil $I_{\text{seuil}}$ du filament de l'ordre de 3 A. Pour un courant inférieur à cette valeur, la température atteinte par le filament en régime stationnaire n'est pas suffisante pour permettre la désorption des atomes de rubidium. Au delà de cette valeur, la température atteinte en régime stationnaire augmente avec $I_{\text{disp}}$ et le filament désorbe de plus en plus d'atomes. Lorsque $I_{\text{disp}}$ est supérieur à 4.5 A, le nombre d'atomes dans le PMO sature, ce qui se traduit par un palier sur la variation de la fluorescence rayonnée.

Nous avons travaillé ici à courant $I_{\text{disp}}$ constant dans le filament de rubidium. Or, nous avons besoin de conserver un très bon vide pour que la durée de vie du piège magnétique

soit suffisante pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Il semble donc naturel d'utiliser le filament non pas en régime continu mais en régime pulsé, afin que la pression retombe dans l'enceinte à vide après le chargement du piège magnéto-optique. Nous nous sommes donc intéressés au comportement du filament en régime pulsé. Les résultats de nos observations seront présentés au paragraphe 4.2.1 dans lequel nous déterminons les paramètres d'utilisation du filament garantissant une durée de vie suffisante des atomes dans le piège magnétique. Retenons simplement ici le résultat de ces observations : pendant l'intégralité de la séquence expérimentale de condensation, le filament de rubidium est parcouru par un courant de repos de 2 A et en début de séquence seulement, nous pulsons le courant dans le filament à 8 A pendant 2.6 s.

Afin de mieux comprendre le fonctionnement du filament de rubidium, il est intéressant d'essayer de caractériser l'émission des espèces différentes du rubidium. Ce travail est présenté dans le paragraphe suivant.

### Présence d'espèces différentes du rubidium

Grâce à un modèle simple de la variation du nombre d'atomes dans le PMO, nous avons essayé de déterminer le mode de variation de la pression partielle $p_{\text{autres}}$ relative aux espèces autres que le rubidium dans l'enceinte à vide.

Le taux de chargement du PMO est proportionnel à la pression partielle $p_{\text{Rb}}$ de rubidium dans l'enceinte à vide. La croissance du nombre $N$ d'atomes dans le PMO est rapidement compensée par les pertes d'atomes par collisions avec les particules du gaz résiduel, qui peuvent être des atomes de rubidium ou de toute autre espèce ($H_2$, gaz rares...). Le taux de pertes du nuage est proportionnel à $p_{\text{Rb}} + A_0 p_{\text{autres}}$, $p_{\text{autres}}$ étant la pression partielle des espèces différentes du rubidium présentes dans l'enceinte à vide et $A_0$ un coefficient réel. La variation du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique est décrite par

$$\frac{dN}{dt} = A_1 p_{\text{Rb}} - A_2 p_{\text{Rb}} N - A_3 p_{\text{autres}} N, \tag{3.1}$$

où $A_1$, $A_2$ et $A_3$ sont des coefficients réels.

Le nombre d'atomes $N$ augmente avec $p_{Rb}$ jusqu'à atteindre un valeur limite $N_\infty = \frac{A_1 p_{\text{Rb}}}{A_2 p_{\text{Rb}} + A_3 p_{\text{autres}}}$ en régime stationnaire. Nous pouvons réécrire cette expression sous la forme

$$A_1 \frac{p_{\text{Rb}}}{N_\infty} = A_2 p_{\text{Rb}} + A_3 p_{\text{autres}}. \tag{3.2}$$

Au début de la phase de chargement, $N$ est faible devant $N_\infty$ et l'équation (3.1) s'écrit $\frac{dN}{dt} = A_1 p_{\text{Rb}}$. La pression de rubidium dans l'enceinte est donc proportionnelle à la pente initiale de la courbe $N(t)$ de chargement du PMO. Or, nous avons accès à une quantité proportionnelle à $N(t)$ en mesurant la fluorescence rayonnée par le nuage pendant le chargement du PMO. La figure 3.1 présente un exemple du type de courbes obtenues. Nous pouvons donc mesurer des quantités proportionnelles à $p_{\text{Rb}}$ et $N_\infty$ en relevant respectivement la pente initiale et la valeur asymptotique de la fluorescence rayonnée pendant le chargement du PMO. La courbe de la figure 3.1 est obtenue pour un courant $I_{\text{disp}}$ fixé. En faisant varier le courant dans le filament de rubidium, nous faisons varier $p_{\text{Rb}}$ et nous pouvons tracer les variations de $\frac{p_{\text{Rb}}}{N_\infty}$ en fonction de $p_{\text{Rb}}$ (éq. (3.2)). La figure 3.3 présente ces résultats. La variation de $\frac{p_{\text{Rb}}}{N_\infty}$ est linéaire avec $p_{\text{Rb}}$. Ce qui signifie que $p_{\text{autres}}$ est de la

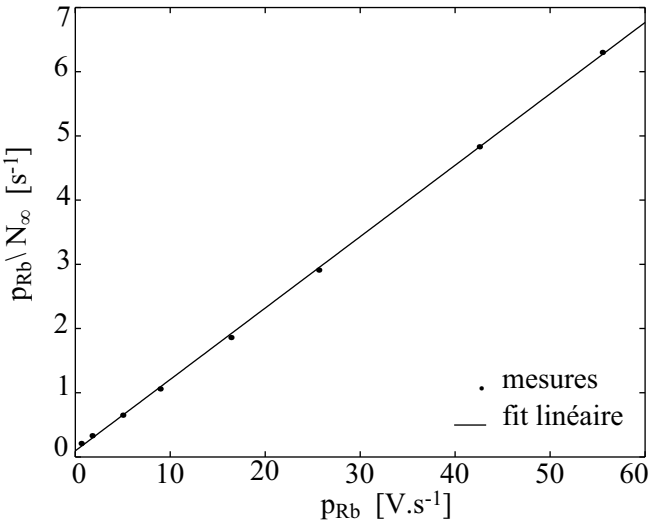


FIG. *3.3: Variation de $\frac{p_{\mathrm{Rb}}}{N_\infty}$ en fonction de $p_{\mathrm{Rb}}$. L'ordonnée à l'origine du fit linéaire permet de déterminer une borne supérieure de la durée de vie des atomes dans le PMO, de 10 s environ.*

forme $Ap_{\mathrm{Rb}} + p_{I_{\mathrm{disp}=0}}$, $p_{I_{\mathrm{disp}=0}}$ étant la pression dans l'enceinte en l'absence de rubidium. Un fit linéaire des mesures expérimentales de la figure 3.3 donne une ordonnée à l'origine dont l'inverse $\frac{1}{Ap_{I_{\mathrm{disp}=0}}}$ est égal à 10.1 ± 2.2 s. Ce chiffre correspond à une "durée de vie" en l'absence de rubidium. Plus concrètement, il fixe une borne supérieure à la durée de vie des atomes dans le PMO.

Dans ce paragraphe, nous avons pu mettre en évidence et mesurer le courant de seuil du filament de rubidium égal à 3 A. Le temps de chauffage du filament en régime pulsé de l'ordre de 2 à 3 secondes. Expérimentalement, le filament est parcouru par un courant de repos de 2 A pendant l'intégralité de la séquence expérimentale et nous pulsons le filament à 8 A pendant 2.6 s en début de séquence. Nous avons également mesuré une borne supérieure de la durée de vie des atomes dans le PMO égale à 10.1 ± 2.2 s.

Le filament de rubidium n'est pas le seul élément de l'expérience que nous ayons caractérisé grâce au nuage d'atomes du PMO. Nous avons également utilisé celui-ci pour mettre en place les paramètres du système d'imagerie par absorption, comme expliqué dans le prochain paragraphe.

#### 3.1.1.2 Mise en place des paramètres du système d'imagerie par absorption

Nous nous intéressons ici au réglage des paramètres du système d'imagerie par absorption relatifs au laser sonde, c'est à dire, à l'intensité $I_{\mathrm{sonde}}$ et à la durée $\tau_{\mathrm{sonde}}$ du pulse d'imagerie. Ces paramètres ont été choisis selon deux critères auxquels sont consacrés les deux prochains paragraphes.

### Choix de l'intensité du faisceau imageur

Nous avons utilisé un premier critère pour déterminer l'intensité du faisceau imageur : pour une analyse simple des images d'absorption, il est nécessaire que l'intensité absorbée par le nuage atomique varie linéairement avec l'intensité incidente $I_{\text{sonde}}$ du faisceau imageur. Il faut donc travailler avec une intensité $I_{\text{sonde}}$ égale à une fraction de l'intensité de saturation $I_{\text{sat}}$ de la transition atomique considérée $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (§ 2.7).

Afin de déterminer plus précisément le rapport $\frac{I_{\text{sonde}}}{I_{\text{sat}}}$ avec lequel il est raisonnable de travailler, évaluons l'influence de ce rapport sur l'absorption du faisceau imageur par le nuage atomique. Considérons un nuage d'atomes de rubidium interagissant avec un laser d'intensité $I$, de longueur d'onde $\lambda$, décalé en fréquence par rapport à la fréquence $\omega_a$ de la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$ de $\delta$. Notons $\Gamma$ la largeur de raie du niveau excité. L'ensemble de ces paramètres sont indiqués pour mémoire sur la figure 3.4. Comme nous

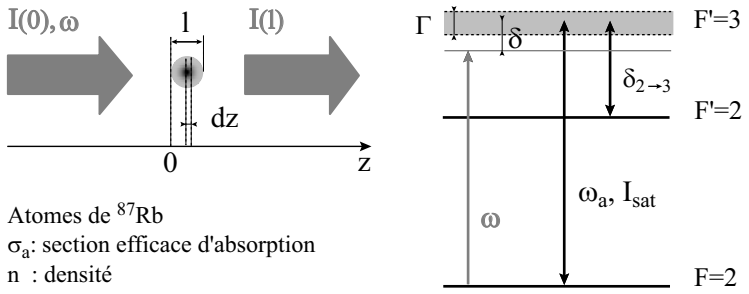


FIG. *3.4: Un nuage d'atomes de rubidium de densité $n$, de section efficace d'absorption $\sigma_{\text{a}}$ interagit avec un laser d'intensité $I$, de fréquence $\omega_{\text{l}}$, décalé par rapport à la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$ de $\delta$. $\Gamma$ est la largeur de raie du niveau excité, et $I_{\text{sat}}$ l'intensité de saturation de la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$.*

l'avons vu au paragraphe 2.7.1, l'absorption du faisceau imageur dirigé selon l'axe $\vec{e}_{\text{z}}$ par l'échantillon de densité $n$ suit la loi de Beer-Lambert

$$\frac{dI}{dz} = n\sigma I(z). \tag{3.3}$$

La section efficace d'absorption $\sigma$ de l'atome s'écrit de façon générale

$$\sigma = \frac{\sigma_0 C^2}{1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_{\text{sat}}}}, \tag{3.4}$$

avec $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$. $C^2$ est le coefficient de Clebsh-Gordant effectif que nous avons pris égal à 1 (§ 2.7.4). Nous supposons le faisceau imageur résonnant avec la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$, c'est à dire $\delta = 0$. La section efficace d'absorption $\sigma$ devient donc une fonction de $I$. Nous pouvons réécrire l'équation (3.3) sous la forme

$$\frac{dI(z)}{I(z)} + \frac{dI(z)}{I_{\text{sat}}} = -n\sigma_0 dz. \tag{3.5}$$

Intégrons cette équation sur la longueur $l$ du nuage selon l'axe du faisceau (fig. 3.4). Nous obtenons

$$\ln\left(\frac{I(l)}{I(0)}\right) + \frac{I(l)}{I_{\text{sat}}} - \frac{I(0)}{I_{\text{sat}}} = -n\sigma_0 l. \tag{3.6}$$

Nous avons exploité numériquement cette expression afin de déterminer la variation de l'absorption $\frac{I(l)}{I(0)}$ en fonction de l'intensité relative incidente $\frac{I(0)}{I_{\text{sat}}}$. La figure 3.5 présente ces résultats pour plusieurs valeurs de l'épaisseur optique $n\sigma_0 l$. Expérimentalement, nous

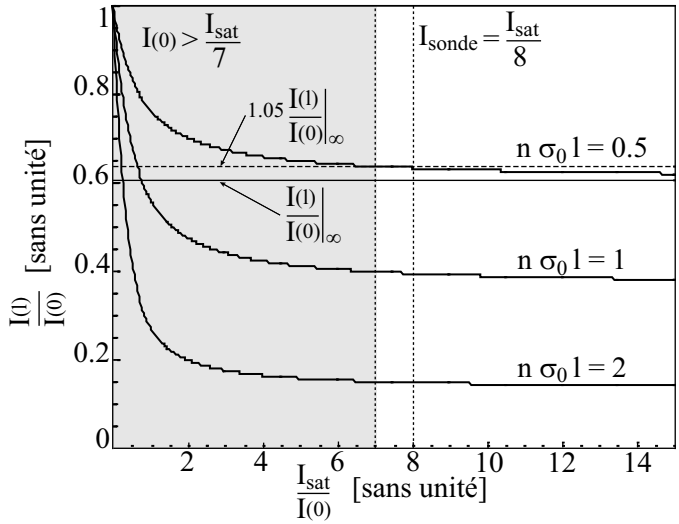


FIG. *3.5: Variation de l'absorption $\frac{I(l)}{I(0)}$ en fonction de l'intensité relative incidente $\frac{I_{\text{sat}}}{I(0)}$. La valeur de l'épaisseur optique $n\sigma_0 l$ est de 0.5 dans nos conditions expérimentales.*

avons une épaisseur optique égale à 0.5 dans le PMO, ce qui correspond à la plus haute courbe de la figure 3.5.

Comme nous l'avons expliqué au début de cette section, le rapport $\frac{I(l)}{I(0)}$ doit être indépendant de $I(0)$ pour permettre une analyse simple des images d'absorption. Dans le cas $n\sigma_0 l = 0.5$, l'écart du rapport $\frac{I(l)}{I(0)}$ à sa valeur asymptotique est inférieur à 5 % lorsque le rapport $\frac{I_{\text{sat}}}{I(0)}$ est supérieur à 7. Ce domaine de valeurs est représentée par la région grisée sur le figure 3.5. A partir de ce résultat, nous considérons que le rapport $\frac{I(l)}{I(0)}$ est indépendant de $I(0)$ lorsque l'intensité incidente du faisceau imageur est inférieure à $\frac{I_{\text{sat}}}{7}$. En conséquence, nous choisissons de fixer l'intensité incidente $I_{\text{sonde}}$ du faisceau imageur à $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$. Pour une meilleure visualisation, nous avons fait apparaître cette valeur sur la figure 3.5.

### Choix de la durée du pulse d'imagerie

Le deuxième critère utilisé pour déterminer la durée du pulse d'imagerie concerne le nombre de photons absorbés par atome pendant le pulse d'imagerie. En effet, un atome du nuage doit absorber suffisamment peu de photons du faisceau imageur, pour ne pas sortir de résonance par Effet Doppler, ne pas être dépompé par le laser imageur et ne pas parcourir une distance dans le plan image grande devant la dimension d'un pixel. Afin de

mettre en évidence l'existence éventuelle d'un de ces phénomènes, nous avons mesuré sur les images en absorption, la variation de l'épaisseur optique au centre du PMO en fonction de la durée $\tau_{\text{sonde}}$ du pulse d'imagerie. La figure 3.6 présente ces résultats. L'épaisseur

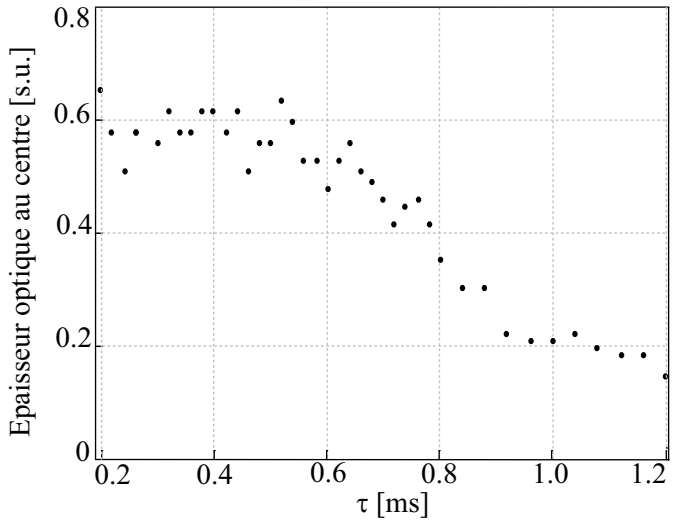


FIG. *3.6: Variation de l'épaisseur optique au centre du PMO en fonction de la durée $\tau_{\text{sonde}}$ du pulse de sonde. Le nombre d'atomes du PMO "vus" par le faisceau d'imagerie est constant pour des durées de pulse comprises entre 200 $\mu$s et 600 $\mu$s et diminue pour des durées de pulse supérieures à 600 $\mu$s.*

optique au centre du PMO est constante pour des durées de pulse comprises entre 200 $\mu$s et 600 $\mu$s et diminue ensuite pour des durées de pulse supérieures à 600 $\mu$s.

Comme nous l'avons écrit brièvement plus haut, la diminution de l'épaisseur optique du nuage pour des pulses longs peut être due à une mise hors résonance des atomes du PMO par effet Doppler. En effet, un atome absorbant $n$ photons sous le même angle d'incidence, est accéléré dans cette direction pendant la durée du pulse d'imagerie. La fréquence du laser imageur, vue par l'atome, diminue par effet Doppler. Si la durée $\tau_{\text{sonde}}$ du pulse d'imagerie est supérieure à une valeur limite $\tau_{\text{lim}}$ pour laquelle le décalage Doppler $\delta(\tau_{\text{lim}})$ vu par les atomes est égal à la largeur de raie $\Gamma$ de la transition atomique, l'atome devient transparent au faisceau sonde. Le nombre d'atomes "vus" par le faisceau imageur diminue pour des durées de pulse supérieures à $\tau_{\text{lim}}$. Il est intéressant de quantifier ce phénomène afin de savoir dans quelle mesure l'effet Doppler est responsable de la diminution de la fluorescence rayonnée par les atomes du PMO, observée sur la figure 3.6.

Avec notre système d'imagerie particulier, les atomes voient des photons arriver de deux directions différentes, correspondant au faisceaux imageurs direct et réfléchi par la puce (§ 2.7). Nous supposons ces deux directions parfaitement orthogonales, ce qui nous permet de découpler le rôle des photons incidents selon l'une ou l'autre de ces deux directions, et de raisonner unidimensionnellement. Nous négligeons ici l'effet Doppler dû à la vitesse initiale des atomes du PMO et le recul dû à l'émission spontanée des photons absorbés. Ces hypothèses seront vérifiées par la suite. Pour simplifier nous considérons ici un seul atome à deux niveaux interagissant avec le faisceau imageur. Les notations sont analogues à celles utilisées au paragraphe précédent et explicitées sur la figure 3.4. Nous nous plaçons

dans le référentiel de l'atome. L'instant t = 0 ms marque le début du pulse d'imagerie. Si l'on prend en compte l'effet Doppler subit par l'atome pendant la durée du pulse, le décalage en fréquence $\delta$ du laser varie au cours du temps $t$. Le nombre de photons absorbés par unités de temps s'écrit

$$\Gamma'_{\text{Dopp}}(t) = \frac{\Gamma}{2}\frac{s(t)}{1+s(t)}, \tag{3.7}$$

où

$$s(t) = \frac{\frac{I}{I_{\text{sat}}}}{1+4\frac{(\delta(t))^2}{\Gamma^2}} \tag{3.8}$$

est le paramètre de saturation du système. Nous cherchons à calculer le nombre $n_{\text{ph a}}(\tau)$ de photons absorbés par l'atome pendant le pulse de sonde de durée $\tau$. De part la définition de $\Gamma'_{\text{Dopp}}(t)$, $n_{\text{ph a}}(\tau)$ s'écrit

$$n_{\text{ph a}}(\tau) = \int_0^\tau \Gamma'_{\text{Dopp}}(t)dt. \tag{3.9}$$

Il s'agit donc de calculer $\Gamma'_{\text{Dopp}}(t)$. Nous avons besoin pour cela, d'exprimer la variation de $\delta$ avec $t$ (éqs. (3.7) et (3.8)).

A l'instant $t$, le décalage de la fréquence de la sonde vue par l'atome est égale au nombre de photons absorbés à l'instant $t$ multiplié par le décalage Doppler $\delta_{\text{recul}} = \frac{\hbar k^2}{M}$ du à l'absorption d'un seul photon ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde du faisceau sonde). Cette relation s'écrit

$$\delta(t) = n_{\text{ph a}}(t)\delta_{\text{recul}}. \tag{3.10}$$

Dérivons cette équation par rapport au temps. Nous obtenons

$$\dot{\delta}(t) = \Gamma'_{\text{Dopp}}(t)\delta_{\text{recul}}. \tag{3.11}$$

Connaissant l'expression de $\Gamma'_{\text{Dopp}}(t)$ en fonction de $\delta(t)$ (éqs. (3.7) et (3.8)), nous obtenons l'équation différentielle

$$\dot{\delta}(t) = \frac{\Gamma}{2}\frac{s(\delta(t))}{1+s(\delta(t))}\delta_{\text{recul}}. \tag{3.12}$$

Cette équation se résout numériquement, avec la condition initiale $\delta(0) = \omega_{\text{a}} - \omega$, où $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ est la pulsation du laser imageur, c étant la vitesse de la lumière. On obtient ainsi la variation de $\delta(t)$, et donc de $\Gamma'_{\text{Dopp}}(t)$ (éqs. (3.7) et (3.8)) et $n_{\text{ph a}}(\tau)$ (éq. (3.9)).

Sur la figure 3.6, l'épaisseur optique au centre du PMO diminue pour une durée de pulse supérieure à $\tau_{\text{lim}} = 600$ $\mu$s. Pour cette durée de pulse et une intensité $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$, le calcul précédent donne $n_{\text{ph a}} = 665$ photons. Le décalage Doppler $\delta(\tau_{\text{lim}})$ vu par l'atome est alors de 5.0 MHz. Cette valeur est de l'ordre de la largeur de raie $\Gamma$ égale à 5.9 MHz. Il est donc naturel de penser que l'effet Doppler est en partie responsable de la diminution de l'épaisseur optique observée expérimentalement au centre du PMO. Notons que ce modèle très simplifié ne donne le nombre de photons absorbés qu'à un facteur multiplicatif près, car nous ne prenons pas en compte le coefficient de Clebsh-Gordant relatif à nos conditions expérimentales.

Nous avons négligé dans ce calcul, la vitesse quadratique moyenne de l'atome acquise par émission spontanée des photons absorbés. Cette vitesse résulte d'une marche aléatoire

dans l'espace des impulsions et est donc proportionnelle à la racine du nombre $n_{\text{ph a}}$ de photons absorbés [72]. La vitesse acquise dans la direction du faisceau sonde est, quant à elle, proportionnelle à $n_{\text{ph a}}(\tau)$. Le paramètre pertinent est donc le rapport $\frac{\sqrt{n_{\text{ph a}}(\tau)}}{n_{\text{ph a}}(\tau)}$, égal à 3.8 % pour un pulse de 600 $\mu$s à $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$. D'après ce résultat, il est raisonnable de négliger le recul dû à l'émission spontanée dans ce calcul.

Vérifions maintenant que l'effet Doppler dû à la vitesse initiale des atomes du PMO est négligeable. Les atomes du nuage ont une température $T$ de l'ordre de 140 $\mu$K et une vitesse moyenne $v = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{M}}$, $M$ étant la masse de l'atome, égale à 116 mm.s$^{-1}$. Ils voient donc la fréquence laser décalée de $\frac{kv}{2\pi}$ soit 0.1 MHz. Cette valeur est très petite devant le décalage Doppler vu par les atomes pendant le pulse d'imagerie qui est de l'ordre de 5.0 MHz. Il est donc raisonnable de négliger l'effet Doppler dû à la vitesse initiale des atomes du PMO.

Il existe un autre phénomène pouvant expliquer la diminution de l'épaisseur optique au centre du PMO avec la durée du pulse d'imagerie, lié au dépompage des atomes par le faisceau imageur. En effet, le faisceau imageur est asservi sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ mais il existe une probabilité non nulle qu'un atome absorbe un photon hors résonance et se retrouve dans l'état excité $F' = 2$. S'il retombe dans l'état $F = 1$ par émission spontanée, il ne voit plus le faisceau imageur. La probabilité que ce phénomène se produise augmente avec le nombre de photons incidents et le nombre d'atomes vus par le faisceau imageur peut donc diminuer avec la durée du pulse d'imagerie.

Calculons le nombre de photons nécessaires au passage d'un atome dans l'état $F' = 2$. Celui-ci est décalé par rapport à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ de $\delta_{2\rightarrow 3}$ = -267.2 MHz (fig. 3.4 et annexe A). Le taux de dépompage s'écrit :

$$\Gamma'_{\text{dépomp}} = \frac{\Gamma}{2}\frac{s(\delta_{2\rightarrow 3})}{1 + s(\delta_{2\rightarrow 3})}. \tag{3.13}$$

Pour un pulse laser d'intensité $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$, on obtient $\Gamma'_{\text{dépomp}} = 45$ photons.s$^{-1}$. Cette valeur est à comparer au taux $\Gamma'$ de photons absorbés dans les mêmes conditions pour un faisceau laser résonnant cette fois, calculé à partir de l'équation précédente prise à $\delta = 0$. Un atome est dépompé en moyenne tous les $\frac{\Gamma'}{\Gamma'_{\text{dépomp}}} \simeq 7000$ photons absorbés.

Ce chiffre est grand devant le nombre $n_{\text{ph a}}(\tau)$ de photons absorbés par atome dans le cas d'un pulse laser de 600 $\mu$s résonnant avec un atome au repos, qui est de 665 photons. L'atome va donc sortir de résonance bien avant d'être dépompé.

D'après l'analyse des données de la figure 3.6, nous fixons la durée $\tau_{\text{sonde}}$ du pulse du faisceau imageur d'intensité $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$, à 100 $\mu$s. Un atome du nuage absorbe environ 30 photons pendant le pulse d'imagerie.

Enfin, un atome se déplace sous l'effet de la diffusion de photons par émission spontanée d'une distance proportionnelle à la racine du nombre de photons absorbés, égale à 3 $\mu$m environ. Cette distance est inférieure à la dimension d'un pixel dans l'espace objet du système d'imagerie utilisé avec un grandissement de 1, qui est de 9 $\mu$m (§ 2.7.2). Lorsque nous augmentons le grandissement du système d'imagerie (§ 2.7.2), la dimension d'un pixel dans l'espace objet du système optique n'est plus que de 3 $\mu$m. En conséquence, nous di-

minuons la durée du pulse de sonde à 20 $\mu$s pour que le déplacement d'un atome du nuage soit bien inférieur à la dimension d'un pixel dans l'espace objet du système optique.

En conclusion, l'intensité du faisceau imageur est fixée à $\frac{I_{\text{sat}}}{8}$. L'intensité absorbée par le nuage varie alors linéairement avec l'intensité incidente du faisceau imageur et l'analyse des images d'absorption est simple. Nous fixons la durée du pulse d'imagerie à 100 $\mu$s lorsque nous utilisons le système d'imagerie en configuration 1. Le nombre de photons absorbés par un atome du nuage est tel que l'atome ne sort pas de résonance par effet Doppler et se déplace d'une distance inférieure à la dimension d'un pixel dans l'espace objet du système d'imagerie. Lorsqu'on augmente le grandissement du système d'imagerie pour observer des objets plus petits, il faudra réduire la durée du pulse d'imagerie à 20 $\mu$s pour que cette deuxième condition reste vérifiée.

Après avoir utilisé dans cette première partie, le nuage du PMO externe pour caractériser le fonctionnement du filament de rubidium et déterminer l'intensité et la durée du pulse d'imagerie, nous nous intéressons à présent au PMO en lui même. Le prochain paragraphe présente les performance du PMO externe.

### 3.1.2 Performances du piège magnéto-optique

Ce paragraphe détaille les performances du PMO externe obtenu avec une puce présentant une qualité optique relativement bonne, dans les conditions expérimentales d'observation de la condensation de Bose-Einstein.

Le nombre d'atomes dans le PMO externe dépend de plusieurs paramètres caractéristiques du piège, qui sont l'intensité normalisée $\frac{I_{\text{PMO}}}{I_{\text{sat}}}$ des faisceaux du piège, leur désaccord $\delta_{\text{PMO}}$ par rapport à la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$ et le gradient $B'_{\text{ext}}$ du champ magnétique créé par les bobines macroscopiques. Afin d'optimiser le volume de capture du PMO externe et donc le nombre d'atomes piégés, nous avons dilaté les faisceaux du piège jusqu'à la taille limite imposée par la puce. Le col des faisceaux du piège est alors égal à 9 mm[1]. Nous optimisons ensuite le nombre d'atomes chargés dans le PMO externe en fonction du désaccord $\delta_{\text{PMO}}$ des faisceaux piège et du gradient $B'_{\text{ext}}$ du champ magnétique. L'optimum de $\delta_{\text{PMO}}$ dépend de $B'_{\text{ext}}$. Nous mesurons donc cet optimum pour différentes valeurs de $B'_{\text{ext}}$, et nous déterminons le couple de valeurs ($B'_{\text{ext}}$, $\delta_{\text{PMO}}$) qui maximise le nombre d'atomes chargés dans le PMO. Ce nombre d'atomes est maximal pour un gradient $B'_{\text{ext}}$ de 30 G.cm$^{-1}$ et un décalage en fréquence $\delta_{\text{PMO}}$ de -16 MHz. Nous déterminons enfin la position du centre du PMO externe qui optimise le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U en variant l'amplitude des champs magnétiques uniformes $\vec{B}_{\text{x}}$, $\vec{B}_{\text{y}}$ et $\vec{B}_{\text{z}}$ dans les trois directions de l'espace (§ 2.5).

A ce stade, le nombre d'atomes dans le PMO externe est de l'ordre de 3 $10^7$ atomes. Il est intéressant de remarquer que ce chiffre ne correspond pas à l'optimum du nombre d'atomes dans le PMO externe. En effet, il semble que la position du PMO externe par rapport au PMO en U soit prépondérante dans la qualité du transfert et non pas, comme nous le pensions initialement, le nombre d'atomes qu'il contient.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, nous avons déterminé la durée de pulse du

[1] Le col $w$ du faisceau est défini par la distribution d'intensité $I = I_0 e^{-\frac{r^2}{w^2}}$

filament et du PMO externe pour garantir un nombre d'atomes important dans le PMO et une durée de vie suffisante du nuage dans le piège magnétique (§ 4.2.1). Ceci nous conduit à conserver le PMO externe pendant un temps $t_{\text{load}}$ égal à 10 s. Nous ne présentons pas ici le chronogramme relatif au seul PMO externe qui ne présente pas un intérêt particulier en lui-même, mais ces informations apparaîtront dans le chronogramme relatif au transfert du PMO externe au PMO en U, présenté au paragraphe suivant (fig. 3.7).

Nous ne nous attarderons pas davantage sur les caractéristiques du PMO externe car son rôle étant de collecter un grand nombre d'atomes pour charger au mieux le PMO en U, et ce, quelle que soit sa température, il est suffisant de caractériser le PMO externe en termes de nombre d'atomes. Nous avons souligné le fait que le nombre d'atomes transmis dans le PMO en U dépend de façon importante de la position du PMO externe. Le processus de transfert des atomes du PMO externe au PMO en U est assez complexe. Nous lui consacrons le paragraphe suivant.

### 3.1.3 Transfert des atomes du PMO externe au PMO en U

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, le chargement du micro-piège magnétique nécessite une phase complexe de pré-refroidissement laser. Les atomes sont tout d'abord piégés et refroidis au sein du PMO externe, dont le rôle est de collecter un grand nombre d'atomes qui seront ensuite transférés dans le PMO en U. Celui-ci a un volume de capture plus faible que le PMO externe, mais il est superposé par construction au piège magnétique en Z, ce qui facilite le transfert des atomes dans le piège magnétique.

Expérimentalement, l'étape du PMO en U est essentielle car il est difficile de charger le piège magnétique en Z à partir du PMO externe. En effet, l'étendue spatiale du piège en Z étant faible devant celle du PMO externe, il est difficile de superposer le centre du PMO externe au piège magnétique en Z avec une précision suffisante pour assurer un transfert efficace des atomes dans le piège magnétique. Il existe également un autre justification à l'existence du PMO en U. Celle-ci réside dans le fait qu'il n'est pas possible de passer adiabatiquement d'un champ magnétique de type quadrupolaire à un champ de type Ioffe-Pritchard dont les minima sont superposés, sans perdre les atomes piégés[2]. De ce fait, il faut couper instantanément le PMO externe et allumer instantanément le piège magnétique en Z, c'est à dire établir instantanément le courant dans le fil en Z et le champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}_\text{Z}}$. Expérimentalement, il est difficile d'établir rapidement le champ magnétique externe car les bobines qui génèrent ce champ ont une inductance élevée. Cependant, l'étape du PMO en U permet de s'affranchir de ce problème. En effet, le transfert entre PMO externe et PMO en U peut être adiabatique puisque le potentiel magnétique est quadrupolaire dans les deux cas. Il suffit ensuite, pour charger le piège en Z, de commuter les courants dans les fils en U et Z, ce qui peut être fait très rapidement. D'un point de vue technologique, il est donc bien plus simple d'avoir recours au PMO en U pour transférer les atomes dans le piège magnétique en Z.

[2]Il est possible de convertir un champ magnétique quadrupolaire en un champ magnétique de type Ioffe-Pritchard, au sein d'un piège de type QUIC [52]. Le principe du piège QUIC consiste à charger les atomes dans un piège quadrupolaire, et à superposer ce piège à un deuxième piège quadrupolaire d'axe perpendiculaire au premier. La superposition des deux pièges résultent en un configuration magnétique de type Ioffe-Pritchard.

Ce paragraphe est consacré au transfert des atomes du PMO externe au PMO en U. Nous allons dans un premier temps détailler la séquence temporelle de transfert. Nous verrons ensuite comment optimiser le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U en fonction des paramètres temporels du transfert et nous donnerons pour finir les résultats obtenus après optimisation sur le chargement du PMO en U.

#### 3.1.3.1 Séquence de transfert

Ce paragraphe présente la séquence de transfert des atomes du PMO externe au PMO en U. A l'instant t = 0 ms, nous allumons le PMO externe, ce qui signifie que nous établissons le courant $I_{\text{ext}}$ dans les bobines du PMO externe à 8 A et que nous allumons les faisceaux du piège. Nous allumons également le filament à t = 0 ms à 8 A pendant 2.6 s. Nous chargeons le PMO externe pendant un temps $t_{\text{load}}$ = 10 s, au bout duquel nous transférons adiabatiquement les atomes du PMO externe au PMO en U. Pour cela, nous diminuons le courant $I_{\text{ext}}$ dans le bobines du PMO externe linéairement pendant un temps $t_{\text{transfert}}$ de 8 à 0 A et nous augmentons de la même façon les courants $I_{\text{U}}$ de 0 à 4 A dans le fil en U et l'amplitude du champ magnétique homogène $B_{\text{biais}_{\text{U}}}$ de 0 à 4.2 G. La figure 3.7 présente le chronogramme relatif à la séquence de transfert décrite ci-dessus. Le

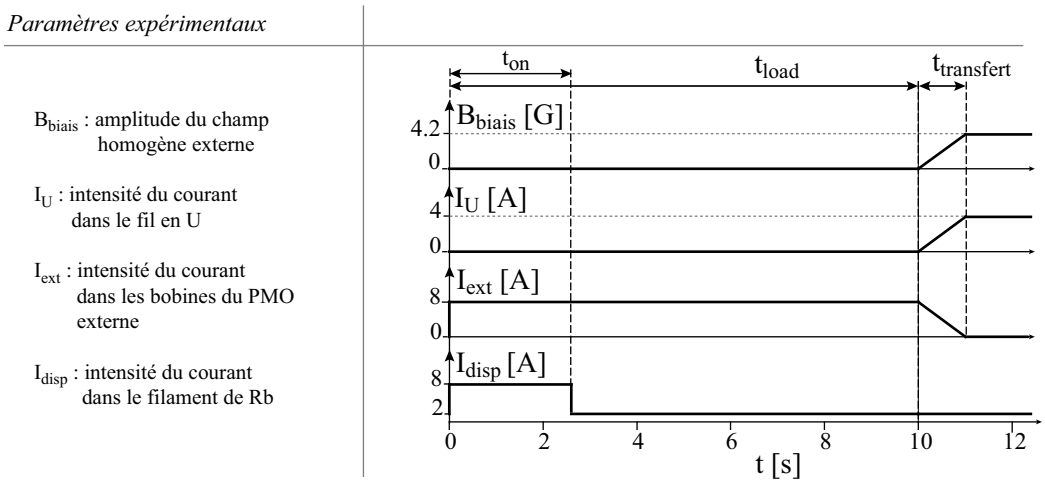


FIG. *3.7: Chronogramme de la séquence de transfert du PMO externe au PMO en U avant optimisation du transfert.*

choix des valeurs de $I_{\text{U}}$ et $B_{\text{biais}_{\text{U}}}$ sera détaillé dans la section relative aux performances du PMO en U (§ 3.2.1.1). Nous choisissons de laisser les faisceaux du PMO allumés pendant le transfert.

Nous avons optimisé le taux de transfert des atomes entre le PMO externe et le PMO en U en fonction de $t_{\text{transfert}}$. Les résultats obtenus sont présentés au paragraphe suivant.

#### 3.1.3.2 Optimisation du transfert

Nous avons observé l'influence du paramètre $t_{\text{transfert}}$ sur le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U. La figure 3.8 présente les résultats obtenus. Sur cette figure, N'$_{\text{U}}$ est

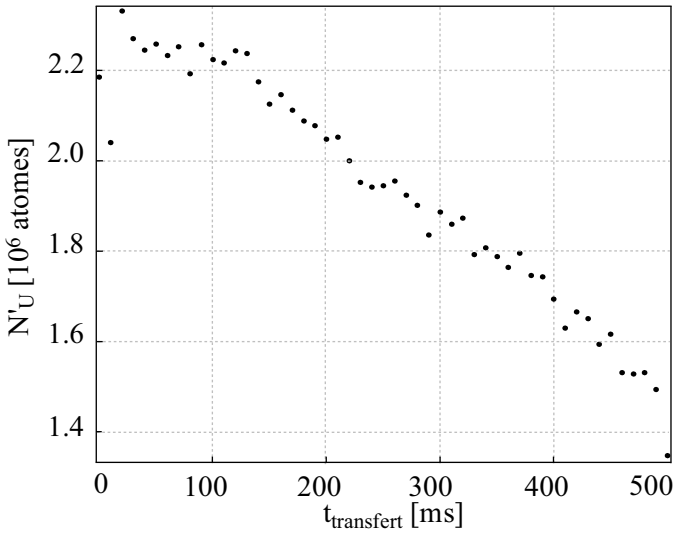


FIG. *3.8: Influence de la durée $t_{\text{transfert}}$ du transfert des atomes du PMO externe au PMO en U, sur le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U. Nous mesurons ici le nombre d'atomes $N'_{\text{U}}$ au centre du PMO en U.*

le nombre d'atomes au centre du PMO en U. Le nombre d'atomes transférés est constant pour $t_{\text{transfert}}$ inférieur à 100 ms et décroît pour $t_{\text{transfert}}$ supérieur à cette valeur. Nous choisissons de travailler avec une valeur de $t_{\text{transfert}}$ nulle pour simplifier la séquence expérimentale. La température du nuage transféré dans le PMO en U est de l'ordre de 140 $\mu$K.

Les échelles des temps d'établissement du courant $I_{\text{U}}$ dans le fil en U et du champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}_{\text{U}}}$ sont différentes de par les caractéristiques électriques des circuits à alimenter. Il ne faut pas plus d'une dizaine de micro-secondes pour établir un courant de 4 A dans le fil en U. En revanche, avec les alimentations en courant dont nous disposons, le temps d'établissement du courant dans les bobines qui génèrent le champ magnétique externe est de plusieurs milli-secondes[3]. Il est donc intéressant d'observer l'influence de l'instant d'allumage du courant dans le fil en U et du champ magnétique externe par rapport à l'instant de coupure du PMO externe. En effet, il peut être préférable par exemple d'allumer le PMO en U avant de couper le PMO externe, afin que le champ magnétique du PMO en U soit bien établi à l'instant du transfert. Pour vérifier cette hypothèse, nous allumons le PMO en U à un instant $t_{\text{on}_{\text{U}}}$ par rapport à la coupure du PMO externe (fig. 3.9 (a)). Nous observons la variation du nombre d'atomes transférés dans le PMO en U pour différentes valeurs négatives de $t_{\text{on}_{\text{U}}}$. La figure 3.9 (b) présente ces résultats. Contrairement à notre première hypothèse, il n'est pas préférable que le champ magnétique du PMO en U soit établi à l'instant de coupure du PMO externe. Nous travaillons donc à $t_{\text{on}_{\text{U}}} = 0$ ms.

[3]Nous ne donnerons pas ici de valeurs plus précises des temps d'établissement des courant dans le fil en U et dans les bobines qui génèrent le champ magnétique externe, car les paramètres pertinents sont les temps d'établissement réels des champs magnétiques créés par ces différents courants. Or, ceux-ci sont difficiles à mesurer du fait de l'existence de courant de Foucault qui se développent dans l'environnement métallique de la puce et qui limitent les temps d'établissement des champs magnétiques.

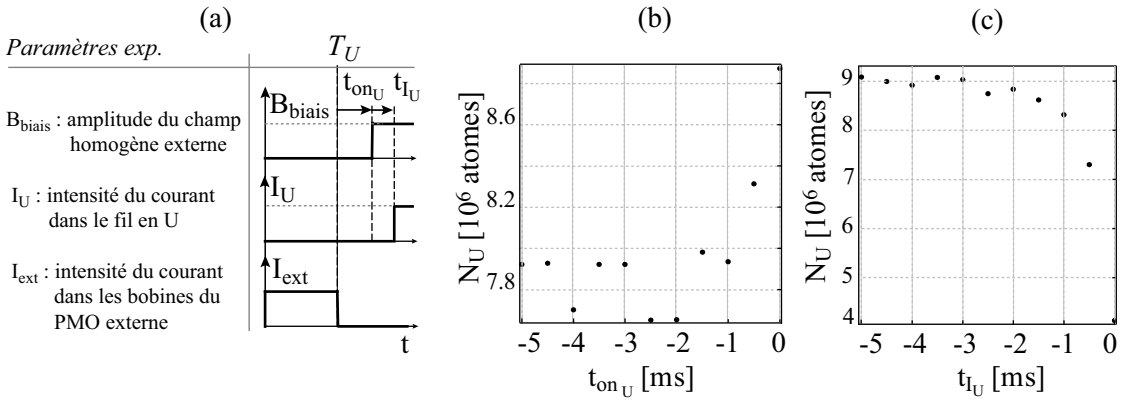


FIG. *3.9: (a) : Chronogramme de la séquence de transfert du PMO externe au PMO en U faisant apparaître les paramètres $t_{\mathrm{on_U}}$ et $t_{\mathrm{I_U}}$ introduits au cours de l'optimisation du transfert. (b) : Variation du nombre d'atomes $N_{\mathrm{U}}$ transférés dans le PMO en U selon l'instant d'allumage $t_{\mathrm{on_U}}$ du PMO en U par rapport à l'instant de coupure du PMO externe. (c) : Variation du nombre d'atomes $N_{\mathrm{U}}$ transférés dans le PMO en U selon l'instant d'allumage du courant dans le fil en U par rapport à l'instant d'allumage du champ magnétique externe.*

Par ailleurs, il peut être préférable d'établir le courant dans le fil en U lorsque le champ externe $\vec{B}_{\mathrm{biais_U}}$ à atteint une valeur stationnaire. Pour vérifier cette hypothèse, nous allumons le courant $I_{\mathrm{U}}$ dans le fil en U à un instant $t_{I_{\mathrm{U}}}$ par rapport à la coupure du PMO externe, le champ magnétique $\vec{B}_{\mathrm{biais_U}}$ étant toujours établi à la coupure du PMO externe (fig. 3.9 (a)). Nous observons la variation du nombre d'atomes transférés dans le PMO en U pour différentes valeurs de $t_{\mathrm{I_U}}$. Ces résultats apparaissent sur le graphe (c) de la figure 3.9. Une fois de plus, notre hypothèse ne se vérifie pas. Il faut au contraire établir le courant dans le fil en U avant d'établir le champ homogène $\vec{B}_{\mathrm{biais_U}}$ et de couper le PMO externe. Nous n'expliquons pas clairement cette observation, liée à la complexité de l'évolution de la configuration de champ magnétique pendant le transfert qui est renforcée par la présence de courants de Foucault au voisinage de la puce. Nous choisissons de travailler avec $t_{\mathrm{I_U}}$ = -3 ms, c'est à dire que nous allumons le courant dans le fil en U, 3 ms avant la coupure du PMO externe.

Il est intéressant de noter ici que d'après les données de la figure 3.9 (c), le champ magnétique créé par le fil en U seul ne perturbe pas le PMO externe. En effet, on ne voit pas le nombre d'atomes transférés diminuer lorsque $|t_{\mathrm{I_U}}|$ continue d'augmenter. Ce qui tend à prouver que le PMO externe est localisé à une distance trop importante du fil pour être sensible à son champ magnétique.

Nous avons présenté dans ce paragraphe un premier travail d'optimisation du nombre d'atomes chargés dans le PMO en U en fonction des paramètres temporels de la séquence de transfert du PMO externe au PMO en U. La situation optimale que nous avons déterminée consiste à allumer le courant dans le fil en U 3 ms avant la coupure du PMO externe et à allumer le champ magnétique externe de la configuration en U à l'instant de coupure du PMO externe. Le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U dépend également

fortement de l'intensité du courant dans le fil en U et de l'amplitude du champ magnétique externe. Nous avons donné dans ce paragraphe les valeurs de courant et champ magnétique qui optimisent le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U. Ce travail d'optimisation est décrit dans le paragraphe suivant, consacré au PMO en U.

## 3.2 Piège magnéto-optique en U

Comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce chapitre, le rôle du PMO en U est d'accumuler un grand nombre d'atomes qui seront ensuite transférés dans le piège magnétique. C'est pourquoi nous déterminons dans un premier temps les paramètres de courant et de champ magnétique du PMO en U qui optimisent le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U à partir du PMO externe. Ce travail est présenté dans la première partie de ce paragraphe. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que nous voulons arriver à transférer les atomes du PMO en U au piège magnétique en Z. Les caractéristiques du PMO en U nécessaires à un transfert efficace des atomes dans le piège magnétique sont différentes de celles qui optimisent sont chargement à partir du PMO externe. Il faut donc introduire une étape de compression du PMO en U que nous détaillerons dans la deuxième partie de ce paragraphe.

