



HAL
open science

Pièges radiofréquence très anisotropes pour un condensat de Bose-Einstein

Olivier Morizot

► **To cite this version:**

Olivier Morizot. Pièges radiofréquence très anisotropes pour un condensat de Bose-Einstein. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2007. Français. NNT: . tel-00142650

HAL Id: tel-00142650

<https://theses.hal.science/tel-00142650>

Submitted on 20 Apr 2007

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

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

**UNIVERSITE PARIS XIII
INSTITUT GALILEE**

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

Thèse présentée par
Olivier Morizot

pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université Paris 13

Sujet de la thèse :

**Pièges radiofréquence très anisotropes
pour un condensat de Bose–Einstein**

Soutenue le 11 janvier 2007 devant le jury composé de :

M.	Jacques VIGUÉ	Président du jury
M.	Daniel HENNEQUIN	Rapporteur
M.	Wolf von KLITZING	Rapporteur
M.	Jean-Claude KELLER	Examineur
M.	Jakob REICHEL	Examineur
M.	Vincent LORENT	Directeur de Thèse
Mme	Hélène PERRIN	Membre invitée

PIÈGES RADIOFRÉQUENCE TRÈS ANISOTROPES
POUR UN CONDENSAT DE BOSE–EINSTEIN.

*A mes parents,
à Fanny, à Baptiste.*

*« Que dites-vous ? C'est inutile ? Je le sais !
Mais on ne se bat pas dans l'espoir du succès !
Non ! Non, c'est bien plus beau lorsque c'est inutile ! »
E. Rostand, *Cyrano de Bergerac*.*

Table des matières

Tableau récapitulatif	7
Introduction	11
1 Montage expérimental	15
1.1 Le matériel	17
1.1.1 L'enceinte à ultra-vide	17
1.1.2 Le système laser	20
1.1.3 Gestion informatique de l'expérience	26
1.2 La séquence temporelle	27
1.2.1 Le double piège magnéto-optique	27
1.2.2 Le piège magnétique	30
1.2.3 Le refroidissement évaporatif et la condensation	43
1.2.4 L'imagerie	47
2 Piège habillé bidimensionnel	49
2.1 États habillés obtenus par couplage rf	51
2.1.1 Hamiltonien	51
2.1.2 Point de vue du repère tournant	52
2.1.3 Suivi adiabatique	56
2.2 Expression des potentiels adiabatiques	57
2.2.1 Potentiels adiabatiques du piège habillé	57
2.2.2 Configurations de piégeage	57
2.3 Géométrie du piège habillé	63
2.3.1 Allure du piège habillé	64
2.3.2 Confinement et anisotropie du nuage piégé	68
2.4 Chargement du piège	73
2.4.1 Projection dans le potentiel habillé	74
2.4.2 Déformation du potentiel habillé	74
2.5 Réalisation pratique du piège habillé	80
2.5.1 Montage expérimental	80
2.5.2 Séquence expérimentale	81

2.6	Chauffage	82
2.6.1	Déformation non adiabatique du piège	84
2.6.2	Chauffage dipolaire	86
2.6.3	Chauffage paramétrique	89
2.7	Durée de vie	92
2.7.1	Transitions Landau-Zener entre états habillés	92
2.7.2	Données expérimentales	95
2.7.3	Pertes provoquées par un saut de phase	97
2.8	Refroidissement évaporatif dans le piège habillé	100
2.8.1	Evaporation spontanée et inhomogénéités de couplage	100
2.8.2	Evaporation forcée par un second champ rf	109
2.9	Conclusion	111
3	Piège en anneau	113
3.1	Description du piège	115
3.1.1	Principe	116
3.1.2	Durée de vie	120
3.1.3	Choix des paramètres	122
3.2	Dimensions restreintes	123
3.3	Chargement	126
3.3.1	Chargement du piège habillé	126
3.3.2	Modification du piège magnétique	128
3.3.3	Expansion rf	128
3.3.4	Mise en place du potentiel optique	128
3.3.5	Expansion de l'anneau	130
3.3.6	Autres suggestions	131
3.4	Approche expérimentale	132
3.4.1	Montage	132
3.4.2	Choix des paramètres expérimentaux	133
3.4.3	Procédure de chargement	135
3.4.4	Stabilisation de la phase de l'onde stationnaire	135
3.5	Propositions	137
3.5.1	Mise en rotation de l'anneau	137
3.5.2	Excitation des modes d'oscillation transverse	138
3.5.3	Implosion de l'anneau	138
3.5.4	Anneaux multiples	139
3.5.5	Modifications de géométrie	139
3.6	Conclusion	139
	Conclusion	141

Annexes

A Faisceau pousseur-guide	145
A.1 Les paramètres	145
A.2 L'extraction et le guidage	148
A.2.1 Modèle à deux niveaux	148
A.2.2 Pompage optique	150
A.2.3 Force de poussée	151
A.2.4 Condition de guidage	153
A.2.5 Recapture des atomes	154
A.2.6 Efficacité de transfert	156
A.3 Résultats expérimentaux	158
A.3.1 Paramètres du laser pousseur-guide	158
A.3.2 Vitesse du jet atomique	161
A.4 Conclusion	163
B Réalisation d'un générateur rf	165
B.1 Besoins de l'expérience	165
B.2 Description de l'appareil	166
B.2.1 Architecture globale	166
B.2.2 Description des composants	167
B.3 Performances	169
B.3.1 Résolution	169
B.3.2 Troncature de la phase	169
B.3.3 Densité spectrale de bruit	170
C Potentiel chimique	175
C.1 Régime tridimensionnel	175
C.2 Régime bidimensionnel	176
C.3 Régime unidimensionnel	176
D Thomas-Fermi dans le piège habillé	179
Bibliographie	183
Remerciements	195

Paramètre	Symbole	Valeur
Largeur spectrale naturelle	Γ	$2\pi \times 5,89$ MHz
Largeur de la structure fine du fondamental	Δ_{SHF}	$2\pi \times 6,835$ GHz
Largeur de la structure fine de l'excité	Δ'_{SHF}	$2\pi \times 496$ MHz
Longueur d'onde de transition	λ_0	780 nm
Magnéton de Bohr	μ_B	$9,24 \times 10^{-24}$ J.T ⁻¹
Fréquence de résonance rf au fond du QUIC	ν_0	1,300 MHz
Fréquence d'oscillation axiale dans le QUIC	ν_x	21 Hz
Fréquence d'oscillation transverse dans le QUIC	ν_{\perp}	222 Hz
Longueur de diffusion	a	$98,99(2) \times a_0$ [1]
Rayon de Bohr	a_0	52,918 pm
Gradient de champ radial dans le quadrupôle	b'	150 G/cm
Champ biais du piège QUIC	B_0	1,85 G
Gradient de champ radial dans le QUIC	B'	228 G/cm
Energie de recul	E_{rec}	$h \times 3,78$ kHz
Constante de Planck	h	$6,63 \times 10^{-34}$ J.s
Intensité de saturation	I_s	1,6 mW/cm ²
Constante de Boltzmann	k_B	$1,38 \times 10^{-23}$ J.K ⁻¹
Masse atomique	M	$1,44 \times 10^{-25}$ kg
Température de recul	T_{rec}	0,36 μ K
Vitesse de recul	v_{rec}	0,589 cm/s

Tableau 1 — Tableau récapitulatif des paramètres utilisés dans ce manuscrit et de leurs valeurs typiques. Le travail se concentre sur l'atome de ⁸⁷Rb refroidi par laser sur sa raie $D2$ puis piégé magnétiquement dans l'état $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$.

Tableau 1 — Table combining the most important parameters used in this manuscript and their typical values. We consider the ⁸⁷Rb atom laser-cooled on its $D2$ line and magnetically trapped in the $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ state.