### 3.2.1 Performances du PMO en U

Dans un premier temps, nous cherchons à piéger un grand nombre d'atomes dans le PMO en U à partir du nuage du PMO externe. Intuitivement, nous allons chercher à maximiser le volume de capture du PMO en U. Pour cela, nous choisirons des paramètres de courant $I_{\mathrm{U}}$ et de champ externe $\vec{B}_{\mathrm{biais_U}}$ tel que le PMO en U soit à une distance importante de la surface, de l'ordre du millimètre, pour éviter que celle-ci ne limite le volume de capture du PMO en U. Le champ magnétique créé par la configuration en U reste quadrupolaire sur une distance $l$ telle que $B'l \simeq B_{\mathrm{biais_U}}$, $B'$ étant le gradient du piège. En conséquence, à $B_{\mathrm{biais_U}}$ fixé, plus le gradient du piège est faible, plus son volume de capture est élevé. La hauteur du PMO en U varie comme $\frac{I_{\mathrm{U}}}{B_{\mathrm{biais_U}}}$ et le gradient comme $\frac{B^2_{\mathrm{biais_U}}}{I_{\mathrm{U}}}$ (§ 1.2.3.1). Il faut donc choisir un courant d'intensité élevée et un champ externe de faible amplitude pour maximiser la hauteur et minimiser le gradient du piège.

Nous choisissons de travailler initialement avec un courant $I_{\mathrm{U}}$ de 4 A, qui est la valeur limite du courant pouvant circuler dans le fil en U sans l'endommager (§ 2.4.3) et un champ externe $\vec{B}_{\mathrm{biais_U}}$ de 4 G. Le PMO en U est localisé à 1 mm de la surface et présente un gradient radial de 40 G.cm$^{-1}$ environ. Ces valeurs sont calculées à partir du modèle du fil en U présenté au paragraphe 1.2.3.1. Le paragraphe suivant est consacré à l'optimisation des paramètres $I_{\mathrm{U}}$ et $B_{\mathrm{biais_U}}$ autour de leur valeur initiale.

#### 3.2.1.1 Optimisation du nombre d'atomes piégés

Dans un premier temps, nous travaillons à champ externe constant et nous optimisons la valeur du courant $I_{\mathrm{U}}$ dans le fil en U. Nous observons la variation du nombre d'atomes piégés dans le PMO en U pour différentes valeurs de $I_{\mathrm{U}}$. Conformément à notre hypothèse,

le nombre d'atomes piégés augmente lorsque le courant dans le fil en U augmente. Nous conservons $I_U$ à sa valeur maximale égale à 4 A.

Nous procédons de même pour optimiser la valeur de $B_{\text{biais}_U}$. Le nombre d'atomes piégés dans le PMO en U présente un optimum à 4.2 G. Pour des valeurs de $B_{\text{biais}_U}$ inférieure à cette valeur, le nuage est très étalé car le gradient du PMO est faible. La dimension caractéristique du nuage devient de l'ordre de la hauteur du nuage par rapport à la puce. Les atomes du PMO en U peuvent alors être perdus par adsorption sur la surface de la puce. En contrepartie, pour des valeurs de $B_{\text{biais}_U}$ supérieures à 4.2 G, la distance entre le centre du PMO externe et du PMO en U devient trop importante et le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U diminue. D'après ces résultats, nous fixons la valeur du champ magnétique externe $B_{\text{biais}_U}$ à 4.2 G.

#### 3.2.1.2 Résultats

Après optimisation, le nombre d'atomes transférés dans le PMO en U est de $2.5 \times 10^7$ atomes en moyenne. La figure 3.10 présente une image en absorption du nuage piégé dans le PMO en U.

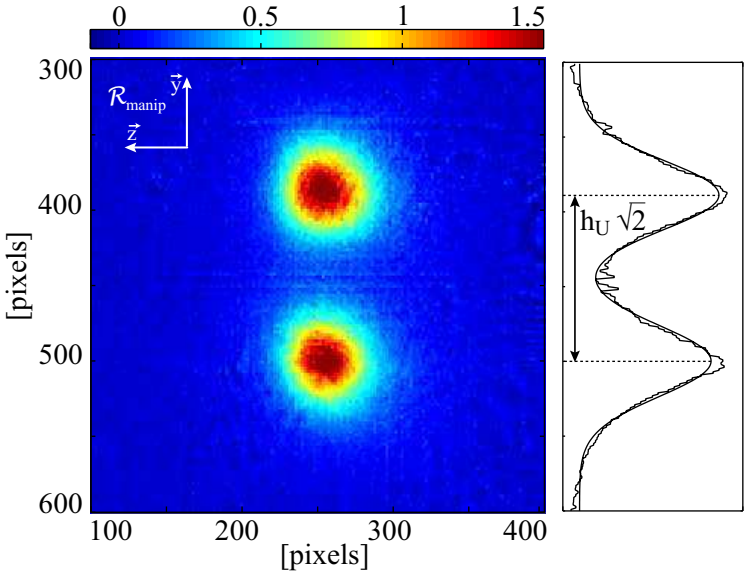


FIG. *3.10: Image en absorption du nuage piégé dans le PMO en U non comprimé après 3 ms d'expansion libre et profil vertical du nuage et de sa réflexion moyenné sur la dimension horizontale de l'image. L'échelle de couleurs est graduée en épaisseur optique. Le PMO est situé à une distance $h_U$ = 1.34 mm de la surface de la puce.*

Cette image est prise 3 ms après la coupure du PMO en U. L'échelle de couleurs est graduée en épaisseur optique. Il n'y a pas de champ magnétique directeur pendant l'imagerie. Comme expliqué au paragraphe 2.7, nous visualisons dans ces conditions le nuage du PMO en U et sa "réflexion" par le miroir de la puce. Le nuage est situé à 1.34 mm de la surface[4]. Nous conservons le PMO en U allumé pendant un temps $t_U$ que nous déterminons

[4]L'image directe du nuage est déplacée de 44 $\mu$m pendant le temps de vol de 3 ms sous l'effet de la

expérimentalement en observant le chargement du PMO en U sur les images en absorption. Une durée de 10 ms suffit à transférer le nombre maximal d'atomes dans le PMO en U.

Cependant la position et le volume occupé par le nuage du PMO en U obtenu avec les paramètres de courant et champ que nous avons donnés dans ce paragraphe sont inadaptés à un transfert efficace des atomes dans le piège magnétique en Z. De ce fait, nous avons recours à une phase de compression du PMO en U détaillée dans le prochain paragraphe.

### 3.2.2 Compression

Ce paragraphe est consacré à l'étape de compression du PMO en U. Après avoir justifié la nécessité de cette étape de compression, nous verrons comment déterminer la position finale du PMO en U et quels paramètres de champ magnétique et de courant choisir pour obtenir ce résultat. Nous décrirons ensuite la séquence temporelle de compression du PMO en U. Enfin, nous caractériserons le PMO en U comprimé du point de vue de sa température, qui devient un paramètre important à l'approche de la phase de transfert des atomes vers le piège magnétique en Z.

#### 3.2.2.1 Nécessité d'une étape de compression

Nous avons déterminé les paramètres de courant et champ magnétique du PMO en U qui optimisent le nombre d'atomes transférés du PMO externe au PMO en U. Nous allons voir dans ce paragraphe que ces paramètres sont tels que la hauteur et la forme du PMO en U sont inadaptées au transfert des atomes dans le piège magnétique en Z.

Le centre du PMO en U initial est localisé à plus d'un millimètre au-dessus de la surface. De part la limite sur l'intensité du courant dans le fil en Z, il faut diminuer fortement l'amplitude du champ magnétique externe pour obtenir un piège situé à une telle distance de la surface. Le piège obtenu est donc très peu profond. Pour plus de précision, nous déterminons un critère de chargement efficace d'un piège magnétique de profondeur finie à partir d'un nuage de température donnée, en fonction du rapport de la profondeur du puits de potentiel à la température du nuage. Soient $T$ la température et $N$ le nombre d'atomes initial du nuage, et $B_{\min}$ la valeur du potentiel au centre du piège magnétique. Posons $b_{\mathrm{T}} = \frac{4\mu_{\mathrm{B}} B_{\min}}{k_{\mathrm{B}} T}$. Le calcul du nombre d'atomes $N_\eta$ piégés dans un potentiel de type semi-linéaire de profondeur $\eta k_{\mathrm{B}} T$ à partir d'un nuage à température $T$ est détaillé dans [53]. A partir de ce résultat, le taux d'atomes non piégés s'écrit

$$\frac{\Delta N}{N} = 1 - \frac{N_\eta}{N} = 1 - \frac{1}{1+b_{\mathrm{T}}}(P(4,\eta) + b_{\mathrm{T}} P(3,\eta)), \tag{3.14}$$

où $P(k,\eta)$ la fonction Gamma incomplète définie par $P(k,\eta) = \frac{\int_0^\eta u^{k-1} e^{-u} du}{\int_0^\infty u^{k-1} e^{-u} du}$. Pour un valeur typique $B_{\min} = 1$ G du potentiel au centre du piège, le taux d'atomes piégés d'un nuage à une température typique de 50 $\mu$K est supérieur à 99.5 % lorsque $\eta \geq 10$. A partir de ce résultat, nous considérons que pour assurer un transfert efficace des atomes du PMO

gravité. Nous négligeons cette distance devant la distance entre l'image du nuage et sa réflexion de l'ordre de 2 mm.

au piège magnétique, la profondeur du piège doit être au moins 10 fois supérieure à la température du PMO.

Déterminons à présent les paramètres $I_Z$ et $B_{\text{biais}Z}$ nécessaires à l'obtention d'un piège magnétique localisé à 1 mm au dessus de la surface. La hauteur du piège augmente avec l'intensité du courant dans le fil en Z (§ 1.3.1). Nous fixons donc le courant $I_Z$ dans le fil en Z à sa valeur maximale autorisée, soit 2 A (§ 2.4.3). L'amplitude du champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}_Z}$ nécessaire à l'obtention d'un piège magnétique localisé à 1 mm de la surface avec $I_Z = 2$ A est de 4 G. Cette valeur fixe la profondeur $T = \frac{\mu_B B_{\text{biais}Z}}{k_B}$ du piège à 260 $\mu$K. Pour charger efficacement un tel piège magnétique, il faudrait donc diminuer la température du nuage jusqu'à une valeur inférieure à 26 $\mu$K d'après le critère que nous venons d'établir, la température du nuage dans le PMO étant de l'ordre de 140 $\mu$K.

Pour éliminer cette contrainte sérieuse sur la température du nuage, il faut rapprocher le PMO en U de la surface. Nous pouvons ainsi le superposer à un piège magnétique obtenu avec une valeur de $B_{\text{biais}_Z}$ plus élevée et donc plus profond. Expérimentalement, nous pouvons diminuer la température du nuage en dessous de 50 $\mu$K après l'étape de mélasse optique. Il est alors possible de charger efficacement un piège magnétique d'une profondeur de l'ordre de 500 $\mu$K. En conséquence, l'amplitude du champ magnétique externe $B_{\text{biais}_Z}$ doit être de l'ordre de 8 G et il faut rapprocher le PMO en U à une distance de l'ordre de 500 $\mu$m au-dessus de la surface.

La forme du PMO en U est également inadaptée à un transfert efficace des atomes dans le piège magnétique. En effet, l'étendue spatiale du PMO en U initial est importante car nous avons choisi de travailler avec un gradient faible pour optimiser le volume de capture du piège. Expérimentalement, la densité du nuage dans le PMO en U initial est trop faible pour permettre un transfert efficace des atomes dans le piège magnétique. Adapter le piège magnétique au nuage du PMO en conservant la profondeur du piège magnétique nécessiterait de travailler avec un courant supérieur à 2 A dans le fil en Z et nous ne souhaitons pas dépasser cette limite pour ne pas endommager le micro-fil. Nous pouvons en revanche augmenter le gradient du PMO en U avant de transférer les atomes dans le piège magnétique et approcher les conditions d'adaptation du piège magnétique au nuage du PMO.

*Remarque*

- Le potentiel créé par une configuration en Z étant fortement anisotrope, il est difficile de respecter la condition d'adaptation du piège magnétique au nuage du PMO. Les conséquences sur le transfert des atomes dans le piège magnétique ne sont cependant pas dramatiques [73].

Pour assurer un transfert efficace des atomes du PMO en U dans le piège magnétique en Z, il est nécessaire de rapprocher le centre du PMO en U de la surface de la puce et d'augmenter le gradient du PMO en U. Nous pouvons pour cela augmenter l'amplitude du champ magnétique externe ou diminuer l'intensité du courant dans le fil en U. Nous allons voir dans la suite de cette section comment déterminer les paramètres du PMO en U comprimé. Avant cela, nous présentons rapidement au paragraphe suivant, la séquence

temporelle de compression du PMO en U.

#### 3.2.2.2 Séquence expérimentale de compression

Nous allumons le PMO en U à l'instant $T_{\mathrm{U}}$, soit 10 s après le début de la séquence expérimentale, pendant un temps $t_{\mathrm{U}} = 10$ ms. Nous varions ensuite linéairement le courant $I_{\mathrm{U}}$ dans le fil en U et le champ magnétique externe $B_{\mathrm{biais_U}}$ jusqu'à leurs valeurs finales $I_{\mathrm{U\ fin}}$ et $B_{\mathrm{biais_{U\ fin}}}$ en un temps $t_{\mathrm{U\ compress}}$ de 10 ms. La figure 3.11 présente la séquence temporelle de compression du PMO en U.

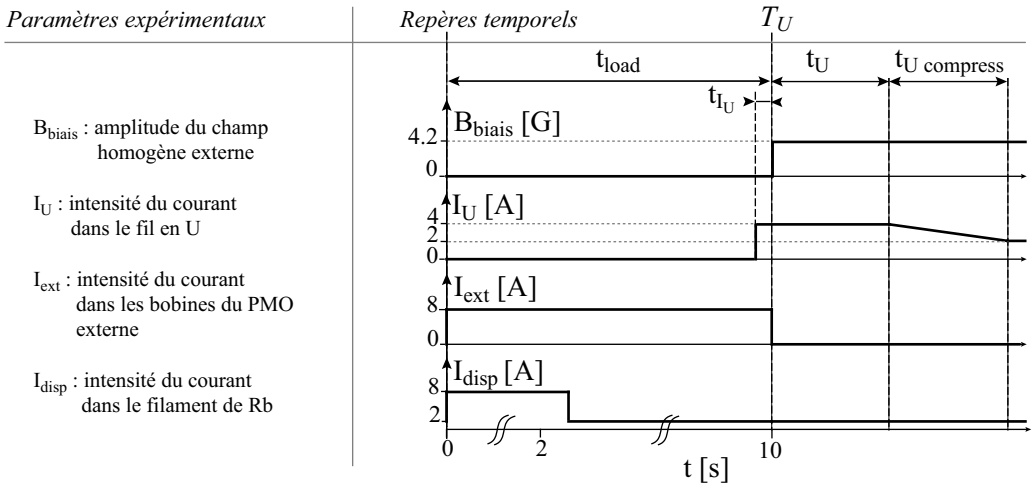


FIG. *3.11: Séquence temporelle de compression du PMO en U. Les temps $t_{\mathrm{U}}$ et $t_{\mathrm{U\ compress}}$ sont fixés expérimentalement à 10 ms.*

Dans le paragraphe suivant, nous déterminons la position du PMO en U comprimé qui optimise le transfert des atomes dans le piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G. A partir de ce résultat, nous fixerons les paramètres $I_{\mathrm{U\ fin}}$ et $B_{\mathrm{biais_{U\ fin}}}$ du PMO en U comprimé.

#### 3.2.2.3 Détermination de la position du PMO en U après compression

Le piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G est situé à 500 $\mu$m environ au dessus de la surface de la puce. Pour que le transfert des atomes du PMO dans le piège magnétique soit efficace, les centres du PMO en U comprimé et du piège magnétique doivent être superposés. Il existe plusieurs couples de paramètres ($I_{\mathrm{U\ fin}}$, $B_{\mathrm{biais_{U\ fin}}}$) qui vérifient cette condition.

Expérimentalement, nous déterminons trois couples de paramètres ($I_{\mathrm{U\ fin}}$, $B_{\mathrm{biais_{U\ fin}}}$) avec lesquelles nous obtenons un PMO comprimé localisé à environ 500 $\mu$m de la surface et nous comparons le taux de transfert dans le piège magnétique obtenu avec les différentes PMO comprimés. Pour déterminer ces couples de valeurs, nous mesurons la hauteur $h_{\mathrm{U}}$ du PMO en U comprimé en fonction de $I_{\mathrm{U\ fin}}$ pour trois amplitudes du champ magnétique externe $B_{\mathrm{biais_{U\ fin}}}$ égales à 4.2, 2.1 et 1.05 G. La figure 3.12 présente les résultats obtenus. A ce stade, nous n'avions pas mis en place l'étape de mélasse optique précédent le transfert

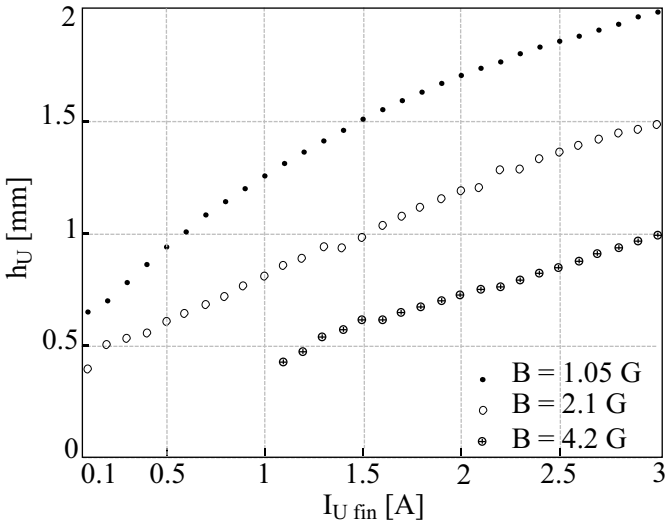


FIG. *3.12: Variation de la hauteur $h_U$ du PMO en U en fonction du courant $I_{U\ fin}$ dans le fil en U pour trois amplitudes du champ magnétique externe $B_{biais_{U\ fin}}$ égales à 4.2, 2.1 et 1.05 G.*

des atomes dans le piège magnétique. Cependant nous parvenons à charger suffisamment d'atomes dans le piège magnétique à partir du PMO en U pour avoir un signal exploitable sur les images en absorption du piège magnétique. Expérimentalement, nous observons une diminution nette du nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique lorsqu'on rapproche le PMO en U à moins de 600 $\mu$m de la surface. Nous choisissons donc de travailler avec les couples de paramètres ($I_{U\ fin}$, $B_{biais_{U\ fin}}$) égaux à (2 A, 4.2 G), (0.5 A, 2.1 G) et (0.1 A, 1.05 G), pour lesquels le PMO en U est localisé à environ 700 $\mu$m de la surface. Le gradient du PMO en U est alors multiplié par deux pendant le phase de compression.

#### 3.2.2.4 Détermination des paramètres du PMO en U comprimé

Nous mesurons le nombre d'atomes transférés dans le piège en Z à partir des trois PMO en U comprimés localisés à 700 $\mu$m de la surface. Nous travaillons initialement avec $t_{U\ compress}$ égal à 10 ms. Nous obtenons respectivement 3.2 $10^5$, 1.5 $10^5$ et 0.7 $10^5$ atomes pour les pièges à (2 A, 4.2 G), (0.5 A, 2.1 G) et (0.1 A, 1.05 G). Le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique en Z ne présente pas d'extremum en fonction des couples ($I_{U\ fin}$, $B_{biais_{U\ fin}}$) que nous avons considérés. Nous avons donc essayé de comprimer le PMO en U en augmentant $B_{biais_U}$ à plus de 4.2 G et $I_{U\ fin}$ à plus de 2 A. Nous n'avons pas vu d'amélioration nette du taux de transfert dans le piège magnétique par rapport au résultat obtenu avec le couple de paramètres ($I_{U\ fin}$, $B_{biais_{U\ fin}}$) = (2 A, 4.2 G). Nous choisissons donc de comprimer le PMO en U à champ externe constant égal à 4.2 G, en diminuant le courant dans le fil en U jusqu'à une valeur $I_{U\ fin}$ de 2 A. L'influence de la durée de la phase de compression n'est pas nette. Nous choisissons de conserver une valeur de $t_{U\ compress}$ égale à 10 ms. Après compression, le PMO en U est localisé à une distance mesurée expérimentalement de 727 $\mu$m au dessus de la surface et contient 2.2 $10^7$ atomes en moyenne.

Nous n'avons pas pris en compte dans ce travail la température du nuage piégé dans le PMO en U. Le rôle des premières étapes de pré-refroidissement laser que sont le PMO externe et le PMO en U est de collecter un grand nombre d'atomes à l'endroit du piège magnétique en Z, et ce quelle que soit la température du nuage. En effet, si celle-ci est trop élevée pour envisager un transfert efficace dans le piège magnétique en Z, nous aurons recours à une étape de mélasse optique afin de refroidir davantage le nuage. Il est donc nécessaire à ce stade de connaître la température du nuage piégé dans le PMO en U comprimé. Le paragraphe suivant présente la méthode de mesure de température que nous utilisons et les résultats obtenus.

#### 3.2.2.5 Température du nuage comprimé : méthode de mesure et résultat

Nous présentons dans ce paragraphe la méthode de mesure de la température d'un nuage d'atomes par temps de vol, qui exploite les images en absorption du nuage. L'imagerie par absorption est effectuée sur le nuage en cours d'expansion après coupure des faisceaux laser du piège et du champ magnétique du PMO, ou du champ magnétique de piégeage. Pour simplifier, nous supposons que la distribution spatiale initiale du nuage est gaussienne et isotrope. Elle est décrite par sa largeur quadratique moyenne $\sigma_{\mathrm{rms}}$. La distribution dans l'espace des vitesses est également gaussienne. Elle est décrite par sa largeur quadratique moyenne $\sigma_{\mathrm{v}} = \sqrt{\frac{k_{\mathrm{B}}T}{M}}$, $M$ étant la masse de l'atome, $T$ la température du nuage atomique et $k_{\mathrm{B}}$ la constante de Boltzmann. Durant l'expansion balistique du nuage, la distribution spatiale reste gaussienne, sa largeur quadratique en fonction du temps d'expansion $t_{\mathrm{vol}}$ étant décrite par

$$\sigma_{\mathrm{rms}}^2(t_{\mathrm{vol}}) = \sigma_{\mathrm{rms}}^2(0) + \frac{k_{\mathrm{B}}T}{M} t_{\mathrm{vol}}^2. \tag{3.15}$$

La mesure de $\sigma_{\mathrm{rms}}$ à différentes valeurs de $t_{\mathrm{vol}}$ donne ainsi accès à la température et à la taille initiale du nuage.

Sur les images en absorption du PMO en U, il est difficile d'évaluer la température du nuage dans la direction radiale du fait de la proximité relative du PMO et de sa réflexion. Nous déterminons la taille $\sigma_{\mathrm{rms}}$ du nuage dans le direction longitudinale par un fit gaussien du profil du nuage moyenné sur sa dimension radiale. La figure 3.13 représente la variation de $\sigma_{\mathrm{rms}}^2$ en fonction du carré du temps de vol $t_{\mathrm{vol}}$. La température relativement élevée du nuage, sa taille initiale non négligeable et la proximité de la surface de la puce atomique ne permettent pas de faire des temps de vol supérieurs à 4 ms car les atomes sont adsorbés par la surface de la puce et le signal diminue. Ceci limite la précision de la mesure de température. Le fit des données de la figure 3.13 donne une température de 138 $\pm$ 5 $\mu$K.

Cette température est environ 4 fois inférieure à la profondeur du piège magnétique à 8 G dans lequel nous envisagions de transférer les atomes. Dans ces conditions, le nombre d'atomes piégés dans un piège de type semi-linéaire est de l'ordre de 70 % du nombre d'atomes dans le PMO (§ 3.2.2.1). Nous avons établi que pour que ce taux soit supérieur à 99.5 %, la profondeur d'un piège de type semi-linéaire doit être au moins dix fois supérieure à la température du nuage piégé. Pour atteindre expérimentalement ces conditions, nous mettons en place une étape de mélasse optique qui sera détaillée dans le prochain paragraphe.

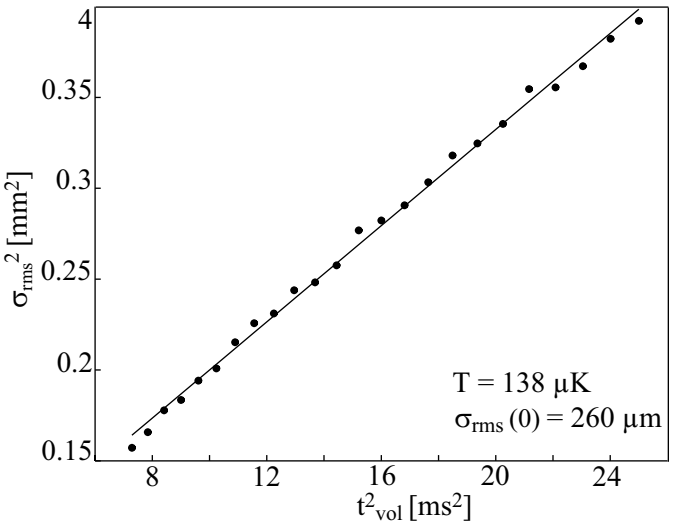


FIG. *3.13: Variation du carré de la taille $\sigma_{\rm rms}$ du nuage du PMO en U après compression, en fonction du carré du temps de vol $t_{\rm vol}$. La pente du fit linéaire est proportionnelle à la température $T = 138\ \mu K$ du nuage.*

## 3.3 Mélasse optique

Nous avons établi au paragraphe 3.2.2.1 que le chargement efficace d'un piège magnétique de type semi-linéaire de profondeur finie impose que la température du nuage d'atomes soit au moins dix fois inférieure à la profondeur du piège. Le piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G a une profondeur de 533 $\mu$K. Nous cherchons donc à diminuer la température du nuage avant le transfert dans le piège magnétique à une valeur de l'ordre de 50 $\mu$K. D'autre part, plus la température du nuage chargé dans le piège magnétique est faible, plus le taux de collisions élastiques du nuage est important, ce qui contribue à atteindre plus rapidement le régime d'emballement vers la condensation de Bose-Einstein. Ces deux raisons justifient la mise en place d'un étape de mélasse optique afin de refroidir au maximum le nuage d'atomes avant son transfert dans le piège magnétique.

Expérimentalement, le nuage du PMO en U est refroidi par une mélasse optique à trois dimensions [74]. Pendant cette phase de mélasse, le champs magnétique du PMO en U est coupé et on ne conserve que les faisceaux laser du piège. Les atomes sont alors refroidis par un mécanisme de refroidissement sub-Doppler [75] [76]. Un refroidissement efficace du nuage d'atomes par mélasse optique nécessite de diminuer l'intensité des faisceaux du piège et augmenter leur désaccord par rapport à la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

Après avoir détaillé la séquence expérimentale utilisée pour introduire l'étape de mélasse optique, nous verrons comment choisir les paramètres d'intensité et désaccord des faisceaux laser du PMO afin d'optimiser la phase de mélasse. Nous présenterons pour finir les résultats obtenus.

### 3.3.1 Séquence temporelle de mélasse optique

L'instant $T_{\mathrm{mel}}$ marque le début de la phase de mélasse optique, qui a lieu $t_{\mathrm{U\ total}} = 20$ ms après l'instant $T_{\mathrm{U}}$ d'allumage du PMO en U (§ 3.2.2.2). L'étape de mélasse optique est constituée de deux phases distinctes. La première consiste à diminuer adiabatiquement le gradient du champ magnétique du PMO en U jusqu'à annuler le champ magnétique. La deuxième est la phase de mélasse proprement dite.

A $T_{\mathrm{mel}}$, nous diminuons le gradient du PMO en U. Pour cela, nous diminuons linéairement le courant $I_{\mathrm{U\ fin}}$ dans le fil en U, de 2 à 0 A et l'amplitude $B_{\mathrm{biais_U}}$ du champ magnétique externe de 4.2 G à 0 G. Pendant la phase de mélasse, le nuage atomique peut être accéléré et déformé si l'amplitude des faisceaux du piège n'est pas parfaitement équilibrée. Pour compenser ces perturbations, nous varions les champs de compensations pendant l'étape de mélasse, afin d'optimiser la position et la vitesse du nuage par rapport à celle du piège magnétique. L'étape de mélasse nécessite également de diminuer l'intensité et d'augmenter le désaccord des faisceaux laser du piège par rapport à la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Nous nous contentons dans un premier temps de modifier le désaccord $\delta_{\mathrm{piège}}$ des faisceaux du piège de $\delta_{\mathrm{PMO}}$ = -16 MHz à $\delta_{\mathrm{mel}}$ = -80 MHz. Nous varions les paramètres $I_{\mathrm{U\ fin}}$, $B_{\mathrm{biais_U}}$ et $\delta_{\mathrm{piège}}$ en $t_{\mathrm{ramp}} = 7$ ms. Nous conservons ensuite le système en l'état pendant un temps de mélasse effectif $t_{\mathrm{mel}} = 1.7$ ms. La figure 3.14 présente la séquence temporelle de la phase de mélasse.

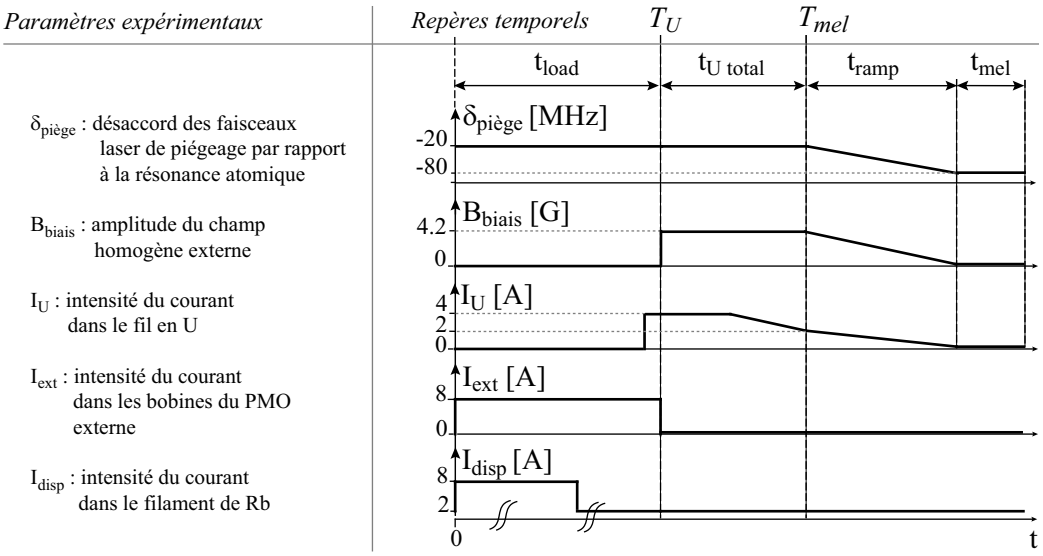


FIG. *3.14: Séquence temporelle de mélasse optique. La phase de mélasse se découpe en deux étapes. Le gradient du PMO en U est tout d'abord diminué linéairement jusqu'à 0 pendant un temps* $t_{\mathrm{ramp}}$ *= 7 ms. Nous diminuons simultanément le désaccord* $\delta_{\mathrm{piège}}$ *des faisceaux du piège par rapport à la transition atomique* $F = 2 \rightarrow F' = 3$*, jusqu'à -80 MHz. La phase de mélasse proprement dite dure ensuite un temps* $t_{\mathrm{mel}}$ *= 1.7 ms.*

Les choix des valeurs des paramètres $t_{\mathrm{mel}}$, $t_{\mathrm{ramp}}$, $\delta_{\mathrm{mel}}$ sont explicités dans le prochain paragraphe.

### 3.3.2 Optimisation des paramètres de mélasse

Comme nous l'avons expliqué au début de cette section, le rôle de la mélasse est de diminuer le plus possible la température du nuage d'atomes avant le transfert dans le piège magnétique. Le diagnostic d'efficacité de la mélasse optique que nous avons choisi consiste à mesurer la dimension radiale du nuage piégé magnétiquement. Même si la température du nuage piégé est telle que le nuage explore plus que le domaine harmonique du potentiel dans la direction radiale, la taille du nuage dans cette direction diminue lorsque la température du nuage diminue. Nous avons vérifié au préalable que la température du nuage d'atomes piégés magnétiquement n'est pas limitée par un phénomène de chauffage des atomes pendant le transfert. Il y aurait en effet rethermalisation du nuage pendant les premières centaines de millisecondes de piégeage, mais nous n'observons aucune évolution de la température du nuage sur cette période. En utilisant ce diagnostic, nous vérifions simultanément que le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique en Z reste raisonnable.

Nous travaillons initialement avec $t_{\text{ramp}}$ = 10 ms, $t_{\text{mel}}$ = 2 ms et $\delta_{\text{mel}}$ = -40 MHz. Dans un premier temps, nous observons l'influence de la durée $t_{\text{mel}}$ de la phase de mélasse proprement dite. Nous observons la variation de la taille radiale du nuage d'atomes transférés dans le piège magnétique en Z après 0.1 ms d'expansion du nuage pour différentes valeurs de $t_{\text{mel}}$. La figure 3.15 (a) présente les résultats obtenus[5]. La taille du nuage après temps de vol décroît légèrement avec $t_{\text{mel}}$ jusqu'à $t_{\text{mel}} \simeq 1.7$ ms et réaugmente ensuite. Le nombre d'atomes piégés présente un optimum autour de $t_{\text{mel}} \simeq 1.7$ ms. Nous choisissons de travailler à $t_{\text{mel}} = 1.7$ ms.

Nous procédons de même pour déterminer $t_{\text{ramp}}$. Les résultats obtenus figurent sur le graphe (b) de la figure 3.15. La taille du nuage piégé magnétiquement décroît légèrement pour $t_{\text{ramp}}$ inférieur à 7 ms. Elle reste à peu près constante pour des valeurs de $t_{\text{ramp}}$ supérieures à cette limite. Le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique augmente pour $t_{\text{ramp}}$ inférieur à 7 ms et reste constant pour des valeurs de $t_{\text{ramp}}$ supérieures à cette valeur. D'après ces résultats, nous choisissons de travailler à $t_{\text{ramp}} = 7$ ms.

Nous déterminons enfin la valeur du désaccord $\delta_{\text{mel}}$ des faisceaux du piège par rapport à la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$ pendant la phase de mélasse optique. Le désaccord $\delta_{\text{mel}}$ est contrôlé par un module acousto-optique présent sur le trajet du faisceau maître (§ 2.6). Nous observons dans les mêmes conditions que précédemment, la variation de la taille du nuage et du nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique à 8 G en fonction de $\delta_{\text{mel}}$. La figure 3.15 (c) présente les résultats obtenus. La taille du nuage décroît de façon monotone avec $\delta_{\text{mel}}$. Parallèlement le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique augmente également de façon monotone. Nous choisissons de fixer le désaccord des faisceaux du piège à -80 MHz pour ne pas travailler à la limite de la plage d'injection de -85 MHz, la variation de température du nuage piégé n'étant pas significative entre -80 et -85 MHz.

Pour une meilleure visualisation des résultats, les valeurs finales des paramètre $t_{\text{mel}}$, $t_{\text{ramp}}$ et $\delta_{\text{mel}}$ sont mises en évidence sur la figure 3.15 par un trait vertical pointillés (- -).

[5]Les données des graphes (a) et (b) de la figure 3.15 ont été prises après la mise en place d'une étape de pompage optique (§ 4.1.3). De ce fait le nombre d'atomes apparaissant sur ces graphes est supérieur à celui annoncé au paragraphe 3.3.3.

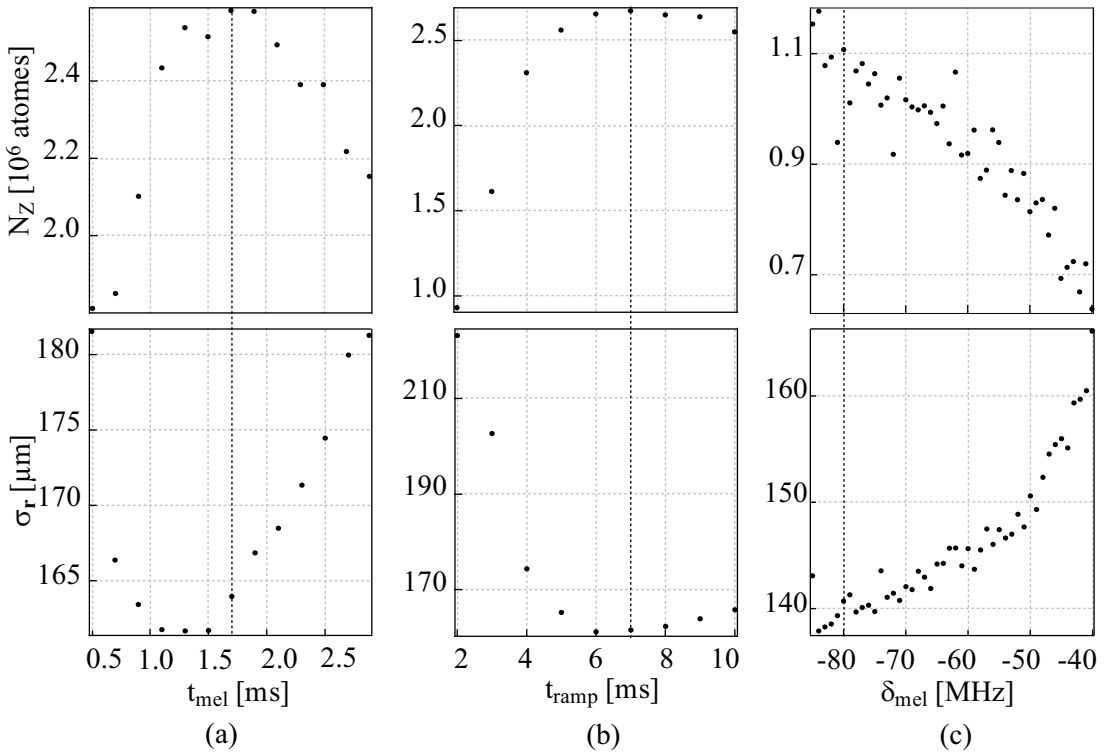


FIG. *3.15: (a) : Variations du nombre d'atomes $N_Z$ et de la taille radiale $\sigma_r$ du nuage d'atomes après 0.1 ms d'expansion en fonction de la durée $t_{mel}$ de la phase effective de mélasse optique. Sur ces données, le gradient du champ magnétique du PMO est diminué en $t_{ramp}$ = 10 ms et le désaccord $\delta_{mel}$ des faisceaux du piège par rapport à la fréquence de la transition atomique $F = 2 \rightarrow F' = 3$ est de -40 MHz. (b) : Variations de $N_Z$ et $\sigma_r$ en fonction du temps $t_{ramp}$ de diminution du gradient du champ magnétique du PMO pour $t_{mel}$ = 1.7 ms et $\delta_{mel}$ = -40 MHz. (c) : Variations de $N_Z$ et $\sigma_r$ en fonction du désaccord $\delta_{mel}$ des faisceaux du piège pour $t_{ramp}$ = 10 ms et $t_{mel}$ = 1.7 ms. Les valeurs finales des paramètre $\delta_{mel}$, $t_{mel}$ et $t_{ramp}$ sont mises en évidence par un trait vertical pointillés (- -).*

### 3.3.3 Résultats

Après optimisation des paramètres relatifs à la mélasse optique, nous transférons en moyenne 1.3 $10^6$ atomes dans le piège magnétique en Z obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique externe de 8 G. Ce chiffre représente 6 % des 2.2 $10^7$ atomes piégés en moyenne dans le PMO en U comprimé, ce qui est très faible. Nous verrons au chapitre suivant, relatif à l'étape de piégeage magnétique du nuage, comment améliorer ce résultat. Nous mesurons la température du nuage d'atomes après l'étape de mélasse optique à 38 $\mu$K $\pm$ 2 $\mu$K. Cette température est suffisamment faible par rapport à la profondeur du piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G, égale à 533 $\mu$K. Il n'est donc pas nécessaire de diminuer l'intensité des faisceaux laser pendant la phase de mélasse optique.

## 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé la phase de pré-refroidissement laser des atomes du gaz à température ambiante, que nous avons mise en place expérimentalement. Nous avons en particulier spécifié les caractéristiques pertinentes du nuage pour chacune des étapes principales du pré-refroidissement. Nous chargeons 3 $10^7$ atomes en moyenne dans le PMO externe. Nous transférons 83 % des atomes dans le PMO en U, soit 2.5 $10^7$ atomes en moyenne. Après compression, nous disposons de 2.2 $10^7$ atomes en moyenne à un température de 138 $\mu$K dans le PMO en U. L'étape de mélasse optique permet de diminuer la température du nuage à 38 $\mu$K et de charger 1.3 $10^6$ atomes en moyenne dans un piège magnétique obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G, ce qui représente un taux de transfert de 6 %.

Le taux de transfert des atomes du PMO en U au piège magnétique est très faible. Ce problème est principalement dû au fait que le PMO en U comprimé n'est pas parfaitement superposé au piège magnétique en Z initial. Nous verrons au chapitre suivant, consacré à la phase de piégeage magnétique en elle-même, comment améliorer le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique en optimisant dans un premier temps les paramètres du piège magnétique initial et en introduisant ensuite une étape de pompage optique.

# Chapitre 4

# Piégeage magnétique des atomes de $^{87}$Rb : configuration en Z

Dans le chapitre précédent relatif à la première étape du cheminement expérimental vers la condensation de Bose-Einstein, nous avons détaillé les différentes phases de pré-refroidissement laser des atomes du gaz à température ambiante. Après une étape de mélasse optique, nous disposons d'un nuage de 2.2 $10^7$ atomes à une température de 40 $\mu$K. L'étape suivante est le piégeage magnétique du nuage d'atomes auquel nous consacrons ce chapitre.

L'observation de la condensation de Bose-Einstein nécessite de piéger magnétiquement un grand nombre d'atomes à une température suffisamment faible. L'étape de transfert des atomes du piège magnéto-optique dans le piège magnétique joue donc un rôle important dans le cheminement vers la condensation de Bose-Einstein. Il faut ensuite refroidir le nuage d'atomes. Le refroidissement évaporatif par ondes radio-fréquences (RF) est une technique efficace souvent utilisée. L'application d'une onde RF sur le nuage d'atomes permet d'expulser du piège les atomes de plus hautes énergies. Les atomes restant rethermalisent par collisions à une température plus faible que la température initiale du nuage. L'efficacité du refroidissement évaporatif implique que le taux de collisions élastiques entre atomes piégés soit élevé pour que le nuage rethermalise avant que les atomes piégés ne soient perdus par collisions avec les atomes du gaz résiduel. L'observation de la condensation de Bose-Einstein nécéssite donc de comprimer le piège magnétique, c'est à dire d'augmenter le confinement radial du piège, pour augmenter la densité du nuage et donc le taux de collisions élastiques entre atomes piégés. Parallèlement, la durée de vie des atomes dans le piège doit être grande devant l'échelle de temps du processus de rethermalisation.

L'objectif de ce chapitre est la description de la phase de piégeage magnétique. La première partie de ce chapitre est consacrée à l'optimisation du transfert du nuage d'atomes dans le piège magnétique. L'étape suivante, qui consiste logiquement à mesurer la durée de vie des atomes dans le piège magnétique, fait l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

Nous détaillerons ensuite dans un troisième partie, la mise en place de l'étape de compression du piège magnétique. Nous pourrons alors caractériser les pièges magnétiques plus ou moins comprimés pour estimer la validité du modèle analytique du potentiel que nous utilisons en mesurant leurs fréquences ainsi que les positions et les valeurs des minima de potentiel. Les méthodes de mesures et les résultats obtenus seront présentés dans la quatrième partie de ce chapitre. Pour terminer, nous consacrons une dernière section à la mise en évidence de l'existence de courants de Foucault induits par la variation du champ magnétique au voisinage de la puce.

## 4.1 Chargement du piège magnétique en Z

Au terme de la phase de pré-refroidissement laser, nous disposons d'un nuage de 2.2 $10^7$ atomes à une température de 40 $\mu$K environ. Au cours de la mise en place des étapes de refroidissement laser, nous avons essayé de transférer les atomes dans un piège magnétique en Z obtenu avec un courant de 2 A et un champ homogène externe de 8 G. Le taux de transfert observé ne dépasse pas 6 %. Nous allons voir dans cette section comment améliorer le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique en Z en jouant dans un premier temps, sur les paramètres du piège magnétique initial, puis en introduisant un étape de pompage optique des atomes dans un sous-niveaux Zeeman piégeant. Avant toute chose, nous présentons la séquence temporelle de chargement du piège magnétique en Z à la quelle nous nous réfèrerons par la suite.

### 4.1.1 Séquence temporelle

La figure 4.1 présente la séquence temporelle de chargement du piège magnétique. Rappelons que l'étape de mélasse débute à l'instant $T_{\text{mel}}$ et dure un temps $t_{mel\ total} = t_{\text{ramp}} + t_{\text{mel}}$ de 8.7 ms (§ 3.3.1). La fin de l'étape de mélasse est repérée par l'instant $T_{\text{fin mel}}$. Nous allumons le piège magnétique en Z à l'instant $T_{\text{Z}}$ confondu avec $T_{\text{fin mel}}$. Il peut sembler superflu ici de repérer temporellement le fin de l'étape de mélasse. Cependant, la justification du repère temporel fixé par $T_{\text{fin mel}}$ apparaîtra lorsque nous mettrons en place l'étape de pompage optique.

A l'instant $T_{\text{Z}}$, nous coupons les faisceaux du PMO et nous appliquons instantanément un champ magnétique externe $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ de 8 G. Après un temps $t_{I_{\text{Z}}}$ de 0.6 ms, nous allumons le courant $I_{\text{Z}} = 2$ A dans le fil en Z. Pendant la phase de piégeage magnétique, le champ magnétique résiduel doit être compensé au niveau de la puce. Nous coupons le piège magnétique à l'instant $T_{\text{fin Z}}$ après un temps $t_{\text{Z total}}$ variable. Le choix des valeurs des paramètres $I_{\text{Z}}$, $I_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ et $t_{I_{\text{Z}}}$ est explicité dans le prochain paragraphe.

### 4.1.2 Optimisation des paramètres du piège magnétique

Le transfert efficace du nuage d'atomes dans le piège magnétique implique trois conditions. Tout d'abord, les centres du piège-magnéto-optique et du piège magnétique doivent être superposés spatialement. Il faut également que le piège magnétique ait une profondeur grande devant la température du nuage après l'étape de mélasse optique. Enfin, les fréquences du piège doivent être adaptées au nuage du piège magnéto-optique, ce qui signifie que la taille du nuage et sa température dans le piège magnéto-optique correspondent à

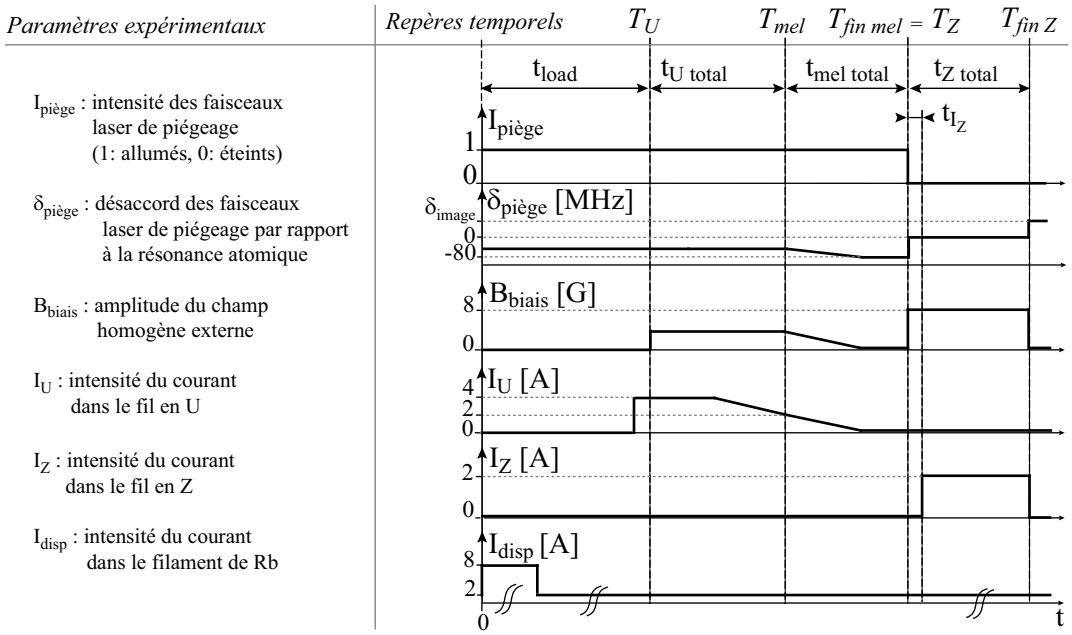


FIG. *4.1: Séquence temporelle de chargement du piège magnétique. La fin de l'étape de mélasse et l'allumage du piège magnétique sont repérés respectivement par les instants* $T_{\text{fin mel}}$ *et* $T_{\text{Z}}$ *superposés temporellement. Nous conservons les atomes dans le piège pendant un temps* $t_{\text{Z total}}$*. L'instant* $T_{\text{fin Z}}$ *marque la coupure du piège magnétique.*

un équilibre thermodynamique dans le piège magnétique. La température du nuage après l'étape de mélasse optique est d'environ 40 $\mu$K. La profondeur du piège magnétique obtenu avec 2 A et 8 G est de 533 $\mu$K, ce qui semble suffisant au premier abord pour piéger efficacement le nuage d'atomes après l'étape de mélasse optique. Or, le taux de transfert dans le piège à 8 G n'est que de 6%. Ce problème vient principalement du fait que le PMO en U après compression et le piège magnétique initial ne sont pas superposés. Par ailleurs, le potentiel magnétique créé par une configuration en Z est anisotrope. La forme du nuage n'est donc pas conservée pendant le transfert dans le piège magnétique et la condition d'adaptation du piège magnétique au nuage du piège magnéto-optique ne peut pas être vérifiée dans les trois directions de l'espace. Pour améliorer le taux de transfert, nous pouvons varier les valeurs $I_{\text{Z}}$ du courant dans le fil en Z et l'amplitude $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ du champ magnétique externe. Ces paramètres déterminent la position mais aussi la profondeur et les fréquences du piège magnétique. Il s'agit donc de trouver un compromis entre ces différents paramètres permettant de transférer un maximum d'atomes dans le piège magnétique. Nous optimisons également le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique en fonction des instants d'allumage relatifs du fil en Z et du champ magnétique externe.

Nous travaillons dans un premier temps à $t_{I_{\text{Z}}} = 0$, c'est à dire que nous allumons simultanément le courant dans le fil en Z et le champ magnétique externe. Nous nous intéressons aux choix des paramètres $I_{\text{Z}}$ et $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ du piège magnétique. Nous choisissons

de conserver la valeur du courant $I_Z$ circulant dans le fil en Z à la valeur maximale autorisée, soit 2 A (§ 2.4), pour maximiser la hauteur du piège magnétique par rapport à la surface de la puce. Nous déterminons la valeur du champ homogène externe $B_{\text{biais}_Z}$ qui maximise nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique en Z. Pour cela, nous mesurons la variation du nombre $N_Z$ d'atomes piégés magnétiquement en fonction de $B_{\text{biais}_Z}$. Même si la température du nuage piégé est telle que le nuage explore plus que le domaine harmonique du potentiel dans la direction radiale, la taille du nuage dans cette direction augmente avec sa température. Nous observons donc en parallèle, la variation de la taille radiale $\sigma_r$ du nuage avec $B_{\text{biais}_Z}$ pour surveiller l'évolution de la température du nuage pendant le transfert. Nous conservons les atomes dans le piège magnétique pendant 500 ms. Le graphe (a) de la figure 4.2 présente les résultats obtenus. Le nombre d'atomes transférés augmente

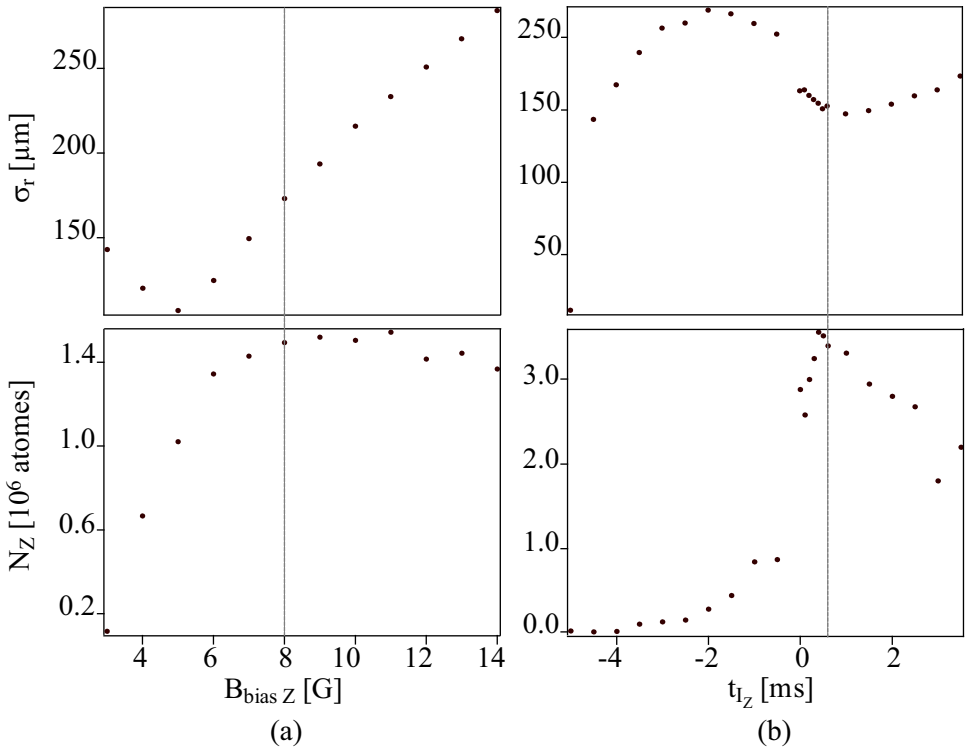


FIG. 4.2: *Variation du nombre d'atomes $N_Z$ dans le piège magnétique et de la taille radiale $\sigma_r$ du nuage d'atomes en fonction de l'amplitude du champ homogène externe $B_{\text{biais}_Z}$ (a) et de l'instant $t_{I_Z}$ d'allumage du courant dans le fil en Z (b).*

avec $B_{\text{biais}_Z}$ pour des valeurs de $B_{\text{biais}_Z}$ inférieures à 8 G, se stabilise ensuite et diminue à nouveau lorsque $B_{\text{biais}_Z}$ devient supérieur à 12 G. Parallèlement, la taille radiale du nuage reste à peu près constante jusqu'à $B_{\text{biais}_Z} = 6$ G et augmente ensuite linéairement avec $B_{\text{biais}_Z}$.

Essayons de comprendre ces observations. Rappelons pour cela que la hauteur du centre du piège magnétique par rapport à la surface de la puce diminue lorsque $B_{\text{biais}_Z}$ augmente. Pour des valeurs de $B_{\text{biais}_Z}$ trop élevées, le centre du piège magnétique est proche de la surface et donc trop éloigné de celui du PMO en U comprimé. Le centre de masse du nuage est déplacé pendant l'étape de transfert et le nuage va avoir tendance à osciller dans le

piège magnétique. Du fait des anharmonicités du potentiel, ces oscillations sont amorties et provoquent une augmentation de la température de l'échantillon, d'où l'augmentation de la taille du nuage avec l'amplitude du champ externe observée pour $B_{\mathrm{biais_Z}}$ supérieur à 8 G.

Afin de transférer un nombre maximum d'atomes dans le piège magnétique tout en limitant la température du nuage transféré, nous conservons une valeur de $B_{\mathrm{biais_Z}}$ égale à 8 G pour le piège magnétique initial.

Nous optimisons ensuite la valeur de l'instant d'allumage $t_{I_\mathrm{Z}}$ du courant dans le fil en Z par rapport à l'instant d'allumage du champ homogène externe fixé à $T_\mathrm{Z}$. Nous procédons comme pour l'optimisation de $B_{\mathrm{biais_Z}}$, en variant cette fois la valeur de $t_{I_\mathrm{Z}}$. Les résultats apparaissent sur le graphe (b)[1] de la figure 4.2. Le nombre d'atomes transférés augmente avec $t_{I_\mathrm{Z}}$ pour des valeurs de $t_{I_\mathrm{Z}}$ inférieures à 0.6 ms et diminue à nouveau lorsque $t_{I_\mathrm{Z}}$ devient supérieur à cette limite. Ce phénomène est lié au temps d'établissement du champ magnétique créé par le fil en Z et du champ magnétique externe qui sont différents de part la nature du circuit électrique mis en jeu dans chacun des cas. Le courant s'établie plus rapidement dans le fil en Z qui est résisitif. De ce fait, il est préférable d'établir en premier le champ magnétique uniforme auquel les atomes sont insensibles et d'allumer ensuite le courant dans le fil en Z pour créer la configuration piégeante. D'après ces résultats, nous choisissons d'établir le courant dans le fil en Z 0.6 ms après établissement du champ magnétique homogène externe.

Après optimisation des paramètres $B_{\mathrm{biais_Z}}$ et $t_{I_\mathrm{Z}}$, nous transférons en moyenne 1.6 $10^6$ atomes dans le piège magnétique. Nous mesurons la température du nuage transféré dans le piège magnétique après 300 ms de piégeage à 39 $\mu$K $\pm$ 2 $\mu$K. Expérimentalement, il est impossible d'obtenir la condensation de Bose-Einstein avec de telles valeurs de température et nombre d'atomes. Les atomes piégés dans le PMO ne sont pas polarisés et l'atome de $^{87}$Rb dans l'état hyperfin $|F=1\rangle$ a deux états piégeants $|F=2, m_\mathrm{F}=1\rangle$ et $|F=2, m_\mathrm{F}=1\rangle$. Pour augmenter la population d'atomes dans l'état piégeant $|F=2, m_\mathrm{F}=2\rangle$ après l'étape de mélasse optique et améliorer le taux de transfert dans le piège magnétique, nous avons mis en place une étape de pompage optique, que nous détaillons dans le prochain paragraphe.

### 4.1.3 Pompage optique

Ce paragraphe est consacré à l'étape de pompage optique que nous avons introduite dans la séquence expérimentale afin d'augmenter le taux de transfert des atomes dans le piège magnétique. Dans un premier temps, nous détaillerons le principe et la mise en place du pompage optique. Nous décrirons ensuite la séquence temporelle de pompage optique, puis nous donnerons les résultats obtenus sur le chargement du piège magnétique grâce à la mise en place du pompage optique. Pour finir, nous verrons comment utiliser le pompage optique pour compenser le champ magnétique résiduel au niveau de la puce.

[1] Les données présentées sur ce graphe ont été prises après la mise en place du pompage optique. De ce fait, le nombre d'atomes transférés dans le piège en Z apparaissant sur ces données est supérieur au chiffre que nous avons donné jusqu'ici. L'augmentation relative du nombre d'atomes reste toutefois significative.

#### 4.1.3.1 Principe du pompage optique

L'idée de base du pompage optique est d'utiliser les règles de sélection des transitions atomiques optiques associées à la polarisation de l'onde lumineuse incidente, afin de contrôler la distribution des populations des divers sous-niveaux de la structure atomique [77]. Considérons un atome de $^{87}$Rb au repos dans l'état fondamental $|F = 2\rangle$. En l'absence d'onde lumineuse, les sous-niveaux Zeeman $m_{\mathrm{F}}$, qui ont la même énergie en l'absence de champ magnétique, sont équipeuplés. Il y a $\frac{1}{5}$ des atomes dans chaque état $m_{\mathrm{F}}$ = -2, -1, 0, 1, 2.

Nous choisissons de piéger les atomes dans l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$. Il s'agit donc dans un premier temps de pomper les atomes dans l'état hyperfin $|F = 2\rangle$ après la phase de mélasse optique, puis de sélectionner, à l'intérieur du niveau hyperfin, le sous-niveau $m_{\mathrm{F}}$ = 2. Nous détaillons ces deux phases de pompage hyperfin et pompage Zeeman dans la suite de cette section.

**Pompage hyperfin**

Le niveau hyperfin est sélectionné en appliquant à la fin de la phase de mélasse optique une impulsion lumineuse de fréquence judicieusement choisie. Pour piéger les atomes dans l'état $|F = 2\rangle$, il suffit de laisser le faisceau repompeur asservi sur la transition atomique $F = 1 \rightarrow F' = 2$ de la raie $\mathrm{D}_1$ (§ 2.6) allumé pendant une durée de l'ordre de la milliseconde après la coupure des faisceaux du PMO. Les atomes dans l'état $|F = 1\rangle$ absorbent les photons du faisceau repompeur et s'accumulent dans $|F = 2\rangle$ qui est un état noir pour le faisceau repompeur. Nous procédions de la sorte jusqu'ici sans l'avoir précisé. Les chiffres que nous avons donnée correspondent au transfert d'atomes pompés dans le sous-niveau hyperfin $|F = 2\rangle$. Seuls les atomes dans les états $m_{\mathrm{F}} = 1$ et 2 peuvent être piégés. En réalité, le potentiel vu par les atomes dans l'état $m_{\mathrm{F}} = 1$ n'est pas suffisamment profond pour piéger efficacement les atomes dans cet état. En effet, ce potentiel étant proportionnel à $m_{\mathrm{F}}$, les atomes dans l'état $m_{\mathrm{F}} = 1$ voient un piège deux fois moins profond que les atomes dans l'état $m_{\mathrm{F}} = 2$. Nous perdons de ce fait les atomes piégés dans l'état $m_{\mathrm{F}} = 1$ par évaporation en une dizaine de millisecondes. Or, nous travaillions jusqu'ici avec un durée de piège de plusieurs centaines de millisecondes. Les atomes qui restent piégés après une telle durée sont en grande partie dans l'état $m_{\mathrm{F}} = 2$. Nous pouvons donc espérer gagner un facteur 5 sur le nombre d'atomes transférés, grâce au pompage Zeeman.

**Pompage Zeeman**

Le pompage Zeeman dans l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$ est plus délicat à mettre en oeuvre. Il faut dans un premier temps lever la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman de l'état $|F = 2\rangle$ en appliquant un champ magnétique directeur. Nous utilisons pour cela les bobines de compensation (§ 2.5). Nous appliquons un champ magnétique $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$ selon l'axe $\vec{e}_{\mathrm{z}}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$ utilisé pour caractériser l'expérience (§ 2.1).

Il faut ensuite envoyer sur le nuage un faisceau de lumière polarisé circulairement positivement selon l'axe de quantification imposé par $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$, à la fréquence de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$. Le sous-niveau Zeeman sélectionné comme cible de pompage doit être un état noir, ce qui est le cas de l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$. Une fois que les atomes sont dans

le bon sous-niveau magnétique, ils cessent d'interagir avec le faisceau de pompage.

La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ n'est pas fermée et requiert de ce fait l'usage d'un repompeur. Il suffit de laisser une fois encore le faisceau repompeur allumé pendant la phase de pompage optique, c'est à dire en même temps que le pulse du laser de pompage. La figure 4.3 présente le principe du pompage Zeeman des atomes dans l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$[2].

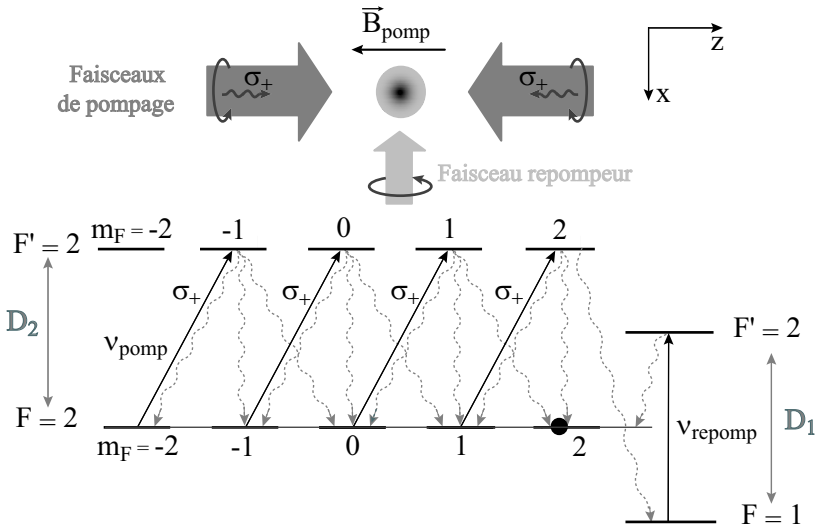


FIG. *4.3: Principe du pompage optique des atomes dans l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$. Le champ directeur $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$ selon l'axe du faisceau de pompage lève la dégénérescence entre les sous-niveaux de l'état $|F = 2\rangle$. Expérimentalement, nous utilisons deux faisceaux de pompage contrapropageants pour que le nuage subisse une pression de radiation nulle. Les faisceaux de pompage polarisés circulairement positivement par rapport à $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$ pompent les atomes dans l'état noir $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$. La transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ n'étant pas fermée, le faisceau repompeur reste allumé pendant la phase de pompage optique.*

Le paragraphe suivant présente la séquence temporelle de pompage optique.

#### 4.1.3.2 Séquence temporelle de pompage optique

La figure 4.4 présente la séquence temporelle de pompage optique. L'instant $T_{\mathrm{pomp}}$ marque le début de la phase de pompage optique. Il est séparé de l'instant $T_{\mathrm{fin\ mel}}$ qui marque la fin de l'étape de mélasse optique par le temps $t_{\mathrm{repos}}$ égal à 0.5 ms. A l'instant $T_{\mathrm{fin\ mel}}$, nous coupons les faisceaux du PMO à l'exception du faisceau repompeur et nous appliquons le champ magnétique $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$ selon l'axe des faisceaux de pompage. Nous attendons un temps $t_{\mathrm{repos}}$ avant d'envoyer sur les atomes le pulse de lumière afin que le champ magnétique directeur $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$ soit correctement établi. Pendant le temps $t_{\mathrm{repos}}$, le faisceau repompeur reste allumé afin de pomper les atomes dans l'état hyperfin $|F = 2\rangle$. A l'instant $T_{\mathrm{pomp}}$, nous allumons le laser de pompage d'intensité $I_{\mathrm{pomp}}$ pendant une durée $t_{\mathrm{pomp}}$ de 50

[2] L'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$ est également un état noir pour le faisceau repompeur, asservi sur la raie $D_1$ de l'atome de $^{87}$Rb. Il n'est donc pas nécessaire de prendre la précaution de couper le faisceau repompeur avant la fin du pulse de pompage pour éviter de dépomper les atomes.

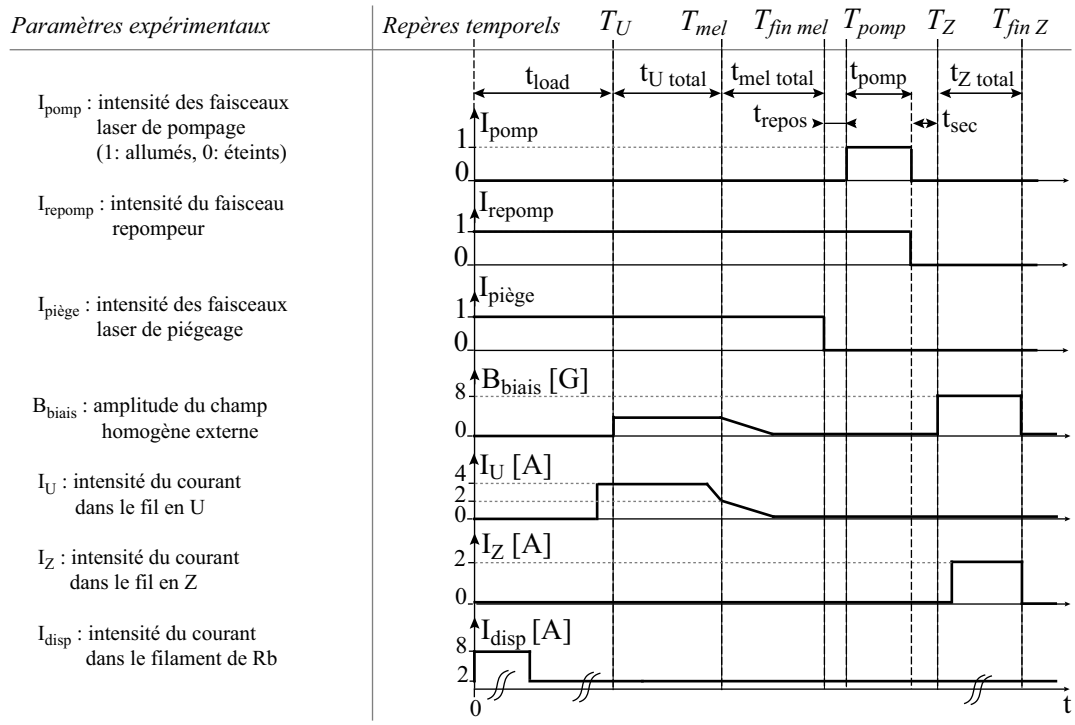


FIG. *4.4:* Séquence temporelle de pompage optique.

$\mu$s, le faisceau repompeur restant allumé pendant la durée du pulse. Nous allumons ensuite le piège magnétique à l'instant $T_Z$ soit un temps $t_{\text{pomp}} + t_{\text{sec}}$ de 150 $\mu$s après $T_{\text{pomp}}$[3].

Le prochain paragraphe est consacré aux choix des paramètres caractéristiques $t_{\text{repos}}$, $I_{\text{pomp}}$, et $t_{\text{pomp}}$.

#### 4.1.3.3 Mise en place du pompage optique

Le trajet du faisceau de pompage optique est présenté sur la figure 2.14 du chapitre 2. Nous avons mis en place deux faisceaux laser de pompage contrapropageants au niveau du nuage d'atomes pour que la force de pression de radiation résultante subie par les atomes soit nulle. Nous travaillons avec une intensité $I_{\text{pomp}}$ du laser de pompage telle que $I_{\text{pomp}}$ = 0.12 $I_{\text{sat}}$, $I_{\text{sat}}$ étant l'intensité de saturation de la transition atomique.

Nous fixons l'amplitude $B_{\text{pomp}}$ du champ magnétique de pompage à 7.5 G. Cependant, le temps nécessaire à l'établissement du champ $B_{\text{pomp}}$ est de 5 ms. Après un temps $t_{\text{repos}}$ de 0.5 ms, l'amplitude du champ $B_{\text{pomp}}$ atteint environ 3 G. Le choix et la calibration de cette valeur seront explicités dans le paragraphe relatif à la compensation du champ résiduel au niveau de la puce atomique (§ 4.1.3.5).

[3]Nous prenons un délai de sécurité $t_{\text{sec}}$ de 0.1 ms avant d'allumer le piège magnétique pour être sur que tous les faisceaux laser sont éteints à l'instant $T_{\text{pomp}}$.

Pour déterminer la durée $t_{\text{pomp}}$ du pulse de pompage, nous devons connaître le nombre de photons nécessaire au pompage des atomes dans l'état noir $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$. Pour cela, nous coupons un des deux bras du faisceau de pompage et nous mesurons l'accélération du nuage d'atomes dans la direction de propagation du faisceau de pompage restant, en fonction de $t_{\text{pomp}}$. L'absorption de $n_{\text{pomp}}$ photons du laser pompe provoque une accélération du nuage qui va se déplacer pendant le temps de vol $t_{\text{vol}}$ d'une distance égale à $n_{\text{pomp}}\ v_{\text{rec}}\ t_{\text{vol}}$, où $v_{\text{rec}} = 6.02\ \text{mms}^{-1}$ est la vitesse communiquée à un atome par l'absorption d'un photon. Nous pouvons ainsi remonter au nombre de photons absorbés $n_{\text{pomp}}$ à partir du déplacement du nuage. La figure 4.5 présente la variation du nombre de photons absorbés en fonction de la durée $t_{\text{pomp}}$ du pulse de pompage. Ces données ont été prises après un temps de vol de 4 ms. Le nombre de photons absorbés pendant le pulse de pompage augmente ra-

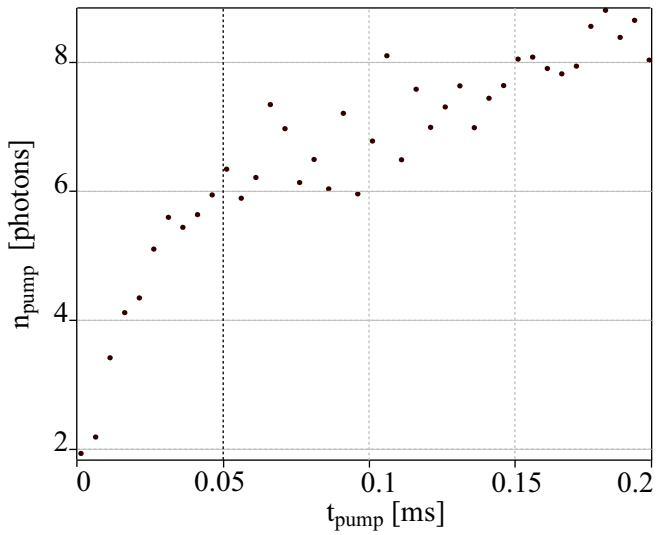


FIG. *4.5: Variation du nombre de photons de pompage absorbés en fonction de la durée $t_{\text{pomp}}$ du pulse de pompage.*

pidement pour des durées de pulse inférieures à 50 $\mu$s, puis plus lentement pour des valeurs de $t_{\text{pomp}}$ supérieures à cette limite. Lorsque les atomes sont pompés dans l'état noir, ils ne voient plus les photons du laser de pompage, ce qui se traduit par un palier sur le nombre de photons absorbés. La croissance non nulle du nombre de photons absorbés que nous observons pour $t_{\text{pomp}}$ supérieur à 50 $\mu$s, est due au fait que l'état $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$ n'est pas vraiment un état noir. En effet, il se peut qu'il existe un champ magnétique résiduel orthogonal au champ magnétique de pompage qui créé un couplage entre les sous niveaux hyperfins de l'état $|F = 2\rangle$. Par ailleurs, il existe une probabilité non nulle que des atomes soient absorbés hors résonnance dans l'état $|F' = 3\rangle$. Ces deux phénomènes nuisent au pompage optique des atomes dans $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$. A partir des résultats expérimentaux de la figure 4.5, nous fixons la valeur de $t_{\text{pomp}}$ à 50 $\mu$s.

L'absorption des photons de pompage peut éventuellement perturber et déplacer légèrement le nuage d'atomes si l'intensité dans les deux bras du faisceau de pompage n'est pas parfaitement équilibrée. Par ailleurs, l'établissement du champ magnétique $\vec{B}_{\text{pomp}}$ pendant la phase de pompage optique provoque l'apparition de courant de Foucault au voisinage

de la puce, qui peuvent être une autre source de perturbation et déplacement du nuage. En conséquence, nous varions les champs de compensation selon $\vec{x}$ et $\vec{y}$ pendant l'étape de pompage optique afin d'optimiser le position du nuage après pompage par rapport à celle du piège magnétique.

Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus sur le chargement du piège magnétique après la mise en place de l'étape de pompage optique.

#### 4.1.3.4 Résultats

La figure 4.6 présente une image du nuage d'atomes piégés magnétiquement dans le piège obtenu avec $I_Z = 2$ A et $B_{\text{biais}_Z} = 8$ G après 0.1 ms d'expansion libre. L'échelle des couleurs est graduée en épaisseur optique. Après la mise en place et l'optimisation

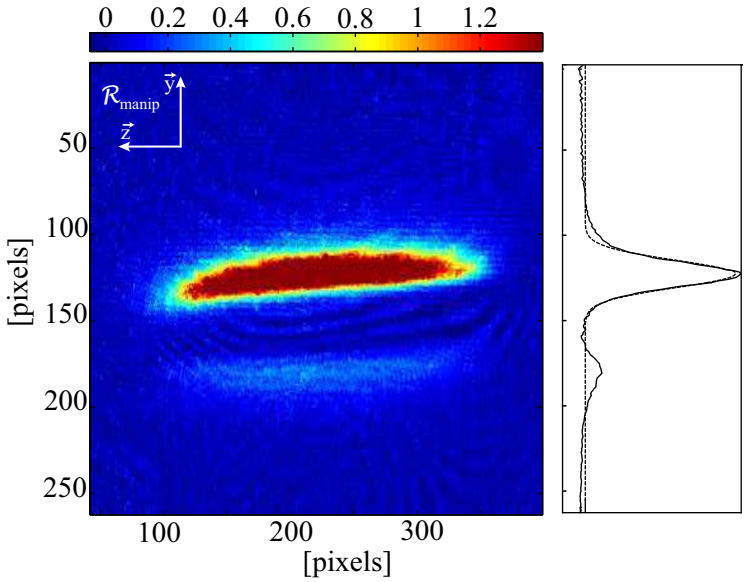


FIG. *4.6: Image en absorption du nuage piégé dans le piège magnétique initial obtenu avec $I_Z = 2$ A et $B_{\text{biais}_Z} = 8$ G après 0.1 ms d'expansion libre. L'échelle des couleurs est graduée en épaisseur optique.*

de l'étape de pompage optique, nous chargeons en moyenne 3.6 $10^6$ atomes dans le piège magnétique obtenu avec courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G, soit environ 16 % du nombre d'atomes dans le piège-magnéto-optique. La température du nuage est de 39 $\pm$ 2 $\mu$K après une durée de 500 ms dans le piège magnétique [4]. La taille initiale du nuage dans la direction radiale est de 115 $\mu$m. Le nuage présente un rapport d'aspect de 8[5]. A partir de ces résultats, nous évaluons le volume du piège à 0.012 mm$^3$ et la densité d'atomes dans le piège initial à 3 $10^{11}$ atomes.cm$^{-3}$.

[4]Cette température est mesurée dans la direction radiale du piège. Expérimentalement, nous ne parvenons pas à mesurer la température du nuage dans la direction longitudinale car l'expansion du nuage dans cette direction est trop faible.

[5]Ce rapport d'aspect est calculé à partir des mesures des fréquences du piège que nous présenterons dans la suite de ce chapitre.

Nous gagnons un facteur 2.2 sur le nombre d'atomes transférés dans le piège magnétique sans pompage optique, ce qui est loin du facteur 5 attendu. Le manque d'efficacité du pompage optique est dû au fait que l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$ n'est pas vraiment un état noir comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent.

*Remarque*

- Le nombre de photons nécessaires au pompage des atomes dans $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$ peut être diminué en utilisant le faisceau repompeur dans une configuration différente. En effet, le faisceau repompeur du piège n'est pas superposé au faisceau de pompage mais orthogonal à celui-ci, avec une polarisation circulaire (fig. 2.14). Les atomes voient donc un mélange de photons repompeurs polarisés $\sigma_+$, $\sigma_-$ et $\pi$ par rapport au champ directeur $\vec{B}_{\mathrm{pomp}}$ et sont donc repompés dans un sous-niveau quelconque de $|F = 2\rangle$, ce qui nuit au pompage optique dans $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$. Une amélioration de l'expérience à court terme serait de modifier le trajet du laser repompeur afin de le superposer au faisceau de pompage au niveau des atomes.

Le taux de transfert des atomes du PMO en U dans le piège magnétique est à présent de 16 %. Ce chiffre reste faible mais le nombre d'atomes piégés magnétiquement est maintenant suffisant pour atteindre la condensation de Bose-Einstein [36]. Avant de poursuivre la description de l'étape de piégeage magnétique, nous présentons une méthode élégante de compensation du champ magnétique résiduel au niveau de la puce.

#### 4.1.3.5 Compensation du champ magnétique résiduel

S'il existe un champ magnétique résiduel au niveau de la puce, une force de pression de radiation non nulle s'exerce sur les atomes pendant l'étape de mélasse optique. Le nuage est déplacé pendant la mélasse, ce qui nuit au transfert des atomes dans le piège magnétique. Par ailleurs, la présence d'un champ magnétique résiduel au voisinage de la puce perturbe le potentiel de piégeage. Nous avons donc cherché à annuler le champ magnétique résiduel au centre de l'enceinte, notre objectif étant de compenser ce champ à une centaine de milligauss près seulement, ce qui est suffisant pour les expériences que nous réalisons.

Dans un premier temps, nous avons compensé le champ magnétique résiduel au niveau de la puce à l'aide d'un simple gaussmètre. Cependant, la dimension de la sonde et sa résolution spatiale limite la précision de ces mesures. Après avoir mis en place l'étape de pompage optique, nous disposions de tous les éléments nécessaires pour compenser plus précisément le champ magnétique résiduel au niveau des atomes par une méthode qui utilise l'effet Hanle. Cette méthode permet de compenser un champ magnétique résiduel à quelques milligauss près [78]. Bien que nous n'ayons pas besoin d'atteindre une telle précision pour le type d'expérience que nous réalisons, il était très simple d'exploiter le dispositif de pompage optique récemment mis en place, pour compenser le champ magnétique résiduel au voisinage de la puce par effet Hanle.

Expérimentalement, l'effet Hanle a déjà été utilisé dans la compensation de champs magnétiques résiduels [78][79]. Le principe de cette méthode de compensation exploite le fait que le pompage optique des atomes dans l'état noir est conditionné par l'absence de champ magnétique résiduel dans un plan orthogonal à la direction du faisceau laser de pompage. Au cours du prochain paragraphe, nous allons expliquer ce qu'est l'effet

Hanle et détailler son application à la compensation du champ magnétique résiduel. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus.

**Effet Hanle : application à la compensation du champ magnétique résiduel**

Considérons le cas simple d'un système à trois niveaux (fig. 4.7(a)). Le calcul de l'effet

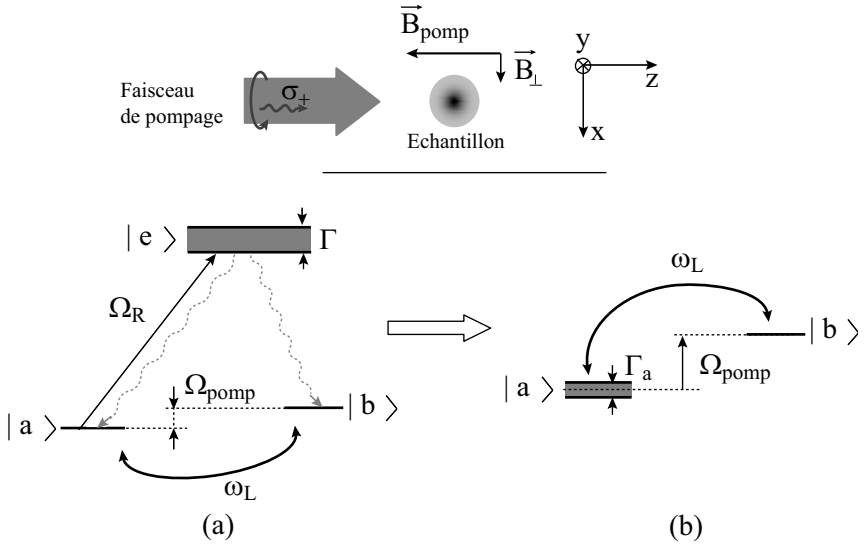


FIG. *4.7: (a) Illustration du mélange des sous-niveaux fondamentaux d'un système à 3 niveaux par effet Hanle. Le couplage laser entre les états $|a\rangle$ et $|e\rangle$ introduit un élargissement $\Gamma_a$ de $|a\rangle$ et le couplage magnétique entre $|a\rangle$ et $|b\rangle$ est caractérisé par la pulsation de Larmor $\omega_L$ . $\Gamma$ est la largeur naturelle de l'état excité $|e\rangle$. (b) Ce système est équivalent à un simple système à deux niveaux.*

Hanle relatif à un système $J = \frac{1}{2} \rightarrow J = \frac{1}{2}$ équivalent à un système à trois niveaux est détaillé dans [78]. L'application d'un champ magnétique $\vec{B}_{pomp}$ sur l'axe longitudinal du piège déplace les sous-niveaux de l'état fondamental par effet Zeeman. L'écart en fréquence entre les deux sous-niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ du système est égal à $\Omega_{pomp} = \frac{\mu_B B_{pomp}}{\hbar}$. En présence du champ magnétique directeur $\vec{B}_{pomp}$, l'absorption des photons d'un laser de polarisation circulaire positive par rapport au champ magnétique pompe les atomes dans l'état $|b\rangle$. L'existence d'un champ magnétique $\vec{B}_{\perp}$ dans la direction radiale du piège introduit un couplage entre les deux sous-niveaux fondamentaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Un atome en présence d'un champ magnétique transverse est donc en permanence en interaction avec le laser.

Le couplage laser entre l'état fondamental $|a\rangle$ et l'état excité $|e\rangle$ se traduit par un élargissement $\Gamma_a = \frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}$ de l'état $|a\rangle$, où $\Gamma$ est la largeur naturelle de l'état excité, $s = \frac{I}{I_{sat}} = \frac{\frac{|\Omega_R|^2}{2}}{\delta^2+\frac{\Gamma^2}{4}}$ est le paramètre de saturation du laser, $\Omega_R$ la pulsation de Rabi caractéristique du couplage entre l'atome et l'onde électromagnétique et $\delta$ le désaccord du laser par rapport à la fréquence de la transition $|a\rangle \rightarrow |e\rangle$. Pour un laser à résonnance ($\delta = 0$) dans la limite $\Omega_R \ll \Gamma$, $\Gamma_a$ s'écrit $\Gamma_a \simeq \frac{\Gamma s}{2} \simeq \frac{|\Omega_R^2|}{\Gamma}$. Le couplage magnétique entre les sous-niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ dû à la présence du champ magnétique radial $\vec{B}_{\perp}$ est caractérisé par la fréquence

de précession du champ magnétique $\omega_{\mathrm{L}}$ définie par $\omega_{\mathrm{L}} = \frac{\mu_{\mathrm{B}} B_{\perp}}{\hbar}$. Dans la limite $\Omega_{\mathrm{R}} \ll \Gamma$ [6], la population de l'état excité reste faible devant celle des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et le système est équivalent à un système à deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$, caractérisé par la largeur $\Gamma_{\mathrm{a}}$ étant de l'état $|a\rangle$ et un couplage $\omega_{\mathrm{L}}$ entre les deux niveaux $|a\rangle$ et $|b\rangle$ (fig. 4.7(b)). Le taux de photons absorbés s'écrit

$$\frac{\Gamma_{\mathrm{a}}}{2} \frac{\frac{\omega_{\mathrm{L}}^2}{2}}{\frac{\Gamma_{\mathrm{a}}^2}{4} + \frac{\omega_{\mathrm{L}}^2}{2} + \delta'^2}, \tag{4.1}$$

avec $\delta' = \Omega_{\mathrm{pomp}}$. Lorsque $\omega_{\mathrm{L}} \ll \frac{\Gamma s}{2}$, le taux de photons absorbés devient $\frac{\Gamma_{\mathrm{a}}}{2} \frac{\frac{\omega_{\mathrm{L}}^2}{2}}{\frac{\Gamma_{\mathrm{a}}^2}{4} + \delta'^2}$. Il est donc proportionnel à $B_{\perp}^2$. Nous pouvons alors minimiser l'amplitude du champ magnétique résiduel $B_{\perp}$ dans une direction radiale du piège en minimisant le nombre de photons absorbés pendant le pulse de pompage. La largeur de la courbe d'absorption en fonction de $B_{\perp}$ est limitée par $\frac{\Gamma_{\mathrm{a}}^2}{4} + \delta'^2$. Par ailleurs, nous pouvons exploiter le fait que le nombre de photons absorbés en fonction du champ magnétique longitudinal $B_{\mathrm{pomp}}$ est maximal lorsque $B_{\mathrm{pomp}}$ est nul pour annuler le champ magnétique selon l'axe longitudinal du piège. La demi-largeur à mi hauteur de la courbe d'absorption en fonction de $B_{\mathrm{pomp}}$ est alors égale à $\frac{\Gamma_{\mathrm{a}}^2}{4} + \frac{\omega_{\mathrm{L}}^2}{2}$. Dans le cas où $\Gamma_{\mathrm{a}} \gg B_{\perp}, \delta'$, il est possible d'affiner les courbes d'absorption en fonction du champ magnétique résiduel radial ou longitudinal en diminuant l'intensité du faisceau laser de pompage, c'est à dire en diminuant $\Gamma_{\mathrm{a}}$.

En résumé, la méthode de compensation du champ magnétique résiduel par effet Hanle consiste dans un premier temps à minimiser le nombre de photons absorbés par le nuage en faisant varier le champ magnétique dans la direction radiale du piège. Il faut ensuite maximiser le nombre de photons absorbés en fonction du champ magnétique selon l'axe longitudinal du piège. Pour affiner les courbes de résonnance et améliorer la précision sur la compensation du champ magnétique résiduel, il faut répéter l'ensemble des opérations précédentes en diminuant l'intensité du faisceau laser de pompage, c'est à dire en diminuant $\Gamma_{\mathrm{a}}$. La largeur des courbes d'absorption devient alors indépendante de $\Gamma_{\mathrm{a}}$ et est limitée par l'amplitude des fluctuations du champ magnétique résiduel.

*Remarques*

- Après absorption de quelques photons de pompage, les atomes s'accumulent dans l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$ et le comportement du système est alors proche de celui d'un système à trois niveaux. L'analyse que nous venons de présenter est donc applicable à notre situation expérimentale.

- La précision sur la compensation du champ magnétique résiduel $\vec{B}$ dépend de la résolution sur la mesure du nombre de photons détectés. En allongeant la durée du pulse de pompage, on augmente le nombre de photons absorbés à $B$ constant et on améliore ainsi la précision sur la compensation de $\vec{B}$.

[6] Nous travaillons expérimentalement avec $s = 0.12$, soit $|\Omega_{\mathrm{R}}| = 0.24\ \Gamma$. Nous sommes à la limite du domaine de validité de l'approximation $\Omega_{\mathrm{R}} \ll \Gamma$.

### Résultats expérimentaux

Nous disposons d'un signal expérimental proportionnel au nombre de photons absorbés par le nuage, qui est le déplacement de l'échantillon par effet de recul selon l'axe d'un faisceau de pompage (§ 4.1.3.3). Nous travaillons expérimentalement avec un seul faisceau de pompage pour lequel $s = 0.12$, soit $\frac{\Gamma s}{2} = 0.35$ MHz ($\frac{\hbar\Gamma s}{2\mu_B} \simeq 250$ mG).

Nous cherchons tout d'abord à compenser le champ magnétique dans la direction radiale du piège. Pour cela, nous fixons l'amplitude du champ magnétique $\vec{B}_{\text{pomp}}$ sur l'axe longitudinal $\vec{z}$ du piège à environ 1 G. La valeur de $\Omega_{\text{pomp}}$ est de l'ordre de 1 MHz, c'est à dire du même ordre de grandeur que $\frac{\Gamma s}{2}$. Expérimentalement, nous varions la valeur des champs $\vec{B}_x$ puis $\vec{B}_y$ selon les directions radiales du piège. Les valeurs de $B_x$ et $B_y$ pour lesquelles le déplacement du nuage est minimum compensent le champ magnétique résiduel selon $\vec{x}$ et $\vec{y}$. Dans nos conditions expérimentales, c'est le champ magnétique longitudinal qui limite initialement la largeur de la courbe de résonnance. Nous diminuons l'amplitude de $\vec{B}_{\text{pomp}}$ et nous itérons le processus de compensations du champ magnétique selon $\vec{x}$ et $\vec{y}$ jusqu'à obtenir une précision suffisante sur les valeurs de $B_x$ et $B_y$ qui minimisent le déplacement du nuage. La largeur de la courbe de déplacement du nuage est alors limitée par $\frac{\hbar\Gamma_a}{\mu_B}$.

La variation du champ magnétique selon l'axe du faisceau pendant la phase de pompage optique provoque l'apparition de courants de Foucault au voisinage de la puce. Il faut s'assurer que ces courants sont amortis lorsqu'on envoie le pulse de pompage, afin de compenser réellement la champ résiduel statique au voisinage de la puce, et non pas le champ créé par les courants de Foucault à cet instant de l'expérience. Pour cela, nous avons observé le déplacement du nuage en fonction de $B_x$ pour des valeurs croissantes du temps $t_{\text{repos}}$ qui précède le pompage, jusqu'à ce que ce déplacement soit indépendant de $t_{\text{repos}}$. Le champ résiduel au niveau de la puce est stationnaire pour des valeurs de $t_{\text{repos}}$ supérieures à 5 ms. Nous évaluons la constante de temps d'amortissement des courants de Foucault, dans cette configuration magnétique spécifique, à 0.9 ms. Cette constante de temps est également la constante de temps d'établissement du champ magnétique $\vec{B}_{\text{pomp}}$.

La figure 4.8 présente la variation de la position du centre $z_{\text{centre}}$ du nuage d'atomes dans la direction du faisceau de pompage, en fonction de $B_x$ et $B_y$ pour $t_{\text{repos}} = 5$ ms. A partir d'un ajustement des données expérimentales, nous déterminons les valeurs de $B_x$ et $B_y$ pour lesquelles le déplacement du nuage est minimal. Ces valeurs compensent le champ magnétique résiduel dans la direction radiale du piège. Nous obtenons $B_x = 513 \pm 31$ mG et $B_y = 89 \pm 32$ mG. En conséquence, nous pensons compenser le champ magnétique résiduel à mieux que $\sqrt{\Delta B_x^2 + \Delta B_y^2} = 45$ mG.