Abréviation	Formule	Valeur typique
α	$g_F \mu_B B' / \hbar$	1×10^{11} rad.s ⁻¹ .m ⁻¹
α'	$g_F \mu_B b' / \hbar$	$6,6 \times 10^{10}$ rad.s ⁻¹ .m ⁻¹
β	$F \hbar \alpha / Mg$	$\simeq 15$
β'	$F \hbar \alpha' / Mg$	$\simeq 10$
$\Omega(\mathbf{r})$	$(g_F \mu_B / \hbar) B(\mathbf{r})$	$\Omega(\mathbf{0}) = \omega_0 = 2\pi \times 1,3$ MHz
$\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$	$(g_F \mu_B / 2\hbar) B_{\text{rf}, X}(\mathbf{r})$	$\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{0}) = \Omega_0 \simeq 2\pi \times 100$ kHz

Tableau 2 — Tableau récapitulatif des abréviations utilisées dans ce manuscrit.

Tableau 2 — Table combining the abbreviations I used in this manuscript.

Introduction

La condensation de Bose-Einstein est un phénomène purement quantique, par lequel un gaz parfait de particules identiques décrites par une fonction d'onde symétrique (bosons) subit une transition de phase lorsque la longueur d'onde de de Broglie thermique de ces particules devient comparable à la distance interparticulaire. Dans ces conditions, un nombre macroscopique de particules occupe l'état de plus basse énergie du système, formant ainsi un condensat de Bose-Einstein. Sa première description théorique remonte à 1924, date à laquelle Einstein publie deux articles traitant de la théorie quantique des gaz parfaits [2, 3], où il généralise les travaux effectués par Bose sur le comportement statistique des photons [4].

Il a ensuite fallu attendre plus de 70 ans avant la première observation directe de cette transition dans un gaz atomique dilué [5]. Elle est réalisée en 1995 dans les équipes de Eric Cornell et Carl Wieman sur des atomes de rubidium 87 [6], puis de Wolfgang Ketterle sur du sodium [7]. Depuis, la condensation de Bose-Einstein a été observée sur de nombreux gaz monoatomiques, dont la plupart des alcalins [8, 9, 10, 11], l'hélium métastable [12, 13], l'ytterbium [14], le chrome [15] et même, plus récemment, sur des molécules diatomiques faiblement liées [16, 17, 18].

Le condensat possède plusieurs propriétés étonnantes qui en font un objet d'étude rêvé pour un physicien : tout d'abord, le condensat de Bose-Einstein est une onde de matière cohérente macroscopique. Dans le cas général, la phase de cette onde de matière est uniforme sur toute l'étendue du condensat comme cela a été démontré expérimentalement par plusieurs équipes [19, 20, 21, 22]. Cette qualité a naturellement mené à la réalisation des premiers lasers à atomes [23, 24, 25]. Par ailleurs, le rôle des interactions entre atomes a été mis en évidence dès les premières expériences sur le sujet [26]. Bien que le gaz reste dilué (la densité est faible devant $1/a^3$, où la longueur de diffusion a vaut environ 5,2 nm dans le cas du rubidium), ce sont les interactions qui donnent l'échelle d'énergie typique du condensat : le potentiel chimique. Le profil de densité reproduit alors la forme du potentiel de piégeage et la taille du condensat varie en $N^{1/5}$ (N étant le nombre d'atomes condensés), bien au-delà de la taille attendue pour l'état fondamental du piège pour un atome [27]. Les interactions sont également à l'origine des propriétés de superfluidité du gaz de Bose, comme dans l'hélium à basse température [28, 29, 30]. Une conséquence très surprenante et visuelle de la superflui-

dité du condensat est l'apparition de vortex quantifiés lors de la mise en rotation du condensat [31, 32].

En général le condensat de Bose-Einstein est obtenu dans un potentiel harmonique tridimensionnel anisotrope créé à partir d'un champ magnétique inhomogène ou d'un faisceau laser focalisé fonctionnant loin de la résonance atomique. C'est pourquoi sa présence est souvent détectée par le changement d'ellipticité du nuage après temps de vol. Comme il peut contenir jusqu'à plusieurs millions d'atomes et que sa taille est de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, il est aisément détectable et analysable par des moyens optiques, en prenant par exemple une photographie par absorption du nuage et en extrayant les données du profil de densité obtenu [26, 33]. La possibilité de modifier simplement les propriétés du système (nombre d'atomes, phase, confinement, interactions,...) en font l'outil idéal pour l'étude de systèmes quantiques simples, mais aussi pour l'analyse de modèles issus de la physique de la matière condensée (supraconductivité [18, 34], isolants de Mott [35], jonctions Josephson [36],...).

Les similarités que présente le condensat avec certains systèmes de la matière condensée et sa relative maléabilité ont poussé la recherche expérimentale vers l'exploration de régimes liés à la dimensionnalité du système ayant un équivalent en physique de la matière condensée. L'étude de gaz quantiques en dimensions restreintes est donc rapidement devenue un axe important de la recherche sur les atomes ultrafroids [37]. La dimensionnalité joue déjà un rôle considérable sur la transition de phase elle-même : la théorie prédit en effet l'impossibilité de la condensation de Bose-Einstein pour un gaz homogène en l'absence de potentiel piégeant à basses dimensions. Celle-ci devient cependant réalisable dans un piège très anisotrope [38] ou pour un nombre fini de particules [39], mais il a fallu attendre plusieurs années avant d'observer expérimentalement un condensat de Bose unidimensionnel (1D) [40, 41] ou bidimensionnel (2D) [40, 42]. Ensuite seulement ont pu se développer les expériences sur l'analyse de phénomènes physiques en basses dimensions, qui en sont encore à leurs débuts.

Un premier exemple est l'effet Hall quantique fractionnaire [43, 44, 45] dont l'analogue bosonique a été prédit pour un condensat 2D en rotation rapide [46, 47] où les vortex quantifiés jouent le rôle des quanta de flux magnétique, et la rotation celui du champ magnétique transverse dans un gaz d'électrons 2D. Un autre exemple de phénomène physique à basses dimensions est la transition Berezinskii-Kosterlitz-Thouless (BKT) [48, 49]. Lorsque l'on réduit la température d'un gaz 2D piégé en présence d'interactions, le système subit une transition de phase entre l'état thermique et un état superfluide présentant des fluctuations de phase. Cette transition a été observée une première fois sur des couches super fines d'hélium liquide [50], puis sur l'hydrogène polarisé à la surface de l'hélium [51]. A plus basse température, on retrouve un condensat en-deçà de la phase BKT dans le cas d'un gaz piégé, comme cela a très récemment été démontré dans un quasi-condensat de rubidium [52].

Une diminution de la longueur de cohérence était également prédite pour des condensats très allongés [53] et l'inhomogénéité de la phase a en effet pu être étudiée sur des systèmes proches du régime 1D [54, 55]. La géométrie particulière des gaz 1D a par ailleurs récemment permis la réalisation de gaz de Tonks dans des systèmes où les interactions sont très fortes [56, 57]. Dans ce régime, on peut assister à la fermionisation

des excitations dans le gaz bosonique sous l'effet des interactions [58, 59, 60].

Pour parvenir à la condensation de Bose-Einstein en dimensions restreintes, il faut avant tout disposer d'un piège très anisotrope. Les techniques de piégeage d'atomes neutres ont par conséquent dû être développées pour s'adapter aux exigences de ces expériences. On a ainsi vu apparaître pour l'observation de systèmes 2D des pièges très confinants dans une direction basés sur la force dipolaire [40] via l'utilisation de réseaux optiques unidimensionnels [52] ou de champs évanescents [42]. Pour l'observation du régime 1D, on a plus souvent tiré profit de la symétrie cylindrique d'un champ magnétique très confinant radialement créé par une micro-puce [61, 62], ou un électro-aimant à noyau ferromagnétique [63].

Une autre géométrie présente actuellement un grand intérêt : il s'agit de pièges en anneau. Leur utilisation permettrait notamment de réaliser des tests de superfluidité par l'observation de courants permanents [64, 65], comme dans les supraconducteurs. Récemment, de nombreuses propositions ont été faites [66, 67, 68, 69, 70], et pour certaines implémentées expérimentalement [71, 72] dans cette optique. On note enfin qu'il serait intéressant de combiner la géométrie annulaire et les dimensions restreintes.

C'est dans cette dynamique que s'insère le sujet de ma thèse : la proposition, le développement et l'analyse de nouveaux types de pièges fortement anisotropes pour l'étude des propriétés de gaz dégénérés à basses dimensions. Les pièges que j'ai étudiés sont basés sur l'utilisation de champs radiofréquence et sont développés dans l'optique de pouvoir y observer un condensat de Bose-Einstein 2D, voire 1D. Ce manuscrit rassemble l'ensemble de mes travaux et s'organise comme suit :

1. Montage expérimental. Le premier chapitre présente le montage expérimental sur lequel j'ai travaillé pendant ces trois années. Chaque partie du système y est passé en revue (chambre à vide, lasers, électronique, informatique, champs magnétiques) ainsi que les différentes étapes de la séquence temporelle menant à l'obtention et l'observation du condensat de Bose-Einstein.

2. Piège bidimensionnel : un piège magnétique habillé par un champ radiofréquence. Le deuxième chapitre développe la proposition faite par Oliver Zobay et Barry Garraway en 2001 [73] de créer un piège bidimensionnel pour atomes neutres au moyen d'un champ magnétique statique habillé par un champ radiofréquence. On y étend le formalisme introduit par Zobay et Garraway à différents cas de figures avant de traiter en détails, étape par étape, de sa réalisation expérimentale et de sa caractérisation.

3. Piège en anneau : une onde stationnaire superposée au piège radiofréquence. Le troisième chapitre enfin met à profit les connaissances et la maîtrise acquise dans l'utilisation des champs radiofréquences pour proposer un nouveau type de piège annulaire combinant le piège habillé décrit au chapitre 2 et un réseau optique vertical. Cette partie, en plus de proposer des solutions pour l'observation de gaz d'atomes ultra-froids dans un piège à basses dimensions bouclé sur lui-même, analyse la faisabilité d'un tel projet du point de vue d'un expérimentateur.

On trouvera également en annexe des parties plus techniques de l'expérience tels le transfert continu d'atomes entre deux pièges magnéto-optiques par un faisceau laser très désaccordé et la réalisation d'un synthétiseur radiofréquence très bas bruit. Ces parties méritaient un développement particulier mais n'étaient pas nécessaires pour la compréhension globale de nos expériences. Enfin on a aussi réuni en annexe les calculs de potentiels chimiques et de profils Thomas-Fermi pour le piège habillé bidimensionnel et le piège en anneau.

Chaque chapitre débute par une introduction au sujet qui va y être développé. Au cours du chapitre 3, on rappelle les outils nécessaires à sa compréhension qui ont été développés au chapitre 2, si bien que les parties 2 et 3 de ce mémoire peuvent être lues indépendamment.

Montage expérimental

Dans une expérience de condensation de Bose-Einstein, le soin à porter au montage est très important, car les mesures nécessitent une grande précision et stabilité, ainsi qu'une très bonne répétabilité. Puisque pour observer le condensat il faut le détruire (§ 1.2.4), il faut être certain d'être capable de reproduire les mêmes conditions expérimentales lors des séquences suivantes pour une analyse des résultats. Ces conditions sont d'autant plus difficiles à remplir que ces expériences mettent en œuvre de nombreuses techniques et savoirs : il faut en effet pouvoir gérer les techniques du vide ainsi que les systèmes optiques, mécaniques, électroniques, informatiques, magnétiques et radiofréquences qui composent le montage et dont dépend le bon fonctionnement de l'expérience, en plus des connaissances en physique atomique nécessaires à la prospective et à la compréhension des résultats.

Ce premier chapitre présente le montage expérimental sur lequel j'ai travaillé et qui, dans les grandes lignes, reste celui qui a été mis en place lors de la thèse de Yves Colombe [74]. Afin de produire un condensat de Bose-Einstein à partir d'une vapeur de rubidium, nous utilisons un montage à deux pièges magnéto-optiques (figure 1.1). Le premier piège, situé au sommet du montage, est chargé à partir d'une vapeur de rubidium et constitue un réservoir. A partir de celui-ci, les atomes sont transférés en continu vers le second piège grâce à un faisceau laser très désaccordé vers le rouge qui fait à la fois office de guide et de pousseur (§ 1.2.1 et annexe B). Le jet d'atomes passe à travers un tube fin qui assure un vide différentiel entre les deux parties de l'enceinte. Ce système permet d'obtenir rapidement et simplement un nombre important d'atomes froids piégés ($10^8 - 10^9$) dans un environnement ultra-vide (la pression dans la deuxième chambre vaut $P \simeq 3 \cdot 10^{-11}$ mbar). Après une phase de mélasse optique et un pompage optique dans le sous-état $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, les atomes sont transférés dans un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard où ils subissent un refroidissement évaporatif par transitions radiofréquence. Le condensat de Bose-Einstein ainsi obtenu est ensuite utilisé pour des expériences de transfert dans un piège magnétique habillé par un champ radiofréquence ou dans un piège annulaire combinant champs magnétiques, radiofréquence et lumineux. Finalement, les atomes sont détectés à l'aide d'une caméra CCD en imageant l'absorption d'un faisceau sonde à résonance.

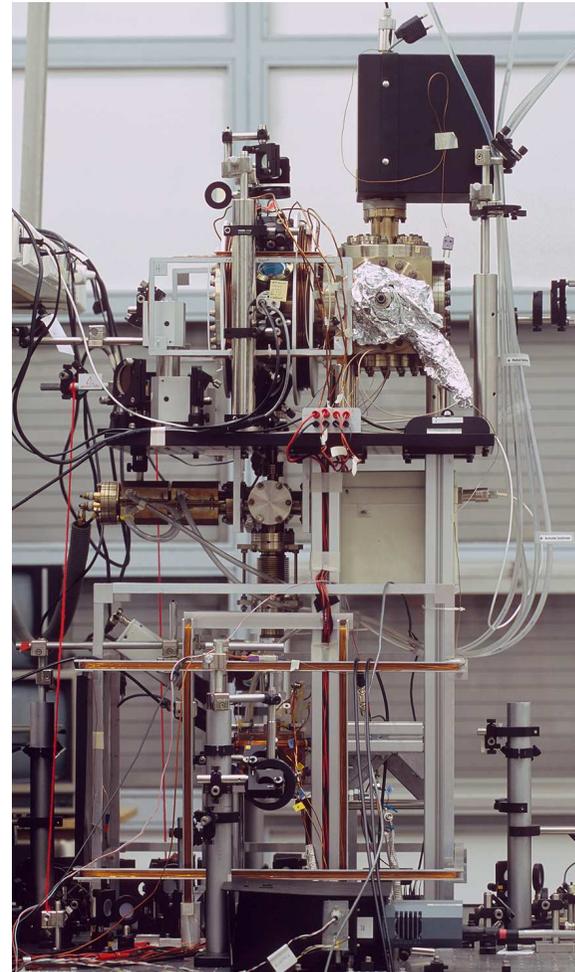
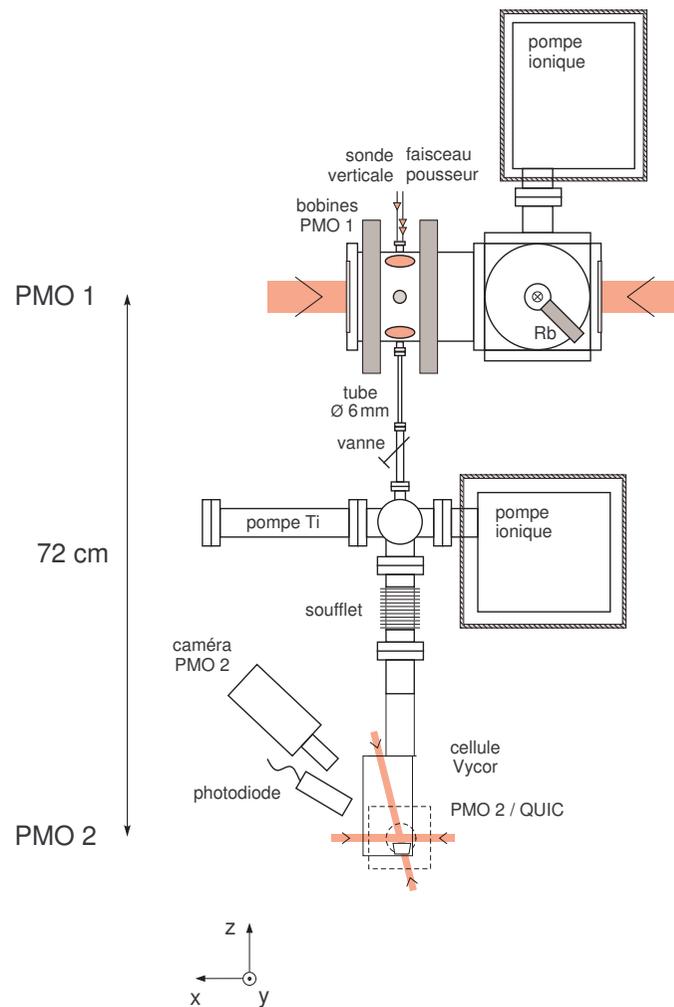