Nous travaillons ensuite à la compensation du champ magnétique résiduel sur l'axe longitudinal du piège. Pour cela, nous fixons les valeurs de $B_x$ et $B_y$ aux valeurs précédentes et nous varions l'amplitude du champ $\vec{B}_{\text{pomp}}$ sur l'axe longitudinal du piège. Si $B_{\text{pomp}} \gg B_\perp$, les atomes sont pompés optiquement et le nuage est immobile. Lorsque $B_{\text{pomp}}$ devient de l'ordre de $B_\perp$, l'effet Hanle mélange la population dans les sous-niveaux de l'état fondamental et le nuage se déplace par effet recul. Le déplacement maximal du nuage correspond

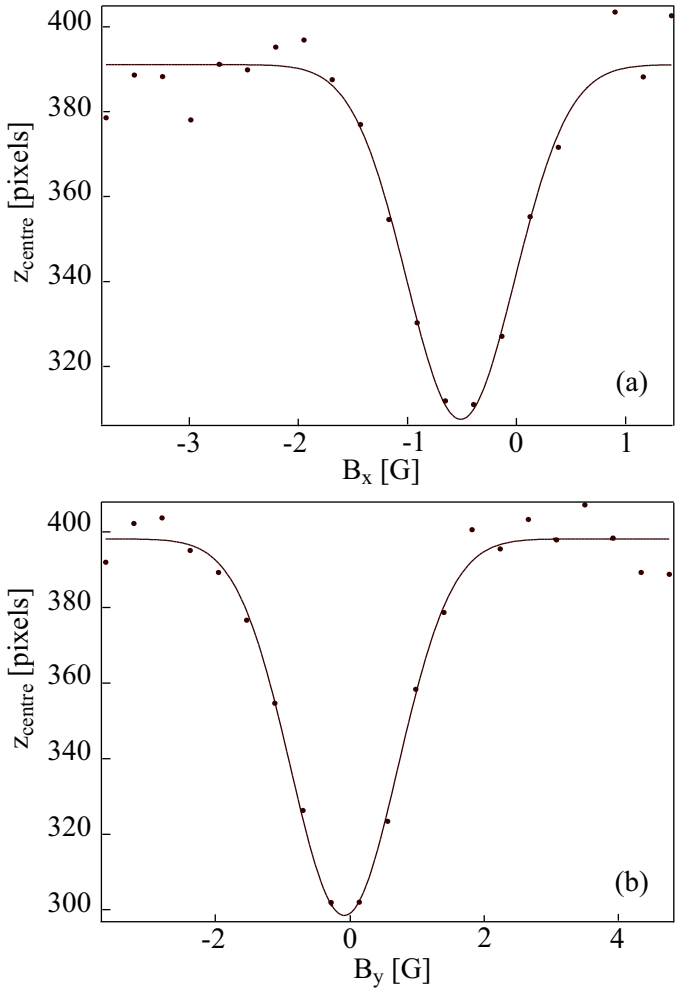


FIG. *4.8: Déplacement de la position $z_{\text{centre}}$ du centre du nuage d'atomes dans la direction du faisceau de pompage en fonction des paramètres de compensation du champ magnétique résiduel $B_{\text{x}}$ (a) et $B_{\text{y}}$ (b).*

à un minimum de champ sur l'axe longitudinal du piège et donne la valeur du champ à appliquer selon cet axe pour compenser le champ magnétique résiduel longitudinal.

La figure 4.9 présente le déplacement du nuage d'atomes dans la direction du faisceau de pompage. La valeur de $B_{\text{pomp}}$ pour laquelle le champ magnétique est compensé selon l'axe longitudinale du piège est de 878 ± 11 mG. Nous estimons que nous corrigeons le champ magnétique résiduel statique au voisinage de la puce à mieux que $\sqrt{\Delta B_{\text{x}}^2 + \Delta B_{\text{y}}^2 + \Delta B_{\text{z}}^2} \simeq$ 46 mG.

La demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de résonnance est égale à 800 mG. Elle est limitée par $\Gamma_{\text{a}}$ si $\Gamma_{\text{a}} \gg B_{\perp}$ et par $B_{\perp}$ dans le cas contraire. Nous pensons compenser le champ résiduel statique dans la direction radiale du piège à mieux que 45 mG et nous travaillons avec $\Gamma_{\text{a}} = 500$ mG. La largeur de la courbe de résonnance est donc probablement

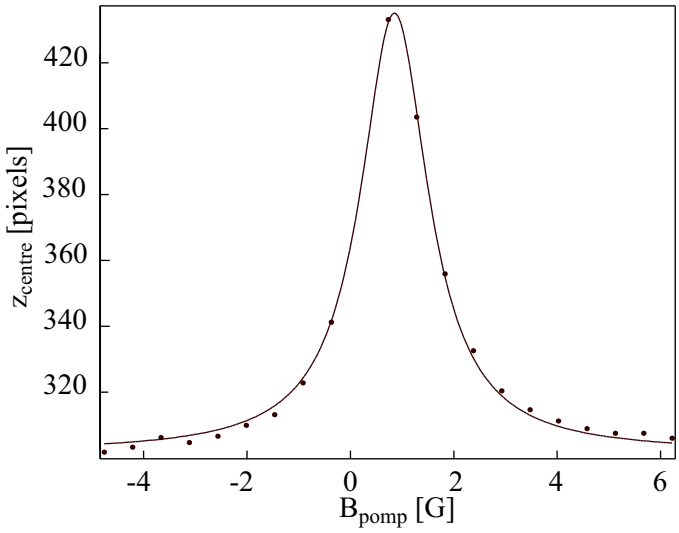


FIG. *4.9: Déplacement de la position $z_{\text{centre}}$ du centre du nuage d'atomes dans la direction du faisceau de pompage en fonction de l'amplitude $B_{\text{pomp}}$ du champ directeur.*

limitée par $\Gamma_{\text{a}}$. L'écart entre la demi-largeur de la courbe et la valeur de $\Gamma_{\text{a}}$ peut être due au fait que nous sous-estimons la puissance du faisceau de pompage et donc la valeur de $\Gamma_{\text{a}}$.

Nous estimons que les résultats expérimentaux obtenus à ce stade sur la compensation du champ magnétique résiduel au voisinage de la puce sont suffisants pour le type d'expérience que nous réalisons. C'est pourquoi nous n'avons pas itérer le processus de compensation en diminuant $\Gamma_{\text{a}}$.

En conclusion, nous compensons le champ magnétique résiduel statique au niveau de la puce à mieux que 46 mG. Cependant, la méthode que nous avons utilisé ne permet pas de compenser les champs magnétiques résiduels variables temporellement ou spatialement au voisinage de la puce. Nous choisissons de travailler avec $t_{\text{repos}} = 0.5$ ms. Le champ magnétique $\vec{B}_{\text{pomp}}$ atteint une amplitude de 3 G environ après 0.5 ms. Cette valeur est suffisante pour que $\vec{B}_{\text{pomp}}$ domine le champ magnétique résiduel au niveau de la puce atomique pendant la phase de pompage optique.

Grâce à une optimisation des paramètres du piège magnétique initial et à la mise en place d'une étape de pompage optique des atomes dans l'état $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$, nous avons amélioré le taux de transfert dans le piège magnétique de 6 à 16 %. Nous chargeons 3.6 $10^6$ atomes dans le piège magnétique à une température de 39 $\mu$K après 500 ms de piégeage. Expérimentalement, ces chiffres sont suffisants pour atteindre la condensation de Bose-Einstein [36]. Mais pour cela, la durée de vie dans le piège magnétique doit être suffisante pour que l'on puisse inclure la séquence d'évaporation radio-fréquence (§ 5.2) dans la phase de piégeage magnétique. La section suivante est consacrée à la mesure et à l'optimisation

de la durée de vie des atomes dans le piège magnétique.

## 4.2 Durée de vie

Dans le piège magnétique, le nombre d'atomes piégés décroît avec le temps de piégeage. La décroissance du nombre $N$ d'atomes piégés magnétiquement est décrite par

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_{\text{per}} N = \frac{N}{\tau_{\text{vie}}} \tag{4.2}$$

où $\gamma_{\text{per}}$ est le taux de pertes du nuage égal à l'inverse de la durée de vie $\tau_{\text{vie}}$ du nuage.

Pour atteindre le régime d'emballement, le taux de collisions élastiques $\gamma_{\text{col}}$ du nuage doit être suffisamment grand devant le taux de pertes des atomes pour que le nuage rethermalise avant que les atomes ne soient perdus par collisions avec les particules du gaz résiduel. Dans un piège harmonique, cette condition se traduit par $\gamma_{\text{per}} < \frac{\gamma_{\text{col}}}{300}$ [41]. Dans nos conditions expérimentales, le taux de collisions dans le piège magnétique initial est de 13 collisions par seconde et par atome environ. Il faut donc que le taux de pertes des atomes piégés soit inférieur à 0.04 $\text{s}^{-1}$, c'est à dire que la durée de vie des atomes dans le piège magnétique soit supérieure à 23 s. Ces chiffres sont relatifs au piège magnétique décomprimé. Nous allons voir dans la suite de ce chapitre, que nous mesurons mal la température du nuage dans le piège comprimé. Il est dans ce cas difficile d'estimer le taux de collisions des atomes dans le piège comprimé et donc la durée de vie nécessaire pour atteindre le régime d'emballement après compression du piège. Expérimentalement, une durée de vie de l'ordre de 10 s est suffisante pour observer la condensation de Bose-Einstein à partir de conditions initiales analogues à celles de notre expérience [36].

Les atomes piégés magnétiquement peuvent être perdus par collisions avec les atomes du gaz résiduel. Il faut donc adapter le nombre d'atomes désorbés pendant le pulse du filament de rubidium et la longueur de la séquence expérimentale de condensation afin que la pression d'équilibre dans l'enceinte à vide soit suffisamment faible pour assurer une durée de vie des atomes dans le piège magnétique de l'ordre de 10 s. Nous pouvons augmenter le nombre d'atomes désorbés en augmentant le temps $t_{\text{on}}$ d'allumage du filament. Augmenter le temps de chargement $t_{\text{load}}$ du PMO externe permet d'améliorer le vide résiduel et d'augmenter la durée de vie des atomes dans le piège. Mais une augmentation de $t_{\text{load}}$ se traduit également par une diminution du nombre d'atomes piégés dans le PMO externe. Il va donc falloir trouver un compromis entre nombre d'atomes et durée de vie en jouant sur les deux paramètres $t_{\text{on}}$ et $t_{\text{load}}$.

Dans le premier paragraphe de cette section, nous verrons comment à partir d'un modèle simple de la variation de la durée de vie des atomes dans le piège, nous avons déterminé les paramètres $t_{\text{on}}$ et $t_{\text{load}}$ garantissant une durée de vie suffisante dans le piège magnétique. L'étape suivante consiste logiquement à vérifier que la durée de vie dans le piège magnétique correspond à la valeur attendue. Nous mesurons une durée de vie inférieure à la valeur souhaitée. Nous nous attacherons donc à comprendre et à éliminer les phénomènes, autres que la pression résiduelle dans l'enceinte à vide, qui limitent la durée de vie des atomes dans le piège magnétique.

### 4.2.1 Choix des paramètres $t_{\text{on}}$ et $t_{\text{load}}$

Nous nous intéressons ici à la détermination de la durée $t_{\text{on}}$ du pulse du filament de rubidium à un courant de 8 A et du temps de chargement $t_{\text{load}}$ du PMO externe qui fixe la durée de la séquence expérimentale.

Un certain nombre d'atomes de rubidium désorbés pendant le pulse du filament ne sont pas piégés dans le PMO externe. Lorsqu'on réalise des cycles expérimentaux successifs, les atomes non pompés en fin de séquence contribuent à la pression résiduelle dans l'enceinte à vide. Les atomes piégés magnétiquement peuvent être perdus par collisions avec les atomes du gaz résiduel. La pression résiduelle dans l'enceinte doit donc être suffisamment basse pour ne pas limiter la durée de vie des atomes dans le piège magnétique à une valeur inférieure à dix secondes environ. Cette pression dépend du nombre d'atomes désorbés, c'est à dire de la durée $t_{\text{on}}$ du pulse du filament, et de la durée de la séquence expérimentale. Nous pouvons modifier celle-ci en variant le temps de chargement $t_{\text{load}}$ du PMO externe, où plus exactement sur le paramètre $t_{\text{off}}$ défini par $t_{\text{off}} = t_{\text{load}}$ - $t_{\text{on}}$. Nous allons voir comment fixer les paramètres $t_{\text{on}}$ et $t_{\text{off}}$ en fonction de la durée de vie attendue dans le piège magnétique. Dans cette partie, nous négligeons la durée des étapes de PMO en U, mélasse optique, pompage optique et piège magnétique devant le temps de chargement du PMO externe, et nous considérons que la durée de la séquence expérimentale est égale à $t_{\text{load}}$.

#### 4.2.1.1 Evolution de la durée de vie sur un cycle expérimental

Considérons la variation de la durée de vie $\tau_{\text{vie}}$ dans le piège magnétique en fonction du temps sur un seul cycle expérimental. Elle varie de façon inversement proportionnelle au nombre d'atomes présents dans l'enceinte à vide. Il est de ce fait plus simple de travailler avec le taux de pertes $\gamma_{\text{per}}$ égal à $\frac{1}{\tau_{\text{vie}}}$ du nuage, qui varie comme le nombre d'atomes présents dans l'enceinte à vide. Nous attendons donc une augmentation de $\gamma_{\text{per}}$ pendant le pulse du courant dans le filament de rubidium, jusqu'à un valeur de saturation $\gamma_{\text{max}}$ atteinte lorsque le pompage des atomes non piégés dans le PMO équilibre le nombre d'atomes désorbés par le filament. $\gamma_{\text{per}}$ décroît ensuite exponentiellement lorsque les atomes non piégés dans le PMO sont pompés après coupure du filament. Ces variations sont représentées sur le graphe (a) de la figure 4.10. La décroissance exponentielle de $\gamma_{\text{per}}$ pendant la durée de la séquence expérimentale est caractérisée par la constante de temps $\tau$ et est décrite par l'équation

$$\gamma_{\text{per}}(t) = \gamma_{\text{max}} e^{\left(-\frac{t}{\tau}\right)} \tag{4.3}$$

Nous aurons besoin par la suite de connaître la valeur de $\tau$. Pour cela, nous mesurons la durée de vie des atomes dans le piège magnétique pour plusieurs valeurs de $t_{\text{off}}$, et pour une valeur de $t_{\text{on}}$ fixée arbitrairement à 4 s [7]. Nous obtenons $\tau = 7.1$ s et $\gamma_{\text{max}} = 0.65$ s$^{-1}$.

En réalité, nous sommes amenés à travailler sur des cycles expérimentaux successifs, ce qui modifie l'évolution de la durée de vie des atomes dans le piège magnétique, comme nous allons le voir au paragraphe suivant.

[7] Ce travail a été effectué après l'élimination de la première cause de limitation de la durée de vie des atomes dans le piège magnétique, qui est la présence de lumière parasite.

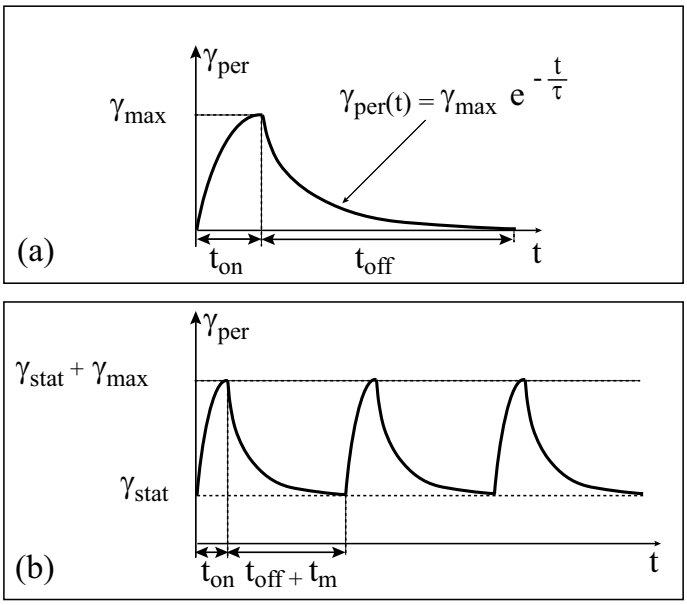


FIG. *4.10: Variation attendue du taux de pertes $\gamma_{\text{per}}$ du nuage en fonction du temps pour un cycle expérimental (a) et en régime stationnaire (b).*

#### 4.2.1.2 Evolution de la durée de vie en régime stationnaire

Lorsque nous effectuons des cycles expérimentaux successifs, la pression résiduelle dans l'enceinte à vide est telle que le taux de pertes des atomes dans le piège est limité à une valeur non nulle $\gamma_{\text{stat}}$ (fig. 4.10(b)). Ce taux de pertes stationnaire $\gamma_{\text{stat}}$ vérifie l'équation

$$\gamma_{\text{stat}} = (\gamma_{\text{stat}} + \gamma_{\text{max}})e^{-\frac{t_{\text{off}}+t_{\text{m}}}{\tau}} \quad , \tag{4.4}$$

où $t_{\text{m}}$ est le temps mort séparant deux cycles expérimentaux consécutifs dû au fonctionnement du séquenceur (§ 2.1). Nous mesurons $t_{\text{m}} = 3.8$ s.

Nous choisissons une valeur de $t_{\text{off}}$ avec laquelle il est confortable de travailler du point de vue de la longueur de la séquence expérimentale de piégeage magnétique et du nombre d'atomes piégés, soit $t_{\text{off}} = 8$ s. La durée de vie nécessaire à la mise en place du cycle d'évaporation radio-fréquence est estimée à $\frac{1}{\gamma_{\text{stat}}} = 10$ s [36]. D'après l'équation (4.4), la valeur de $\gamma_{\text{max}}$ correspondant aux valeurs de $t_{\text{off}}$ et $\gamma_{\text{stat}}$ que nous avons déterminées est de 0.43 $\text{s}^{-1}$.

A partir de ce résultat, nous pouvons déterminer la valeur de $t_{\text{on}}$ pour laquelle la pression résiduelle dans l'enceinte à vide en régime stationnaire limitera la durée de vie des atomes dans le piège magnétique à 10 s environ. C'est ce que nous allons voir dans le prochain paragraphe.

#### 4.2.1.3 Détermination de $t_{\text{on}}$

Le taux de pertes est proportionnel au nombre d'atomes dans l'enceinte à vide. Pendant la phase de chargement du PMO externe, le nombre d'atomes piégés dans le PMO sature

lorsque le pompage équilibre le nombre d'atomes désorbés par le filament de rubidium. Le taux de pertes $\gamma_{\max}$ à saturation est proportionnel au maximum de fluorescence rayonnée pendant la phase de chargement du PMO externe. Nous déterminons la variation de $\gamma_{\max}$ en fonction de la durée $t_{\text{on}}$ du pulse du filament en enregistrant la variation de la fluorescence rayonnée par le nuage d'atomes pendant le chargement du PMO externe (fig. 3.1) pour différentes valeurs de $t_{\text{on}}$ et en relevant la tension $V_{\text{fluo}}$ correspondant au maximum de fluorescence rayonnée. La figure 4.11 présente la variation de $V_{\text{fluo}}$ en fonction de $t_{\text{on}}$. Pour ces mesures, $t_{\text{off}}$ est de l'ordre de 100 s. Nous avons évalué au paragraphe 4.2.1.1 la valeur

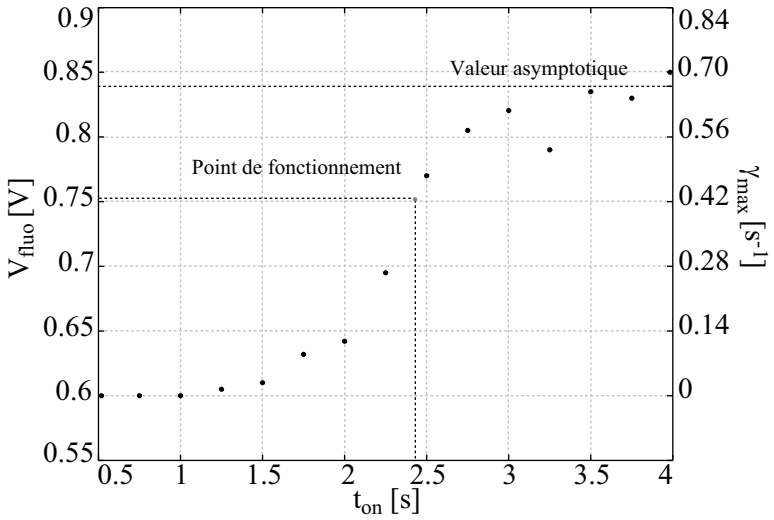


FIG. *4.11: Variation de la fluorescence maximale rayonnée par le nuage du PMO en fonction du temps d'allumage du filament de rubidium en régime pulsé, calibré en Volts sur l'axe de gauche et en $s^{-1}$ sur l'axe de droite. Pour $t_{\text{on}}$ faible, la température du filament n'a pas le temps d'augmenter suffisamment pour dépasser la limite de désorption. Il n'y a pas d'atomes dans le PMO, la valeur de la tension aux bornes de la photodiode correspond à la lumière du fond. Lorsque la durée du pulse à 8 A augmente, de plus en plus d'atomes sont désorbés, jusqu'à atteindre la saturation du PMO.*

de $\gamma_{\max}$ à 0.65 $s^{-1}$ pour $t_{\text{on}} = 4$ s. A partir de ce résultat, nous recalibrons la tension de fluorescence délivrée par la photodiode en unité de $\gamma_{\max}$, soit $s^{-1}$. Cette calibration est reportée sur la droite du graphe de la figure 4.11[8]. Nous déterminons simplement sur cette courbe, la valeur de $t_{\text{on}}$ pour laquelle $\gamma_{\max}$ est égal à 0.43 $s^{-1}$, qui est de 2.4 s.

Nous choisissons de pulser le filament de rubidium pendant 2.4 s et de charger le PMO externe pendant une durée $t_{\text{load}}$ égale à $t_{\text{on}} + t_{\text{off}}$ soit 10.4 s. Dans ces conditions, nous chargeons correctement le PMO externe sans atteindre la saturation et nous limitons la pression d'équilibre dans la chambre à vide afin de garantir une durée de vie des atomes dans le piège magnétique de l'ordre de 10 s.

La durée de vie des atomes dans l'enceinte à vide, lorsqu'elle est limitée par la pression résiduelle dans l'enceinte, et le nombre d'atomes dans le PMO externe dépendent fortement des paramètres $t_{\text{on}}$ et $t_{\text{load}}$. Nous allons rapidement avoir à rallonger la séquence expéri-

[8]Nous estimons à 0.65 $s^{-1}$ la valeur asymptotique de $\gamma_{\max}$ correspondant à la valeur moyenne des trois derniers points de la courbe de $\gamma_{\max}$

mentale de plusieurs secondes pour mettre en place le cycle d'évaporation radio-fréquence (§ 5.2). De ce fait, nous devrons augmenter la valeur de $t_{\text{on}}$ à 2.6 s et diminuer $t_{\text{off}}$ à 7.4 s, afin de charger efficacement le PMO externe en régime stationnaire. Dans ces conditions, le temps de chargement $t_{\text{load}}$ du PMO externe est égal à 10 s.

En conclusion, nous utilisons le filament de rubidium en régime pulsé. Le filament est parcouru en permanence par un courant de repos de 2 A inférieur à son courant de seuil. En début de séquence, nous pulsons le courant dans le filament à 8 A pendant 2.6 s. Ces paramètres garantissent un chargement efficace du PMO externe et une durée de vie limitée par la pression résiduelle dans l'enceinte de l'ordre de 10 s.

En réalité, dans nos conditions expérimentales, ce n'est pas la pression résiduelle qui limite la durée de vie des atomes dans le piège magnétique. Nous allons voir dans le prochain paragraphe quels sont les phénomènes qui nous limitent et comment nous en affranchir.

### 4.2.2 Durée de vie dans le piège magnétique : phénomènes limitants

Avant tout travail d'optimisation, nous mesurions une durée de vie des atomes dans le piège magnétique, de l'ordre de 1 s. Plusieurs phénomènes différents autre que la pression résiduelle dans l'enceinte à vide sont susceptibles de limiter la durée de vie dans le piège magnétique.

Il se peut par exemple, que malgré la coupure des faisceaux du PMO, des photons résonnants atteignent l'enceinte à vide suite à des réflexions parasites sur les éléments optiques ou métalliques présents au voisinage de l'enceinte. Un atome piégé qui absorbe un photon résonant a une probabilité faible de retomber dans un état piégeant lorsqu'il réémet spontanément un photon. C'est pourquoi les atome piégés magnétiquement vont être perdus rapidement en présence de lumière parasite. L'installation d'un obturateur supplémentaire sur le trajet du faisceau du piège a rallongé considérablement la durée de vie du nuage, ce qui prouve que nous étions initialement limités par la présence de lumière parasite dans l'enceinte à vide.

La suppression de la lumière parasite dans l'enceinte à vide nous a permis de mettre en évidence un second phénomène limitant la durée de vie des atomes dans le piège magnétique. La température du nuage piégé est trop élevée par rapport à la profondeur du piège magnétique à 8 G et nous perdons les atomes du piège magnétique par évaporation naturelle. Nous avons mis en évidence ce phénomène en observant l'évolution du nombre d'atomes et de la largeur du nuage en fonction du temps de piégeage. La figure 4.12 présente les résultats obtenus. Le graphe (a) de la figure 4.12 représente la variation de la largeur radiale $\sigma_{\text{r}}$ du nuage piégé magnétiquement après 0.1 ms d'expansion libre en fonction de la durée $t_{\text{Z}}$ de piégeage. Nous observons une diminution de la largeur du nuage avec $t_{\text{Z}}$, ce qui signifie que la température du nuage diminue lorsque la durée de piégeage augmente. Parallèlement, le nombre $N_{\text{Z}}$ d'atomes piégés diminue avec $t_{\text{Z}}$ (fig. 4.12(b)). La diminution de la largeur du nuage associée à une diminution du nombre d'atomes piégés est la signature du processus d'évaporation. Les atomes de plus hautes énergies quittent le piège et les atomes piégés rethermalisent par collisions à une température plus basse que la température initiale. La température $T_1$ du nuage après 1160 ms de piégeage est de 33

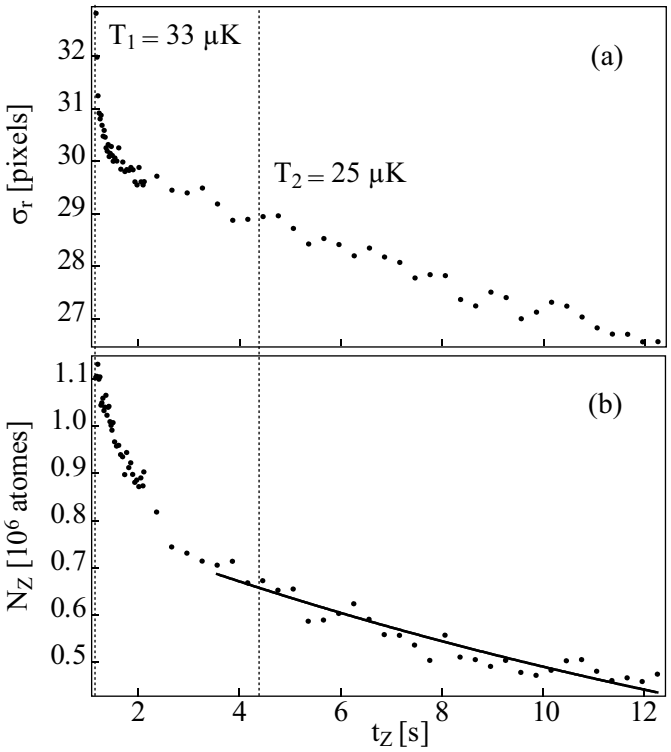


FIG. *4.12: (a) Variation de la largeur radiale $\sigma_r$ du nuage piégé magnétiquement en fonction du temps $t_Z$ de piégeage après 0.1 ms de temps de vol. (b) Variation du nombre d'atomes $N_Z$ piégés magnétiquement en fonction de $t_Z$ (·) et fit exponentiel forcé à zéro (–). La durée de vie limitée par le processus d'évaporation naturelle est de 19.1 ± 0.3 s.*

$\mu$K. Elle n'est plus que de $T_2 = 25$ $\mu$K après 4450 ms de piégeage. Nous observons clairement deux constantes de temps sur la décroissance de $\sigma_r$ et $N_Z$, que nous n'expliquons pas clairement. Nous déterminons la durée de vie des atomes dans le piège magnétique à partir d'un fit exponentiel forcé à zéro de la décroissance du nombre d'atomes pour un temps de piégeage supérieur à 3.5 s. Ce fit est tracé en trait plein sur la figure 4.12(b)). La durée de vie du limitée par le processus d'évaporation naturelle est de 19.1 ± 0.3 s [9].

Afin de mesurer la durée de vie limitée par la pression résiduelle dans l'enceinte, il faut éliminer le phénomène d'évaporation naturelle. Pour cela, nous refroidissons le nuage par évaporation radio-fréquence[10], jusqu'à une valeur de l'ordre du micro-Kelvin. Nous mesurons la durée de vie des atomes dans le piège magnétique à 8 G après compression du piège, application de l'onde RF et décompression[11]. La figure 4.13 présente la variation du

[9] Pour que la pression résiduelle dans l'enceinte à vide soit constante pendant la mesure de la durée de vie du piège magnétique, la durée de la séquence expérimentale est fixée à 18 s environ quel que soit le temps de piégeage. En conséquences, nous avons augmenté $t_{on}$ à 3 s pour avoir un nombre d'atomes piégés suffisant.

[10] Nous ne décrirons pas ici, le principe du refroidissement évaporatif qui sera détaillé au paragraphe 5.2.

[11] La compression du piège est nécessaire pour augmenter le taux de collisions élastiques et refroidir le

nombre $N_Z$ d'atomes du nuage refroidit à 1 $\mu$K ($\circ$) en fonction du temps $t_Z$ de piégeage. Nous avons également fait apparaître sur cette figure, les données présentées sur le graphe

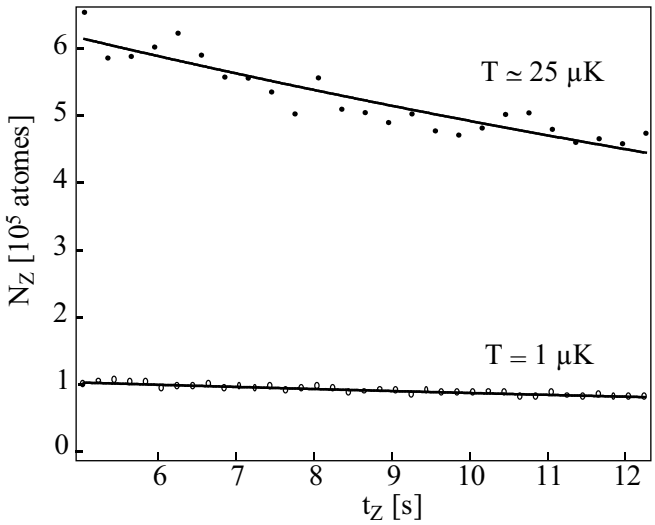


FIG. *4.13: Variation du nombre $N_Z$ d'atomes piégés magnétiquement à une température de quelques dizaines de micro-Kelvins ($\cdot$) et refroidit par évaporation RF à une température de 1 $\mu$K ($\circ$).*

(b) de la figure 4.12[12] relatives à un nuage d'une température de plusieurs dizaines de micro-kelvins ($\cdot$). Le nombre d'atomes du nuage refroidit à 1 $\mu$K diminue plus lentement que celui du nuage à plusieurs dizaines de micro-Kelvins. Les courbes en trait plein sont des fits exponentiels forcés à zéro des données expérimentales. La durée de vie du nuage à 1 $\mu$K est de $30.3 \pm 0.3$ s.

Cette durée de vie n'est pas mesurée dans des conditions identiques à celles de la séquence expérimentale de condensation. En effet, mesurer la durée de vie du nuage impose de rallonger la durée de piégeage et donc de la séquence expérimentale, ce qui modifie la pression résiduelle dans l'enceinte à vide. Cependant, le résultat précédent donne l'ordre de grandeur de la durée de vie des atomes dans le piège pendant la séquence expérimentale réelle et nous pensons, à partir de ce résultat, que la durée de vie des atomes dans le piège magnétique est suffisante pour mettre en place le cycle de refroidissement évaporatif.

La diminution de la durée de vie des atomes dans le piège magnétique peut également être due aux pertes par collisions à trois corps. Nous évaluons à partir des résultats donnés dans le paragraphe 4.1.3.4 et de [80], le taux de pertes à 3 corps dans le piège magnétique initial à 1.4 $10^{-6}$ s$^{-1}$ par atomes. En 10 s, soit l'ordre de grandeur de la durée de vie des atomes dans le piège magnétique, ces collisions sont responsables de la perte de un à deux atomes. Il est donc raisonnable de négliger les collisions à trois corps dans l'étude de la durée de vie du piège magnétique décomprimé.

nuage par rethermalisation.

[12]Les étapes de compression, refroidissement RF et décompression du piège rallonge la durée de la séquence expérimentale qui est fixée à 18 s environ. Nous avons augmenté $t_{\rm on}$ à 3 s pour avoir un nombre d'atomes piégés suffisant. Les données présentées sur la figure 4.13 sont prises dans les mêmes conditions et donc tout à fait comparables

Dans cette partie, nous avons mis en évidence deux phénomènes limitant la durée de vie des atomes dans le piège magnétique : la lumière parasite et l'évaporation naturelle. Lorsqu'on élimine ces deux phénomènes, la durée de vie dans le piège magnétique est limitée par la pression résiduelle dans l'enceinte à vide. Elle dépend donc fortement des paramètres $t_{\text{on}}$ et $t_{\text{load}}$ qu'il faudra réajuster au fur et à mesure de l'allongement de la séquence expérimentale pour trouver un compromis entre nombre d'atomes piégés et durée de vie. Pour $t_{\text{on}} = 2.6$ s et $t_{\text{load}} = 10$ s, la durée de vie des atomes dans le piège est suffisante pour envisager la mise en place du cycle de compression du piège et d'évaporation radiofréquence vers la condensation de Bose-Einstein.

Le paragraphe suivant est consacré à l'étape de compression du piège magnétique.

## 4.3 Compression du piège magnétique

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de ce chapitre, l'observation de la condensation de Bose-Einstein nécessite d'initier le refroidissement évaporatif dans le piège magnétique avec un taux de collisions élastiques $\gamma_{\text{col}}$ élevé. En effet, plus le taux de collisions élastiques est élevé, plus les atomes vont rethermaliser rapidement et plus le processus d'évaporation est efficace. Le taux de collisions élastiques est proportionnel à la densité du nuage dans le piège magnétique. Il faut donc comprimer le piège magnétique, c'est à dire augmenter son confinement radial, pour maximiser la densité du nuage et donc son taux de collisions élastiques.

Dans le prochain paragraphe, nous nous intéresserons au critère d'adiabaticité de la compression du piège, nécessaire à la conservation de la densité dans l'espace des phases du nuage pendant la compression. Nous détaillerons ensuite la mise en place expérimentale de la phase de compression. Dans une dernière partie, nous présenterons le problème que nous avons rencontré concernant la mesure de température dans le piège comprimé.

### 4.3.1 Compression adiabatique

Nous avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit qu'il est possible de comprimer le piège en augmentant l'amplitude du champ magnétique externe ou en diminuant l'intensité du courant dans le fil. La profondeur du piège magnétique étant fixée par l'amplitude du champ magnétique externe, il est intéressant de comprimer le piège en augmentant $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$.

La température du nuage dans le piège magnétique initial, obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique externe de 8 G, après l'étape de mélasse optique est de l'ordre de 40 $\mu$K. La profondeur du domaine harmonique du potentiel dans la direction radiale du piège à 2 A et 8 G est de 110 $\mu$K environ. Le nuage explore donc les limites du domaine harmonique du potentiel. Nous verrons dans la suite de cette section que la situation est analogue dans le piège comprimé avec un champ magnétique externe de 40 G. La forme du potentiel vu par les atomes est donc conservée pendant la phase de compression du piège magnétique. La compression du piège doit être adiabatique afin de conserver la densité dans l'espace des phases et d'initier le refroidissemnt évaporatif en état aussi proche que possible de la transition de Bose.

Dans le cas d'un piège harmonique, l'adiabaticité de la compression recouvre deux conditions. Notons $\omega$ la pulsation du piège selon un axe propre du potentiel et $\dot{\omega}$ l'augmentation de cette pulsation lors de la compression. Ces paramètres doivent vérifier le critère d'abiabaticité au sens de chaque atome, qui se traduit par $\frac{\dot{\omega}}{\omega^2} \ll 1$ et qui exprime le fait la fréquence du potentiel varie de façon négligeable pendant une période d'oscillations de l'atome dans le piège. C'est un critère relatif à une dimension du piège. Dans le cas d'un piège harmonique anisotrope, il faut en plus tenir compte du transfert d'énergie entre les trois axes du piège. Ce transfert est assuré par les collisions élastiques au sein du nuage, qui doivent être suffisantes pour que le nuage rethermalise plus rapidement que ne varie la fréquence du potentiel. Ceci se traduit par le critère d'adiabaticité thermodynamique $\frac{\dot{\omega}}{\gamma_{\mathrm{col}}\omega} \ll 1$, où $\gamma_{\mathrm{col}}$ est la constante de collisions élastiques du nuage.

Cependant, nous savons que le nuage d'atomes piégés magnétiquement s'étale hors du domaine de validité de l'approximation harmonique du potentiel dans la direction longitudinale du piège (§ 1.3.2.3). Les critères que nous avons donnés précédemment ne correspondent pas à notre situation. Pourtant, il est nécessaire de s'assurer de l'adiabaticité de la phase de compression pour conserver la densité dans l'espace des phases du nuage. Une solution consiste à calculer numériquement la densité d'état dans le potentiel de la configuration en Z au delà de l'approximation harmonique. A partir de ce résultat, nous pouvons calculer la température attendue dans le piège comprimé dans le cas d'une compression adiabatique [57] et déterminer expérimentalement la valeur du temps de compression du piège pour laquelle nous atteignons cette température dans le piège comprimé. Pour un temps de compression supérieur à la limite ainsi établie, la température du nuage comprimé ne varie plus. Une deuxième solution consiste donc simplement à observer la variation de la température du nuage dans le piège comprimé en fonction du temps de compression. La compression est adiabatique lorsque cette température ne dépend plus du temps de compression. Par simplicité et du fait que nous mesurons mal la température du piège comprimé (§ 4.3.4), nous choisirons ce critère expérimental d'adiabaticité.

Au cours de la mise en place du refroidissement évaporatif, nous avons mis en évidence le fait que l'expansion du nuage après temps de vol dans le piège comprimé est perturbée lorsque le temps de vol est supérieur à 1.5 ms environ (§ 4.3.4). C'est pourquoi nous ne pouvons pas observer directement l'influence du temps de compression sur la largeur du piège comprimé. Expérimentalement, le piège magnétique initial à 2 A et 8 G est comprimé en augmentant l'amplitude $B_{\mathrm{biais_Z}}$ du champ magnétique externe à 40 G, puis décomprimé en diminuant $B_{\mathrm{biais_Z}}$ à 8 G, les deux étapes de compression et décompression étant effectuée en un même temps $t_{\mathrm{compress}}$. Lorsque la température du nuage dans le piège décomprimé est indépendante de $t_{\mathrm{compress}}$, la compression et la décompression du pièges sont adiabatiques. La température du nuage après décompression est alors égale à sa température initiale.

Nous observons la variation de la largeur radiale $\sigma_{\mathrm{r}}$ du nuage dans le piège décomprimé après 3 ms d'expansion libre, en fonction de $t_{\mathrm{compress}}$. Il est intéressant d'observer simultanément la variation du nombre d'atomes avec $t_{\mathrm{compress}}$. La figure 4.14 présente les résultats obtenus. Sur le graphe (a) de la figure 4.14, la taille du nuage, et donc sa température, diminue très rapidement tant que $t_{\mathrm{compress}}$ est inférieure à 150 ms environ et se stabilise ensuite. Le nombre d'atomes augmente avec le temps de compression tant que celui-ci est inférieur à 300 ms environ. D'après ces résultats, nous fixons $t_{\mathrm{compress}}$ à 300 ms.

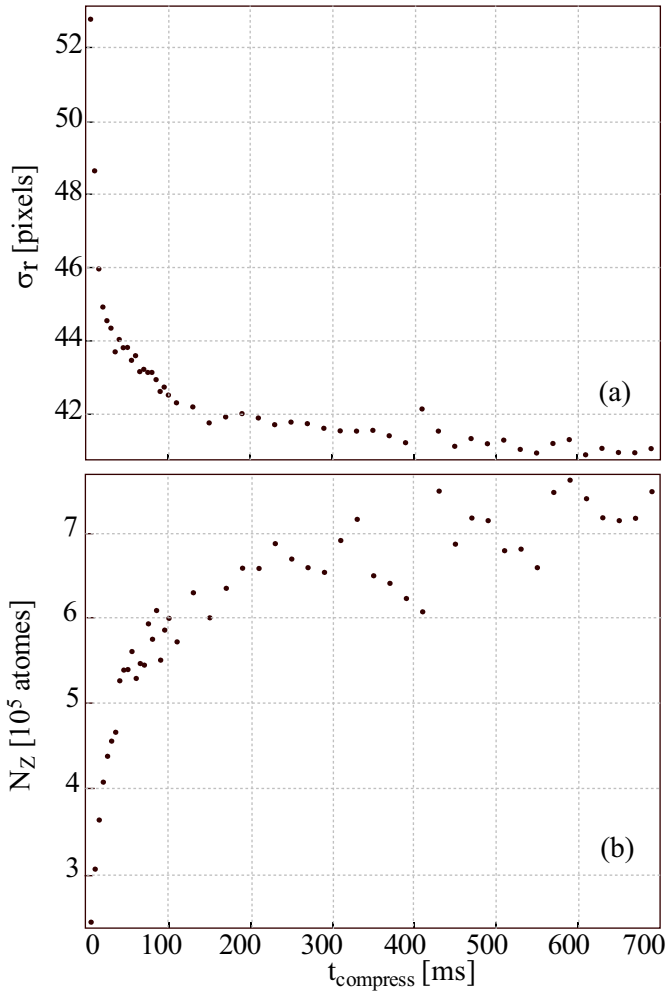


FIG. *4.14: Variation de la largeur radiale $\sigma_r$ (a) et du nombre d'atomes $N_Z$ (b) du nuage décomprimé dans un piège à 8 G en fonction de $t_{compress}$. $\sigma_r$ est déterminée par un fit gaussien du profil du nuage après 3 ms d'expansion.*

Le paragraphe suivant présente la séquence expérimentale de compression du piège magnétique.

### 4.3.2 Séquence expérimentale de compression

La figure 4.15 présente la séquence temporelle de compression du piège magnétique. Les atomes sont transférés dans le piège magnétique initial réalisé avec un courant $I_Z$ de 2 A et un champ magnétique $B_{biais_Z}$ de 8 G à l'instant $T_Z$. Nous comprimons le piège magnétique en augmentant l'amplitude du champ homogène externe $B_{biais_Z}$ de 8 à 40 G après un temps $t_{relax}$ nécessaire pour atteindre un état stationnaire dans le piège magnétique. Nous conservons ensuite le piège comprimé pendant un temps $t_{Z\ compress}$, avant de décomprimer le piège en diminuant $B_{biais_Z}$ de 40 à 15 G en $t_{compress}$. La plage d'injection du laser esclave

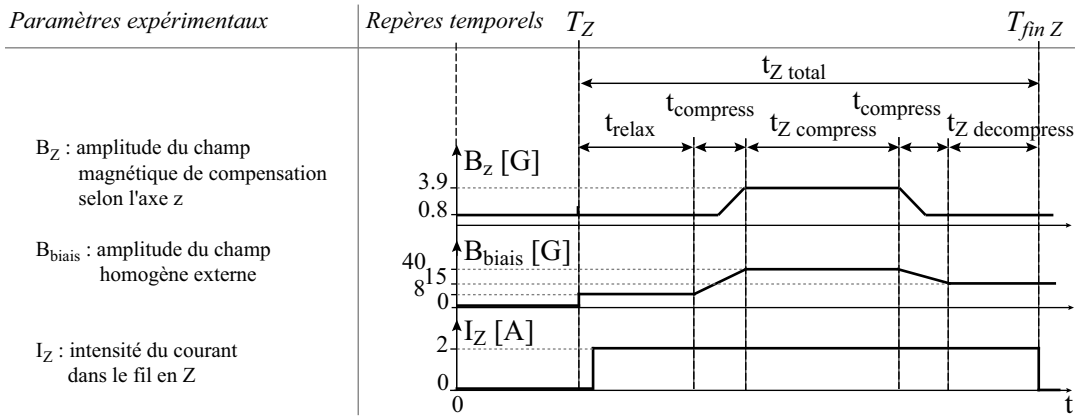


FIG. *4.15: Séquence temporelle de compression du piège magnétique.*

limite le désaccord du faisceau imageur à +25 MHz environ. Il ne peut donc pas être résonnant avec les atomes placés dans un champ magnétique d'amplitude supérieur à 15 G. D'où le choix de l'amplitude du champ homogène externe du piège décomprimé. Nous pouvons ainsi laisser le champ homogène externe constant pendant l'imagerie, ce qui nous permet de travailler avec des temps de vol très courts. Le champ magnétique résiduel au voisinage de la puce est compensé par les champs magnétiques $\vec{B}_{\mathrm{x}}$, $\vec{B}_{\mathrm{y}}$ et $\vec{B}_{\mathrm{z}}$ dans les trois directions de l'espace. La variation du champ magnétique de compensation $\vec{B}_{\mathrm{z}}$ selon l'axe $\vec{e}_{\mathrm{z}}$ longitudinal du piège pendant la phase de compression sera explicitée au paragraphe suivant relatif à la durée de vie des atomes dans le piège magnétique comprimé.

### 4.3.3 Durée de vie des atomes dans le piège comprimé

La durée de vie des atomes dans le piège magnétique comprimé est limitée à quelques secondes. Les atomes sont perdus par transitions Majorana (§ 1.1). En effet, le minimum du potentiel magnétique diminue lorsque l'amplitude du champ magnétique externe augmente (§ 1.3.2). Il passe de 0.85 G à 0.20 G pendant la phase de compression. La fréquence de Larmor $\omega_{\mathrm{L}}$ d'un atome piégé au minimum de potentiel dans le piège comprimé est de 280 kHz. Pour éviter les pertes Majorana dans le piège magnétique comprimé, la fréquence $\omega_{\mathrm{L}}$ doit rester grande devant la fréquence de rotation $\omega_B$ du champ magnétique dans le référentiel de l'atome (§ 1.1).