Figure 1.1 — Schéma et photographie de l'enceinte à ultra-vide. L'axe vertical est baptisé axe z et pointe vers le haut. Le plan horizontal est décrit par l'axe x dans le plan la page (axe de la bobine dite « Ioffe ») et l'axe y orthogonal à la page (axe des bobines quadrupolaires). Le repère est centré sur le piège magnétique QUIC.

Figure 1.1 — Scheme and picture of the vacuum chamber. The three coordinate axis are represented.

Je présenterai ici l'expérience en deux parties : tout d'abord du point de vue matériel (1.1), en détaillant le montage à ultra-vide (1.1.1), le système laser (1.1.2) et la gestion informatique des séquences expérimentales (1.1.3). Ensuite du point de vue temporel (1.2), ce qui me permettra d'évoquer le déroulement classique d'une séquence expérimentale, en décrivant, dans l'ordre, le double piège magnéto-optique (1.2.1), le piège magnétique (1.2.2), l'évaporation radiofréquence (1.2.3) qui permet d'aboutir à la transition de phase et le système d'imagerie (1.2.4) qui nous fournit le signal expérimental analysé dans la suite du manuscrit.

1.1 Le matériel

1.1.1 L'enceinte à ultra-vide

La réalisation d'un condensat de Bose-Einstein nécessite un environnement très contrôlé. En effet, les pièges conservatifs pour atomes neutres sont peu profonds, et les collisions entre atomes ultra-froids et atomes du milieu environnant à température ambiante entraînent essentiellement des pertes d'atomes piégés. Cet effet est d'autant plus dramatique que l'obtention d'un condensat nécessite généralement une période de refroidissement évaporatif qui peut durer de quelques secondes à plusieurs dizaines de secondes selon que le potentiel de piégeage est plus ou moins confinant (30 s dans notre cas), pendant laquelle les pertes par collisions avec le gaz résiduel doivent être suffisamment faibles pour pouvoir finalement franchir le seuil de densité dans l'espace des phases (1.2.3).

Plus précisément, les collisions avec le gaz résiduel entraînent une décroissance exponentielle du nombre d'atomes piégés selon la loi $N(t) = N_0 \exp(-\Gamma_{vide}t)$ où Γ_{vide} , le taux de collisions avec le gaz résiduel, est directement proportionnel à la pression P du gaz résiduel¹ : $\Gamma_{vide}[\text{s}^{-1}] \simeq P[\text{mbar}]/3.10^{-9}$. Les collisions inélastiques entre atomes piégés provoquent elles aussi des pertes, à un taux Γ_{inel} (en plus d'être une source de chauffage). Or le régime d'emballement, qui permet d'aboutir à la condensation, ne peut apparaître que si le taux de collisions élastiques est suffisamment grand par rapport aux autres types de collisions ; typiquement, il faut qu'initialement $\Gamma_{el}(t=0) \geq 300 (\Gamma_{vide} + \Gamma_{inel})$ [76, 77]. Dans le cas d'atomes de rubidium piégés dans le sous-état $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$, on peut considérer que les collisions inélastiques sont négligeables ($\Gamma_{inel} \simeq 1/(500 \text{ s})$ pour une densité déjà élevée de $10^{13} \text{ at.cm}^{-3}$) [78]. Ainsi, la condition d'emballement devient $\Gamma_{el}(t=0) \geq 300 \Gamma_{vide}$, et pour pouvoir procéder à des rampes évaporatives durant jusqu'à 30 s sur notre type de montage, il sera nécessaire de travailler à des pressions extrêmement basses, inférieures à 10^{-10} mbar . Cette exigence n'est pas aussi forte dans le cas de pièges très confinants (les micro-pièges

1. Le taux de collision avec le gaz environnant par atome piégé vaut $\Gamma_{vide} = n' \sigma' \bar{v}'$ où n' , σ' et \bar{v}' sont la densité du gaz résiduel, sa section efficace à température ambiante T' avec l'espèce piégée, et sa vitesse moyenne. Avec $n' = \frac{P}{k_B T'}$ et $\bar{v}' = \sqrt{\frac{8 k_B T'}{\pi m'}}$, on obtient $\Gamma_{vide} = \frac{\sigma' P}{\sqrt{\pi m' k_B T'}/8}$ qui dépend donc de la masse et de la section efficace du gaz résiduel considéré. Les relations $\Gamma_{vide}[\text{s}^{-1}] \simeq P[\text{mbar}]/3.10^{-9}$ ou $\tau_{vide}[\text{s}] \simeq 3.10^{-9}/P[\text{mbar}]$ semblent être de bonnes approximations si l'atmosphère résiduelle est essentiellement constituée de rubidium [75].

magnétiques par exemple); comme le taux de thermalisation par collisions élastiques croît avec la densité du nuage, 10^{-9} mbar suffisent souvent.

Le dispositif.

La réalisation de pressions aussi basses conduit généralement à séparer le dispositif en deux sous-enceintes, car il est intéressant avant tout de pouvoir collecter un très grand nombre d'atomes en un temps raisonnable². Dans une première enceinte on collecte donc les atomes à partir d'une vapeur, puis on les transfère vers une seconde chambre où a lieu le refroidissement évaporatif dans un vide poussé. De nombreuses configurations ont été démontrées avec succès, présentant toutes leurs avantages et inconvénients. Parmi elles le jet avec ralentissement Zeeman [80], le transport magnétique [81], mécanique [82] et le double piège magnéto-optique [83, 84, 85]. C'est ce dernier dispositif que nous utilisons dans notre expérience.

L'enceinte à vide est donc constituée de deux chambres, superposées verticalement, et séparées par un tube de 12 cm de long et 6 mm de diamètre qui maintient une différence de pression de plus de deux ordres de grandeur. Une vanne permet d'isoler les deux parties en cas de modification du montage nécessitant l'ouverture de l'enceinte. Le pompage est réalisé par deux pompes ioniques 25 l/s blindées magnétiquement et une pompe à sublimation de titane activée ponctuellement tous les six mois environ (figure 1.1). Nous n'utilisons pas de jauge de pression et la qualité du vide est estimée via la durée de vie des atomes dans le piège magnétique. La mise sous vide se fait après fermeture de l'enceinte par raccordement à un banc de pompage externe comprenant une pompe primaire et une pompe turbomoléculaire. L'enceinte est étuvée avec des cordons chauffants à une température comprise entre 200°C et 300°C. Lorsque la pression est inférieure à 10^{-8} mbar, les pompes ioniques sont démarrées et le banc de pompage est déconnecté.