Evaluons un ordre de grandeur de $\omega_B$ dans le cas du piège comprimé à 40 G. Nous estimons la température du nuage dans le piège comprimé à 350 $\mu$K (§ 4.3.4). Au centre du piège comprimé, le champ magnétique est longitudinal d'amplitude $B_{\mathrm{min}} = 0.2$ G. La profondeur du domaine harmonique du potentiel dans la direction radiale est égale à $2\frac{\mu_{\mathrm{B}} B_{\mathrm{min}}}{k_{\mathrm{B}}} \simeq 25\mu$K. Le nuage s'étale donc hors du domaine harmonique du potentiel. Le gradient radial du potentiel est de l'ordre de 4 kG.cm$^{-1}$. La composante radiale du champ magnétique à donc une amplitude d'environ 0.2 G à 0.5 $\mu$m du centre du piège. En ce point, le champ magnétique fait un angle de $\frac{\pi}{4}$ avec la direction longitudinale du piège. Sur une distance $d$ de 1 $\mu$m autour du minimum de potentiel, la direction du champ magnétique varie de $\frac{\pi}{2}$. La vitesse quadratique moyenne $v$ d'un atome dans le piège comprimé est de

$v \simeq 180$ mm.s$^{-1}$. La vitesse de rotation du champ magnétique vue par un atome dans piège comprimé est donc de l'ordre de $\frac{v}{d}$, soit 180 kHz. En conséquence, le critère de suivi adiabatique du champ $\omega_{\mathrm{L}} \ll \omega_B$, énoncé au paragraphe 1.1 n'est plus vérifié. Les atomes du piège magnétique comprimé vont être perdus rapidement par transitions Majorana.

Pour s'affranchir de ces pertes, il faut augmenter $\omega_{\mathrm{L}} = \frac{\mu_{\mathrm{B}} B_{\mathrm{min}}}{\hbar}$, c'est à dire augmenter le minimum du potentiel dans le piège comprimé. Pour cela, nous ajoutons un champ magnétique longitudinal $\vec{B}_{\mathrm{fond}}$ au champ magnétique de la configuration en Z. Le minimum du potentiel devient donc $B'_{\mathrm{min}} = B_{\mathrm{min}} + B_{\mathrm{fond}}$. Expérimentalement, nous augmentons le champ magnétique $\vec{B}_{\mathrm{z}}$ sur l'axe $\vec{z}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$ de 3.1 G comme indiqué sur le chronogramme de compression (fig. 4.15). La valeur $B'_{\mathrm{min}}$ du potentiel au centre du piège devint égale à 3.3 G, ce qui suffit à retrouver une durée de vie analogue à celle observée dans le piège magnétique initial.

Augmenter le minimum du potentiel de $B_{\mathrm{fond}}$ diminue d'autant la profondeur du piège magnétique. Par ailleurs, la température du nuage augmente rapidement pendant la phase de compression du piège. En conséquence, nous établissons le champ $\vec{B}_{\mathrm{fond}}$ en milieu de phase de compression afin de ne pas perdre des atomes par évaporation en début de compression (fig. 4.15).

En résumé, nous comprimons le piège magnétique en augmentant l'amplitude du champ homogène externe de 8 à 40 G en 300 ms. Nous conservons le piège magnétique pendant un temps variable puis, nous décomprimons le piège à 15 G en 300 ms également. Nous ajoutons un champ magnétique longitudinal pendant la phase de compression afin d'éliminer les pertes par transitions Majorana et garantir une durée de vie dans le piège magnétique de l'ordre de 10 s.

Le paragraphe suivant est consacré à la mesure de température du nuage d'atomes dans le piège comprimé.

### 4.3.4 Mesure de température

La valeur du minimum de potentiel $B'_{\mathrm{min}}$ au centre du piège comprimé à 40 G est de $B'_{\mathrm{min}} = 3.3$ G environ. De ce fait, la limite du domaine harmonique dans la direction radiale du potentiel correspond en température à une profondeur $T_{\mathrm{h}} = 2\frac{\mu_{\mathrm{B}} B'_{\mathrm{min}}}{k_{\mathrm{B}}}$ de 465 $\mu$K environ (§ 1.3.2.3). Nous supposons que la température dans le piège comprimé est inférieure à cette limite de sorte que l'approximation harmonique est vérifiée dans la direction radiale du potentiel. Nous verrons par la suite que la température que nous estimons vérifie cette hypothèse. Avec le dispositif expérimental que nous utilisons, nous ne sommes pas capables de mesurer précisément la température du nuage piégé dans le piège magnétique comprimé à 40 G. En effet, l'expansion du nuage pendant le temps de vol est perturbée par deux phénomènes différents.

Le premier phénomène est lié aux pertes d'atomes par adsorption sur la surface pendant le temps de vol du nuage comprimé. Lorsqu'on comprime le piège magnétique, la température du nuage augmente et le centre du piège se rapproche de la surface. Pendant le temps de vol, le nuage s'étale et les atomes de plus haute énergie cinétique vont être perdus par adsorption sur la surface. De ce fait, le centre du nuage est déplacé et sa largeur

dans la direction d'observation diminue. La figure 4.16 illustre ce phénomène. Il est pos-

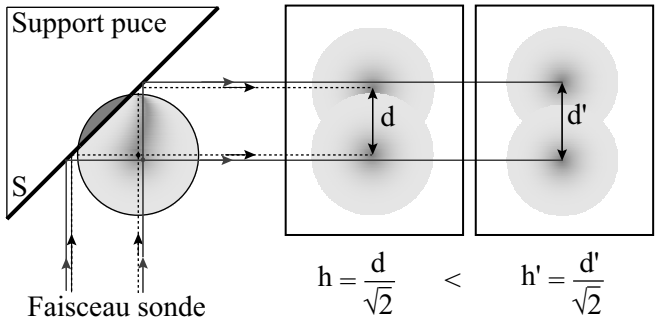


FIG. *4.16: Les atomes piégés magnétiquement peuvent être perdus par collisions avec la surface pendant l'expansion du nuage. Le centre du nuage d'atomes est alors "déplacé". La hauteur du piège par rapport à la surface mesurée sur les images en absorption après expansion libre du nuage est surestimée.*

sible de corriger la largeur du nuage après temps de vol connaissant la hauteur $h$ initiale du piège comprimé. Pour prendre en compte la troncature du nuage d'atomes par la surface de la puce, il suffit d'intégrer le profil gaussien de la densité du nuage non plus sur tout l'espace, mais sur l'espace limité par la puce comme illustré sur la figure 4.17. Cela revient

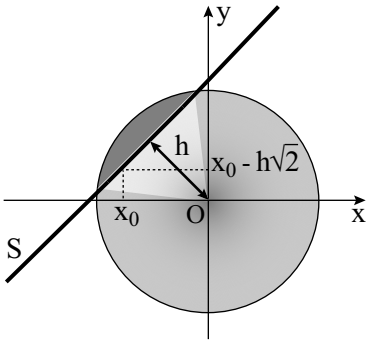


FIG. *4.17: Nous intégrons le profil gaussien du nuage selon $\vec{y}$ non plus sur tout l'espace, mais sur l'espace limité par la puce à atomes, c'est à dire sur l'intervalle -$\infty < y < x + h\sqrt{2}$.*

à remplacer la fonction $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} dx$ qui intervient dans le calcul de la densité colonne du nuage (éq. (2.3)) par la fonction

$$\int_{-\infty}^{y-h\sqrt{2}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} dx \tag{4.5}$$

que l'on peut calculer numériquement. Nous pouvons déterminer la taille réelle du nuage à partir de cette nouvelle fonction gaussienne tronquée. La figure 4.18 représente la variation de la position $r_{\text{centre}}$ du centre du nuage dans la direction radiale, déterminée à partir d'une fonction de fit gaussienne ($\circ$) et de la fonction gaussienne tronquée ($\cdot$) en fonction du temps de vol $t_{\text{vol}}$, le piège étant comprimé à 40 G. La position du centre du nuage déterminée à

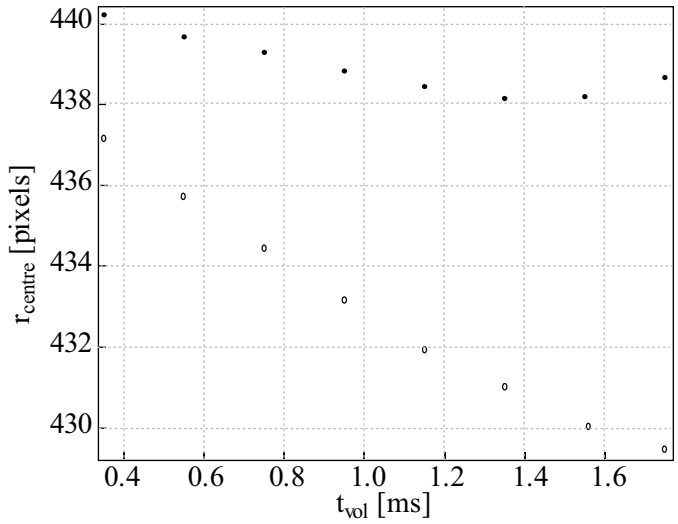


FIG. *4.18: Variation de la position $r_{\text{centre}}$ du centre du nuage pendant le temps de vol du nuage comprimé, déterminée à partir d'une fonction de fit gaussienne (∘) et de la fonction gaussienne tronquée (·).*

partir de la fonction gaussienne varie de plus de 8 pixels environ, soit 130 $\mu$m, en 2 ms de temps de vol, alors que la position du centre du nuage déterminée à partir de la fonction gaussienne tronquée varie de moins de 2 pixels sur le même temps de vol. Ce résultat est une bonne indication du fait que nous corrigeons correctement le profil du nuage des pertes d'atomes par adsorption sur la surface de la puce.

Le deuxième phénomène qui perturbe l'expansion du nuage pendant le temps de vol successif à la compression du piège est plus surprenant et moins évident à expliquer. Il se manifeste pour des temps de vol supérieurs à 2 ms environ et se traduit par une rupture de pente sur la variation du carré de la taille du nuage en fonction du carré du temps de vol (fig. 4.19(a)) et un déplacement du centre du nuage vers la surface (fig. 4.19(b)). La largeur du nuage augmente de 20 pixels, soit 320 $\mu$m, entre 2 ms et 3 ms de temps de vol. Le nuage est déplacé de 320 $\mu$m sur la même plage temporelle. Nous savons que la coupure du champ magnétique de piégeage provoque le développement de courants de Foucault dans la structure métallique au voisinage de la puce. Les courants de Foucault tendent à s'opposer à la variation du champ magnétique. Une première hypothèse consiste à penser que du fait de la présence des courants de Foucault, la configuration magnétique pourrait évoluer de façon tout à fait atypique, de sorte que les atomes voient un potentiel magnétique harmonique inversé caractérisé par une courbure $B''$ responsable de l'expansion du nuage associé à un gradient de champ $B'$ responsable du déplacement du nuage.

Estimons la courbure nécessaire pour qu'un potentiel harmonique répulsif de fréquence $\omega$ provoque une expansion du nuage de 320 $\mu$m en 1 ms. La solution de l'équation du mouvement d'un particule dans un potentiel harmonique répulsif est une somme de deux exponentielles d'arguments $\omega t$ et $-\omega t$. Nous négligeons le terme en $-\omega t$ qui converge rapidement vers zéro. Un atome situé initialement à une distance $\sigma(t)$ du centre du piège

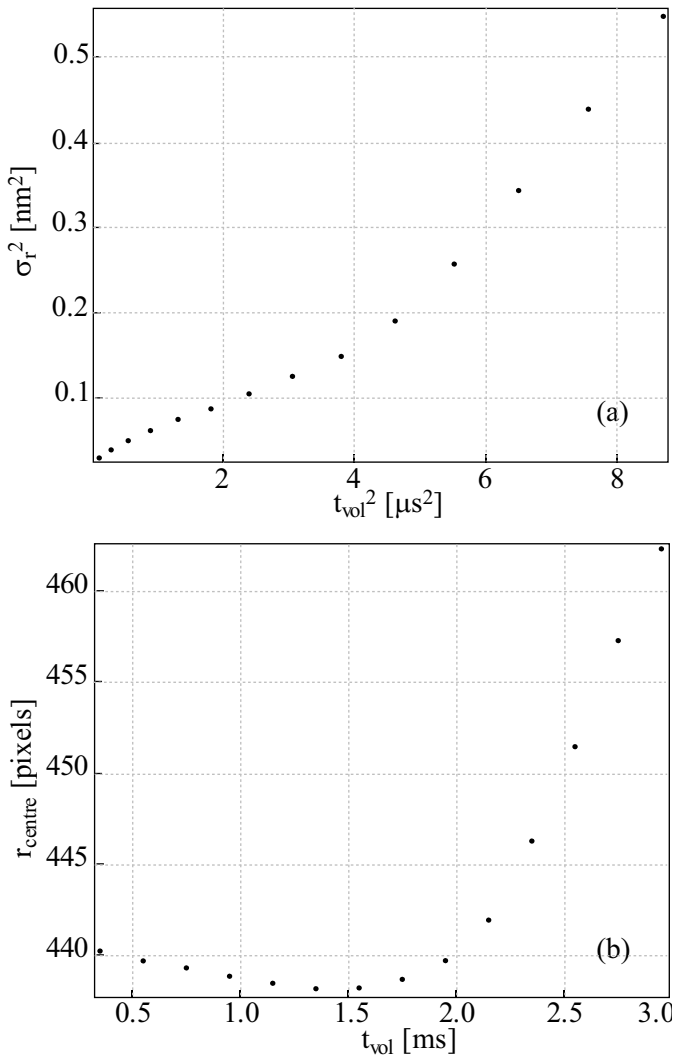


FIG. *4.19: (a) Evolution du carré de la taille radiale $\sigma_r$ du nuage comprimé en fonction du carré du temps de vol $t_{vol}$. (b) Variation de la position du centre $r_{centre}$ du nuage comprimé pendant le temps de vol. La largeur du nuage augmente brutalement et le nuage s'éloigne de la surface pour des temps de vol supérieurs à 1.5 ms.*

égale à la largeur quadratique moyenne du nuage après un temps de vol $t$, est déplacé sous l'effet de la force dérivant du potentiel répulsif d'une distance $dx(dt) = \sigma(t)(e^{\omega dt} - 1)$ en un temps $dt$. L'expansion du nuage est perturbée pour des temps de vol supérieurs à 2 ms. La taille $\sigma(t)$ du nuage après 2 ms de temps de vol est de 400 $\mu$m environ. Un déplacement $dx$ de 320 $\mu$m en $dt$ = 2 ms est dû à un potentiel répulsif de fréquence $\omega$ = 95 Hz environ ce qui correspond à une courbure de 5.5 $10^3$ G.cm$^{-2}$. Le gradient de champ nécessaire pour déplacer les atomes de 320 $\mu$m en 1 ms est de 500 G.cm$^{-1}$. Il est difficile de croire à l'existence d'un tel champ au niveau de la puce après coupure du champ magnétique de piégeage qui de plus, n'apparaîtrait qu'à des temps de vol supérieurs à 2

ms. L'hypothèse faite sur l'origine de la perturbation du temps de vol du nuage comprimé semble peut plausible. Cependant, malgré une vérification scrupuleuse de l'évolution des différents paramètres de l'expérience pendant le temps de vol, nous n'avons pas réussi à établir l'origine de la perturbation observée, qu'il nous est donc impossible de corriger.

En conséquence, seules les largeurs du nuage comprimé mesurées pour des temps de vol inférieurs à 1.5 ms seront considérées comme fiables. Cela réduit bien sûr considérablement la précision que l'on peut attendre sur les mesures de température du nuage comprimé. La température du nuage dans le piège comprimé obtenue à partir des largeurs déterminées par la fonction de fit gaussienne tronquée pour des temps de vol inférieurs à 1.5 ms, est de $350 \pm 20$ $\mu$K. Sur cet intervalle, la valeur maximale de la température du nuage comprimé reste inférieure à la profondeur $T_{\mathrm{h}}$ du domaine de validité de l'approximation harmonique dans la direction radiale calculée en début de paragraphe à 465 $\mu$K. Nous sommes donc à la limite du régime harmonique dans le piège comprimé. En conséquence, nous considérons le résultat expérimental sur la température du nuage dans le piège comprimé comme un ordre de grandeur de la température réelle du nuage et non comme un résultat expérimental fiable.

Expérimentalement, lorsque nous refroidissons l'échantillon à une température de l'ordre de quelques micro-Kelvins par évaporation radio-fréquence, nous n'observons plus les signaux de perturbation de l'expansion libre du nuage et nous pouvons mesurer de façon précise et fiable la température de l'échantillon.

L'évolution de la taille du nuage au cours d'un temps de vol après coupure du piège comprimé à 40 G est perturbée d'une part par le fait que les atomes de plus haute énergie cinétique sont adsorbés sur la surface de la puce et d'autre part par ce que nous pensions être la présence d'un champ magnétique résiduel après la coupure du champ magnétique de piégeage, cette seconde hypothèse s'avérant peut probable. Ces perturbations disparaissent lorsque nous refroidissons le nuage jusqu'à une température de l'ordre de quelques micro-Kelvins. Dans le cas d'un nuage d'une température de quelques centaines de micro-Kelvins, la taille du nuage est fiable pour des temps de vol inférieurs à 1.5 ms seulement. Ceci limite la précision que nous pouvons atteindre sur la température du nuage après compression du piège et avant évaporation.

Dans la suite de cette section, nous allons présenter les résultats relatifs à la caractérisation expérimentale du potentiel de la configuration en Z et les comparer aux valeurs attendues calculées à partir du modèle analytique du potentiel.

## 4.4 Caractérisation du potentiel

Afin d'estimer la validité du modèle analytique du potentiel que nous utilisons, nous souhaitions savoir dans quelles mesures les valeurs des fréquences, des hauteurs et des minima du potentiel mesurées expérimentalement coïncidaient avec les valeurs calculées à partir du modèle analytique du potentiel. Pour cela, nous avons étudié plusieurs pièges magnétiques obtenus avec un courant de 2 A et des valeurs du champ magnétique $B_{\mathrm{biais_Z}}$ allant de 8 à 40 G, le champ magnétique uniforme ayant été calibré à l'aide d'un gaussmètre avant l'introduction de la puce dans l'enceinte à vide. Ce paragraphe présente le travail de caractérisation du potentiel de piégeage que nous avons effectué et les résultats auxquels

nous avons aboutis.

### 4.4.1 Valeur du potentiel au centre du piège

Nous mesurons la valeur du champ magnétique $B_{\text{min}}$ au centre du piège par application sur un nuage d'une température de l'ordre du micro-Kelvin d'une onde radio-fréquence de fréquence $f_{RF}$ constante et telle que le champ magnétique de l'onde RF soit perpendiculaire à la direction du champ au centre du piège. Le principe de l'évaporation radio-fréquence sera détaillé au chapitre suivant. Lorsqu'on diminue la fréquence de l'onde RF, la profondeur du piège diminue et seuls les atomes les plus froids restent piégés. Tous les atomes sont expulsés lorsque la fréquence de l'onde RF atteint la valeur $f_{\text{fond}} = \frac{\mu_{\text{B}} B_{\text{min}}}{2}$. La mesure de la fréquence RF pour laquelle le nombre d'atomes piégés est nul permet donc de déterminer $B_{\text{min}}$.

Nous avons mesuré la valeur du minimum du potentiel $B_{\text{min}}$ de plusieurs pièges magnétiques obtenus avec un courant fixe de 2 A dans le fil en Z et différentes valeurs de l'amplitude $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ du champ magnétique externe. Sur l'ensemble des pièges étudiés, nous avons ajouté le champ magnétique longitudinal $\vec{B}_{\text{fond}}$ de 3.13 G. La figure 4.20 présente les résultats obtenus (·). La courbe en traits pointillés réguliers (- -) représente les valeurs du potentiel au centre du piège obtenues à partir du modèle analytique du potentiel. Rappelons que le potentiel non nul au centre du piège est assuré par le champ magnétique créé par les bras du fil en Z auquel nous ajoutons un champ magnétique longitudinal $\vec{B}_{\text{fond}}$ (§ 4.3.3). D'après le modèle analytique du potentiel, le minimum du potentiel décroît lorsque l'amplitude du champ magnétique externe augmente (§ 1.3.2.2), ce qui reste vrai en présence de $\vec{B}_{\text{fond}}$. Expérimentalement, la valeur de $B_{\text{min}}$ augmente avec $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ lorsque l'amplitude du champ externe devient supérieure à 25 G. Ceci suggère l'existence d'un composante longitudinale du champ magnétique externe qui contribue à la valeur de $B_{\text{min}}$. Supposons en effet que le champ magnétique $\vec{B}_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ fasse un angle $\alpha_{\text{biais}}$ faible avec la direction radiale dans un plan parallèle au plan du fil en Z (fig. 4.21(a)). La composante longitudinale du champ magnétique externe a une amplitude $\simeq \alpha_{\text{biais}} B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ qui devient non négligeable devant la valeur du minimum de potentiel à $\alpha_{\text{biais}} = 0$ pour des valeurs de $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ élevées, ce qui explique l'allure de la variation de $B_{\text{min}}$ avec $B_{\text{biais}_{\text{Z}}}$ observée expérimentalement. L'introduction dans le modèle analytique du potentiel d'un angle $\alpha_{\text{biais}}$ de l'ordre de 0.5° suffit à retrouver l'allure des variations expérimentales du minimum de potentiel. La courbe en trait plein (–) de la figure 4.20 représente les valeurs du minimum de potentiel obtenues numériquement pour $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$. L'amplitude de $\vec{B}_{\text{fond}}$ est calibrée expérimentalement à l'aide d'un gaussmètre à $\Delta B_{\text{fond}} = \pm$ 56 mG près et le champ magnétique résiduel longitudinal au voisinage de la puce est compensé à $\Delta B_{\text{res l}} = \pm$ 11 mG près. Nous avons donc une incertitude de $\Delta B_{\text{min}} = \sqrt{\Delta B_{\text{fond}}^2 + \Delta B_{\text{res l}}^2}$ de $\pm$ 57 mG sur les valeurs théoriques attendues, représentée par la bande grisée sur la figure 4.20.

L'introduction d'un angle $\alpha_{\text{biais}}$ de 0.6° suffit à reproduire l'allure des données expérimentales à partir du modèle analytique du potentiel. Cependant, il reste un offset $\vec{B}_{\text{off}}$ sur le champ longitudinal que nous ne prenons pas en compte. La courbe en traits pointillés irréguliers de la figure 4.20 (- · -) représente les valeurs du minimum de potentiel obtenues numériquement pour $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$ auxquelles nous avons soustrait un champ constant de 200 mG. Cette courbe reproduit bien les donnés expérimentales. Nous estimons donc l'ordre de grandeur de $B_{\text{off}}$ à 200 mG. Nous avons observé à posteriori que la valeur du

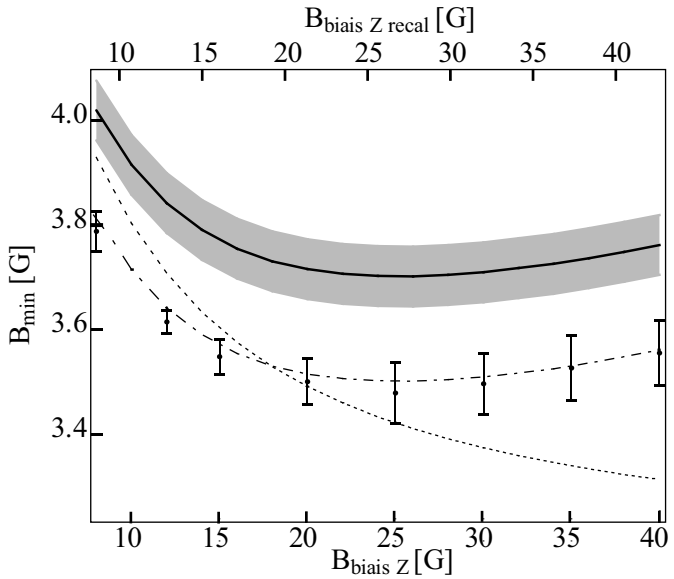


FIG. *4.20: Variation de la valeur $B_{\min}$ du potentiel au centre du piège mesurée expérimentalement (·) en fonction de l'amplitude $B_{\text{biais}_Z}$ du champ magnétique externe. La courbe en traits pointillés (- -) représente les valeurs du potentiel au centre du piège obtenues à partir du modèle analytique du potentiel pour $\alpha_{\text{biais}} = 0$. La courbe en trait plein (–) représente les valeurs du minimum de potentiel obtenues numériquement pour $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$. La bande grisée autour de ces valeurs représente l'incertitude sur les valeurs théoriques attendues, due à l'amplitude des fluctuations du champ magnétique résiduel au voisinage de la puce et à l'incertitude sur la calibration du champ magnétique longitudinal $B_{\text{fond}}$ ajouté au champ de la configuration en Z. La courbe en traits pointillés irréguliers (- · -) représente les valeurs du minimum de potentiel obtenues numériquement pour $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$ auxquelles nous avons soustrait un champ constant de 200 mG. La recalibration de l'amplitude du champ magnétique externe tracée sur l'axe horizontal haut du graphe est justifiée au paragraphe 4.4.2.*

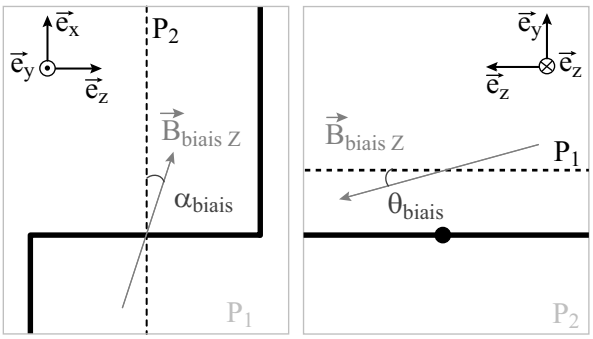


FIG. *4.21: Angles utilisés dans la caractérisation de la direction du champ magnétique externe $\vec{B}_{\text{biais}_Z}$.*

minimum de potentiel fluctue sur une échelle de l'ordre de 70 mG sur plusieurs jours (§ 5.2.3). Les données relatives à la compensation du champ magnétique résiduel au voisinage

de la puce (§ 4.1.3.5) et à la caractérisation du potentiel de piégeage ayant été prises à plusieurs mois d'intervalle, le champ magnétique résiduel au voisinage de la puce est en réalité compensé à $\sqrt{57^2 + 70^2} \simeq 90$ mG près. L'écart de 200 mG entre les valeurs expérimentales et théoriques de la valeur du potentiel au centre du piège reste supérieure à la précision avec laquelle nous compensons le champ magnétique résiduel au voisinage de la puce. Ceci tend à prouver que nous sous-estimons l'amplitude du champ magnétique résiduel au centre de l'enceinte.

Le paragraphe suivant est consacré à la mesure des fréquences du potentiel de piégeage et à la confrontation des résultats théoriques et expérimentaux.

### 4.4.2 Mesures des fréquences du potentiel

Il est important de connaître les fréquences du potentiel vues par les atomes afin de déterminer le taux de collisions élastiques entre atomes dans le piège magnétique nécessaire à la mise en place de la rampe d'évaporation RF. Nous avons eu recours à deux méthodes différentes pour mesurer les fréquences du potentiel de la configuration en Z. La première méthode consiste à déplacer le nuage par rapport au minimum du potentiel pour exciter le mode d'oscillations du centre de masse du nuage dans le piège. Nous avons également utilisé le principe du chauffage paramétrique pour mesurer les fréquences du piège. La suite de cette section présente ces méthodes de mesure et les résultats obtenus.

Nous avons travaillé principalement à la mesure des fréquences radiales du potentiel. Comme nous l'avons déjà précisé, la mesure des fréquences du potentiel magnétique n'a de sens que si le nuage n'explore que le domaine harmonique du potentiel. Expérimentalement, nous comprimons le piège à 40 G, nous appliquons une rampe RF linéaire jusqu'à abaisser la température du nuage à un micro-Kelvin environ et nous décomprimons le piège à différentes valeurs de $B_{\mathrm{biais_Z}}$ pour effectuer les mesures de fréquences. Dans ces conditions, la température $T$ du nuage vérifie $k_{\mathrm{B}}T \ll B_{\mathrm{min}}$ et le nuage ne s'étend pas au-delà du domaine harmonique du potentiel dans la direction radiale du piège (§ 1.3.2.3).

Le prochain paragraphe présente rapidement la méthode de mesure des fréquences du piège basée sur les oscillations du centre de masse du nuage dans le puits de potentiel.

#### Oscillations du centre de masse

Nous appliquons de façon brutale, c'est à dire en un temps court devant l'inverse de la fréquence radiale du piège, pendant 2 ms après la décompression du piège un champ magnétique $\vec{B}_{\mathrm{kick}}$ dans la direction $\vec{y}$ du référentiel $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$ d'une amplitude variable entre 5 et 10 G environ selon le piège étudié. Pendant l'application de $\vec{B}_{\mathrm{kick}}$, le centre du potentiel se décale et le nuage accélère vers la nouvelle position du centre du piège. Après coupure rapide de $\vec{B}_{\mathrm{kick}}$, le nuage oscille dans la direction radiale du potentiel à la fréquence radiale du piège. Après un temps de vol suffisamment long, la position du nuage est représentative de sa vitesse. En faisant varier la durée de piégeage, nous pouvons mesurer la variation de la vitesse du centre de masse du nuage qui varie sinusoïdalement à la fréquence du potentiel vu par les atomes. La figure 4.22 présente le déplacement du centre de masse $r_{\mathrm{centre}}$ du nuage après un temps de vol de 2 ms pour un piège comprimé à 15 G en fonction du temps $t_{\mathrm{Z}}$ de piégeage. La courbe en trait plein est un fit sinusoïdal des données expérimentales à partir duquel nous déterminons la fréquence radiale $f_{\mathrm{r}}$ du potentiel égale à $474 \pm 1$ Hz.

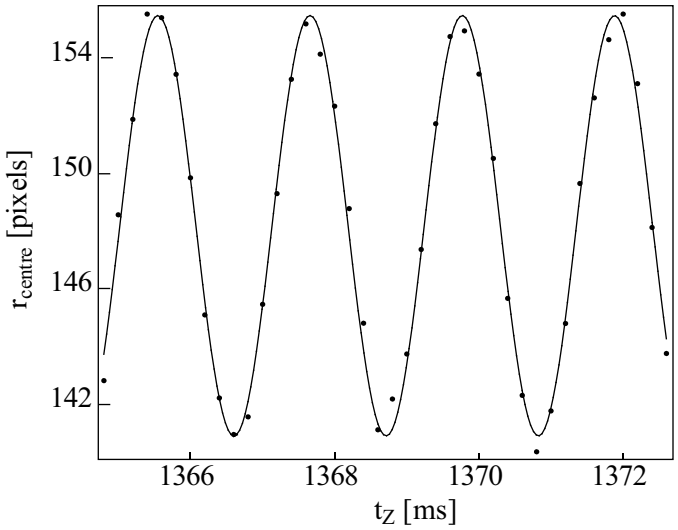


FIG. *4.22: Variation de la position $r_{\text{centre}}$ du centre de masse du nuage après un temps de vol de 2 ms dans la direction radiale pour un piège à 15 G en fonction du temps $t_{\text{Z}}$ de piégeage.*

L'intervalle d'erreur donné sur cette mesure correspond à un intervalle de confiance de 68.3 % sur le paramètre du fit.

*Remarque*

- Les données relatives à la mesure des fréquences du piège par excitation du mode d'oscillations du centre de masse (fig. 4.22) sont prises après un temps de vol de 2 ms, qui est du même ordre de grandeur que la période des oscillations du centre de masse du nuage. La position du nuage après temps de vol n'est donc pas représentative de la distribution en vitesse des atomes. Cependant, quel que soit le rapport du temps de vol à la période des oscillations du nuage, le déplacement du centre de masse du nuage est périodique à la fréquence du potentiel de piégeage.

Expérimentalement, les oscillations de la position de centre de masse du nuage des différents pièges étudiés ont une amplitude inférieure ou égale à 8 pixels, soit 24 $\mu$m, pour un temps de vol de 2ms, ce qui correspond à une énergie cinétique en unité de température de 1.5 $\mu$K. Vérifions que cette énergie est telle que le nuage reste confiné dans le domaine harmonique du potentiel quel que soit le piège étudié. Nous avons donné dans le premier chapitre de ce manuscrit, la condition $k_{\text{B}}T \ll 2\mu_{\text{B}}B_{\min}$ (éq. (1.24)) selon laquelle le nuage n'explore que le domaine harmonique du potentiel dans la direction radiale du piège. La situation la plus critique parmi les mesures que nous avons effectuées correspond au piège magnétique pour lequel la valeur de $B_{\min}$ est minimale. Il s'agit du piège comprimé à 25 G pour lequel nous mesurons expérimentalement $B_{\min} = 3.48$ G. La condition précédente est vérifiée si l'énergie du nuage reste inférieure à $2\frac{\mu_{\text{B}}B_{\min}}{k_{\text{B}}}$, soit 230 $\mu$K environ. Le nuage n'explore donc que le domaine harmonique du potentiel quel que soit le piège magnétique étudié au cours des mesures précédentes. Le fait que nous n'observions pas d'amortissement des oscillations du centre de masse du nuage confirme ce résultat.

Expérimentalement, la qualité des signaux observés avec cette méthode se dégradent dans le cas de pièges trop comprimés. Nous ne comprenons pas bien l'origine de ce phénomène, qui peut être dû à une perte des atomes par adsorption sur la surface de la puce. Nous avons donc mis en place le processus de chauffage paramétrique.

### Chauffage paramétrique

Cette méthode de mesure de la fréquence $f$ du potentiel consiste à chercher la résonance paramétrique par modulation de la courbure du potentiel. Les résonances paramétriques ont lieu pour des fréquences de modulation $\frac{2f}{n}$ avec $n$ entier [81] et se manifestent par une croissance temporelle exponentielle de l'amplitude des oscillations et donc de la température du nuage piégé. La largeur des résonances paramétriques à $\frac{2f}{n}$ diminue lorsque $n$ augmente. Il est donc intéressant du point de vue de la précision de la mesure de travailler à $\frac{2f}{n}$ avec $n > 1$. Expérimentalement, nous modulons le courant qui circule dans le fil en Z avec un amplitude de modulation de quelques pourcents pendant plusieurs centaines de millisecondes. Nous coupons le piège magnétique 10 ms après application de la modulation du potentiel pour que le nuage rethermalise. Nous mesurons ensuite la largeur du nuage après expansion libre, qui augmente lorsque la température du nuage augmente. La figure 4.23 présente la variation de la largeur $\sigma_\mathrm{r}$ du nuage dans la direction radiale dans le cas d'un piège comprimé à 35 G en fonction de la fréquence $f_\mathrm{heat}$ de modulation du courant qui varie autour de $\frac{f_\mathrm{r}}{3}$, $f_\mathrm{r}$ étant la fréquence radiale du potentiel étudié. La courbe en trait

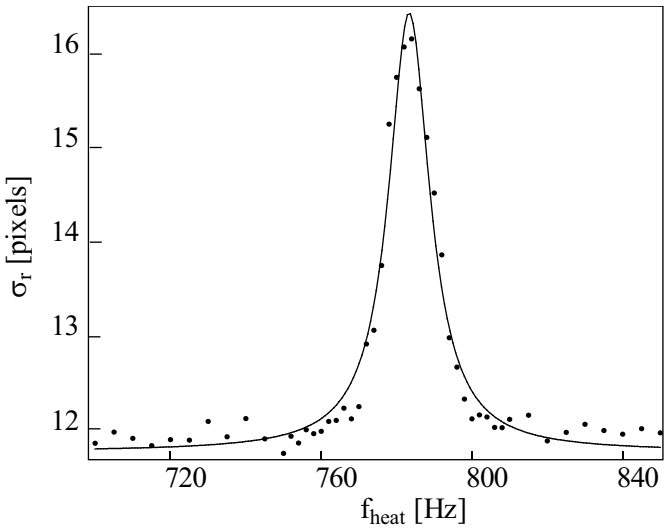


FIG. *4.23: Variation de la largeur $\sigma_\mathrm{r}$ du nuage dans la direction radiale dans le cas d'un piège comprimé à 35 G en fonction de la fréquence $f_\mathrm{heat}$ de modulation du courant qui varie autour de $\frac{f_\mathrm{r}}{3}$, $f_\mathrm{r}$ étant la fréquence radiale du potentiel étudié*

plein représente la fonction lorentzienne qui ajuste au mieux les données expérimentales. A partir de cet ajustement, nous déterminons la fréquence radiale $f_\mathrm{r}$ du potentiel égale à $2350 \pm 19$ Hz. L'incertitude donnée sur ce résultat est calculée à partir de la largeur à mi hauteur de la courbe lorentzienne.

Les résultats obtenus avec les deux méthodes de mesure que nous venons de décrire sont parfaitement cohérents. Les valeurs expérimentales des fréquences radiales des différents pièges magnétiques étudiés sont présentées dans le paragraphe suivant.

### Résultats

La figure 4.24 présente les fréquences radiales des pièges plus ou moins comprimés mesurées expérimentalement (·). Ces mesures ont été effectuées en rajoutant à l'ensemble

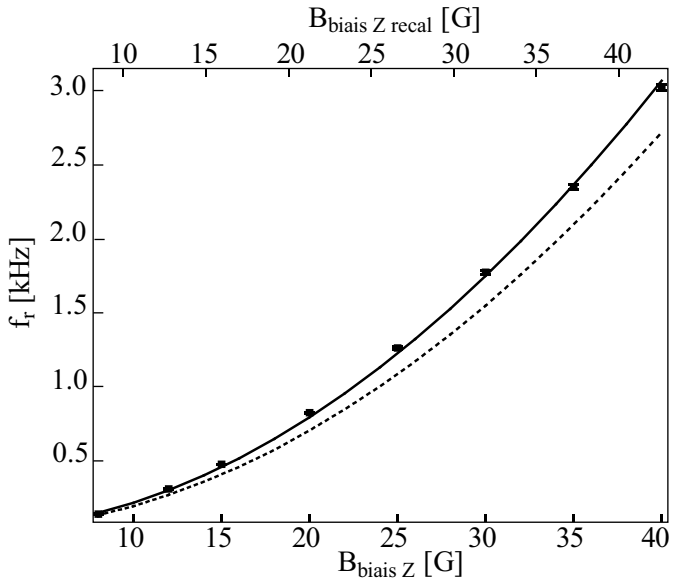


FIG. *4.24: Fréquences radiales des pièges plus ou moins comprimés mesurées expérimentalement par excitation du mode d'oscillations du centre de masse (·). La courbe en traits pointillés (- -) représente les fréquences radiales calculées à partir du modèle analytique du potentiel dans lequel nous avons pris en compte le champ magnétique longitudinal $\vec{B}_{\text{fond}}$ de 3.13 G, l'offset $B_{\text{off}} = 200$ m G sur la valeur de $B_{\min}$ et l'angle $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$ sur la direction du champ magnétique externe. La courbe en trait plein (–) représente les fréquences obtenues à partir du modèle analytique du potentiel dans le mêmes conditions avec une correction de 6 % sur l'amplitude du champ magnétique externe, c'est à dire que l'amplitude $B_{\text{biais}_Z}$ du champ magnétique initial est multipliée par le facteur $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$.*

des pièges étudiés, le champ magnétique longitudinal $\vec{B}_{\text{fond}}$ de 3.13 G. La courbe en traits pointillés (- -) représente les fréquences radiales calculées à partir du modèle analytique du potentiel dans lequel nous avons pris en compte le champ magnétique longitudinal $\vec{B}_{\text{fond}}$ de 3.13 G, l'offset $B_{\text{off}} = 200$ mG sur les valeurs de $B_{\min}$ et l'angle $\alpha_{\text{biais}}$ de 0.6° sur la direction du champ magnétique externe. Les fréquences radiales mesurées expérimentalement sont supérieures aux valeurs théoriques attendues à partir du modèle analytique du potentiel, de 11 % environ des valeurs expérimentales.

Nous avons calibré les bobines utilisées pour créer le champ magnétique externe à l'aide d'un gaussmètre avant d'introduire la puce dans l'enceinte à vide, à seulement 8 % près. Cette calibration a de plus pu être modifiée a posteriori par un déplacement postérieur des bobines pendant la phase d'étuvage de l'enceinte et l'apparition d'éventuels

court-circuits entre deux spires d'une bobine. La courbe en trait plein (–) représente les fréquences obtenues à partir du modèle analytique du potentiel avec une correction de 6 % sur l'amplitude du champ magnétique externe, c'est à dire que l'amplitude $B_{\text{biais}_\text{Z}}$ du champ magnétique initial est multipliée par le facteur $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$. Nous avons représenté les variations de l'amplitude du champ magnétique externe après recalibration sur l'axe horizontal haut de la figure 4.24.

La recalibration du champ magnétique externe modifie légèrement les valeurs du minimum de potentiel tirées du modèle analytique. Nous avons itéré les ajustements sur les valeurs de $\alpha_{\text{biais}}$ et $C_{\text{biais}}$ pour converger rapidement vers les valeurs $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$ et $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$.

Expérimentalement, nous avons mesuré la fréquence longitudinale du piège comprimé à 8 G par excitation du mode d'oscillations du centre de masse dans la direction longitudinale en ajoutant un gradient de champ magnétique pour accélérer le nuage dans cette direction. Nous mesurons $f_\text{l} = 16.9 \pm 0.1$ Hz. Ce chiffre est à comparer à la valeur tirée du modèle analytique du potentiel avec $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$, $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$ et $B_{\text{off}} = 200$ mG pour une configuration analogue, qui est de 16.3 Hz. Le résultat expérimental est proche de la valeur attendue d'après le modèle du potentiel. En revanche, dans le cas de pièges plus comprimés, le déplacement du nuage s'étend au delà du domaine harmonique du potentiel, qui est très réduit dans la direction longitudinale du piège. De ce fait, le potentiel vu par les atomes n'est pas harmonique mais dominé par le terme d'ordre 4 qui contribue à augmenter le confinement par rapport au modèle harmonique (§ 1.3.2.3). La fréquence longitudinale du piège comprimé à 40 G mesurée expérimentalement à 16.1 Hz est donc surestimée par rapport à la valeur théorique attendue de 9.1 Hz. Les données relatives à cette mesure sont trop bruitées pour permettre de distinguer nettement un amortissement des oscillations, qui serait la signature du fait que le nuage s'étale en dehors du domaine harmonique du potentiel. Par ailleurs, le refroidissement évaporatif n'étant pas optimisé à ce stade, nous perdions trop d'atomes en essayant de refroidir davantage le nuage et le signal obtenu n'était pas exploitable.

L'introduction d'un angle de 0.6° sur la direction du champ magnétique externe dans un plan horizontal et la calibration de l'amplitude du champ magnétique externe par un facteur $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$ suffisent à retrouver les résultats expérimentaux relatifs à la mesure des minima de potentiel et des fréquences radiales du piège. Il reste un offset de 200 mG sur les valeurs des minima de potentiel calculés à partir du modèle analytique. Cette valeur est supérieure à la précision avec laquelle nous compensons le champ magnétique résiduel au voisinage de la puce, ce qui tend à prouver que nous sous-estimons l'amplitude du champ magnétique résiduel au centre de l'enceinte. Nous allons à présent vérifier que les hauteurs des différents pièges magnétiques coïncident avec les valeurs attendues.

### 4.4.3 Position du centre du piège

Afin de caractériser expérimentalement le potentiel magnétique de la configuration en Z, nous avons mesuré la hauteur $h$ du piège en Z pour différentes valeurs de l'amplitude $B_{\text{biais}_\text{Z}}$ du champ magnétique externe en observant *in situ* le nuage refroidit à 2 $\mu$K environ. Dans ce cas, le champ magnétique au centre du piège a une amplitude faible et nous pouvons

ainsi visualiser à la fois le nuage et sa réflexion sur la surface de la puce (§ 2.7.3). La figure 4.25 présente les résultats obtenus. La courbe en trait plein représente les valeurs de

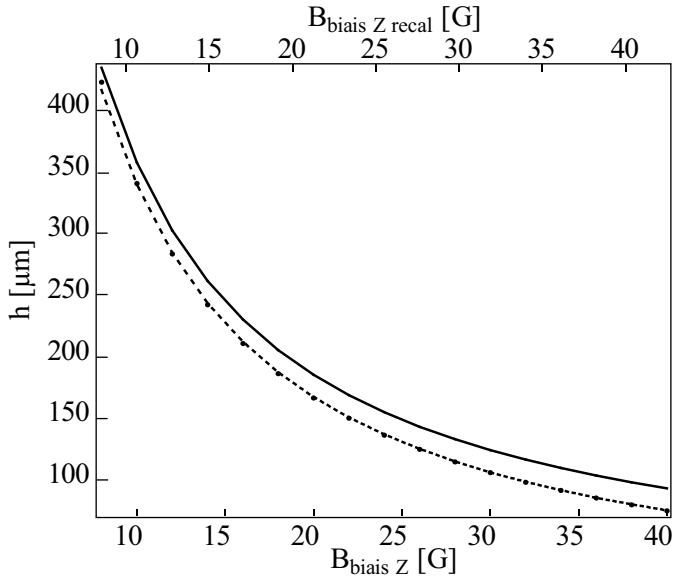


FIG. *4.25: Hauteur $h$ du centre du piège en fonction de l'amplitude $B_{\text{biais}_Z}$ du champ magnétique externe mesurée expérimentalement (·). La courbe en trait plein représente les valeurs de la hauteur du centre du piège calculées à partir du modèle analytique du potentiel avec $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$, $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$ et $B_{\text{off}} = 200$ mG. Les valeurs de la hauteur du piège calculées pour $\theta_{\text{biais}} = 4°$ sont représentées par la courbe en traits pointillés larges (– –), superposée à la courbe en trait plein. La modification sur la hauteur du piège introduite par l'angle $\theta_{\text{biais}}$ est négligeable. Nous avons tracé en traits pointillés fins la courbe en trait plein translatée de -18 $\mu$m (- -).*

la hauteur du centre du piège calculées à partir du modèle analytique du potentiel avec $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$, $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$ et $B_{\text{off}} = 200$ mG. Ces valeurs sont surestimées par rapport aux valeurs expérimentales (·). Nous savons que la calibration des deux paires de bobines qui génèrent le champ magnétique externe est différente. Nous avons mesuré l'angle $\theta_{\text{biais}}$ du champ magnétique externe avec la direction des bras du fil en Z dans un plan orthogonal au fil central (fig. 4.21(b)), à 4°. La modification sur la hauteur du piège introduite par l'angle $\theta_{\text{biais}}$ est négligeable. Les valeurs de la hauteur du piège calculées pour $\theta_{\text{biais}} = 4°$ sont représentées sur la figure 4.25 par la courbe en traits pointillés larges (– –), superposée à la courbe en trait plein.