La chambre supérieure est métallique. Elle est vaste et pourvue de nombreux accès optiques. Elle contient une vapeur de rubidium à environ 10^{-8} mbar qui alimente un premier piège magnéto-optique (PMO). La vapeur provient d'une ampoule de 1 g de rubidium insérée dans un tube chauffé à 100°C environ. La pression dans la chambre est contrôlée en changeant la température de chauffage de l'ampoule ou en ajustant l'ouverture d'une vanne mécanique séparant le tube du reste du montage. La vapeur et les gaz résiduels sont en permanence évacués par la pompe ionique, qui est peu à peu contaminée par le rubidium (son courant de pompage augmente lentement au cours des mois) sans que l'on constate une baisse de son efficacité³.

La chambre inférieure comporte une cellule de verre dans laquelle est réalisé un second piège magnéto-optique, chargé en continu par un flux d'atomes extraits du premier piège par un faisceau pousseur et guide (voir §1.2.1 et annexe A); les deux

2. Le premier condensat a été obtenu dans un montage à une seule enceinte; le chargement du piège magnéto-optique à partir de la vapeur environnante à $1,3 \cdot 10^{-11}$ mbar durait 300 s [6]. Depuis, de nombreux groupes, dont ceux de Claus Zimmermann [62] et de Ed Hinds [79], ont réalisé des systèmes combinant dans une seule enceinte le chargement rapide d'un piège magnéto-optique à partir d'un distributeur séquentiel d'atomes (*dispenser*) et un excellent vide lors de la phase de piégeage magnétique sur puce.

3. Une augmentation de la pression du gaz résiduel dégraderait le chargement du premier piège magnéto-optique.

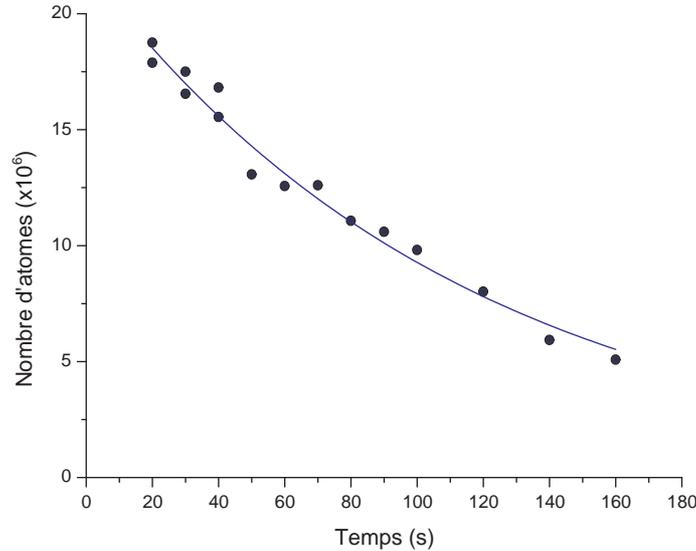


Figure 1.2 — Le nombre d’atomes dans le piège magnétique décroît au cours du temps, du fait des collisions avec le gaz résiduel. L’ajustement par une courbe exponentielle décroissante donne $\tau_{vide} = 120 \text{ s} (\pm 6 \text{ s})$. Les nuages atomiques observés pour ces mesures sont préalablement refroidis par évaporation afin d’éviter d’éventuelles pertes initiales dues aux collisions avec la paroi de la cellule la plus proche.

Figure 1.2 — The number of atoms in the magnetic trap is slowly decreasing because of collisions with the background gas. The exponential fit provides a $1/e$ lifetime $\tau_{vac} = 120 \text{ s} (\pm 6 \text{ s})$, which corresponds to a residual pressure of about 3.10^{-11} mbar . The measures have been made a few days after the activation of the Titanium sublimation pump. The atomic samples we observed were pre-cooled to avoid losses on the nearest cell wall, 3.4 mm from the center of the magnetic trap. Before activation of the pump, the lifetime of the trap was 40 s at most.

pièges sont distants de 72 cm. La cellule a été réalisée par la société *Hellma* dans un verre *Corning*, le Vycor, qui a des propriétés proches du quartz : très faible coefficient de dilatation ($8.10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) et résistance aux hautes températures ($> 900^\circ\text{C}$). Ses parois de 5 mm d’épaisseur sont assemblées à la flamme par adhésion moléculaire. La partie où sont piégés les atomes est un parallépipède de dimensions extérieures 70 mm (longueur) \times 130 mm (hauteur) \times 22,5 mm (épaisseur) qui s’insère entre les bobines du piège magnétique⁴, soudée à un tube de verre de diamètre 38 mm qui se termine par une jonction verre-métal et une bride au standard CF 40. La position verticale et l’inclinaison de la cellule peuvent être ajustées grâce à une liaison en accordéon. Le gaz résiduel est neutralisé par une pompe ionique et par une pompe à sublimation de titane. La pompe à sublimation de titane est activée en chauffant l’un de ses trois filaments avec un courant de 48 A pendant 1 min 30 s. Ce chauffage sublime partiellement le titane qui se dépose sur une partie de la paroi intérieure de l’enceinte refroidie à l’eau, en formant

4. La longueur et la hauteur de la cellule sont choisies pour laisser un passage au faisceau quasi-vertical du second piège magnéto-optique (figure 1.1).

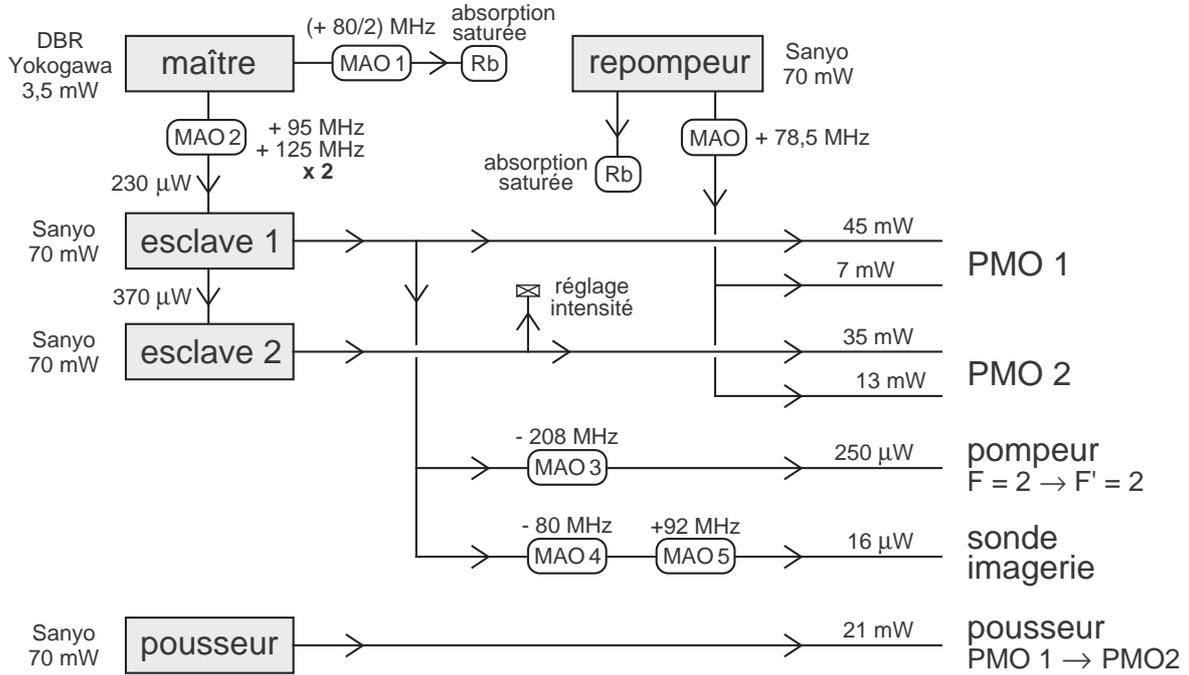


Figure 1.3 – Schéma d'organisation des diodes laser.