*Remarque*

- L'introduction de l'angle $\theta_{\text{biais}} = 4°$ dans le modèle expérimental modifie très peu les valeurs des fréquences et du minimum de potentiel calculées à partir du modèle analytique du potentiel. Les données théoriques présentées sur les figures 4.24 et 4.20 sont calculées avec $\theta_{\text{biais}} = 4°$.

Les hauteurs calculées à partir du modèle analytique du potentiel pour $\alpha_{\text{biais}} = 0.6°$, $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$, $B_{\text{off}} = 200$ mG et $\theta_{\text{biais}} = 4°$ sont supérieures de 18 $\mu$m environ aux valeurs

mesurées expérimentalement. Sur la figure 4.25, nous avons tracé en traits pointillés fins (- -) la courbe en trait plein translatée de -18 $\mu$m. Celle-ci reproduit parfaitement les résultats expérimentaux. Rappelons ici que les fils micro-fabriqués que nous utilisons ont une hauteur de l'ordre de 8 à 10 $\mu$m et sont recouverts d'une couche de résine d'une épaisseur de quelques micromètres. Le centre des fils est donc situé en dessous de la surface du miroir qui sert de référence à la mesure expérimentale de la hauteur du centre du piège. Ceci peut expliquer une différence de l'ordre de la dizaine de micro-mètres entre les valeurs théoriques attendues et les valeurs expérimentales, mais justifie difficilement la différence de 18 $\mu$m que nous observons.

En conclusion, nous retrouvons à partir du modèle analytique du potentiel créé par une configuration en Z les valeurs expérimentales des fréquences radiales, des hauteurs et des minima du potentiel des pièges plus ou moins comprimés. Nous avons mis en évidence l'existence d'un angle $\alpha_{\text{biais}}$ de 0.6° sur la direction du champ externe avec la direction radiale du piège dans le plan du fil en Z. Le travail de caractérisation du potentiel du piège en Z nous a également permis de recalibrer le champ magnétique externe par un facteur $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$ et de mettre en évidence l'existence d'un champ résiduel $B_{\text{off}} = 200$ mG sur l'axe longitudinal du piège. Nous prenons en compte l'angle $\theta_{\text{biais}}$ entre la direction du champ magnétique externe avec celle des bras du fil en Z dans un plan orthogonal à la partie centrale du fil, évalué expérimentalement à 4 °. Le modèle analytique du potentiel prenant en compte les valeurs de $\alpha_{\text{biais}}$, $\theta_{\text{biais}}$, $C_{\text{biais}}$ et $B_{\text{off}}$ décrit de façon précise et fiable le potentiel créé par la configuration en Z que nous utilisons expérimentalement, à l'exception de la hauteur du centre du piège qui est surestimée de 18 $\mu$m environ. L'erreur entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées à partir du modèle analytique du potentiel lorsque l'amplitude du champ magnétique externe varie de 8 à 40 G reste inférieur à 0.8 % des valeurs expérimentales pour la mesure du minimum de potentiel et inférieur à 4 % des valeurs expérimentales pour la mesure des fréquences radiales du potentiel.

Le modèle du potentiel que nous utilisons est calculé à partir du champ magnétique créé par des fils infiniment fins. On pourrait pousser plus loin le travail de confrontation des paramètres théoriques et expérimentaux du piège magnétique, en prenant en compte la taille finie du fil en Z, qui modifie les valeurs du champ magnétique au centre du piège et pourrait expliquer les écarts observés entre les valeurs calculées à partir du modèle du potentiel et les valeurs mesurées expérimentalement.

Avant de clore ce chapitre, nous consacrons un dernier paragraphe à la mise en évidence des courants de Foucault induits dans la structure métallique présente au voisinage de la puce par les variations du champ magnétique dans cette région.

## 4.5 Courants de Foucault

Lorsque l'amplitude du champ magnétique varie au voisinage de la puce, des courants induits se développent dans les éléments métalliques qui entourent la puce (support de cuivre, barrettes de connexions...). Ce sont des courants de Foucault. Ils s'opposent à la variation du champ magnétique qui les induit, ce qui contribue à ralentir toutes variations de champ au voisinage de la puce.

Expérimentalement, nous avons mis en évidence l'existence des courants de Foucault à la coupure du champ magnétique de piégeage en comparant le temps de décroissance du courant dans le bobines qui génèrent le champ magnétique uniforme $\vec{B}_{\text{biais}}$, de l'ordre de 100 $\mu$s, au temps nécessaire pour que les atomes voient un champ magnétique nul après la coupure du piège comprimé à 40 G. Pour déterminer celui-ci, nous avons mesuré l'écart en fréquence $\delta_{\text{sonde}}$ à appliquer au faisceau imageur par rapport à la fréquence de transition atomique à champ nul, pour que celui-ci soit résonant après différents temps de vol $t_{\text{vol}}$. La figure 4.26 présente les résultats obtenus. Les atomes voient un champ magnétique nul

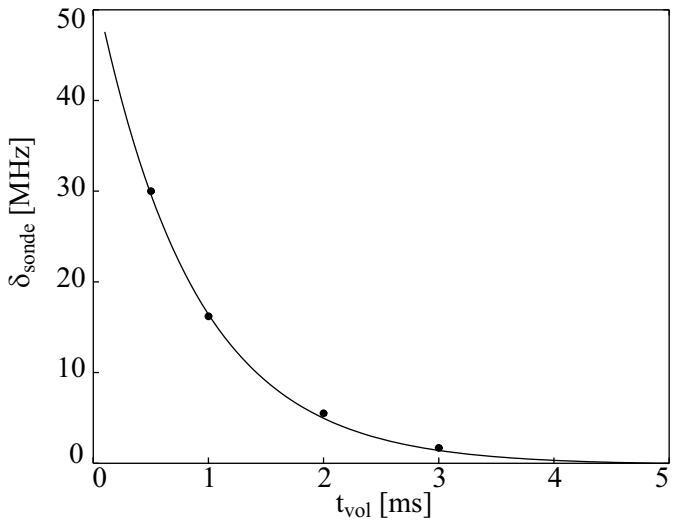


FIG. *4.26: Variation du désaccord $\delta_{\text{sonde}}$ du faisceau imageur par rapport à la transition atomique en fonction du temps de vol $t_{\text{vol}}$ après coupure du piège magnétique comprimé à 40 G.*

après 4 ms environ, ce qui est plus long que le temps de décroissance du courant dans les bobines qui génèrent la champ magnétique uniforme $\vec{B}_{\text{biais}}$. Le champ vu par les atomes pendant les 4 ms de temps de vol est dû aux courants de Foucault induits dans la structure métallique qui entoure la puce par la variation de champ magnétique à la coupure du piège.

Le comportement des courants de Foucault dépend évidemment de la variation de champ magnétique que l'on considère. Nous retiendrons simplement à partir de cet exemple, que lorsqu'on fait varier la configuration magnétique au voisinage de la puce, le champ magnétique est établi après 5 ms environ.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la deuxième étape du cheminement expérimental vers la condensation de Bose-Einstein, qui est la phase de piégeage magnétique du nuage d'atomes pré-refroidi. Après optimisation du transfert des atomes du piège magnéto-optique au piège magnétique et la mise en place d'une étape de pompage optique, nous chargeons 3.6 $10^6$ atomes en moyenne dans le piège magnétique initial obtenu avec un courant de 2 A et un champ magnétique de 8 G à une température de 40 $\mu$K environ. Nous comprimons ensuite adiabatiquement le piège magnétique en augmentant l'ampli-

tude du champ magnétique externe à 40 G pour augmenter la densité d'atomes et initier le refroidissement évaporatif avec un taux de collisions élastiques élevé. Nous décomprimons le piège magnétique à 15 G pour pouvoir imager facilement le nuage d'atomes. La durée de vie des atomes dans le piège magnétique est de l'ordre de 30 s. Elle est donc suffisante pour mettre en place le cycle d'évaporation radio-fréquence comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

Nous avons également caractérisé le potentiel créé par la configuration en Z que nous utilisons expérimentalement et comparé les fréquences, les hauteurs et les minima de potentiel de différents pièges plus ou moins comprimés, aux valeurs calculées à partir du modèle analytique du potentiel. La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux nous a permis de caractériser la direction du champ magnétique externe. Dans un plan parallèle au plan du fil en Z, le champ magnétique externe fait un angle $\alpha_{\text{biais}}$ de 0.6 ° avec la direction radiale du piège et dans un plan orthogonal à la partie centrale du fil, il fait un angle $\theta_{\text{biais}}$ de 4 ° par rapport à la direction des bras du fil en Z. Nous avons également mis en évidence l'existence d'un champ magnétique résiduel $B_{\text{off}} = 200$ mG selon l'axe longitudinal du piège et nous avons recalibré le champ magnétique externe par un facteur $C_{\text{biais}} = \frac{1}{0.94}$. En prenant en compte les angles $\alpha_{\text{biais}}$ et $\theta_{\text{biais}}$ et le facteur correctif $C_{\text{biais}}$ et le champ résiduel $\vec{B}_{\text{off}}$ dans le modèle analytique du potentiel, nous retrouvons les valeurs des fréquences radiales expérimentales avec un écart inférieur à 4 % des valeurs expérimentales pour des amplitudes de champ magnétique externe allant de 8 à 40 G et les valeurs des minima du potentiel avec un écart inférieur à 0.8 % des valeurs expérimentales dans les mêmes conditions. En revanche, les hauteurs calculées à partir du modèle du potentiel sont surestimées de 18 $\mu$m environ par rapport aux résultats expérimentaux. Ceci est en partie expliqué par le fait que le miroir, qui sert de référence dans les mesures expérimentales des hauteurs du piège, est situé à une dizaine de micro-mètres au dessus du centre des fils alors que le modèle analytique du potentiel ne prend par en compte la distance du miroir aux fils et l'épaisseur des fils. Grâce aux résultats de cette analyse, nous pouvons conclure à la fiabilité du modèle analytique du potentiel que nous pourrons utiliser par la suite dans l'analyse de nos résultats expérimentaux.

Le chapitre suivant présente la dernière des trois étapes expérimentales nécessaires pour atteindre la condensation de Bose-Einstein après le pré-refroidissement laser et le piégeage magnétique des atomes, qui est la phase de refroidissement évaporatif du nuage.

# Chapitre 5

# Condensation de Bose-Einstein sur une microsctructure

L'obtention d'un condensat de Bose-Einstein sur une microstructure [36][37][38][39][21] s'inscrit dans la logique de progression de la recherche en physique atomique vers la réalisation de dispositifs miniaturisés pour générer et manipuler des ondes de matière cohérentes.

Par ailleurs, depuis l'obtention des premiers condensats de Bose-Einstein en 1995 [2][3][4], même si les techniques expérimentales utilisées pour observer la transition de Bose d'un gaz dilué d'atomes froids sont de mieux en mieux maîtrisées [82], réaliser et manipuler un condensat reste toutefois une performance. L'utilisation d'une structure piégeante microscopique représente une avancée importante dans l'évolution des techniques expérimentales permettant d'observer la condensation de Bose-Einstein, car elle simplifie grandement le dispositif expérimental.

Dans ce contexte, nous avons conçu et réalisé une expérience de condensation de Bose-Einstein d'un gaz d'atomes de rubidium sur une microstructure. Nous sommes sur le point de clore la présentation du cheminement expérimental que nous avons suivi pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Nous avons décrit au cours des deux précédents chapitres, les étapes de pré-refroidissement laser et de piégeage magnétique du nuage. Ce chapitre est consacré à l'obtention et à la caractérisation du nuage condensé. Après quelques rappels théoriques sur la condensation de Bose-Einstein, nous décrirons la dernière étape expérimentale nécessaire à l'obtention du condensat qui est la phase de refroidissement évaporatif. Nous nous attacherons ensuite à caractériser le nuage condensé d'un point de vue qualitatif tout d'abord, en observant l'évolution des signaux expérimentaux au passage de la transition de Bose, puis quantitatif en décrivant le condensat hors du régime de Thomas-Fermi. Pour terminer, nous évoquerons très brièvement le phénomène de fragmentation observé lorsqu'on approche le nuage d'atomes de la surface des microfils.

## 5.1 Condensation de Bose-Einstein d'un gaz idéal

Cette première partie rappelle quelques résultats essentiels sur la condensation de Bose-Einstein (CBE) d'un gaz idéal. Une description beaucoup plus complète des résultats théoriques relatifs à la condensation de Bose-Einstein est disponible dans [83], [84] ou [85].

### 5.1.1 Distribution de Bose

Considérons un ensemble de particules identiques sans interactions confinées dans un puits de potentiel minimum à l'origine, à l'équilibre thermodynamique à une température $T$. La condensation de Bose Einstein est un phénomène purement statistique lié à l'indiscernabilité des particules en mécanique quantique. Il concerne les particules de spin entier, les bosons, qui ont la possibilité de s'accumuler dans un même état quantique à une particule. La probabilité d'occupation d'un niveau $k$ d'énergie $E_k$ est déterminée par la fonction d'occupation des états à une particule

$$f(E_k) = \frac{1}{e^{\beta(E_k-\mu)} - 1}, \tag{5.1}$$

où $\beta = \frac{1}{k_\mathrm{B}T}$ et $\mu$ est le potentiel chimique du nuage. Le potentiel chimique s'exprime en fonction de l'énergie totale $E_0$ du système à $N$ particules par $\left.\frac{\partial E_0}{\partial N}\right|_{S,V}$ et représente l'énergie à apporter pour ajouter une particule au système, à entropie $S$ et volume $V$ constant. Le potentiel chimique est très négatif pour un nuage thermique. Il augmente jusqu'à tendre vers 0 pour un gas idéal condensé et prend une valeur strictement positive pour une nuage condensé en présence d'interactions répulsives. La fonction $f(E)$ décrit une distribution de Bose.

### 5.1.2 Condensation de Bose-Einstein dans un potentiel harmonique

Les potentiels de piégeage utilisés pour la condensation de Bose-Einstein sont harmoniques au voisinage du potentiel, comme c'est le cas du potentiel créé par la configuration en Z décrite dans le premier chapitre de ce manuscrit. Considérons à partir de maintenant et dans la suite de cette partie, un potentiel de piégeage harmonique U(r) de fréquence d'oscillations $\omega_\mathrm{i}$ avec i $\epsilon$ $\{x, y, z\}$.

En prenant le niveau fondamental de l'oscillateur harmonique comme référence en énergie, les états quantiques d'un oscillateur harmonique indexés par $l = (l_\mathrm{x}, l_\mathrm{y}, l_\mathrm{z})$ avec $l_\mathrm{i} \geqslant 0$ ont une énergie $E_\mathrm{l} = \hbar(l_\mathrm{x}\omega_\mathrm{x} + l_\mathrm{y}\omega_\mathrm{y} + l_\mathrm{z}\omega_\mathrm{z})$. Le nombre $N$ d'atomes piégés s'obtient en sommant la probabilité d'occupation sur l'ensemble des états quantiques et s'écrit, en séparant l'état fondamental $l = (0, 0, 0)$ du reste de la somme,

$$N = \frac{1}{e^{-\beta\mu} - 1} + \sum_{l\neq(0,0,0)}^{\infty} \frac{1}{e^{\beta(E_\mathrm{l}-\mu)} - 1}. \tag{5.2}$$

A une température T fixée, le second terme de la somme, qui prend sa valeur maximale lorsque $\mu$ tend vers 0, est borné, ce qui se traduit par une saturation des états excités. Dans

l'approximation semi-classique[1], le nombre d'atomes $N_{\text{exc}}$ maximal dans les états excités du piège s'écrit

$$N_{\text{exc}} = g_3(1)\left(\frac{k_{\text{B}}T}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3, \tag{5.3}$$

où la fonction de Bose $g_\alpha(x)$ est définie par $g_\alpha(x) = \sum_{i=1}^{\infty}\frac{x^i}{i^\alpha}$ avec $g_3(1) \simeq 1.202$ et où $\bar{\omega} = \left(\prod_{i=1}^{3}\omega_{\text{i}}\right)^{\frac{1}{3}}$ est la moyenne géométrique des fréquences d'oscillations dans le trois directions de l'espace. Ceci montre qu'à T fixée, si le nombre de particules piégées excède la limite $N_{\text{exc}}$ de saturation des états excités, les particules en surnombre n'ont pas d'autres solutions que de s'accumuler dans l'état fondamental : c'est la condensation de Bose-Einstein. Ce phénomène persiste en présence d'interactions faibles entre atomes, mais la fonction d'onde dans laquelle les atomes s'accumulent est modifiée par rapport au mode fondamental du potentiel.

Pour un nombre $N$ de particules donné, on définit la température critique de condensation $T_{\text{c}}$ à partir de l'expression de saturation de la population des niveaux excités (éq. 5.3) par

$$N = 1.202\left(\frac{k_{\text{B}}T_{\text{c}}}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3. \tag{5.4}$$

A N fixé, la condensation se produit lorsque la température du nuage devient inférieure à $T_{\text{c}}$. L'expression de la fraction condensée du nuage

$$\frac{N_{\text{CBE}}}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_{\text{c}}}\right)^3. \tag{5.5}$$

se déduit de cette expression, $N_{\text{CBE}}$ étant le nombre d'atomes dans le condensat et $T$ la température du nuage.

L'analyse que nous venons de présenter met en évidence deux échelles d'énergie importantes dans la description du comportement d'un gaz idéal confiné dans un puits de potentiel, qui sont l'énergie de transition $k_{\text{B}}T_{\text{c}}$ et l'intervalle d'énergie entre deux états du piège $\hbar\bar{\omega}$. Il est intéressant de remarquer à partir de l'équation (5.4), que la condensation de Bose-Einstein se produit à une température $T_{\text{c}}$ nettement supérieure à la différence d'énergie entre deux états du piège. La condensation de Bose-Einstein est un phénomène purement statistique. Ce n'est pas l'effet trivial du gel du mouvement des atomes.

Après avoir décrit dans cette première partie, le principe de la condensation de Bose-Einstein, nous allons à présent caractériser le nuage d'atomes au seuil de condensation, en introduisant en particulier la fonction d'onde du condensat.

### 5.1.3 Caractéristiques du nuage au seuil de condensation

A température non nulle, une partie des atomes piégés est répartie dans les états excités du potentiel. Nous allons décrire brièvement dans un premier temps les caractéristiques de

[1] A la limite $k_{\text{B}}T \gg \hbar\omega_{\text{i}}$, l'espacement entre les niveaux d'énergie du piège est faible devant l'énergie des états qui contribuent significativement au calcul de $N$ et la somme discrète sur les états d'énergie du piège peut être remplacée par une intégrale sur la densité d'états, prise égale à $\frac{3}{2}\ \frac{E}{\hbar\omega}^{\ 2}$.

la partie non condensée des atomes piégés. Nous verrons ensuite comment décrire le condensat en terme de fonction d'onde en régime statique, puis nous décrirons son comportement en expansion libre.

#### 5.1.3.1 Nuage thermique

La partie non condensée des atomes piégés, répartis dans les niveaux excités du piège, constitue le nuage thermique. Les atomes du nuage thermique se répartissent suivant une distribution de Bose caractérisée par le potentiel chimique $\mu$ et par la température $T$ du système.

Il est possible de calculer la densité $n_{th}$ du nuage d'atomes dans l'approximation semi-classique et à la limite thermodynamique. Elle s'écrit dans le cas d'un gaz idéal à une température quelconque

$$n_{th}(\vec{r}) = \frac{1}{\Lambda_{\mathrm{dB}}^3} g_{\frac{3}{2}}(e^{-\beta(U(\vec{r})-\mu)}), \tag{5.6}$$

où $\Lambda_{\mathrm{dB}} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{Mk_{\mathrm{B}}T}}$ est la longueur d'onde de de Broglie thermique du nuage. Dans la limite $|\mu\beta| \gg 1$, les effets quantiques responsables de l'accumulation des atomes dans les états les plus peuplés du système (stimulation bosonique) sont négligeables et la distribution du nuage thermique est bien ajustée par une gaussienne.

En supposant que $U(\vec{r})$ est minimum en $\vec{r} = \vec{0}$ avec $U(\vec{0}) = 0$, on obtient d'après (5.6) $n_0\Lambda_{\mathrm{dB}}^3 = g_{\frac{3}{2}}(e^{\beta\mu})$ où $n_0$ est la densité au centre du nuage. Le produit $n_0\Lambda_{\mathrm{dB}}^3$ est le paramètre de dégénérescence du nuage, c'est à dire la densité dans l'espace des phases au centre du nuage. Au seuil de condensation, le potentiel chimique $\mu$ tend vers zéro et le paramètre de dégénérescence devient

$$n_0\Lambda_{\mathrm{dB}}^3 \simeq 2.612. \tag{5.7}$$

Cette relation indique que la condensation se manifeste au moment où la longueur d'onde de de Broglie thermique devient de l'ordre de la distance entre particules voisines.

Dans le piège magnétique initial, la densité du nuage est égale à 3 $10^{11}$ atomes.cm$^{-3}$ et sa température est de l'ordre de 40 $\mu$K. Le paramètre de dégénérescence du nuage est de 7 $10^{-6}$. Il reste donc 6 ordres de grandeur à gagner pour atteindre la condensation de Bose-Einstein.

Nous nous sommes attachés ici à décrire le nuage thermique en terme de nombre d'atomes et densité, ce qui nous a permis d'expliciter le paramètre de dégénérescence du système. Le prochain paragraphe est consacré à la description du condensat en régime statique, à température nulle et en présence d'interactions.

#### 5.1.3.2 Condensat de Bose Einstein : caractéristiques statiques

En présence d'interactions, la fonction d'onde des atomes du condensat est modifiée par rapport au mode fondamental du potentiel. Cependant, pour des interactions suffisamment faibles, les corrélations entre particules peuvent être négligées et une analyse du type Hartree-Fock est valable. Cette analyse fait apparaître un terme de champ moyen. La

fonction d'onde d'un atome du condensat est solution d'une équation de Shrödinger non linéaire qui prend en compte l'interaction de l'atome avec les $N_{\mathrm{CBE}} - 1$ autres atomes du condensat, $N_{\mathrm{CBE}}$ étant le nombre d'atomes dans le condensat. Enfin, à très basse température, la longueur d'onde de de Broglie des atomes est plus grande que la portée du potentiel interatomique, et seule l'onde s, de moment cinétique nul, contribue de manière significative aux collisions entre atomes. La section efficace de collisions à énergie nulle $\sigma_{\mathrm{col}} = 8\pi a^2$ dépend alors d'un unique paramètre $a$ qui est la longueur de diffusion de l'atome (cf annexe A). Le potentiel d'interaction peut donc être remplacé par un potentiel effectif ayant la même longueur de diffusion. On utilise un potentiel de contact $g\delta(\vec{r'})$, où $g = \int V(r')dr' = \frac{4\pi\hbar^2 a}{M}$ est la constante d'interaction et $\vec{r'}$ la différence de position $\vec{r}_{\mathrm{n}} - \vec{r}_{\mathrm{m}}$ entre deux atomes du nuage.

Dans ces conditions, le comportement de la fonction d'onde $\Phi(r)$ du condensat, normalisée par $N_{\mathrm{CBE}} = \int |\Phi^2(r)|dr$, est décrit par l'équation de Gross-Pitaevskii

$$\left(-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2M} + U(r) + g|\Phi^2(r)|\right)\Phi(r) = \mu\Phi(r) \tag{5.8}$$

obtenue à partir de l'équation de Shrödinger dans laquelle on introduit l'énergie d'interaction $g|\Phi(r)|^2$. L'énergie d'interaction en un point $r$ de l'espace est proportionnelle à la densité en ce point, ce qui traduit l'approximation du champ moyen nécessaire à l'obtention de cette équation.

Dans le cas a $> 0$, c'est à dire dans le cas d'interactions répulsives entre atomes, le volume du condensat augmente par rapport au volume de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique. En conséquences, le terme d'énergie cinétique proportionnel à $\nabla^2\sqrt{(}n_{\mathrm{CBE}}(\vec{r}))$ devient négligeable devant l'énergie d'interaction entre atomes. Dans cette approximation, dite de Thomas-Fermi, la densité du nuage condensé devient

$$n_{\mathrm{CBE}}(\vec{r}) = \frac{1}{g}(\mu_{\mathrm{TF}} - U(\vec{r})) \tag{5.9}$$

sur le domaine tel que $U(\vec{r}) < \mu_{\mathrm{TF}}$ et $n_{\mathrm{CBE}}(\vec{r}) = 0$ à l'extérieur de cette région. La densité du nuage a donc la forme inversée du potentiel de piégeage. Dans le cas d'un piège harmonique anisotrope décrit par ses fréquences $\omega_{\mathrm{i}}$ pour i $\epsilon\{x, y, z\}$, le profil de densité du condensat dans la direction $i$ de l'espace est une parabole inversée qui s'annule en $R_{\mathrm{i}}$ tels que $\mu_{\mathrm{TF}} = \frac{1}{2}M\omega_{\mathrm{i}}^2 R_{\mathrm{i}}^2$. $R_{\mathrm{i}}$ est le rayon de Thomas-Fermi du condensat.

En écrivant $N_{\mathrm{CBE}} = \int n_{\mathrm{CBE}}(\vec{r})d^3r$, on obtient la relation liant le nombre d'atomes $N_{\mathrm{CBE}}$ dans le condensat au potentiel chimique $\mu_{\mathrm{TF}}$ du nuage dans l'approximation de Thomas-Fermi, que l'on peut écrire sous la forme

$$\mu_{\mathrm{TF}} = \frac{\hbar\bar{\omega}}{2}\left(\frac{15N_{\mathrm{CBE}}a}{\bar{\sigma}}\right)^{\frac{2}{5}}, \tag{5.10}$$

$\bar{\omega}$ étant la moyenne géométrique des fréquences d'oscillations du piège et $\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\hbar}{M\bar{\omega}}}$.

Nous avons jusqu'ici décrit le condensat en régime statique. Le prochain paragraphe présente un outil analytique simple permettant de décrire le comportement du nuage condensé en expansion libre dans l'approximation de Thomas-Fermi.

#### 5.1.3.3 Expansion libre du condensat de Bose-Einstein

Considérons $N$ particules condensées dans un potentiel harmonique de fréquences variables au cours du temps $U(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3} m\omega_{\mathrm{i}}^2(t)r_{\mathrm{i}}^2$ . La fonction d'onde $\Phi(\vec{r},t)$ du condensat obéit à l'équation de Gross-Pitaevski modifiée pour prendre en compte la dépendance temporelle du système. Lorsque le potentiel varie, l'énergie potentielle du nuage est transformée en énergie cinétique. Celle-ci n'est alors plus négligeable devant l'énergie d'interactions entre atomes. Nous ne pouvons pas appliquer directement l'approximation de Thomas-Fermi dans ce cas. La solution présentée en détails dans [86] permet d'élargir l'approximation de Thomas-Fermi aux problèmes dépendants du temps. Nous présentons ici les principaux résultats de cette analyse.

Pendant l'expansion libre du nuage après coupure du potentiel, la densité spatiale du nuage s'écrit sous la forme

$$\rho(\vec{r},t) = \frac{\rho(\vec{r},0)}{\lambda_{\mathrm{x}}(t)\lambda_{\mathrm{y}}(t)\lambda_{\mathrm{z}}(t)}, \tag{5.11}$$

où les facteurs d'échelle $\lambda_{\mathrm{i}}(t)$ obéissent à l'équation

$$\ddot{\lambda}_{\mathrm{i}} = \frac{\omega_{\mathrm{i}}^2(0)}{\lambda_{\mathrm{i}}\lambda_{\mathrm{x}}\lambda_{\mathrm{y}}\lambda_{\mathrm{z}}} i \in \{x,y,z\} \tag{5.12}$$

avec les conditions initiales $\lambda_{\mathrm{i}}(0) = 1$ et $\dot{\lambda}_{\mathrm{i}}(0) = 0$, le nuage étant initialement au repos.

Dans le cas d'un potentiel harmonique anisotrope caractérisé par ses pulsations radiale $\omega_{\mathrm{r}}$ et longitudinale $\omega_{\mathrm{l}}$ associées respectivement aux facteurs d'échelle $\lambda_{\mathrm{r}}$ et $\lambda_{\mathrm{l}}$, à l'ouverture brutale du piège, les équations (5.12) se simplifient. En introduisant la variable $\tau = \omega_{\mathrm{r}}(0)t$ sans dimensions, ces équations deviennent

$$\frac{d^2}{d\tau^2}\lambda_{\mathrm{r}} = \frac{1}{\lambda_{\mathrm{r}}^3\lambda_{\mathrm{l}}}, \tag{5.13}$$

$$\frac{d^2}{d\tau^2}\lambda_{\mathrm{l}} = \frac{1}{\lambda_{\mathrm{r}}^2\lambda_{\mathrm{l}}^2}. \tag{5.14}$$

Les solutions à l'ordre zéro en $\epsilon = \frac{\omega_{\mathrm{l}}(0)}{\omega_{\mathrm{r}}(0)}$ sont $\lambda_{\mathrm{l}} = 1$ et $\lambda_{\mathrm{r}} = \sqrt{1+\tau^2}$. A l'ordre 1 en $\epsilon$, l'expansion longitudinale du nuage est donnée par $\lambda_{\mathrm{l}} = 1+\epsilon^2(\tau\arctan(\tau)-\ln(\sqrt{1+\tau^2})+\mathcal{O}(\epsilon^4)$.

Le rapport d'aspect du nuage après un temps de vol $t$, défini comme le rapport de la taille suivant la direction longitudinale à la taille dans la direction radiale, est donné par

$$\frac{\sigma_{\mathrm{l}}(t)}{\sigma_{\mathrm{r}}(t)} = \epsilon\frac{\lambda_{\mathrm{r}}(t)}{\lambda_{\mathrm{l}}(t)}. \tag{5.15}$$

Ces lois d'échelle ont été confrontées à des résultats expérimentaux et utilisées pour calculer la longueur de diffusion du sodium [49]. Elles constituent un outil simple et solide pour analyser l'expansion libre d'un nuage condensé que nous aurons l'occasion d'utiliser dans la suite de ce manuscrit.

Pour observer la condensation de Bose-Einstein d'un système à $N$ particules, il faut diminuer la température du nuage à une valeur inférieure à la température critique de condensation. Le nuage est refroidit par évaporation radio-fréquence. Cette technique de refroidissement fait l'objet du paragraphe suivant.

## 5.2 Refroidissement évaporatif par ondes radio-fréquences

Le refroidissement évaporatif d'atomes neutres a été proposé en 1986 [87] comme technique de refroidissement d'un nuage confiné dans un piège non dissipatif pour atteindre la condensation de Bose-Einstein. Il repose sur l'élimination sélective des particules ayant une énergie totale supérieure à l'énergie moyenne par particule du système. Après rethermalisation, les particules restantes ont une énergie plus faible, ce qui signifie que la température du système a diminué. La référence [88] propose une revue exhaustive du sujet. Expérimentalement, la sélection des particules en énergie peut être réalisée par adsorption des particules sur une surface [89][90][91], par abaissement du potentiel à une extrémité du piège [87][92], ou par pompage optique dans un état non piégeant [93][94]. Cependant, la méthode la plus répandue reste l'évaporation radio-fréquence (RF) dans un piège magnétique, proposée à l'origine par Pritchard *et al.* [95] et mise en oeuvre par Davis *et al.* [96]. Elle consiste à transférer les atomes vers un état anti-piégeant pour une certaine valeur de champ magnétique, c'est à dire pour une certaine hauteur de potentiel. En diminuant progressivement cette hauteur, la température du nuage diminue au prix d'une perte d'atomes jusqu'à atteindre la limite de condensation.

La première partie de cette section présente le principe du refroidissement par évaporation radio-fréquence. Nous donnerons l'évolution des paramètres caractéristiques pertinents du système en fonction de la température du nuage et du nombre d'atomes piégés. Nous décrirons ensuite la réalisation expérimentale du cycle d'évaporation et nous présenterons les signaux de refroidissement observés.

### 5.2.1 Principe du refroidissement évaporatif par ondes radio-fréquences

L'évaporation par ondes radio-fréquences (RF) consiste à faire basculer les atomes du piège se trouvant sur une surface isomagnétique dans un état anti-piégeant par application d'une onde RF résonante. Considérons par mesure de simplicité le cas d'un atome de spin $s = \frac{1}{2}$, de facteur de Landé $g_{\mathrm{F}}$ positif et placé dans un potentiel à une dimension. Le sous niveau $m_{\mathrm{F}} = \frac{1}{2}$ est piégeant et le sous-niveau $m_{\mathrm{F}} = -\frac{1}{2}$ est anti-piégeant. Une onde RF de fréquence $f_{\mathrm{RF}} = \frac{\omega_{\mathrm{RF}}}{2\pi}$ est résonante avec la transition $|m_{\mathrm{F}} = \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |m_{\mathrm{F}} = -\frac{1}{2}\rangle$ en un point où le module du champ magnétique est égal à $\frac{\hbar\omega_{\mathrm{RF}}}{g_{\mathrm{F}}\mu_{\mathrm{B}}}$. A trois dimensions, ce point de résonance devient une surface que nous désignerons par *couteau RF*. Un atome dont l'énergie cinétique est suffisante pour atteindre le couteau RF va être expulsé du piège, comme illustré sur la figure 5.1. Le rôle de l'onde RF est donc de tronquer le potentiel à une hauteur ajustable par le choix de la valeur de la fréquence $f_{\mathrm{RF}}$. Cette analyse se généralise au cas d'un atome à plusieurs niveaux [97]. Le couplage RF réalise des transitions successives pour lesquelles $\Delta m_{\mathrm{F}} = -1$, donc seule la polarisation de composante circulaire $\sigma_-$ contribue à la transition. En pratique, on applique un champ oscillant $\vec{B}_{\mathrm{RF}}$ perpendiculairement à la direction du champ magnétique au centre du piège.

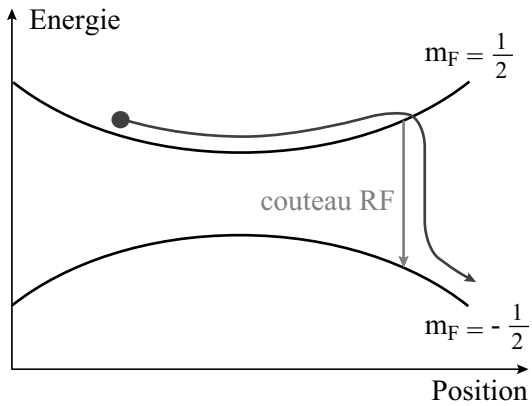


FIG. *5.1: Principe de l'évaporation par ondes radio-fréquences : une onde RF de fréquence* $\omega_{\mathrm{RF}}$ *est résonante avec la transition* $|m_{\mathrm{F}} = \frac{1}{2}\rangle \rightarrow |m_{\mathrm{F}} = -\frac{1}{2}\rangle$ *en un point où le module* $B$ *du champ magnétique est égal à* $\frac{\hbar\omega_{\mathrm{RF}}}{g_{\mathrm{F}}\mu_{\mathrm{B}}}$. *A trois dimensions, ce point de résonance devient une surface que nous désignons par couteau RF. Un atome dont l'énergie cinétique est suffisante pour atteindre le couteau RF va être expulsé du piège.*

Le paramètre $\eta = \frac{\omega_{\mathrm{RF}}}{k_{\mathrm{B}}T}$ caractéristique de l'évaporation est le rapport de la hauteur du couteau RF à l'énergie thermique du nuage piégé. Lorsque la température du nuage diminue, $\eta$ augmente et le processus d'évaporation ralentit car il y a de moins en moins d'atomes susceptibles d'acquérir une énergie suffisante au cours d'une collision pour dépasser le couteau. Il faut donc abaisser le couteau RF au fur et à mesure que la température du nuage diminue pour conserver $\eta$ et assurer l'efficacité du refroidissement évaporatif.

Le refroidissement évaporatif ne permet de diminuer la température du nuage qu'au prix d'une perte d'atomes. Plus $\eta$ est grand, plus la baisse de température par atome perdu est grande et plus le refroidissement est efficace. Plus qualitativement, on montre que la variation de température entre un état initial $i$ et un état final $f$ s'écrit

$$\frac{T_{\mathrm{f}}}{T_{\mathrm{i}}} = \left(\frac{N_{\mathrm{f}}}{N_{\mathrm{i}}}\right)^{\alpha}, \tag{5.16}$$

où $\alpha = \frac{\eta-2}{3}$ dans le cas d'un piège harmonique [41].

Ce sont les collisions élastiques qui permettent aux atomes du piège de rethermaliser après évaporation des atomes de plus hautes énergies. Elle sont caractérisées par le taux de collisions élastiques $\gamma_{\mathrm{col}}$ qui est un paramètre fondamental du processus d'évaporation. En supposant la section efficace de collisions $\sigma_{\mathrm{col}}$ indépendante de la température, les lois d'échelle des variations du taux de collisions élastiques et du paramètre de dégénérescence du nuage sont

$$\gamma_{\mathrm{col}} \propto NT^{\frac{1}{2}} \propto N^{1-\alpha}, \tag{5.17}$$

$$n_0\Lambda_{\mathrm{dB}}^3 \propto NT^{-\frac{3}{2}} \propto N^{1-3\alpha}. \tag{5.18}$$

D'après (5.18), l'augmentation du paramètre de dégénérescence lorsque le nombre d'atomes diminue impose $\eta > 3$. Le taux de collisions augmente au cours de l'évaporation lorsque $\eta > 5$. Dans ce cas, la concentration des atomes au centre du piège lorsque $T$ diminue

compense la perte d'atomes. Si l'on refroidit le nuage progressivement en gardant $\eta > 5$, la vitesse de rethermalisation et donc le processus d'évaporation augmente au cours du temps. On parle alors de *régime d'emballement*. Pour atteindre ce régime, le taux de collisions élastiques $\gamma_{\mathrm{col}}$ du nuage doit être suffisamment grand devant le taux de pertes $\gamma_{\mathrm{per}}$ des atomes pour que le nuage rethermalise avant que les atomes ne soient perdus par collisions avec les particules du gaz résiduel. Dans un piège harmonique, cette condition se traduit par $\gamma_{\mathrm{per}} < \frac{\gamma_{\mathrm{col}}}{300}$ [41]. On ne peut choisir $\eta$ arbitrairement grand car l'évaporation est alors trop lente par rapport à la durée de vie des atomes dans le piège magnétique qui est de l'ordre de 10 s dans nos conditions expérimentales. En pratique, le paramètre $\eta$ est souvent pris égal à 7.

### 5.2.2 Réalisation expérimentale du refroidissement évaporatif

L'onde radio-fréquence appliquée sur les atomes est générée par un circuit DDS (Direct Digital Synthesizer) de type AD9850. Ce circuit est programmé par un ordinateur secondaire qui reçoit de l'ordinateur principal de contrôle de l'expérience, les paramètres de la rampe d'évaporation RF, c'est à dire l'ensemble des fréquences qui doivent être générées et un paramètre qui détermine l'intervalle de temps entre deux changements de fréquence. Une fois ces données chargées, l'ordinateur secondaire lance le DDS à la réception du signal de déclenchement envoyé par le séquenceur (§ 2.1). Après amplification, l'onde RF générée par le circuit DDS circule à travers un microfil en forme de Z parallèle au fil en Z principal, disponible sur la puce et que nous utilisons comme antenne (fig. 2.7). Nous évaluons sur un montage analogue, hors de l'enceinte à vide, l'amplitude de l'onde RF au niveau des atomes à plusieurs dizaines de milligauss.

Nous n'observons pas de pertes d'atomes pour un couteau RF de fréquence supérieure à 30 MHz. Le fond du piège est mesuré à environ 2.5 MHz. A partir d'une rampe exponentielle de la forme $f_{\mathrm{RF}}(t) = (30 - 2.5)e^{-\frac{t}{\tau}} + 2.5$ MHz appliquée pendant 3 s , nous déterminons expérimentalement la valeur minimale de $\tau$ qui maximise le nombre d'atomes en fin de rampe. Nous découpons ensuite cette rampe pour construire une rampe linéaire par morceaux constituée de 10 segments successifs de 300 ms. Nous optimisons pas à pas la durée de chaque segment de rampe. Pour cela, nous stoppons la rampe RF à la fin d'un segment et nous observons la diminution de la température du nuage en fonction de la durée de ce segment de rampe. Lorsque la variation du couteau RF est trop rapide, les atomes sont expulsés du piège sans qu'il y ait rethermalisation du nuage et la température du nuage ne diminue pas. Lorsqu'on augmente la durée du segment de rampe RF, la température diminue puis se stabilise. Nous fixons la durée du segment RF à la valeur au delà de laquelle la température du nuage reste constante. La figure 5.2 (a) présente la rampe de fréquence à laquelle nous aboutissons. Précisons que le signal de refroidissement que nous observons est la largeur radiale $\sigma_{\mathrm{r}}$ du nuage piégé à 40 G après 1 ms de temps de vol. Le graphe (b) de la figure 5.2 présente l'évolution de ce signal en fonction du temps $t_{\mathrm{RF}}$ d'évaporation.

Dans cette configuration, nous perdons un facteur 10 sur le nombre d'atomes pendant le dernier segment de la rampe d'évaporation. Le nombre d'atomes piégés en fin de rampe est insuffisant pour atteindre le transition de Bose-Einstein. Nous avons cherché à comprendre et éliminer l'origine des ces pertes. Ce travail fait l'objet du paragraphe suivant.

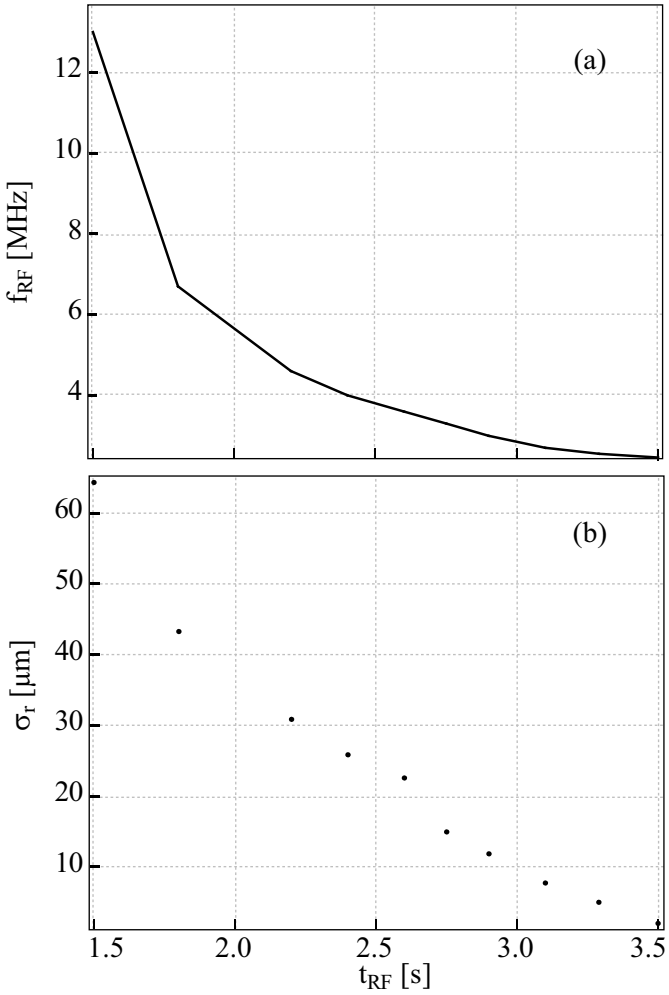


FIG. *5.2: (a) Variation de la fréquence $f_{RF}$ de l'onde magnétique RF en fonction du temps $t_{RF}$ d'évaporation. (b) Evolution de la taille radiale $\sigma_r$ du nuage piégé à 40 G après 1 ms de temps de vol en fonction du temps $t_{RF}$ d'évaporation.*

### 5.2.3 Mise en évidence des pertes à trois corps

Dans nos conditions expérimentales, il est impossible d'approcher expérimentalement la transition de Bose-Einstein dans le piège comprimé à 40 G du fait d'importantes pertes d'atomes observées lorsqu'on applique le dernier segment de la rampe d'évaporation RF. Le graphe (a) de la figure 5.3 présente la variation du nombre $N$ d'atomes dans le piège comprimé à 40 G en fonction de la fréquence $f_{RF}$ d'évaporation. Le nombre d'atomes piégés s'écroule lorsque la fréquence du couteau RF devient inférieure à 2.7 MHz. Cette décroissance persiste lorsqu'on ralentit la variation de la fréquence RF en fin de rampe.

Au cours du processus d'évaporation, le nombre d'atomes piégés diminue mais ces pertes sont compensées par la diminution de la température du nuage et la densité spatiale

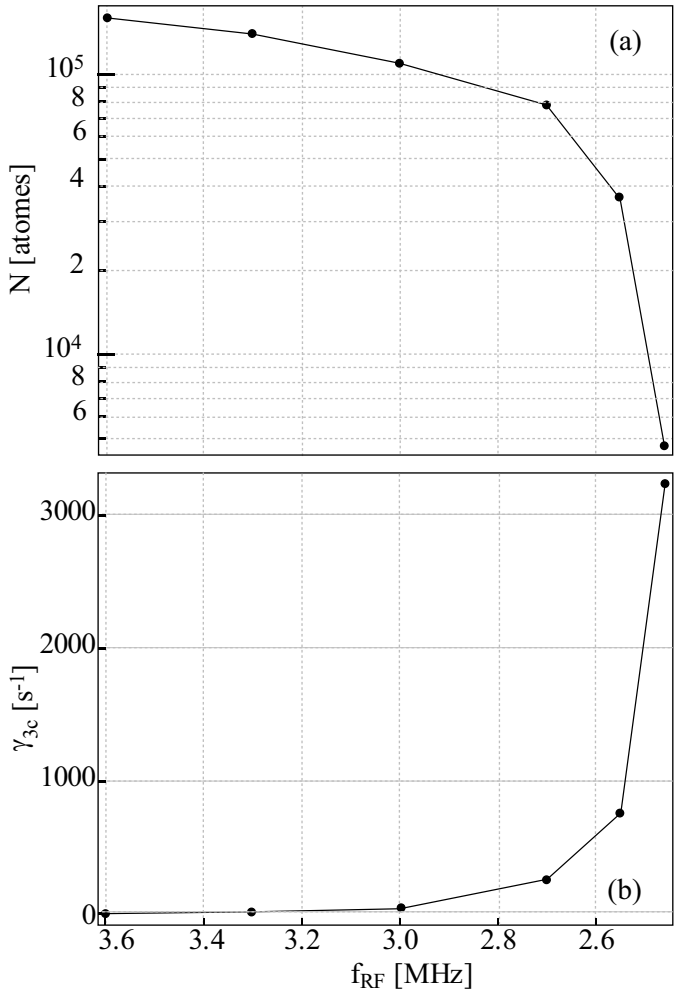


FIG. *5.3: (a) Diminution du nombre $N$ d'atomes piégés en fonction de la fréquence $f_{\mathrm{RF}}$ du couteau RF. Le nombre d'atomes s'écroule lorsque la fréquence du couteau RF devient inférieure à 2.7 MHz. (b) Evolution du taux de collisions à trois corps $\gamma_{3c}$ en fonction de $f_{\mathrm{RF}}$. Le taux de collisions vérifie $\gamma_{3c} \leq 1$ atomes.s$^{-1}$ tant que la fréquence du couteau RF est supérieure à 3.6 MHz et augmente ensuite rapidement jusqu'à atteindre 3000 s$^{-1}$ en fin de rampe.*

$n$ du nuage augmente. Dans le piège comprimé à 40 G, la densité atteinte en fin de rampe est telle que le taux de collisions à trois corps

$$\gamma_{3c} = C_{3c} n^2 \tag{5.19}$$

n'est plus négligeable par rapport au taux de collisions élastiques du nuage. Dans cette expression, $C_{3c}$ est la constante de collisions à 3 corps égale à 1.8 $10^{-29}$ cm$^6$.s$^{-1}$ pour l'atome de $^{87}$Rb dans l'état $|F = 2, m_{\mathrm{F}} = 2\rangle$ [80]. Les collisions à trois corps mettent en jeu trois particules piégées. Deux d'entre elles vont former une molécule dans un état vibrationnel excité en général. La molécule formée est insensible au potentiel de piégeage. Le troisième atome récupère l'énergie libérée lors de la formation de la molécule qui est

grande devant la profondeur typique du puits de potentiel et quitte le piège. Lorsque la densité du nuage est très élevée, les collisions à trois corps peuvent entraîner une perte importante d'atomes.

Le graphe (b) de la figure 5.3 présente l'évolution du taux de collisions à trois corps $\gamma_{3c}$ pour les mêmes variations de la fréquence d'évaporation que dans le cas du graphe (a) de la figure 5.3. Le taux de collisions à trois corps est inférieur à une collision par seconde par atome tant que la fréquence du couteau RF est supérieure à 3.5 MHz et augmente ensuite rapidement jusqu'à atteindre 3000 collisions par seconde par atome en fin de rampe. La densité du nuage est alors de l'ordre de 1.5 $10^{16}$ atomes.cm$^{-3}$ et l'ordre de grandeur du taux de collisions élastiques du nuage est de 10000 collisions par seconde par atome en fin de rampe. Dans ces conditions, nous avons $\gamma_{3c} \gg \frac{\gamma_{col}}{300}$, et le critère énoncé au paragraphe 5.2.1 pour atteindre le régime d'emballement n'est pas vérifié. Le taux de pertes du nuage est trop important pour nous permettre d'atteindre la condensation de Bose-Einstein.

Le taux de collisions inélastiques à deux corps $\gamma_{2c} = C_{2c}n$ est de l'ordre de 50 collisions par seconde par atome, $C_{2c}$ étant la constante de collisions inélastiques à deux corps égale à 2.78 $10^{-15}$ cm$^3$.s$^{-1}$ [80]. Le taux de collisions a trois corps dans le piège à 40 G en fin de rampe RF est grand devant le taux de collisions inélastiques à deux corps dans le piège. Les collisions à trois corps sont donc en grande partie responsables de la diminution violente du nombre d'atomes piégés lorsque nous appliquons le dernier segment de la rampe d'évaporation.

Nous n'avons pas d'autres choix que de diminuer la densité dans le piège avant de terminer la rampe d'évaporation. Pour cela, nous décomprimons le piège en diminuant l'amplitude du champ homogène externe de 40 à 15 G en 300 ms en conservant le couteau RF à une fréquence constante égale à 2.55 MHz. Le dernier segment de la rampe d'évaporation est réalisé dans le piège décomprimé à 15 G. La figure 5.4 présente l'évolution de la fréquence $f_{\mathrm{RF}}$ du couteau RF et de l'amplitude $B_{\mathrm{biais_Z}}$ du champ magnétique externe pendant la phase d'évaporation. Lorsqu'on décomprime le piège magnétique, la valeur du minimum de potentiel augmente (§ 1.3.2.2), le couteau RF se rapproche du fond du piège et la hauteur du potentiel diminue. Le processus d'évaporation se produit donc en continue pendant le phase de décompression comme illustré dans l'encadré de la figure 5.4 et se poursuit dans le piège décomprimé.

La décompression du piège pendant la phase d'évaporation permet de diminuer la densité du nuage et de retrouver un régime dans lequel les pertes à trois corps sont négligeables par rapport au taux de collisions élastiques. Il est alors possible d'atteindre les conditions de température et de nombre d'atomes nécessaires pour observer le condensation de Bose-Einstein. Après optimisation du nombre d'atomes dans le condensat vis à vis des paramètres de l'évaporation, le nuage franchit la transition de Bose pendant la phase de décompression du piège magnétique. La figure 5.5 présente l'évolution du paramètre de dégénérescence $n_0\Lambda_{\mathrm{dB}}^3$ au cours de la séquence expérimentale à partir de l'étape du piège magnéto-optique (PMO) externe. L'étape d'évaporation radio-fréquence et la phase de décompression du piège magnétique se révèlent indispensables pour atteindre la condensation de Bose-Einstein.

A titre indicatif, les paramètres de la rampe d'évaporation que nous utilisons sont répertoriés dans le tableau 5.1. Ce tableau fait apparaître les fréquences finales des segments

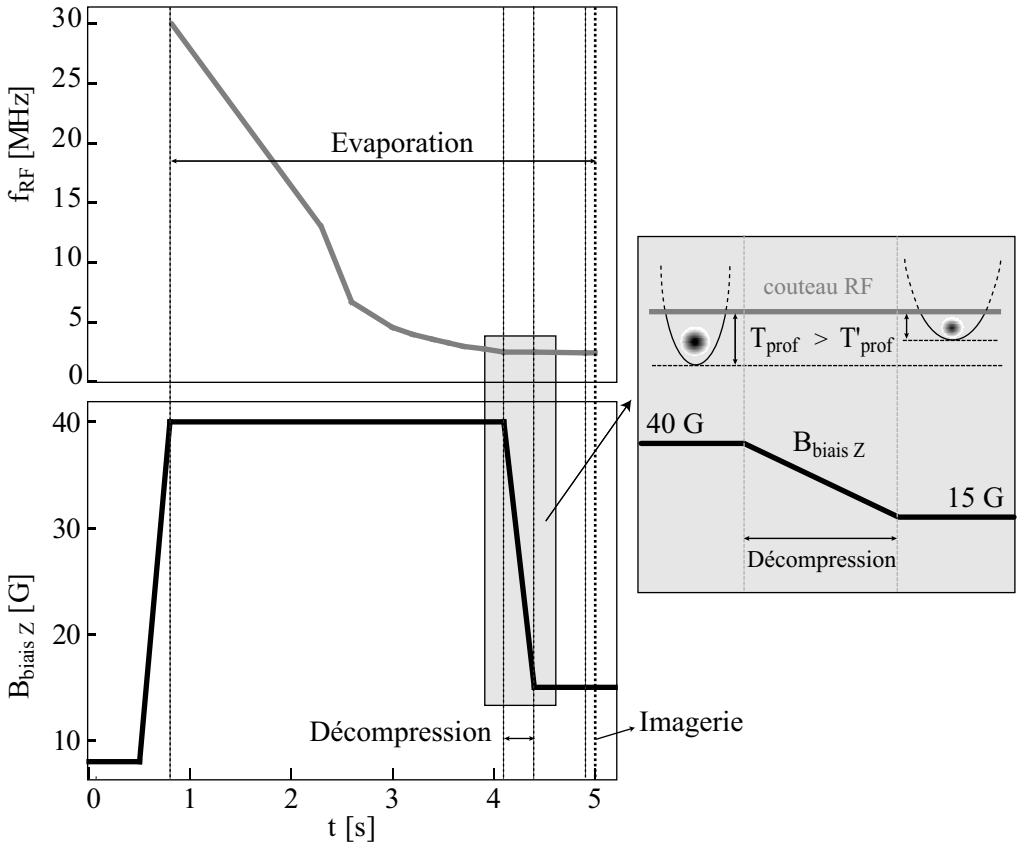


FIG. 5.4: *Evolution de la fréquence $f_{\mathrm{RF}}$ du couteau RF et de l'amplitude $B_{\mathrm{biais_Z}}$ du champ magnétique externe pendant la phase d'évaporation. Pendant la phase de décompression, la valeur du minimum de potentiel augmente, le couteau RF se rapproche du fond du piège et la hauteur du potentiel diminue : le processus d'évaporation se produit en continue pendant le phase de décompression.*

linéaires successifs qui constituent la rampe, leur durée et les températures du nuage thermique atteintes en fin de segments. La fréquence initiale du couteau RF est de 30 MHz. Pendant le dixième segment de la rampe, la fréquence du couteau RF est constante. Ce segment correspond à l'étape de décompression du piège magnétique pendant laquelle le nuage franchit la transition de Bose. Le dernier segment n'est pas indispensable et permet d'augmenter la fraction d'atomes condensés. La durée totale de la rampe est de 4.2 s.

*Remarque*

- Nous avons observé expérimentalement que la valeur de la fréquence RF pendant la phase de décompression du piège magnétique pour laquelle se produit la condensation varie sur plusieurs jours entre 2.53 et 2.58 MHz environ. Ces observations traduisent le fait que la valeur du minimum de potentiel varie sur une échelle de l'ordre de 70 mG en quelques jours.

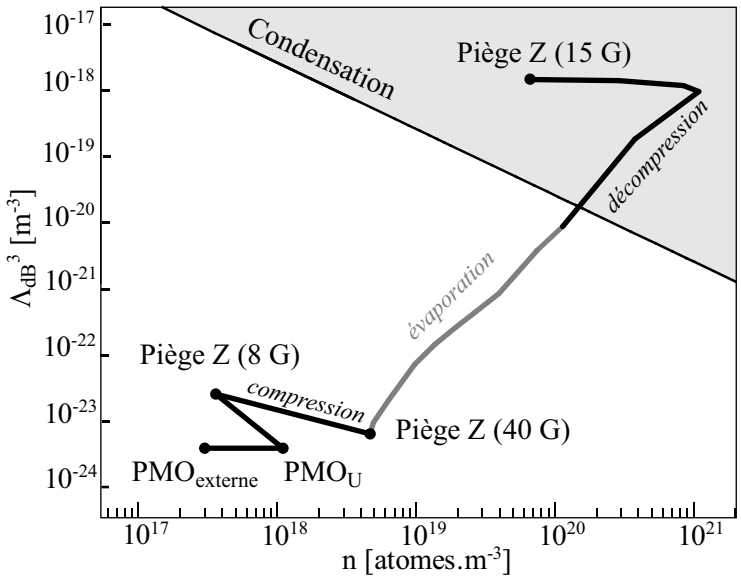


FIG. 5.5: *Cheminement dans l'espace des phases du nuage du piège magnéto-optique (PMO) externe au condensat de Bose-Einstein.*

| Segment n° | Fréquence finale [MHz] | Durée [ms] | $T$ [$\mu$K] |
|---|---|---|---|
| 1 | 13 | 1500 | 39 $\mu$K |
| 2 | 6.7 | 300 | 20 $\mu$K |
| 3 | 4.6 | 400 | 8.6 $\mu$K |
| 4 | 4 | 200 | 6.0 $\mu$K |
| 5 | 3.6 | 200 | 3.9 $\mu$K |
| 6 | 3.3 | 150 | 3.2 $\mu$K |
| 7 | 3 | 150 | 2.3 $\mu$K |
| 8 | 2.8 | 200 | 1.4 $\mu$K |
| 9 | 2.55 | 200 | 820 nK |
| 10 | 2.55 | 300 | 130 nK |
| 11 | 2.48 | 400 | 44 nK |

TAB. 5.1: *Paramètres de la rampe d'évaporation radio-fréquence faisant apparaître les fréquences finales des segments linéaires successifs qui constituent la rampe, leur durée et les températures du nuage atteintes en fin de segments.*

Nous avons détaillé dans ce paragraphe le refroidissement évaporatif par ondes radio-fréquence dans son principe et sa mise en place expérimentale. En décomprimant le piège magnétique pendant la phase d'évaporation, nous limitons le taux de pertes à trois corps du nuage piégé et nous conservons un nombre d'atomes suffisant pour observer la condensation de Bose-Einstein, qui se manifeste pendant la phase de décompression du piège magnétique.

L'étape suivante est logiquement la caractérisation qualitative et quantitative du nuage condensé.

## 5.3 Caractérisation du condensat

La condensation de Bose-Einstein se manifeste par deux signatures expérimentales typiques que nous présentons dans la première partie de ce paragraphe consacré à la caractérisation du nuage condensé d'un point de vue qualitatif. Il est nécessaire pour analyser les résultats expérimentaux de connaître précisément le nombre d'atomes du condensat. Une solution consiste à calibrer le nombre d'atomes à partir de la mesure de la température critique de condensation du nuage. La méthode utilisée et les résultats obtenus font l'objet de la deuxième partie de ce paragraphe. Par ailleurs, nos conditions expérimentales sont telles que l'énergie cinétique des atomes n'est pas négligeable devant l'énergie d'interaction entre atomes au sein du condensat. Nous ne sommes pas dans le régime de Thomas-Fermi et la description quantitative exacte du nuage condensé est complexe. Dans [98], A. L. Zubarev et Y. E. Kim présentent une théorie analytique approchée permettant de caractériser un condensat au delà de l'approximation de Thomas-Fermi dans le cas d'un nuage contenant peu d'atomes. Nous présenterons cette analyse dans la troisième partie de ce paragraphe et nous la confronterons aux résultats expérimentaux relatifs à l'expansion du nuage condensé.

### 5.3.1 Evolution des signaux observés

Ce paragraphe présente les signatures expérimentales de la condensation de Bose-Einstein. La présence d'un condensat de Bose-Einstein se traduit par l'apparition d'une double structure sur la distribution spatiale des atomes et l'inversion de l'ellipticité du nuage après expansion libre pendant un temps de vol suffisamment long. L'objectif de ce paragraphe est de présenter rapidement ces observations et d'expliciter les signatures de la condensation de Bose-Einstein d'un point de vue qualitatif.

#### 5.3.1.1 Double structure sur la densité spatiale

Les atomes condensés sont dans l'état fondamental du potentiel modifié par les interactions. Ils ont une énergie voisine de $\mu$ et le nuage condensé s'étale sur une distance proportionnelle à $\sqrt{\mu}$. Les atomes non condensés sont répartis sur les niveaux excités du piège et le nuage thermique de température $T$ s'étale sur un distance proportionnelle à $\sqrt{k_{\mathrm{B}}T}$. Tant que la température $T$ du nuage thermique vérifie $|\mu| \ll k_{\mathrm{B}}T$, la présence d'un condensat de Bose-Einstein se traduit expérimentalement par l'existence d'une double structure sur la densité du nuage, constituée d'un pic de profil parabolique correspondant au condensat au centre du nuage, superposé à un fond bien décrit par une fonction gaussienne, représentatif du nuage thermique.

Le condensat se forme pendant la phase de décompression du piège magnétique de 40 à 15 G. Nous avons caractérisé un nuage condensé pour une valeur finale typique du couteau RF, égale à 2.55 MHz. Nous déterminons le nombre d'atomes $N_{\mathrm{CBE}}$ dans le condensat et $N_{\mathrm{th}}$ dans le nuage thermique en intégrant respectivement les fonctions parabolique et gaussienne obtenues à partir de l'ajustement de la densité du nuage par une fonction de la forme

$$a_{\mathrm{offset}} + a_{\mathrm{th}} e^{-\frac{y^2}{\sigma_{\mathrm{y}}^2} - \frac{z^2}{\sigma_{\mathrm{z}}^2}} + a_{\mathrm{CBE}} \left(1 - \frac{y^2}{r_{\mathrm{y}}^2} - \frac{z^2}{r_{\mathrm{z}}^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \tag{5.20}$$

La figure 5.6 présente le profil longitudinal du nuage d'atomes intégré sur la direction $\vec{e}_{\mathrm{x}}$ du faisceau imageur après un temps de vol de 10 ms. La courbe en trait plein représente

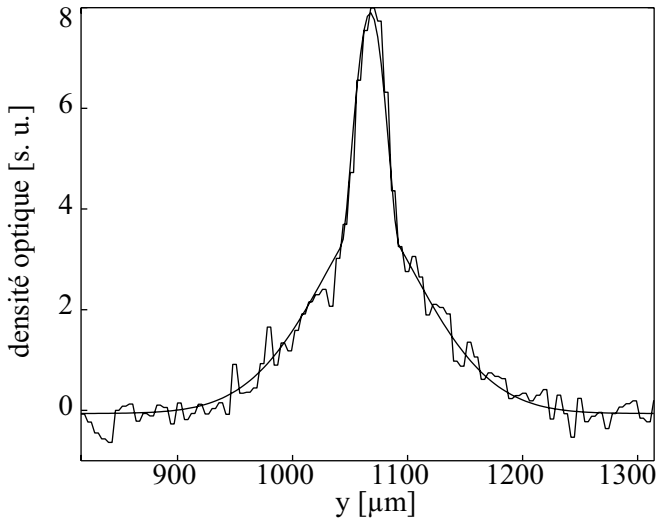


FIG. *5.6: Profil longitudinal du nuage d'atomes intégré sur la direction $\vec{e}_{\mathrm{x}}$ du faisceau imageur après un temps de vol de 10 ms.*

la fonction de la forme $a_{\mathrm{offset}} + a_{\mathrm{th}} e^{-\frac{z^2}{\sigma_z^2}} + a_{\mathrm{CBE}} \left(1 - \frac{z^2}{r_z^2}\right)^{\frac{3}{2}}$ qui ajuste au mieux les données expérimentales, les paramètres d'ajustement étant obtenu à partir du fit à deux dimensions de la densité du nuage. Cette figure met en évidence la double structure de la densité du nuage, parabolique pour le condensat et proche d'une gaussienne pour le nuage thermique. Le nuage contient 2.0 $10^4$ atomes au total. La fraction condensée est de 7.5 %. Il y a 1.5 $10^3$ atomes dans le condensat.

#### 5.3.1.2 Inversion d'ellipticité

Une signature expérimentale du passage de la transition de Bose-Einstein est, comme nous venons de le voir, l'apparition d'une double structure sur le profil de densité du nuage. Une autre caractéristique de la condensation est l'inversion de l'ellipticité du condensat en expansion libre. Deux effects distincts contribuent à cette inversion d'ellipticité. Dans notre situation expérimentale, l'inversion d'ellipticité du nuage condensé est dominée par les interactions répulsives entre atomes. En effet, lors des premières millisecondes d'expansion, l'énergie due aux interactions répulsives entre atomes au sein du condensat est convertie en énergie cinétique. Au cours du temps de vol, les atomes subissent une force de pression de radiation proportionnelle à $\vec{\nabla}(gn)$, où $g$ est la constante d'interaction et $n$ la densité du nuage. Cette force est plus grande dans la direction transverse du piège car le nuage est plus confiné radialement. Il va donc s'étaler plus rapidement dans la direction radiale du piège que dans sa direction longitudinale. Par ailleurs, la fonction d'onde de Gross-Pitaevski qui décrit l'état du système est minimale au sens des relations d'incertitude de Heisenberg, c'est à dire que sur chaque direction $i$ de l'espace, la largeur $\Delta x_{\mathrm{i}}$ de la distribution spatiale

et la dispersion en impulsion $\Delta p_{\mathrm{i}}$ du nuage vérifient la relation

$$\Delta x_{\mathrm{i}} \Delta p_{\mathrm{i}} \simeq \frac{\hbar}{2}. \tag{5.21}$$

Au bout d'un temps de vol suffisamment long, la forme du nuage reflète la distribution en vitesse des atomes, c'est à dire que la taille du nuage dans la direction $i$ est proportionnelle à $\Delta p_{\mathrm{i}}$ ou encore inversement proportionnelle à la taille initiale $\Delta x_{\mathrm{i}}$. Cette inversion d'ellipticité est la signature d'un effet quantique. Le nuage thermique possédant dans le piège magnétique la même géométrie allongée que le condensat, est caractérisé à l'équilibre par une distribution en vitesse isotrope et devient sphérique après un long temps de vol.

Expérimentalement, nous observons l'inversion d'ellipticité du nuage condensé obtenu dans le piège magnétique à 15 G après un temps de vol de 8 ms environ. La figure 5.7 présente les images du condensat prises après 4 ms, 8 ms et 12 ms d'expansion libre pour lesquelles l'ellipticité du nuage, définie comme le rapport du rayon radial au rayon longitudinal du condensat (§ 5.3.3), est respectivement 0.50, 0.99 et 1.46. Nous comparerons

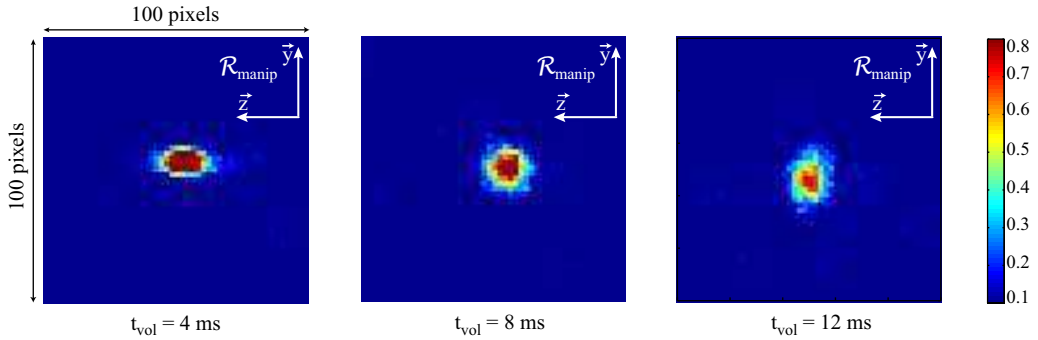


FIG. *5.7: Images du condensat prises après 4 ms, 8 ms et 12 ms d'expansion libre pour lesquelles l'ellipticité du nuage, définie comme le rapport du rayon radial au rayon longitudinal du condensat, est respectivement 0.50, 0.99 et 1.46. L'échelle des couleurs est graduée en épaisseur optique.*

ces valeurs aux résultats théoriques attendus dans la suite de ce manuscrit.

Notons que l'inversion d'ellipticité d'un nuage d'atomes en expansion libre n'est pas une caractéristique spécifique à un nuage condensé. Elle se produit également dans le cas d'un nuage au-dessus du seuil de condensation dans le régime hydrodynamique.

Nous avons présenté dans cette partie les signatures expérimentales de la condensation de Bose-Einstein. Le prochain paragraphe est consacré à la calibration du nombre d'atomes du nuage à partir de la mesure de la température critique de condensation.

### 5.3.2 Calibration du nombre d'atomes

L'analyse des résultats expérimentaux nécessite de connaître le nombre absolu d'atomes du nuage, et donc la section efficace d'absorption de l'atome, avec précision (§ 2.7.1). Or, il est difficile d'évaluer précisément la section efficace d'absorption d'un atome dans nos conditions expérimentales (§ 2.7.4). Une solution consiste à mesurer la température critique $T_{\mathrm{c}}$ de condensation du nuage. Connaissant $T_{\mathrm{c}}$, nous pouvons calculer le nombre d'atomes

$N$ du nuage à partir de la relation $N = 1.202 \left(\frac{k_B T_c}{\hbar\bar{\omega}}\right)^3$ (éq. 5.4)[2]. Ce calcul nous permet de calibrer notre système d'imagerie. Tout se passe comme-ci la section efficace d'absorption $\sigma$ d'un atome du nuage s'écrivait $\sigma = C^2\sigma_0$, $\sigma_0$ étant la section efficace d'absorption pour un coefficient de Clebsch-Gordan effectif égal à 1 (§ 2.7.4), le facteur correctif à apporter sur le nombre d'atomes est alors égal à $\frac{1}{C^2}$.

En pratique, nous observons la section longitudinale du nuage, moyennée sur dix images, après un temps de vol de 15 ms après coupure du piège magnétique à 15 G dans lequel nous obtenons le condensat. Nous répétons cette opération pour différentes valeurs de la fréquence finale de la rampe RF autour de la fréquence pour laquelle se produit la condensation de Bose-Einstein. Nous ajustons le profil de densité du nuage par une fonction de Bose de la forme $\tilde{n}(z) = a_{\text{offset}} + \frac{a_{\max}}{g_2(1)} g_2\left(e^{-\frac{z^2}{2z_{\text{th}}^2}}\right)$, qui reproduit la densité spatiale du nuage thermique [73]. Nous déterminons à l'oeil la valeur minimale $f_{\text{th}}$ de la fréquence finale de la rampe RF pour laquelle nous pouvons affirmer que la température $T$ du nuage vérifie $T > T_c$ et la valeur maximale $f_{\text{CBE}}$ du couteau pour laquelle la transition de Bose est franchie. Les fréquences $f_{\text{th}}$ et $f_{\text{CBE}}$ sont respectivement égales à 2.551 et 2.550 MHz. La figure 5.8 présente le profil du nuage selon la direction longitudinale du piège, moyenné sur dix images, lorsque l'on stoppe la rampe RF à $f_{\text{th}}$ (fig. 5.8(a)) puis $f_{\text{CBE}}$ (fig. 5.8(b)). Les courbes en traits pleins représentent les fonctions de Bose qui ajustent au mieux les

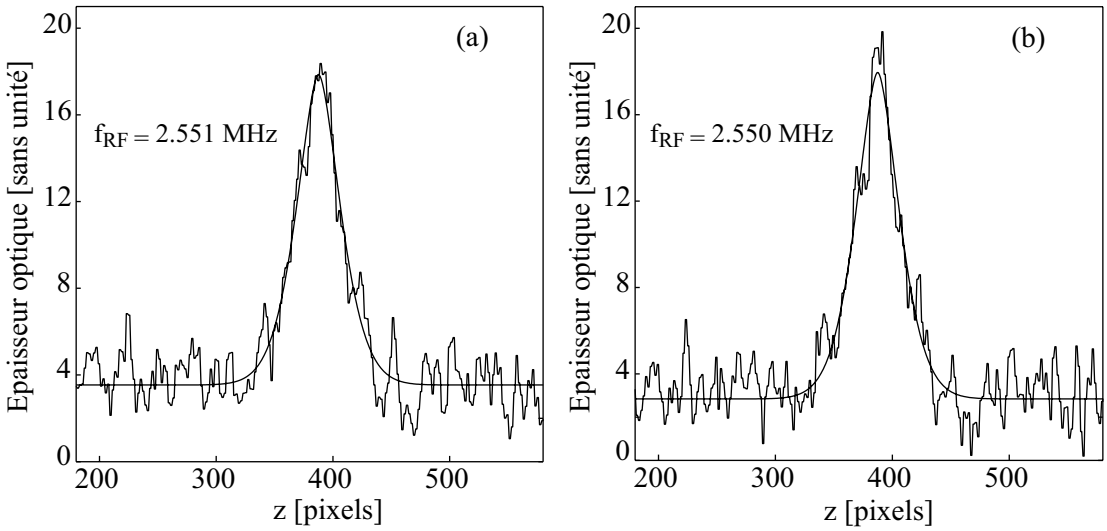


FIG. *5.8: Profil du nuage selon la direction longitudinale du piège, moyenné sur dix images, obtenu lorsque l'on stoppe la rampe RF à $f_{\text{th}}$ = 2.551 MHz (a) et $f_{\text{CBE}}$ = 2.550 MHz. Les courbes en traits pleins représentent les fonctions de Bose qui ajustent au mieux les données expérimentales. Sur le graphe (a), le profil du nuage est bien ajusté par une fonction de Bose, le nuage est purement thermique. Sur le graphe (b), la pointe au centre du profil du nuage est la signature de l'apparition d'un condensat, la transition de Bose est franchie.*

[2]Cette expression est valable dans le cas d'un gaz idéal. En présence d'interactions, la température critique calculée à partir de cette expression diffère de la température du nuage au seuil de condensation d'environ 10 % [99]

données expérimentales. La température du nuage au seuil de condensation est égale à $T_{\mathrm{CBE}} = 180 \pm 10$ nK. A partir de ce résultat, nous calculons le facteur correctif $\frac{1}{C^2_{\mathrm{exp}}}$ à apporter sur le nombre d'atomes. Nous obtenons $\frac{1}{C^2_{\mathrm{exp}}} = 1.18 \pm 0.18$[3].

Les résultats précédents ont été obtenus dans une configuration de la polarisation et de la fréquence du faisceau imageur telle que nous visualisons l'image directe du nuage avec un coefficient de Clebsch-Gordan effectif $C^2$ égal à 0.73 (§ 2.7.4). Le facteur correctif théorique à apporter sur le nombre d'atomes est donc égal à $\frac{1}{C^2} = 1.37$[4]. Cette valeur est à la limite supérieure de l'intervalle des valeurs de $\frac{1}{C^2_{\mathrm{exp}}}$.

Le paragraphe suivant est consacré à la caractérisation du condensat du point de vue des interactions. Nos conditions expérimentales sont telles que l'énergie cinétique des atomes n'est pas négligeable devant l'énergie d'interaction entre atomes au sein du condensat. Nous allons voir comment décrire le comportement d'un condensat de Bose-Einstein hors du régime de Thomas-Fermi.

### 5.3.3 Caractérisation du condensat hors du régime Thomas-Fermi

Dans la plupart des expériences de condensation de Bose-Einstein, les conditions sur le nombre d'atomes condensés et les paramètres du piège magnétique requises pour pouvoir négliger l'énergie cinétique des atomes devant leur énergie d'interaction et valider l'approximation de Thomas-Fermi (TF) sont réunies.

Les fréquences radiale et longitudinale calculées à partir du modèle du potentiel corrigé (§ 4.4) du piège magnétique à 15 G dans lequel nous obtenons le condensat, sont $\omega_{\mathrm{r}} = 2\pi \times 453$ Hz et $\omega_{\mathrm{l}} = 2\pi \times 14.1$ Hz. Nous obtenons un condensat contenant typiquement 2600 atomes. Dans ces conditions, le calcul du potentiel chimique du nuage à partir de l'équation (5.10) dans le régime Thomas-Fermi donne $\mu = 626$ Hz. L'inégalité $\mu \gg \frac{\omega_{\mathrm{r}}}{2\pi}$ n'est pas vérifiée et l'approximation de Thomas-Fermi n'est pas valable.

Il est possible de décrire le comportement d'un condensat de Bose-Einstein au-delà de l'approximation de Thomas-Fermi dans le cas d'un faible nombre d'atomes condensés, sans pour autant intégrer numériquement l'équation de Gross-Pitaevski, à partir d'une approche analytique théorique basée sur l'utilisation de facteurs correctifs des fréquences du potentiel de piégeage [98] dont nous présentons ici les principaux résultats.

L'idée générale de cette approche analytique consiste à introduire un hamiltonien d'essai pour décrire le comportement de la fonction d'onde de Gross-Pitaevski. L'énergie par particules calculée à partir de ce hamiltonien d'essai s'écrit

$$\frac{E}{N} = \sum_{i=1}^{3} \frac{\hbar\omega_{\mathrm{i}}}{2}\sqrt{\gamma_{\mathrm{i}}} + \frac{E_{\mathrm{TF}}(\tilde{\omega}_{\mathrm{x}}, \tilde{\omega}_{\mathrm{y}}, \tilde{\omega}_{\mathrm{z}})}{N}, \tag{5.22}$$

où $\tilde{\omega}_{\mathrm{i}} = \sqrt{1-\gamma_{\mathrm{i}}}\omega_{\mathrm{i}}$ et $\frac{E_{\mathrm{TF}}(\omega_{\mathrm{x}},\omega_{\mathrm{y}},\omega_{\mathrm{z}})}{N} = \frac{5}{14}\left(\frac{15}{4\pi}\omega_{\mathrm{x}}\omega_{\mathrm{y}}\omega_{\mathrm{z}}M^{\frac{3}{2}}gN\right)^{\frac{2}{5}}$, $g$ étant la constante d'interaction du système et $N$ le nombre de particules piégées. Le terme $E_{\mathrm{TF}}(\omega_{\mathrm{x}}, \omega_{\mathrm{y}}, \omega_{\mathrm{z}})$ est

[3] Dans ce manuscrit, l'ensemble des résultats relatifs aux nombres d'atomes mesurés expérimentalement sont donnés pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1, avant calibration du nombre d'atomes

[4] La largeur du spectre d'émission du laser imageur étant petite devant $\Gamma$ (§ 2.6.1), l'efficacité d'absorption ne dépend que du coefficient de Clebsch-Gordan effectif.

l'énergie du système dans le régime de Thomas-Fermi. Lorsque $\gamma_\mathrm{i} \to 0$, le premier terme correctif de l'équation (5.22) est faible, on est alors proche du régime de Thomas-Fermi. Il est possible de montrer que l'énergie par particule calculée à partir du hamiltonien d'essai est toujours inférieure ou égale à l'énergie par particule exacte tirée de l'équation de Ginzburg-Pitaevskii-Gross [98], quelles que soient les valeurs des paramètres $\gamma_\mathrm{i}$ entre 0 et 1. En conséquence, ce sont les paramètres $\gamma_\mathrm{i}$ qui maximisent l'énergie par particule donnée en équation (5.22) qui décrivent au mieux le comportement du système.

Connaissant les valeurs des paramètres $\gamma_\mathrm{i}$, il est possible de déterminer le potentiel chimique du nuage d'atomes, qui s'écrit

$$\mu = \sum_{i=1}^{3} \frac{\hbar\omega_\mathrm{i}}{2}\sqrt{\gamma_\mathrm{i}} + \mu_\mathrm{TF}(\tilde{\omega}_\mathrm{x}, \tilde{\omega}_\mathrm{y}, \tilde{\omega}_\mathrm{z}), \tag{5.23}$$

où $\mu_\mathrm{TF}(\omega_\mathrm{x}, \omega_\mathrm{y}, \omega_\mathrm{z}) = \frac{1}{2}\left(\frac{15}{4\pi}\omega_\mathrm{x}\omega_\mathrm{y}\omega_\mathrm{z}M^{\frac{3}{2}}gN\right)^{\frac{2}{5}}$ est l'expression du potentiel chimique dans le régime de Thomas-Fermi (éq. (5.10)).

Cette approche théorique permet d'étendre la description de l'expansion libre du condensat explicitée dans [86] au delà de l'approximation de Thomas-Fermi. Après expansion libre pendant un temps de vol $t$, le rapport d'aspect du condensat, défini comme le rapport des largeurs quadratiques moyennes du nuage et non pas comme celui des rayons de Thomas-Fermi, peut s'écrire

$$R(t) = \left(\frac{\overline{z^2}}{\overline{r^2}}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\lambda_\mathrm{l}(t)}{\lambda_\mathrm{r}(t)}\frac{\omega_\mathrm{l}\sqrt{1-\gamma_\mathrm{l}}}{\omega_\mathrm{r}\sqrt{1-\gamma_\mathrm{r}}}, \tag{5.24}$$

où $\lambda_\mathrm{r}(t)$ et $\lambda_\mathrm{l}(t)$ sont les paramètres explicités au paragraphe 5.1.3.3 faisant intervenir la fréquence radiale $\omega_\mathrm{r}$ non corrigée.

Les fréquences radiale et longitudinale du piège à 15 G dans lequel nous obtenons le condensat sont $\omega_\mathrm{r} = 2\pi\times$ 453 Hz et $\omega_\mathrm{l} = 2\pi\times$ 14.1 Hz. Pour une fréquence finale d'évaporation telle que l'on obtienne un condensat quasi-pur de 2600 atomes, les paramètres $\gamma_\mathrm{r} = \gamma_\mathrm{x} = \gamma_\mathrm{y}$ et $\gamma_\mathrm{l} = \gamma_\mathrm{z}$ qui maximisent l'énergie par particule donnée en équation (5.22) sont $\gamma_\mathrm{r} = 0.51$ et $\gamma_\mathrm{l} = 0.00$. La valeur de $\gamma_\mathrm{r}$ non négligeable devant 1 confirme le fait que nous sommes hors du régime de Thomas-Fermi. Le potentiel chimique du nuage calculé à partir de l'équation (5.23) est égal à 537 Hz.

Nous avons confronté les résultats expérimentaux relatifs à l'évolution de la taille du condensat pendant le temps de vol aux résultats théoriques attendus d'après l'analyse de A. L. Zubarev et Y. E. Kim. L'ellipticité du nuage est déterminée par un ajustement selon deux dimensions de la densité du nuage intégrée sur la direction du faisceau imageur, par une fonction de la forme énoncée en équation (5.20). Nous déterminons ainsi les rayons de Thomas-Fermi $r_\mathrm{y}$ et $r_\mathrm{z}$ du condensat et les tailles $\sigma_\mathrm{y}$ et $\sigma_\mathrm{z}$ du nuage thermique. Les tailles quadratiques moyennes du condensat étant proportionnelles aux rayons de Thomas-Fermi, nous pouvons déterminer l'ellipticité du condensat au sens de l'équation (5.24) à partir des paramètres $r_\mathrm{y}$ et $r_\mathrm{z}$ obtenu par l'ajustement de la densité du nuage avec la fonction énoncée en équation (5.20). La figure 5.9 représente l'évolution de l'ellipticité $\mathcal{E} = \frac{1}{R(t)} = \frac{r_\mathrm{y}}{r_\mathrm{z}}$ du nuage en fonction de la durée du temps de vol $t_{vol}$ après coupure du piège magnétique.

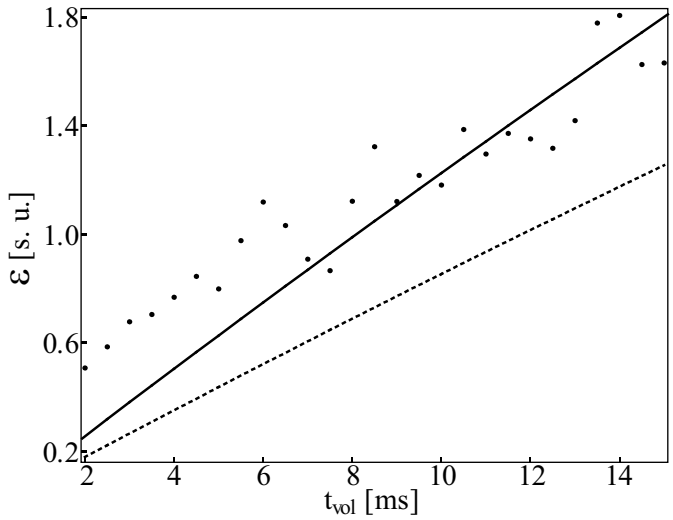


FIG. *5.9: Evolution de l'ellipticité $\mathcal{E} = \frac{\sigma_r}{\sigma_1}$ du nuage en fonction de la durée du temps de vol $t_{vol}$ après coupure du piège décomprimé à 15 G. La courbe en trait plein représente la variation d'ellipticité du condensat décrite par l'équation (5.24). La courbe en traits pointillés décrit la variation d'ellipticité du condensat dans le régime de Thomas-Fermi.*

Pendant le temps de vol, le nuage tombe sous l'effet de la gravité. Nous observons ici l'image directe du nuage (§ 2.7.3). Celle-ci se déplace pendant le temps de vol selon l'axe du faisceau imageur et sort du plan de focalisation du dispositif d'imagerie. La défocalisation entraîne une surrestimation de la taille du nuage qui se traduit par un terme multiplicatif sur les dimensions du nuage et n'intervient donc pas sur la valeur de son ellipticité. Ces données ont été prises avec une fréquence finale de la rampe d'évaporation telle que l'on obtienne un condensat quasi-pur de 2600 atomes. L'inversion d'ellipticité est attendue après un temps de vol de 7.9 ms d'après la théorie proposée par A. L. Zubarev et Y. E. Kim. La courbe en trait plein représente la variation d'ellipticité du condensat décrite par l'équation (5.24). La courbe en traits pointillés décrit la variation d'ellipticité du condensat dans le régime de Thomas-Fermi.

Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie approchée proposée par A. L. Zubarev et Y. E. Kim pour des temps de vol supérieurs à 7 ms environ mais pour des temps de vol inférieurs à cette limite, l'ellipticité mesurée expérimentalement est surestimée par rapport aux valeurs théoriques. A temps de vol court, le nuage s'étale sur quelques pixels seulement dans la direction radiale. Le profil observé résulte de la convolution du profil réel du nuage par une fonction créneau représentative de la détection par un pixel de la caméra. Cette convolution introduit un élargissement de la taille du nuage, qui devient non négligeable lorsque la taille réelle du nuage est de l'ordre de celle d'un pixel de la caméra. Pour estimer un ordre de grandeur de cet élargissement, nous supposons que la fonctions de détection par un pixel et le profil du nuage sont gaussiens de largeurs respectives $\sigma_{\text{pix}}$ et $\sigma_{\text{réel}}$. La largeur de l'image du nuage par la caméra est égale à $\sigma_{\text{img}} = \sqrt{\sigma_{\text{pix}}^2 + \sigma_{\text{réel}}^2}$. Pour un temps de vol de 2 ms, le nuage s'étale sur 6 pixels dans la direction radiale et 11

pixels dans la direction longitudinale. Les dimensions réelles du nuage sont d'après ce qui précède de 5.90 et 10.95 pixels, ce qui modifie l'ellipticité de 1 % environ. Cela ne suffit pas à justifier le décrochement des résultats expérimentaux par rapports à la loi théorique observé à temps de vol courts. Cependant, l'analyse théorique proposée par A. L. Zubarev et Y. E. Kim reste vérifiée avec une bonne approximation.

En conclusion, après avoir rapidement présenté les signatures de la condensation de Bose-Einstein, nous avons déterminé expérimentalement un encadrement de la température critique de condensation et calculé les valeurs du facteur correctif à apporter sur le nombre d'atomes mesuré expérimentalement pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1. Nous obtenons expérimentalement un facteur de correction sur le nombre d'atomes égal à $1.18 \pm 0.18$. Le calcul du facteur de correction relatif aux paramètres de notre système d'imagerie est à la limite supérieure de cet intervalle. Par ailleurs, nos conditions expérimentales sont telles que nous sommes en dehors du régime de Thomas-Fermi. Nous avons confronté nos résultats expérimentaux à l'analyse théorique proposée par A. L. Zubarev et Y. E. Kim pour décrire le comportement du condensat au-delà du régime de Thomas-Fermi. Ce modèle théorique reproduit bien l'évolution de la taille du condensat observée expérimentalement pour des temps de vol supérieurs à 7 ms.

Au cours de la mise en place de la phase de refroidissement évaporatif du nuage, nous avons observé expérimentalement un phénomène de fragmentation du nuage lorsque le centre du piège est proche de la surface et la température du piège suffisamment faible. Le prochain paragraphe présente les premières observations de ce phénomène.

## 5.4 Fragmentation

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit, il y a de nombreux avantages à travailler avec des micro-pièges réalisés à partir de fils microfabriqués déposés sur une surface. L'utilisation d'une microstructure permet en effet d'obtenir des confinement élevés en dissipant peu d'énergie et de réaliser des configurations de potentiels originales. Cependant, le fait de travailler avec une structure microscopique présente également certains inconvénients, qui pourraient bien freiner brusquement l'engouement observé récemment pour les expériences de manipulations d'atomes froids à l'aide de microstructures.

Nous nous contenterons d'évoquer ici le phénomène de fragmentation du nuage d'atomes observé lorsqu'on approche le nuage de la surface d'une puce dont les fils sont parcourus par un courant. Le groupe de C. Zimmermann a observé la fragmentation, en apparence périodique, d'un nuage thermique et d'un nuage condensé à l'approche de la surface de conducteurs de cuivre [100]. La taille caractéristique des motifs observés est de 200 à 300 $\mu$m. L'origine de la fragmentation a été démontrée [101] : la rugosité du potentiel au voisinage de la surface d'un fil est due à des inhomogénéïtés de la densité de courant qui circule dans le conducteur. Le groupe de W. Ketterle [102] confirme cette origine. Cependant, ils n'observent aucune fragmentation à l'approche du nuage d'un conducteur de cuivre ma-

croscopique, les différences entre les pièges macroscopique et microscopique étudiés étant la processus de fabrication des fils et une densité de courant plus faible dans le fil macroscopique. Le phénomène de fragmentation a également été observé à la surface de fils d'or [102] et d'aluminium [21]. L'origine physique des fluctuations de courant n'est pas bien élucidée. Une première hypothèse impliquant des instabilités à haute densité de courant a été démentie par le groupe de E. Hinds [21]. M. Lukin propose une interprétation liée à la rugosité des conducteurs [103]. La périodicité de la fragmentation n'est pas clairement démontrée. La dimension caractéristique des motifs observés semble indépendante de la géométrie des conducteurs. Une hypothèse consiste à penser qu'elle est liée au processus de fabrication des fils. La question de savoir si le phénomène de fragmentation est lié à un problème de physique fondamentale ou à une simple inhomogénéïté des conducteurs reste ouverte.

Nous avons observé un phénomène de fragmentation du nuage d'atomes lorsque le centre du piège est à une hauteur de l'ordre de quelques dizaines de micromètres au dessus de la surface de fils d'or épais de 8 $\mu$m et large de 50 $\mu$m typiquement. La fragmentation du nuage est nette lorsque la température du nuage est suffisamment faible, c'est à dire de l'ordre du micro-Kelvin. Nous nous contentons simplement ici de présenter les premières observations de ce phénomène. La figure 5.10(a) présente une image en absorption du nuage piégé magnétiquement dans un piège obtenu avec un courant de 299 mA et un champ magnétique de 14 G. La température du nuage est de 1.57 $\mu$K. Le nuage est déplacé sous l'effet d'un gradient de champ magnétique appliqué selon la direction longitudinale du piège de l'ordre de 1 G.cm$^{-1}$. Nous avons représenté sur le graphe (b) de la figure 5.10, la densité $n$ du nuage, intégrée selon les deux dimensions radiales du nuage et moyennée sur 20 images. Le graphe (c) de la figure 5.10 représente le profil du potentiel magnétique $U$ vu par les atomes en unité de température, selon la direction longitudinale du piège et moyenné sur 20 images. La rugosité du potentiel vu par les atomes n'est pas nettement périodique et la distance explorée par le nuage est trop faible par rapport à la période des oscillations éventuelles du potentiel pour que la transformée de Fourier du potentiel rugueux soit significative.

Une étude approfondie du phénomène de fragmentation du nuage que nous avons observé expérimentalement est actuellement menée par J. Estève et T. Schumm.