Figure 1.3 – *The laser diode system. The master DBR diode and the repumping diode are locked on two saturated absorption spectroscopy setups. The DBR diode injects a first slave diode which then injects a second one. These two slave diodes provide the light for both MOTs, optical pumping and imaging. The diode generating the pushing beam is generally free running with spectral width 5 MHz FWHM but can be frequency-locked. It operates 1 GHz to the red side of the transition ($2 \rightarrow 3$). The mentioned laser powers are the actual measured values.*

un film dans lequel viennent s'adsorber les gaz. Son efficacité est spectaculaire : après activation la durée de vie des atomes dans le piège magnétique est passée de 40 s à 120 s (figure 1.2), soit une pression résiduelle $P \simeq 3.10^{-11}$ mbar. Il n'est donc nécessaire de l'activer que ponctuellement, quand l'atmosphère de la deuxième chambre est devenue impropre à l'obtention du condensat.

1.1.2 Le système laser

Pour toutes les étapes menant à l'observation du condensat, le système actuel utilise uniquement des diodes laser [86]. Nous en utilisons cinq : une diode *Yokogawa* DBR (Distributed Bragg Reflector) et quatre diodes *Sanyo* modèle DL-7140-201S émettant jusqu'à 70 mW. Les diodes sont insérées dans des boîtiers *Thorlabs* assurant leur stabilisation en température. Le montage est schématisé sur la figure 1.3 indiquant les puissances lumineuses mesurées en fonctionnement habituel ; les fréquences optiques des faisceaux lasers sont indiquées sur la figure 1.5. Chaque diode est suivie d'un iso-

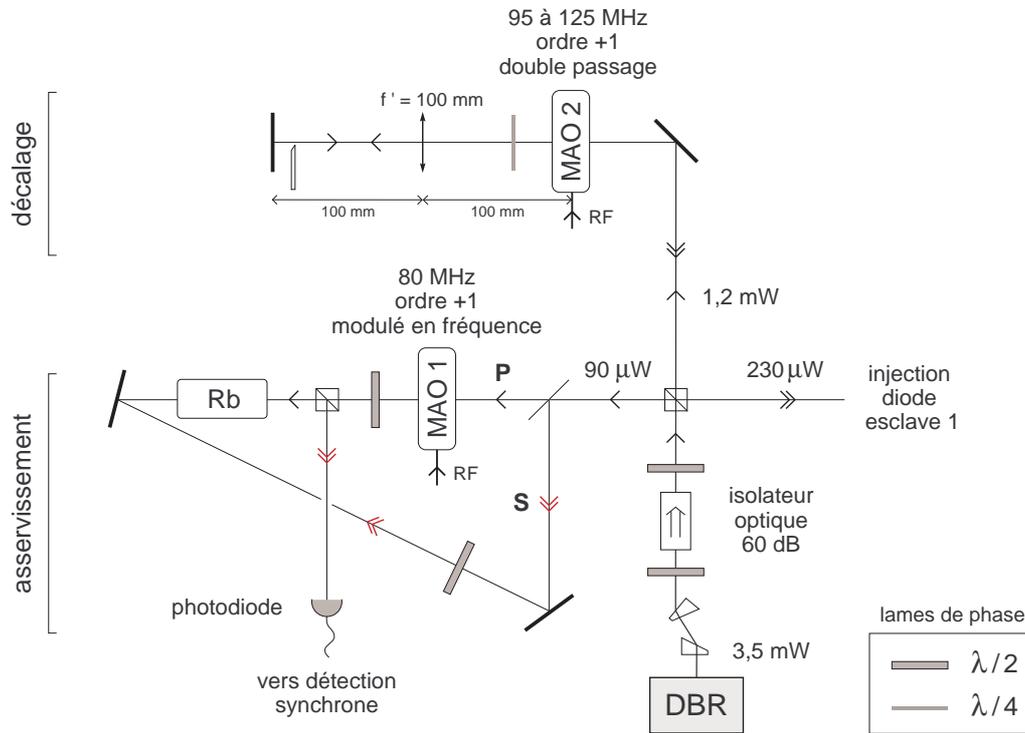


Figure 1.4 – Stabilisation et ajustement en fréquence du faisceau maître. En bas, le montage de spectroscopie d’absorption saturée sans élargissement Doppler servant à l’asservissement de la diode maître. En haut, un modulateur acousto-optique en double passage associé à un montage en œil-de-chat décale le faisceau en fréquence sans que l’orientation du faisceau d’injection soit modifiée.

Figure 1.4 – Zoom on the frequency stabilization and shifting of the master laser. At the bottom is the saturated absorption setup with no Doppler broadening. The pumping beam **P** is modulated with an AOM (MAO 1), so that the laser frequency can be stabilized without modulation of the used beam. At the top, a double-pass AOM associated to a cat’s eye setup shifts the frequency of the injection beam of a controlled amount between $2 \times (+95)$ MHz and $2 \times (+125)$ MHz (see Table 1.1) without affecting its orientation.

lateur optique -35 dB afin d’éviter les réinjections parasites⁵. Toutes les sources de courant et les asservissements en température⁶ ont été réalisés par l’atelier d’électronique du laboratoire. Les détections synchrones numériques ont été achetées à la société *Laserlabs* et leurs plans ont été conçus au Laboratoire de physique des lasers.

Un laser Titane-Saphir *Tekhnoscan* pompé par un laser YAG doublé en fréquence *Millenia* sera utilisé à une étape ultérieure de l’expérience. Leurs performances seront décrites au Chapitre 3.

Le laser maître.

La diode DBR « maître » sert à l’injection des deux diodes qui assureront le re-

5. Un isolateur -60 dB est utilisé pour la diode DBR

6. Les boîtiers des diodes sont refroidis ou chauffés par des modules à effet Peltier.

froidissement, le pompage optique et l'imagerie par absorption, elle a par conséquent un rôle essentiel. Une paire de prismes anamorphoseurs corrige l'ellipticité du faisceau qui traverse ensuite un isolateur optique -60 dB. La fréquence du maître est stabilisée à 40 MHz d'un croisement de niveaux hyperfins (figure 1.5, à droite). Pour cela, une puissance de 90 μW est déviée vers un montage de spectroscopie d'absorption saturée sans élargissement Doppler [87,88], représenté au bas de la figure 1.4. Le faisceau est séparé en un faisceau pompe **P** et un faisceau sonde **S**. Le modulateur acousto-optique 1 décale le faisceau pompe de +80 MHz avant son passage dans une cellule contenant une vapeur de rubidium. Le faisceau sonde traverse également la cellule, superposé au faisceau pompe mais en sens inverse ; son absorption est détectée par une photodiode. Comme le faisceau pompe est décalé en fréquence, les raies d'absorption saturée des transitions ($2 \rightarrow 1$), ($2 \rightarrow 2$) et ($2 \rightarrow 3$) apparaissent non pas pour les atomes de vitesse longitudinale nulle, mais pour des atomes se déplaçant dans le même sens que le faisceau pompe, avec une vitesse longitudinale correspondant à un effet Doppler de -40 MHz pour le faisceau pompe et de +40 MHz pour le faisceau sonde. Les raies d'absorption saturée sont donc décalées de -40 MHz. La raie choisie pour l'asservissement est la raie de croisement des transitions ($2 \rightarrow 1$) et ($2 \rightarrow 3$) ; le signal dérivé est représenté sur la figure 1.5.

L'intérêt d'un tel montage est de pouvoir agir sur la fréquence du MAO 1 sans affecter le faisceau émis par la diode : on réalise l'asservissement par détection synchrone en modulant la fréquence du MAO 1, et non en modulant le courant de la diode. Le faisceau utilisé n'est donc pas modulé en fréquence ce qui est préférable, en particulier lors de la détection des atomes.

La diode DBR émet donc avec un désaccord fixe de $-211,8 - 40 = -251,8$ MHz par rapport à la transition $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$, que nous noterons dans ce chapitre ($2 \rightarrow 3$) afin d'alléger le texte. Le faisceau émis est ensuite décalé en fréquence par un MAO en double passage (haut de la figure 1.4), ce qui lui permet de couvrir une plage de fréquence décalée de $-0,5\Gamma$ à $-10,5\Gamma$ ⁷ par rapport à la transition ($2 \rightarrow 3$). Le MAO 2 est commandé à différentes fréquences lors de la séquence expérimentale (tableau 1.1 et figure 1.5), qui correspondent à des désaccords successifs du faisceau injecteur de -13,5 MHz lors du chargement des pièges magnéto-optiques, -26,5 MHz lors de la phase de mélasse optique, -58,9 MHz lors du pompage optique et -12,0 MHz pour l'imagerie à résonance. Le MAO 3 situé sur le passage du faisceau pompeur décale l'émission de -208 MHz pour un pompage optique résonant avec la transition ($2 \rightarrow 2$). Enfin, la combinaison de deux modulateurs acousto-optiques (MAO 4 et 5) fonctionnant à -80 et +92 MHz ramène le faisceau sonde à résonance avec la transition ($2 \rightarrow 3$).

Le double passage permet aussi de s'assurer que l'injection restera toujours efficace au fil des changements de fréquence du MAO, puisqu'un changement de fréquence ne s'accompagnera pas d'un changement de direction du faisceau injecteur. La perte de puissance dans cette partie du montage est importante car le réglage optique du MAO 2 en double passage doit réaliser un compromis dans l'efficacité de diffraction sur toute la plage de fréquences utilisée. La puissance de sortie (230 μW à la fréquence de piégeage magnéto-optique, en bord de plage) suffit à l'injection de la diode esclave 1.

7. $\Gamma = 2\pi \times 5,89$ MHz est la largeur spectrale naturelle de la transition D_2 du rubidium.

Phase expérimentale	Faisceaux utilisés	Fréquence	MAO 2 (MHz)
Pièges magnéto-optiques	PMO 1 & 2	$(2 \rightarrow 3) - 2,3\Gamma$	119,1
Compression, mélasse	PMO 2	$(2 \rightarrow 3) - 4,5\Gamma$	112,6
Pompage optique	Pompeur	$(2 \rightarrow 2)$	96,5
Imagerie	Sonde	$(2 \rightarrow 3) - 2\Gamma$	119,9

Tableau 1.1 – Fréquences des faisceaux dérivant de la diode DBR, et fréquences successives du deuxième modulateur acousto-optique au cours des différentes étapes d’une séquence typique. L’utilisation des MAO 4 et 5 permet de ramener le faisceau sonde à résonance.

Tableau 1.1 – Table of the frequencies at which AOM2 is driven along the different steps of a typical experiment. All other AOMs are working at fixed frequencies. During the probing phase the DBR master emits at $(2 \rightarrow 3) - 2\Gamma$ but AOMs 4 and 5 bring back the probe frequency onto resonance.

Les deux lasers esclaves.

Le faisceau maître injecte la diode « esclave 1 », qui à son tour injecte la diode « esclave 2 ». La largeur spectrale de ces deux diodes, qui est d’environ 5 MHz (largeur totale à mi-hauteur) en émission libre⁸, est réduite grâce à l’injection à celle de la diode DBR, soit environ 1 MHz.

La diode esclave 1 est utilisée pour les trois faisceaux rétro-réfléchis du premier piège magnéto-optique et la diode esclave 2 pour les six faisceaux indépendants du second piège magnéto-optique. Une partie de la puissance de la diode esclave 1 est prélevée pour le faisceau « pompeur » qui transfère les atomes dans le sous-état Zeeman $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ au début du piégeage magnétique, et pour le faisceau sonde de l’imagerie qui est utilisé à résonance $(2 \rightarrow 3)$.

Cette configuration nous permet d’utiliser tous les modulateurs acousto-optiques à des fréquences fixes, excepté le MAO 2 qui modifie la fréquence sans modifier la trajectoire du faisceau injecteur, et qui est commandé entre 95 MHz et 125 MHz au cours des séquences expérimentales (tableau 1.1).

Le laser repompeur.

La diode « repompeur » a pour rôle de repomper dans les deux pièges magnéto-optiques les atomes qui se désexcitent dans le niveau fondamental hyperfin $5S_{1/2}, F = 1$. Nous utilisons ici encore une diode *Sanyo*. Etant donnée sa faible largeur naturelle à mi-hauteur ($5 \text{ MHz} < \Gamma/2\pi$), nous pouvons la faire fonctionner directement en émission

8. Cette largeur spectrale de 5 MHz mesurée pour les diodes *Sanyo* DL-7140-201S que nous utilisons dans l’expérience est remarquable pour des diodes laser sans cavité externe ni réseau de Bragg intégré. La largeur spectrale a été mesurée en enregistrant un battement entre deux diodes sur une photodiode rapide [89].

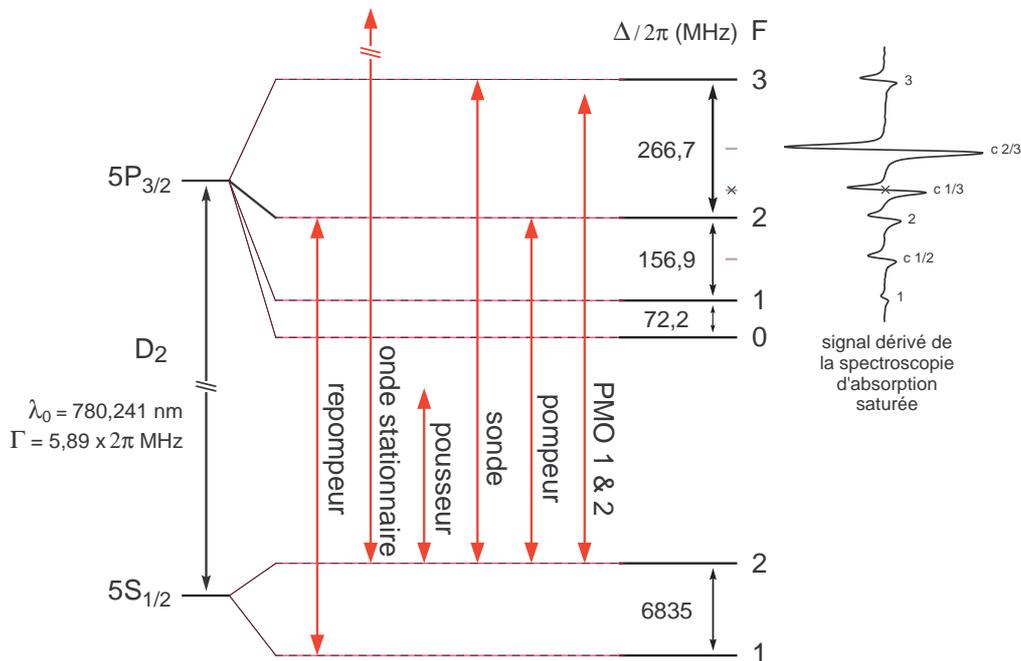


Figure 1.5 — A gauche : les niveaux fins et hyperfins de la raie D_2 du ^{87}Rb . Les flèches représentent les fréquences de fonctionnement des différents lasers du montage. A droite, on voit l’allure du signal dérivé de la spectroscopie d’absorption saturée qui sert à l’asservissement sur le croisement de niveaux $F' = 1/F' = 3$ du faisceau maître (marqué d’une croix).

Figure 1.5 — Left : Fine and hyperfine sublevels of the line D_2 of ^{87}Rb , and frequencies of the different lasers of the setup. Right : Corresponding derivated signal for the saturated absorption spectroscopy signal of the master laser for its transitions $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$. We lock the frequency on the $F' = 1/F' = 3$ crossover (marked by a cross).

libre pour le repompage⁹, ce qui simplifie grandement le montage. Nous asservissons cette diode grâce à un montage de spectroscopie d’absorption saturée en aller-retour sur le croisement entre les transitions $(1 \rightarrow 1)$ et $(1 \rightarrow 2)$, puis le faisceau est décalé jusqu’à la fréquence de la transition $(1 \rightarrow 2)$ par un modulateur acousto-optique fonctionnant à 78,5 MHz (figure 1.3).