Pour conclure positivement, la rugosité du potentiel responsable de la fragmentation du nuage d'atomes à l'approche de la surface d'un conducteur métallique microscopique est due à des fluctuations de la densité de courant dans le conducteur. De ce fait, il est possible de s'affranchir simplement du phénomène de fragmentation en inversant périodiquement le sens du courant circulant dans le conducteur et du champ magnétique homogène à une fréquence grande devant le temps caractéristique du mouvement du centre de masse des atomes et en gardant constant le champ magnétique longitudinal au centre du piège. Les atomes voient ainsi un potentiel moyen dont la rugosité est très nettement diminuée. Ceci n'est pas possible avec un piège magnétique en Z car le champ magnétique longitudinal au centre du piège doit être créé par un dispositif indépendant du fil. Il faut par exemple considérer un guide rectiligne dont le confinement est assuré par des bobines macroscopiques ou des fils indépendants du fil principal et orthogonaux à celui-ci.

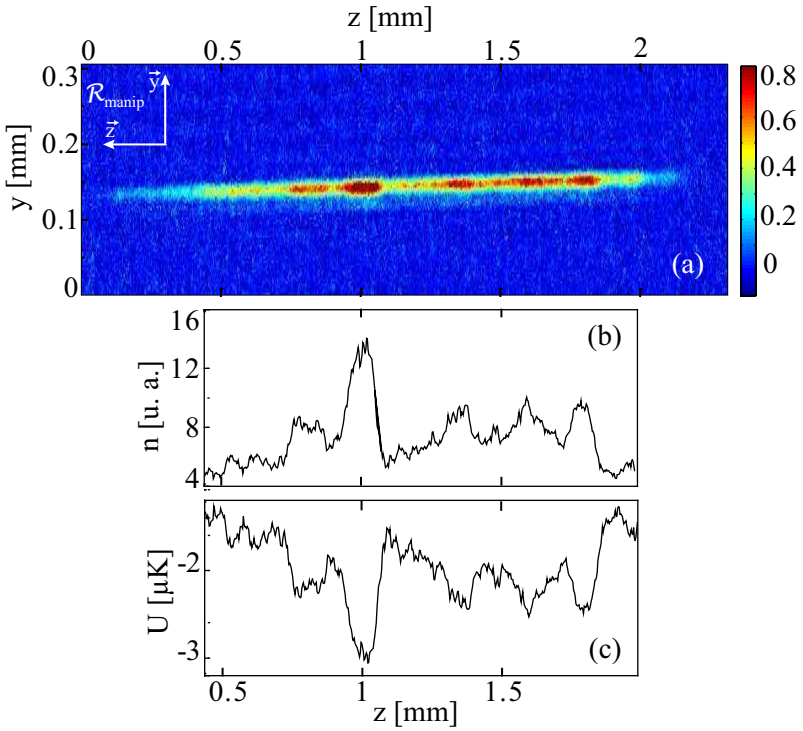


FIG. *5.10: (a) : Image en absorption du nuage piégé magnétiquement dans un piège obtenu avec un courant de 299 mA et un champ magnétique de 14 G. Le centre du piège est situé à 23 $\mu$m au-dessus de la surface de la puce. (b) : Densité $n$ du nuage intégrée selon les deux dimensions radiales du piège et moyennée sur 20 images. (c) : Profil du potentiel magnétique $U$ vu par les atomes selon la direction longitudinale du piège, en unité de température et moyenné sur 20 images.*

## 5.5 Conclusion

Au cours de la mise en place de l'étape de refroidissement évaporatif dans le piège magnétique en Z comprimé à 40 G, nous avons observé des pertes importantes d'atomes dues aux collisions à trois corps. Pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, il est nécessaire de diminuer la densité dans le piège avant de terminer la rampe d'évaporation. Pour cela, nous décomprimons le piège magnétique en diminuant l'amplitude du champ magnétique externe de 40 à 15 G. Pendant la phase de décompression du piège, la fréquence du couteau RF est constante et la valeur du potentiel au centre du piège augmente. Le phénomène d'évaporation se produit en continu et la transition de Bose est franchie pendant l'étape de décompression du piège magnétique. Nous obtenons typiquement un condensat contenant quelques milliers d'atomes. Nous avons calibré le nombre d'atomes piégés en mesurant le température du nuage au seuil de condensation. Nous évaluons le facteur correctif à appliquer sur le nombre d'atomes à $1.18 \pm 0.18$. Le facteur correctif théorique calculé à partir des paramètres de notre système d'imagerie égal à 1.37 est à la limite supérieure de l'intervalle des valeurs expérimentales. Nos conditions expérimentales sont telles que nous ne sommes pas dans le régime de Thomas-Fermi. Cependant, l'analyse

théorique proposée par A. L. Zubarev et Y. E. Kim pour décrire le comportement d'un condensat contenant peu d'atomes au-delà de l'approximation de Thomas-Fermi reproduit bien les résultats expérimentaux relatifs à l'expansion du nuage condensé. Pour terminer ce chapitre, nous avons évoqué le phénomène de fragmentation du nuage à l'approche de la surface des microfils récemment observé sur notre dispositif expérimental. Une étude plus approfondie du phénomène est actuellement en cours.

# Conclusion

Nous avons réalisé un condensat de Bose-Einstein d'un gaz dilué de $^{87}$Rb sur une microstructure. Nous utilisons des fils d'or déposés par microlithographie sur un substrat de silicium. Notre source d'atomes est un filament de rubidium que nous utilisons en régime pulsé. Nous chargeons 3 $10^7$ atomes dans un piège magnéto-optique dont le champ magnétique est créé par des bobines macroscopiques pour bénéficier d'un large volume de capture. Le nuage est localisé à quelques millimètres de la surface de la puce. Nous transférons 83 % des atomes dans un piège magnéto-optique dont le champ est en partie créé par un fil en forme de U déposé sur la puce, qui est centré à 500 $\mu$m de la surface environ et qui est superposé par construction au piège magnétique. Après une étape de mélasse optique, les atomes sont pompés optiquement dans l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et nous piégeons 3.6 $10^6$ atomes dans une configuration de potentiel utilisant le champ magnétique créé par un fil en forme de Z. Nous utilisons un microfil déposé sur la puce comme antenne pour appliquer l'onde RF pendant la phase de refroidissement évaporatif. Nous obtenons un condensat contenant typiquement plusieurs milliers d'atomes à environ 250 $\mu$m de la surface de la puce en 15 s environ. Nos conditions expérimentales sont telles que nous sommes hors du régime de Thomas-Fermi.

Une difficulté inattendue s'est présentée au cours de la construction du dispositif expérimental, lorsque nous avons tenté de planariser la surface de la puce utilisée comme miroir pour réfléchir les faisceaux du piège magnéto-optique. L'utilisation du BCB donne un état de surface correct, mais le résultat est loin d'être parfait car le relief à lisser est trop important. La qualité de la surface de la puce limite le nombre d'atomes que nous parvenons à charger dans le piège magnéto-optique. Il est donc important d'améliorer la planéïté de la puce pour les expériences à venir. Nous étudions actuellement avec l'aide de l'atelier du verre de l'Institut d'Optique, la possibilité de polir le BCB. Les premiers résultats montrent que, s'il est effectivement possible de polir ce matériau, l'adhérence du BCB au substrat n'est pas suffisante et le BCB s'arrache par plaques au cours du polissage. Nous envisageons de nouveaux essais en utilisant des matériaux abrasifs différents. Par ailleurs, nous expérimentons actuellement une nouvelle méthode de fabrication consistant à graver le silicium pour faire croître les fils d'or à l'intérieur de sillons et limiter ainsi le relief sur la surface de la puce. Ce procédé de fabrication présente un autre avantage important qui est l'amélioration de l'évacuation de la chaleur dissipée par le passage du courant dans les microfils.

L'expérience que nous avons réalisée s'inscrit dans un contexte d'évolution de la recherche en physique atomique vers le développement de dispositifs miniaturisés et intégrés pour générer et manipuler une onde de matière cohérente. Cette voie est prometteuse car elle associe les techniques utilisées pour manipuler les atomes froids, qui sont de mieux en mieux maîtrisées, aux procédés de microfabrication qui sont en plein développement et qui offrent d'immenses possibilités pour créer des dispositifs de contrôle des atomes.

Cependant, le fait de travailler avec une structure microscopique présente certains inconvénients. Nous avons déjà évoqué à la fin de ce manuscrit, le phénomène de fragmentation observé lorsqu'on approche le nuage de la surface de la puce. L'origine physique de l'inhomogénéïté de la densité de courant dans les micro fils, responsable de la rugosité du potentiel à la surface des conducteurs, n'est pas clairement établie. Il est possible de s'affranchir de ce phénomène en inversant périodiquement le sens du courant qui circule dans le conducteur et du champ magnétique homogène qui constitue le piège magnétique, à une fréquence grande devant le temps caractéristique du mouvement du centre de masse des atomes et en gardant le champ magnétique longitudinal constant au centre du piège. Les atomes voient alors un potentiel moyen dont la rugosité est très nettement diminuée.

Par ailleurs, l'utilisation d'une microstructure implique de manipuler un nuage dont la température est de l'ordre de 100 nK à une distance de quelques dizaines de micromètres d'une surface à température ambiante. Cela représente un travail difficile, les problèmes rencontrés étant à la fois d'origines technique et fondamentale. En effet, après élimination des pertes et du phénomène de chauffage d'origine technique observés lorsqu'on approche un nuage de la surface de la puce [100] [102], un mécanisme de pertes fondamental a été récemment mis en évidence [21] [91]. Cet effet, prédit par C. Henkel *et al.* [104], est lié à des fluctuations de champ magnétique au voisinage de la surface de la puce, dues à des fluctuations thermiques de courant dans les conducteurs. A température ambiante, les fréquences RF de ces perturbations ont une amplitude suffisante pour provoquer des pertes d'atomes par transitions vers des états non-piégeants avec un taux de $1\ \mathrm{s}^{-1}$. Les fréquences de ces fluctuations voisines des fréquences du potentiel de piégeage pourraient provoquer un éventuel chauffage du nuage [104], ceci n'ayant encore jamais été observé expérimentalement. Une solution simple pour s'affranchir des fluctuations de champ magnétique au voisinage de la puce consiste à limiter la distance du nuage à la surface de la puce à une valeur telle que la durée de vie des atomes soit suffisante. On peut également penser à diminuer le diamètre des fils à une dimension inférieure à l'épaisseur de peau du conducteur pour minimiser l'amplitude des fluctuations de courant. Le problème se transpose alors rapidement sur l'évacuation de l'énergie dissipée par la circulation du courant dans les microfils pour laquelle l'utilisation de matériaux supra-conducteurs peut être une solution. Enfin, il a été proposé de refroidir la puce pour limiter les fluctuations de courant [105]. La génération des structures piégeantes microscopiques utilisant des potentiels dipolaires [106] représente une alternative intéressante pour la réalisation de puces à atomes et la pérennité de la progression de la recherche en physique atomique vers la miniaturisation et l'intégration.

De nombreuses questions encore sans réponses nous empêchent de prévoir avec certitude l'avenir de la nouvelle voie de la recherche en physique atomique qui se dessine aujourd'hui. Malgré cela, l'engouement pour les expériences liées à la miniaturisation des dispositifs de

manipulations d'atomes froids ne faiblit pas, car l'utilisation de microstructures ouvrent des perspectives expérimentales immenses.

Dans un premier temps, nous allons essayer d'observer les oscillations des populations de deux nuages piégés dans un double puits de potentiel par effet Josephson. Ceci nécessite de contrôler la hauteur de la barrière entre les deux puits de potentiel à mieux que 100 mG. Nous allons pour cela modifier le dispositif expérimental en plaçant notamment l'enceinte à vide à l'intérieur d'un blindage magnétique.

On peut également penser à exploiter le phénomène de fragmentation observé lorsqu'on approche un nuage d'atomes de la surface des conducteurs comme source de potentiel aléatoire pour étudier l'évolution des interactions entre atomes en présence de désordre.

Dans un futur proche, un objectif intéressant serait bien évidemment de parvenir à charger un interféromètre atomique guidé avec un condensat de Bose-Einstein. Ceci implique tout d'abord de réaliser une séparatrice à atomes qui préserverait la cohérence du nuage, en exploitant un couplage tunnel entre deux guides par exemple, ou en séparant spatialement un guide en deux. La réalisation d'un interféromètre atomique présente un double intérêt. En effet, un tel dispositif permettrait tout d'abord de mesurer des forces inertielles et gravitationnelles avec une très grande sensibilité. Mais, il pourrait être également exploité dans des expériences de physique fondamentale pour étudier le phénomène de décohérence d'un condensat dû à la présence de la surface de la puce ou plus généralement au couplage des atomes à leur milieu environnant.

L'utilisation d'une microstructure offre par ailleurs la possibilité de réaliser des potentiels très anisotropes. Les puces à atomes constituent de ce fait des outils très intéressants pour l'étude de la physique des condensats de Bose-Einstein à une dimension. La variété des configurations de potentiel que l'on peut réaliser avec une microstructure offre par exemple des opportunités complémentaires dans l'étude des fluctuations de phase d'un condensat très anisotrope [107]. Une idée très récente soulevée par G. V. Shlyapnikov consiste à charger un réseau de piège très anisotropes dont on contrôle la hauteur de la barrière entre les pièges du réseau. Dans le cas d'un couplage fort entre les pièges du réseau, on obtient un condensat à deux dimensions. Dans le cas d'un faible couplage, on obtient un réseau de quasi-condensats. Il serait alors intéressant d'étudier la transition d'un réseau de quasi-condensats à un condensat à deux dimensions pour comprendre l'établissement de la cohérence du condensat à deux dimensions. On peut également imaginer créer des potentiels suffisamment anisotropes pour observer la transition de phase à une dimension ou atteindre le régime de Tonks sur une microstructure. Il faudrait dans ce cas utiliser un réseau de pièges anisotropes pour augmenter le signal expérimental.

Dans un autre registre, les dispositifs microscopiques de manipulations d'atomes froids sont de bons candidats pour l'informatique quantique. Les membres du réseau Acquire ont récemment proposé d'utiliser des micropièges à atome unique pour réaliser des q-bits. En associant le phénomène de piégeage magnétique, qui dépend de l'état interne de l'atome, et le phénomène de piégeage électrostatique, qui lui ne dépend pas de l'état interne de l'atome, il est possible, d'un point de vue théorique, de séparer ou de faire interagir deux atomes dans le même état interne en fonction de leur état interne. Un tel système permettrait de faire interagir ou non des atomes dans le même état interne en fonction de leur état interne et pourrait être exploité pour réaliser des portes logiques par exemple.

Certes, le chemin à parcourir pour réaliser de telles expériences est long et difficile. Mais l'évolution des expériences de physique atomique vers le développement de microstructures

s'annonce très prometteuse. On peut imaginer que la puce à atomes de demain permettra de disposer d'une source d'atomes froids fiable et d'un processus de chargement efficace, de guides monomodes pour un transport cohérent des atomes, des micropièges à atome unique "mobiles" sur la surface de la puce pour pouvoir intriquer les atomes piégés et un dispositif de détection sensible à l'état interne des atomes...

Jérôme et Thorsten, au travail !

# Annexe A

# Données sur le $^{87}$Rb

Les alcalins sont de bons candidats pour la manipulation par laser car ils possèdent une transition atomique fermée accessible aux sources laser courantes. Nous utilisons essentiellement la raie D2 de l'isotope 87 de l'atome de rubidium. Nous précisons ici les valeurs de quelques paramètres caractéristiques de l'interaction atome-laser pour le $^{87}$Rb.

**Paramètres généraux**

- Masse : M = 1.44 $10^{-25}$ kg
- Longueur de diffusion : $a \simeq 5.7$ nm
- Section efficace de collisions : $\sigma_{\text{col}}$= 8 $\pi a^2 \simeq$ 7 $10^{-16}$ m$^2$

**Transition D1**

- Longueur d'onde dans le vide : $\lambda$= 794.76 nm

**Transition D2**

- Longueur d'onde dans le vide : $\lambda = \frac{2\pi}{k}$= 780.02 nm
- Largeur naturelle de l'état excité : $\frac{\Gamma}{2\pi}$ = 5.89 $10^6$ MHz
- Vitesse de recul : $v_{\text{rec}} = \frac{\hbar k}{M}$ = 6.02 mm.s$^{-1}$
- Intensité de saturation : $I_{\text{sat}} = \pi \frac{hc}{3} \frac{\Gamma}{\lambda^3}$ = 1.62 mW.cm$^{-2}$
- Constante de collisions à trois corps dans $|F = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$ : $C_{3\text{c}}$ = 1.8 $10^{-29}$ cm$^{-26}$.s$^{-1}$

**Schéma des transitions atomiques**

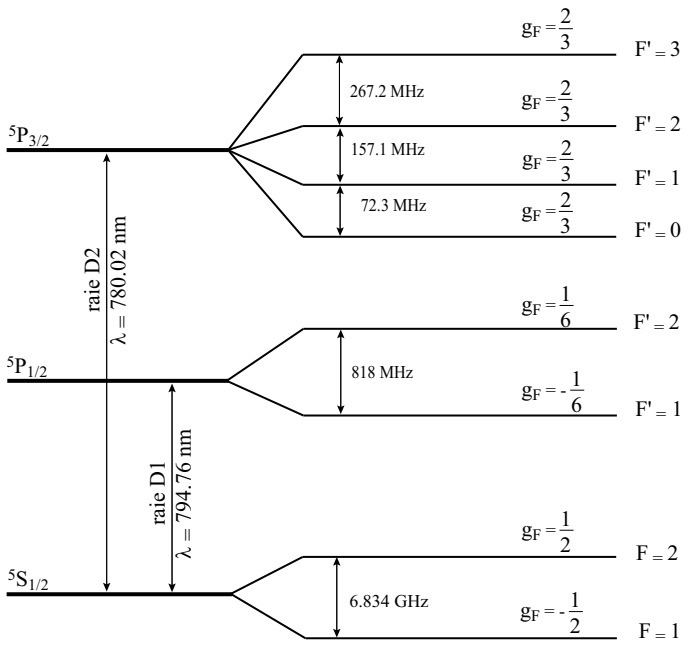


FIG. *A.1: Structure hyperfine de l'atome de $^{87}Rb$. Les facteurs de Landé des niveaux hyperfins sont indiqués. La transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ éclairée par une onde de polarisation $\sigma_+$ est une transition fermée.*

# Annexe B

# Modèle analytique du champ magnétique créé par une configuration en Z

Nous avons choisi de modéliser le fil en Z comme indiqué sur la figure B.1 : le fil central est un fil infiniment fin de longueur $L_Z$ égale à 2.84 mm, les deux bras du fil sont deux fils infiniment fins et semi-infinis distants de $L_Z$. Nous travaillons dans le repère $\mathcal{R}$ de la figure B.1. On note $\vec{e}_z$ la direction du fil central dans le sens du courant, $\vec{e}_x$, celle des bras du

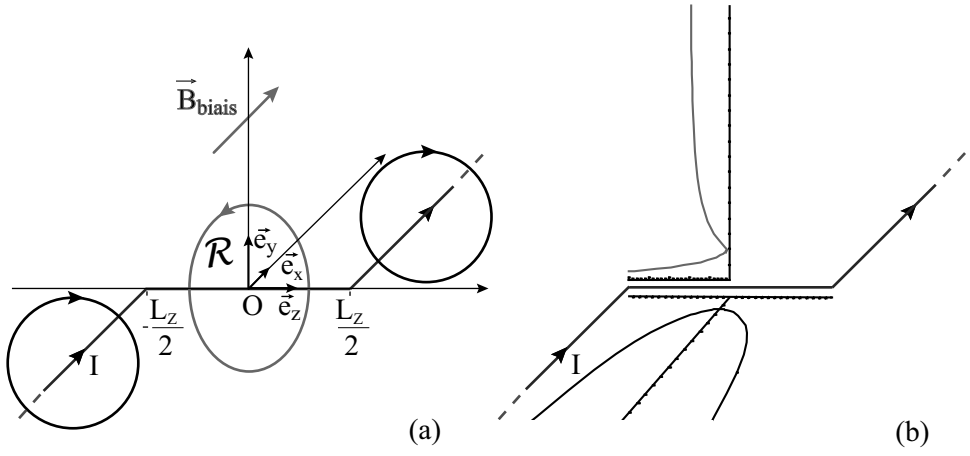


FIG. *B.1: (a) Principe du piège magnétique utilisant une configuration en Z. (b) L'association du champ magnétique créé par le fil principal et du champ magnétique homogène $\vec{B}_{\text{biais}}$ assure le confinement radial. Les deux bras du fil en Z assurent le confinement longitudinal*

.

fil dans le sens du courant, et $\vec{e}_{\mathrm{y}}$ la direction orthogonale au plan des fils tel que le repère $(\vec{e}_{\mathrm{x}}, \vec{e}_{\mathrm{y}}, \vec{e}_{\mathrm{z}})$ soit orthonormé direct. Le centre du repère est pris au centre de symétrie 0 du fil en Z. Dans la suite de cette section, nous conserverons le repère $\mathcal{R}$ comme référentiel de travail.

Le modèle simple du fil en Z utilisant des fils de section nulle permet d'obtenir une expression analytique du champ $\vec{B}_{\mathrm{Z}}$ créé par le fil en Z en tout point $(x, y, z)$ de l'espace. Posons $d_- = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - \frac{L_{\mathrm{Z}}}{2})^2}$ et $d_+ = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + \frac{L_{\mathrm{Z}}}{2})^2}$. Le champ magnétique créé par un fil en Z parcouru par un courant $I$ associé à un champ magnétique homogène $\vec{B}_{\mathrm{biais}}$ orthogonal à la partie centrale du fil, s'écrit $\vec{B}_{\mathrm{Z}} = (B_{\mathrm{x}}, B_{\mathrm{y}}, B_{\mathrm{z}})$ avec

$$B_{\mathrm{x}} = B_{\mathrm{biais}} - \frac{I\mu_0}{8\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} \left( \frac{L_{\mathrm{Z}} + 2z}{d_-} + \frac{L_{\mathrm{Z}} - 2z}{d_+} \right), \tag{B.1}$$

$$\begin{aligned} B_{\mathrm{y}} = \frac{I\mu_0}{2\pi} & \left( \frac{L_{\mathrm{Z}} + 2z}{4y^2 + 4x(x + d_-) + (L_{\mathrm{Z}} + 2z)^2} + \frac{L_{\mathrm{Z}} - 2z}{4y^2 + 4x(x - d_+) + (L_{\mathrm{Z}} - 2z)^2} \right) \\ & + \frac{I\mu_0}{8\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} \left( \frac{L_{\mathrm{Z}} + 2z}{d_-} + \frac{L_{\mathrm{Z}} - 2z}{d_+} \right) \end{aligned} \tag{B.2}$$

et

$$B_{\mathrm{z}} = \frac{I\mu_0}{\pi} y \left( \frac{1}{4y^2 + 4x(x + d_-) + (L_{\mathrm{Z}} + 2z)^2} + \frac{1}{4y^2 + 4x(x - d_+) + (L_{\mathrm{Z}} - 2z)^2} \right). \tag{B.3}$$

# Annexe C

# Fractions d'intensité des polarisations $\sigma+$, $\sigma^-$ et $\pi$ du faisceau imageur

La figure C.1 présente la configuration des polarisations du faisceau imageur avant et après réflexion sur la surface de la puce.

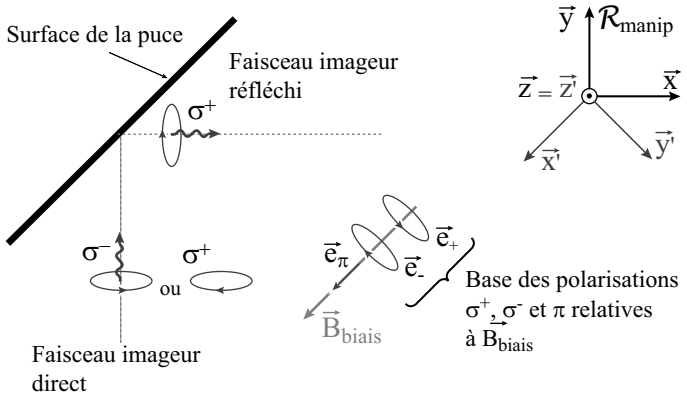


FIG. *C.1: Configuration des polarisations du faisceau imageur avant et après réflexion sur la surface de la puce.*

La polarisation du faisceau imageur direct, c'est à dire avant réflexion sur la surface de la puce, est circulaire autour de l'axe $\vec{e}_y$ (fig. C.1) du référentiel $\mathcal{R}_{\text{manip}}$ et nous contrôlons le sens de la circularité grâce à une lame demi-onde placée sur le trajet du faisceau imageur (§ 2.7). Supposons dans un premier temps que la polarisation du faisceau imageur direct est

circulaire positive par rapport à $\vec{e}_{\mathrm{y}}$. Le champ électromagnétique de l'onde laser incidente s'écrit $\vec{E}_{\mathrm{d}} = E_0 Re(e^{-i\omega t}\vec{\epsilon}_{\mathrm{d}})$ avec

$$\vec{\epsilon}_{\mathrm{d}} = -\frac{\vec{z} + i\vec{x}}{\sqrt{2}} \tag{C.1}$$

dans le repère $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$. Nous pouvons réécrire ce champ dans la base orthonormée standard ($\vec{e}_+$, $\vec{e}_-$, $\vec{e}_\pi$) des polarisations circulaires positive, négative et linéaire $\pi$ relatives à la direction de $\vec{B}_{\mathrm{biais}}$, définies par

$$\vec{e}_+ = -\frac{\vec{y}' + i\vec{z}'}{\sqrt{2}}, \tag{C.2}$$

$$\vec{e}_- = \frac{\vec{y}' - i\vec{z}'}{\sqrt{2}} \tag{C.3}$$

et

$$\vec{e}_\pi = \vec{x}', \tag{C.4}$$

où les axes ($\vec{x}'$, $\vec{y}'$, $\vec{z}'$) sont définis par rapport aux axes du référentiel $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$ par $\vec{x}' = -\frac{\vec{x}+\vec{y}}{\sqrt{2}}$, $\vec{y}' = \frac{\vec{x}-\vec{y}}{\sqrt{2}}$ et $\vec{z}' = \vec{z}$ (fig. C.1). On obtient

$$\vec{\epsilon}_{\mathrm{d}} = -\frac{i}{2}\left(\left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\vec{e}_+ + \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\vec{e}_- - \vec{e}_\pi\right). \tag{C.5}$$

Les fractions d'intensité de polarisation $\sigma^+$, $\sigma^-$ et $\pi$ du faisceau imageur direct sont respectivement $\frac{I_{\sigma+}}{I_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{4}(1 - \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.021$, $\frac{I_{\sigma-}}{I_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{4}(1 + \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.729$ et $\frac{I_\pi}{I_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{4} = 0.250$.

Après réflexion sur la surface de la puce, l'hélicité de la polarisation du faisceau imageur est conservée et sa polarisation est circulaire négative par rapport à l'axe $\vec{e}_{\mathrm{x}}$ de $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$. Le champ électromagnétique de l'onde laser réfléchie s'écrit $\vec{E}_{\mathrm{r}} = E_0 Re(e^{i\omega t}\vec{\epsilon}_{\mathrm{r}})$

$$\vec{\epsilon}_{\mathrm{r}} = \frac{\vec{y} - i\vec{z}}{\sqrt{2}} \tag{C.6}$$

dans le repère $\mathcal{R}_{\mathrm{manip}}$. Dans la base ($\vec{e}_+$, $\vec{e}_-$, $\vec{e}_\pi$), cette expression devient

$$\vec{\epsilon}_{\mathrm{r}} = \frac{1}{2}\left(\left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\vec{e}_+ - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\vec{e}_- - \vec{e}_\pi\right). \tag{C.7}$$

Les fractions d'intensité de polarisation $\sigma^+$, $\sigma^-$ et $\pi$ du faisceau imageur réfléchi sont respectivement $\frac{I_{\sigma+}}{I_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{4}(1 + \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.729$, $\frac{I_{\sigma-}}{I_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{4}(1 - \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.021$ et $\frac{I_\pi}{I_{\mathrm{tot}}} = \frac{1}{4} = 0.250$.

Supposons à présent que la polarisation du faisceau imageur avant réflexion sur la surface est circulaire négative par rapport à $\vec{e}_{\mathrm{y}}$. Le champ électromagnétique de l'onde laser incidente s'écrit $\vec{E}_{\mathrm{d}} = E_0 Re(e^{i\omega t}\vec{\epsilon}_{\mathrm{d}})$ avec

$$\vec{\epsilon}_{\mathrm{d}} = \frac{\vec{z} - i\vec{x}}{\sqrt{2}} \tag{C.8}$$

dans le repère $\mathcal{R}_{\text{manip}}$. Dans la base $(\vec{e}_+, \vec{e}_-, \vec{e}_\pi)$, cette expression devient

$$\vec{\epsilon}_{\text{d}} = \frac{i}{\sqrt{2}} \left( \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \vec{e}_+ + \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \vec{e}_- + \vec{e}_\pi \right). \tag{C.9}$$

Les fractions d'intensité de polarisation $\sigma^+$, $\sigma^-$ et $\pi$ du faisceau imageur deviennent respectivement $\frac{I_{\sigma^+}}{I_{\text{tot}}} = \frac{1}{4}(1 + \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.729$, $\frac{I_{\sigma^-}}{I_{\text{tot}}} = \frac{1}{4}(1 - \frac{1}{\sqrt{2}})^2 = 0.021$ et $\frac{I_\pi}{I_{\text{tot}}} = \frac{1}{4} = 0.250$.

# Bibliographie


[1] A. Pais. Subtle is the Lord... The Science and the Life of Albert Einstein (Oxford University Press, 1982).

[2] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wienman and E. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science* **269**, 198 (1995).

[3] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a gaz of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

[4] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet and R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gaz with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).

[5] S. Choi and K. Burnett. Atom optical elements for Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A* **56**, 3825 (1997).

[6] I. Bloch, T. W. Hänsch and T. Essingler. Atom laser with a cw output coupler. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999).

[7] M. R. Andrews, C. G. Twonsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle. Observation of interferences between two Bose-Einstein condensates. *Science* **275**, 637 (1997).

[8] Y. Shin, M. Saba, T. A. Pasquini, W. Ketterle, D. A. Pritchard and A. E. Leanhardt. Atom interferometry with Bose-Einstein condensates in a double-well potential, cond-mat/0306305 (2003).

[9] J. Schmiedmayer. Guiding and trapping a neutral atom on a wire. *Phys. Rev. A* **52**, R13 (1995).

[10] J.Schmiedmayer and A. Scrinzi. Classical and quatum binding of a particle with arbitrary spin in the magnetic field of a current-carrying wire : a simple guide for atoms. *Quantum. Semiclass. Opt.* **8**, 693 (1996).

[11] J. Denschlag, D. Cassettari and J. Schmiedmayer. Guiding neutral atoms with a wire. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 10 (1998).

[12] M. Key, I. G. Hugues, W. Rooijakkers, B. E. Sauer and E. A. Hinds. Propagation of cold atoms along a miniature magnetic waveguide. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1371 (2000).

[13] J. A. Sauer, M. D. Barrett and M. S. Chapman. Storage ring for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 270401 (2001).

[14] J. Fortágh, A. Grossmann and C. Zimmermann and T. W. Hänsch. Miniaturized wire trap for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5310 (1998).

[15] J. H. Thywissen, M. Olshanii, G. Zabow, M. Drndić, R. M. Westervelt and M. Prentiss. Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms. *Eur. Phys. J. D* **7**, 361 (1999).

[16] D. Müller, D. Z. Anderson, R. J. Grow, P. D. D. Schwindt and E. A. Cornell. Guiding neutral atoms around curves with lithographically patterned current-carrying wires. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5194 (1999).

[17] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith M. Drndić, R. M. Westervelt and M. Prentiss. Guiding neutral atoms on a chip. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).

[18] J. Rachel, W. Hänsel and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).

[19] A. Haase, D. Cassettari, B. Hessmo and J. Schmiedmayer. Trapping neutral atoms with a wire. *Phys. Rev. A* **64**, 043405 (2001).

[20] J. Fortágh, H. Ott, G. Schlotterbeck and C. Zimmermann. Microelectromagnets for trapping and manipulating ultracold atomic quantum gases. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1146 (2002).

[21] M. P. A. Jones, C. J. Vale, B. V. Hall and E. A. Hinds. Spin coupling between cold atoms and the thermal fluctuations of a metal surface. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 080401 (2003).

[22] D. Müller, E. A. Cornell, D. Z. Anderson and E. R. I. Abraham. Guiding laser-cooled atoms in hollow core fibers. *Phys. Rev. A* **61**, 033411 (2000).

[23] E. A. Hinds and I. G. Hugues. Magnetic atom optics : mirrors, guides, traps and chips for atoms. *J. Phys. D* **32**, R119 (1999).

[24] W. Rooijakkers , M. Vengalatorre and M. Prentiss. Ferromagnetic waveguide for atoms interferometry, dans *ICOLS proceedings*(World Scientific, 2001).

[25] M. Vengalatorre, W. Rooijakkers and M. Prentiss. Ferromagnetic atom guide with *in situ* loading. *Phys. Rev. A* **66**, 053403 (2002).

[26] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff and T. W. Hänsch. Applications of integrated magnetic microtaps. *Appl. Phys. B* **72**, 81 (2001).

[27] R. Folmann, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier and J. Schmiedmayer. Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces : atom chips. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4749 (2000).

[28] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch and T. Essingler. Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance. *Phys. Rev. A* **63**, 031401(R) (2001).

[29] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff and T. W. Hänsch. Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608 (2001).

[30] D. Cassettari, B. Hessmo, R. Folmann, T. Maier and J. Schmiedmayer. Beam splitter for guided atoms. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5483 (2000).

[31] D. Müller, E. A. Cornell, M. Prevedelli, P. D. D. Schwindt, A. Zozulya and D. Z. Anderson. Waveguide atom beam splitter for laser-cooled neutral atoms. *Opt. Lett.* **25**, 1382 (2000).

[32] D. Müller, E. A. Cornell, M. Prevedelli, P. D. D. Schwindt, Y.-J. Wang and D. Z. Anderson. Magnetic switch for integrated atom optics. *Phys. Rev. A* **63**, 041602 (2001).

[33] E. A. Hinds, C. J. Vale and M. G. Boshier. Two-wire waveguide and interferometer for cold atoms. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1462 (2001).

[34] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff and T. W. Hänsch. Trapped atom interferometer in a magnetic microtrap. *Phys. Rev. A* **64**, 063607 (2001).

[35] E. Andersson, T. Calarco, R. Folman, M. Andersson, B. Hessmo and J. Schmiedmayer. Multimode interferometer for guided matter waves. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 100401 (2002).

[36] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch and J. Reichel. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature* **413**, 498 (2001).

[37] H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann and C. Zimmermann. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).

[38] S. Schneider, A. Kasper, Ch. vom Hagen, M. Bartenstein, B. Engeser, T. Schumm, I. Bar-Joseph, R. Folman, L. Feenstra and J. Schmiedmayer. Bose-Einstein condensation in a simple microtrap. *Phys. Rev. A* **67**, 023612 (2003).

[39] Le groupe d'E. A. Cornell à Jila a également observé la condensation de Bose-Einstein d'un gaz de rubidium sur une micropuce.

[40] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, W. Ketterle and D. E. Pritchard. Propagation of Bose-Einstein condensates in a magnetic waveguide. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002).

[41] C. Cohen-Tannoudji. Cours donnés au Collège de France, (1996-97).

[42] W. H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic field. *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181 (1984).

[43] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman and H. J. Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).

[44] J. Schwinger. On nonadiabatic processes in inhomogeneous fields. *Phys. Rev.* **51**, 648 (1937).

[45] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher and E. A. Cornell. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).

[46] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Surfee, D.M. Kurn and W. Ketterle. Bose-Einstein condenstaion in a gaz of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).

[47] D. E. Pritchard. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1 (1983).

[48] U. Ernst and A. Marte and F. Schreck and J. Schuster and G. Rempe. Bose-Einstein condensation in a pure ioffe-pritchard field configuration. *Europhys. Lett.* **41**, 1 (1998).

[49] M.-O. Mewes, M. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Surfee and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).

[50] C. Myatt, E. A. Burt, W. Ghrist, E. A. Cornell and C. E. Wieman. Production of two overlapping Bose-Einsteincondensates by sympathetic cooling. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 586 (1997).

[51] L. V. Hau, B. D. Busch, C. Liu, Z. Dutton, M. M. Burns and J. A. Golovchenko. Near-resonant spatial images of confined Bose-Einstein condensates in a 4-Dee magnetic bottle. *Phys. Rev. A* **58**, R54 (1998).

[52] T. Esslinger, I. Bloch and T. W. Hänsch. Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe configuration trap. *Phys. Rev. A* **58**, R2664 (1998).

[53] A. Robert. Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes d'hélium métastable. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris XI*, (2001).

[54] J. J. Tollett, C. C. Bradley, C. A. Sackett and R. G. Hulet. Permanent magnet trap for cold atoms. *Phys. Rev. A* **51**, R22 (1995).

[55] B. Desruelle, V. Boyer, P. Bouyer, G. Birkl, M. Lécrivain, F. Alves, C. I. Westbrook and A. Aspect. Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet. *Eur. Phys. J. D* **1**, 255 (1998).

[56] R. Frisch and E. Segre. Über die einstellung der richtungsquantelung. *Z. f. Physik* **75**, 610 (1933).

[57] A. Browaeys. Piégeage magnétique d'un gaz d'hélium métastable : vers la condensation de Bose-Einstein. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris VI*, (2000).

[58] Y. Le Coq. Condensats de Bose-Einstein et lasers à atomes. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris XI*, (2002).

[59] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag and C. Henkel. Microscopic atom optics : from wires to an atom chip. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 263 (2002).

[60] L. Landau and E. Lifchitz. Physique théorique, **tome 1** (Editions MIR MOSCOU, 1996).

[61] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. A. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).

[62] J. Fortágh, A. Grossmann, T. W. Hänsch and C. Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *J. Appl. Phys.* **84**, 6499 (1998).

[63] U. D. Rapol, A. Wasan and V. Natarajan. Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source. *Phys. Rev. A* **64**, 023402 (2001).

[64] M. Drndić, K. S. Johnson, J. H. Thywissen, M. Prentiss and R. M. Westervelt. Micro-electromagnets for atom manipulations. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2906 (1998).

[65] J. Estève. Manipuler des atomes ultra-froids grâce à des circuits micro-fabriqués. *Rapport de stage de D.E.A*, *Université Paris VI*, (2000).

[66] R. C. Weast, M. J. Astle and W. H. Beyer. Handbook of Chemistry and Physics, $67^{ème}$ édition (CRC Press, 1986).

[67] A. S. Arnold, J. S. Wilson and M. G. Boshier. A simple extended-cavity diode laser. *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1236 (1998).

[68] J. P. Bouyer. Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris XI*, (1992).

[69] W. D. Philips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).

[70] S. Chu. The manipulations of neutral particules. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).

[71] C. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).

[72] C Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc and G. Grynberg. Processus d'interaction entre photons et atomes (Editions du CNRS, 1996).

[73] D. Durfee W. Ketterle and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates, dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL* (IOS press, 1999).

[74] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin. Three dimensionnal viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).

[75] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook and W. D. Philips. Observation of atoms laser cooled below the Doppler Limit. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).

[76] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).

[77] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre. Introduction aux lasers et à l'optique quantique (Ellipses, 1997).

[78] R. Kaiser. Manipulation par laser d'hélium métastable : effet Hanle mécanique, refroidissement sous le recul d'un photon. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris VI*, (1990).

[79] J. Poupard. Mesure de deux caractéristiques de l'hélium métastable importantes pour le refroidissement radiatif. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris XI*, (2000).

[80] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori and J. Dalibard. Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate. *Appl. Phys. B* **69**, 257 (1999).

[81] M. A. N. Razvi, X. Z. Chu, R. Alheit, G. Werth and R. Blümel. Fractional frequency collective parametric resonances of an ion cloud in a Paul trap. *Phys. Rev. A* **58**, R34 (1998).

[82] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker and E. A. Cornell. Simplified system for creating a Bose-Einstein condensate. *J. Low. Temp. Phys.* **132**, 309 (2003).

[83] C. Cohen-Tannoudji. Cours donnés au Collège de France, (1998-99).

[84] F. Dalfolvo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii and S. Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).

[85] Y. Castin. Bose-Einstein condensates in atomic gases : simple theoretical results, cond-mat/0105058 (2000).

[86] Y. Castin and R. Dum. Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).

[87] H. F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).

[88] Z. Ketterle and N. J. van Druten. *advances in atomic, molecular and optical physics*, **vol. 37** p. 181 (academic press, 1996).

[89] H. F. Hess, G. P. Kochanski, J. M. Doyle, N. Matsuhara, D. Kleppner and T. J. Greytak. Trapping of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 672 (1987).

[90] O. J. Luiten, H. G. C. Werij, I. D. Setija, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans and J. T. M. Walraven. Lyman $\alpha$ spectroscopy of magnetically trapped atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 544 (1993).

[91] D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht, and E. A. Cornell. Thermally induced losses in ultra-cold atoms magnetically trapped near room-temperature surfaces, cond-mat/0307546 (2003).

[92] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greyak, H. F. Hess and G. P. Koshanski. Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).

[93] *T. W. Hijmans, O. J. Luiten, I. D. Setija and J. T. M. Walraven.* Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2235 (1989).

[94] I. D. Setija, H. G. C. Werij, O. J. Luiten, M. W. Reynolds,T. W. Hijmans and J. T. M. Walraven. Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2257 (1993).

[95] D. E. Pritchard, K. Helmerson and A. G. Martin. *at. phys.*, **vol. 11** p. 179 (world scientific, 1989).

[96] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews and W. Ketterle. Evaporative cooling of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).

[97] V. Boyer. Condensation de Bose-Einstein avec un électroaimant à noyau ferromagnétique : stratégies de refroidissement dans des champs magnétiques intenses. *Thèse de Doctorat*, *Université Paris VI*, (2000).

[98] *A. L. Zubarev and Y. E. Kim.* Approximation for nonlinear dynamics of trapped Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A* **65**, 035601 (2002).

[99] F. Gerbier, J. H. Thywissen, S. Richard, M. Hugbart, P. Bouyer and A. Aspect. Critical temperature of a trapped, weakly interacting Bose Gas, cond-mat/0307188 (2003).

[100] J. Fortágh, H. Ott, S. Kraft, A. Günther and C. Zimmermann. Surface effects in magnetic microtraps. *Phys. Rev. A* **66**, 041604(R) (2002).

[101] S. Kraft, A. Günther, H. Ott, D. Wharam, C. Zimmermann and J. Fortágh. Anomalous longitudinal magnetic field near the surface of copper conductors. *J. Phys. B* **35**, L469 (2002).

[102] A. E. Leanhardt, Y. Shin, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, W. Ketterle and D. E. Pritchard. Bose-Einstein condensate near a microfabricated surface. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 100404 (2003).

[103] D.-W. Wang, M. D. Lukin and E. Demler. Disordered Bose-Einstein condensates in quasi one-dimensional magnetic microtraps, cond-mat/0307402 (2003).

[104] C. Henkel, S. Pötting and M. Wilkens. Loss and heating of particles in small and noisy traps. *Appl. Phys. B* **69**, 379 (2003).

[105] C. Henkel, P. Krüger, R. Folman and J. Schmiedmayer. Fundamental limits for coherent manipulation on atom chips. *Appl. Phys. B* **76**, 173 (2003).

[106] R. Dumke, T. Müther, M. Volk, W. Ertmer and G. Birkl. Interferometer-type structures for guided atoms. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220402, (2002).

[107] S. Richard, F. Gerbier, J. H. Thywissen, M. Hugbart, P. Bouyer and A. Aspect. Momentum spectroscopy of 1D phase fluctuations in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 1, (2003).

## RESUME

L'expérience qui fait l'objet de cette thèse s'inscrit dans un contexte d'évolution de la recherche en physique atomique vers le développement de systèmes miniaturisés pour la génération et la manipulation d'ondes de matière cohérentes. Il s'agit de la réalisation d'un condensat de Bose-Einstein d'un gaz dilué d'atomes de $^{87}$Rb piégés par le champ magnétique d'une microstructure. Dans notre cas, cette microstructure, ou puce, est constituée de fils d'or de dimensions micrométriques, déposés sur un substrat de silicium par lithographie optique.

Expérimentalement, les atomes désorbés par un filament de rubidium sont chargés et refroidis dans un piège magnéto-optique dont le champ magnétique est créé par des bobines macroscopiques extérieures au système à vide. Le nuage est ensuite transféré dans un second piège magnéto-optique proche de la surface de la puce, et dont le champ magnétique quadrupolaire est généré en partie par un fil microfabriqué en forme de U. Un second transfert place les atomes dans un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard utilisant le champ magnétique créé par un deuxième fil en forme de Z. L'échantillon piégé magnétiquement proche de la surface de la puce est alors refroidi par évaporation radio-fréquence jusqu'à atteindre la condensation de Bose-Einstein. Lorsqu'on approche le nuage d'atomes froids de la surface des fils, celui-ci se fragmente. Ce phénomène traduit une rugosité du potentiel de piégeage due à l'inhomogénéïté de la densité de courant dans le microfil en Z.

Ce manuscrit présente la réalisation de cette expérience dans son intégralité, des motivations initiales aux résultats expérimentaux obtenus, et décrit l'ensemble des choix technologiques que nous avons effectués pour concevoir ce dispositif et parvenir à ces résultats.



## ABSTRACT

The experiment described in this report is a part of the evolution in research in atomic physics towards the development of miniaturised devices to generate and manipulate coherent matter waves. This thesis presents the realisation of a Bose-Einstein condensate of a dilute gas of $^{87}$Rb atoms in a magnetic trap generated by a microfabricated structure, called atom chip. In our case, the chip is made of gold wires deposited on a silicon substrate by optical lithography and electroplating. This report decribes this experiment in its entirety, from initial motivations to the technical choices to the experimental results.

Experimentally, a macroscopic magneto-optical trap is first loaded with atoms from a rubidium thermal source (dispenser), the magnetic field of this trap being generated by macroscopic coils located outside the vacuum chamber. Atoms are then transferred to a magneto-optical trap close to the surface of the atom chip, whose quadrupolar magnetic field is produced by the current circulating in a U-shaped microfabricated wire. Finally, atoms are trapped in a Ioffe-Pritchard type magnetic trap created by the current circulating in a Z-shaped wire on the same chip. The temperature of the magnetically trapped atomic is decreased by rf-evaporative cooling to reach Bose-Einstein condensation. When the height of the atomic cloud above the surface of the chip decreases, the cloud fragments into several pieces. This phenomenum corresponds to a potential roughness due to an inhomogeneïty of the current density in the Z-shaped wire.



## MOTS CLES

Atomes froids - Puces à atomes - Piège magnéto-optique de surface - Condensation de Bose-Einstein - Piégegage magnétique - Configuration en Z.