Le laser pousseur-guide.

Le faisceau « pousseur » est produit par une diode *Sanyo* (voir les notes 8 et 9).

9. Un piège magnéto-optique a été réalisé en utilisant uniquement deux de ces diodes – une pour les faisceaux de refroidissement, une pour le faisceau de repompage hyperfin [89] ; ce montage était indépendant de l’expérience principale. Les deux diodes ont été sélectionnées en longueur d’onde et sont asservies sur des raies de spectroscopie d’absorption saturée. L’asservissement est particulièrement stable car les diodes sont moins sensibles aux vibrations et aux variations de température qu’une diode montée en cavité étendue. Le prix de ces diodes est d’environ 50 euros (hors boîtier et électronique).

Elle n'est en général ni injectée, ni asservie en fréquence car elle est très désaccordée (typiquement 1 GHz vers le rouge de la transition ($2 \rightarrow 3$)) et la gamme sur laquelle la poussée est efficace très large (≈ 500 MHz) comme nous le reverrons dans la partie 1.2.1 et en annexe A. Ses dérives de fréquence au cours d'une expérience, de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, sont donc sans conséquence.

Cependant ces diodes sont très sensibles aux conditions atmosphériques ambiantes et leur comportement peut être fortement altéré en cas de dysfonctionnement du système de climatisation ou en période estivale. Il s'est donc avéré utile de développer un montage d'asservissement de cette diode à une fréquence trop éloignée des résonances optiques pour pouvoir profiter d'un simple montage d'absorption.

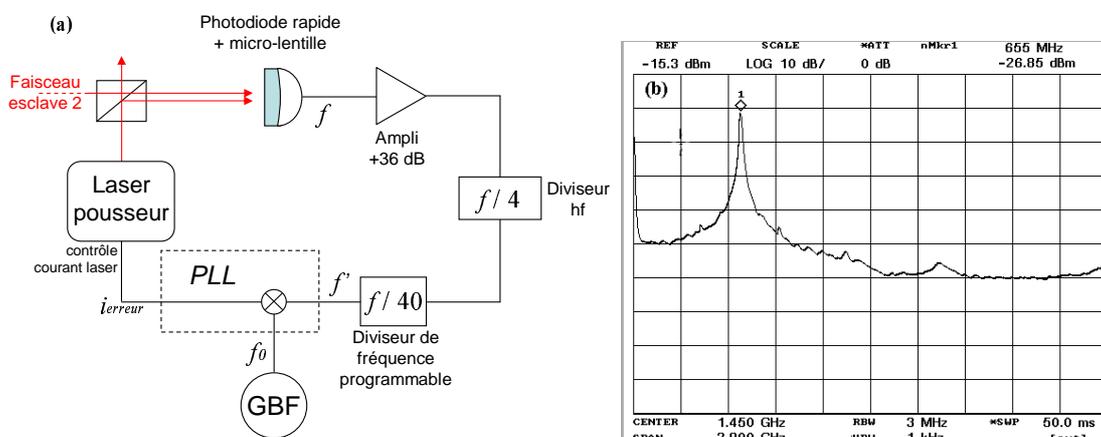


Figure 1.6 – (a) Schéma simplifié du montage de battement et d'asservissement du laser pousseur-guide. (b) Signal de battement à 655 MHz entre le laser pousseur et l'un des lasers esclaves. Pour une puissance lumineuse totale de $650 \mu\text{W}$ on obtient après une amplification électronique de +36 dB un pic de signal s'élevant de 50 dB au-dessus du bruit de fond.

Figure 1.6 – (a) Simplified scheme of the beating and locking setup for the pushing-guiding laser. The signal obtained from the beating between the pushing laser and a slave laser at $500 < f < 1500$ GHz is collected by a fast photodiode. The signal is then amplified before its frequency is divided by 160. The new frequency f' is compared to a tunable reference frequency f_0 provided by a low-frequency generator (GBF). The output error current of the phase-lock loop (PLL) is finally counter-reacting on the pushing laser's current supply. (b) Beating signal at 655 MHz between the pushing laser and one of the slave lasers. For an total optical power of $650 \mu\text{W}$ but after a +36 dB electronic amplification we observe a signal 50 dB higher than the noise.

Ce montage représenté en figure 1.6(a) se décompose en deux parties. On effectue tout d'abord un battement entre le faisceau pousseur et l'un des faisceaux esclaves afin de connaître le décalage en fréquence entre le laser pousseur et la résonance ($2 \rightarrow 3$). Pour cela, on extrait environ $10 \mu\text{W}$ de chaque faisceau, et on recombine ces fuites sur une photodiode rapide *Hamamatsu* S5973-01 munie de sa micro-lentille. Le signal électronique de battement qui en résulte est situé dans une bande de fréquence

500 MHz $< f < 1500$ MHz, et possède une amplitude faible (typiquement -60 dBm) qui le rend difficile à détecter et à utiliser pour un asservissement. Il passe donc ensuite à travers deux amplificateurs *Mini-Circuits* ERA-5 de 18 dB chacun (figure 1.6(b)). L'amplification fait apparaître des harmoniques du signal de battement que l'on peut éventuellement filtrer. Cependant leur amplitude est en général si faible¹⁰ qu'à l'usage, nous nous sommes passé du filtre.

Le signal est ensuite comparé à une fréquence de référence f_0 . Pour éviter d'avoir à utiliser une source de référence à 1 GHz (elles coûtent souvent cher), la fréquence du signal de battement est alors réduite d'un facteur $D = 160$. La fréquence est d'abord divisée par 4 par un composant hyperfréquence *Hittite* HMC365, puis par 40 par un diviseur de fréquence programmable MC12080. Le signal ainsi ramené dans la gamme de fréquence $3 \text{ MHz} < f' < 10 \text{ MHz}$ peut être comparé à la fréquence f_0 de référence émise par un générateur basse fréquence *ELC* GF266 via une boucle à verrouillage de phase (PLL) de 1 MHz de bande passante. Le signal d'erreur est alors utilisé pour contre-réagir sur le courant de la diode laser pousseur.

Toutes les parties électroniques ont été réalisées à l'atelier du laboratoire avec l'aide de Paul-Eric Pottier, le montage est par conséquent très modulable. Il est en particulier très aisé de modifier les parties amplification, filtrage et division de fréquence si l'on souhaite travailler à d'autres valeurs de désaccord ($40 < D < 320$, f_0 ajustable).

Coupage des faisceaux.

Tous les faisceaux sont occultés lorsqu'ils sont inactifs par des obturateurs basculants à électro-aimant *Harting*; ces obturateurs sont placés aux foyers des faisceaux pour obtenir une extinction la plus rapide possible (typiquement $20 \mu\text{s}$). Ces dispositifs ne sont cependant pas suffisants pour produire des impulsions lumineuses bien contrôlées; nous utilisons pour cela les MAO 3 et 5 sur les faisceaux pompeur et sonde.

1.1.3 Gestion informatique de l'expérience

La séquence expérimentale est contrôlée par un ordinateur – appelé PC – bec – équipé de deux cartes *National Instruments* PCI-6713 et PCI-DIO-32HS. Ces cartes gèrent l'évolution temporelle de la plupart des paramètres expérimentaux – fréquences des faisceaux lasers, courants des bobines du piège magnétique, etc – en délivrant des séquences de tensions. PC – bec communique par port série et réseau local avec un second ordinateur – PC – camera – dédié à l'acquisition et au traitement des images de la caméra CCD (cf. 1.2.4).

La figure 1.7 schématise la configuration matérielle qui a été mise en œuvre pour le contrôle informatique des séquences expérimentales. Une description détaillée de son fonctionnement est disponible dans la thèse de Yves Colombe [74].

10. L'ordre suivant, que l'on aperçoit autour de 1,31 GHz sur la figure 1.6(b), se trouve 45 dBm en-dessous du signal qui nous intéresse.

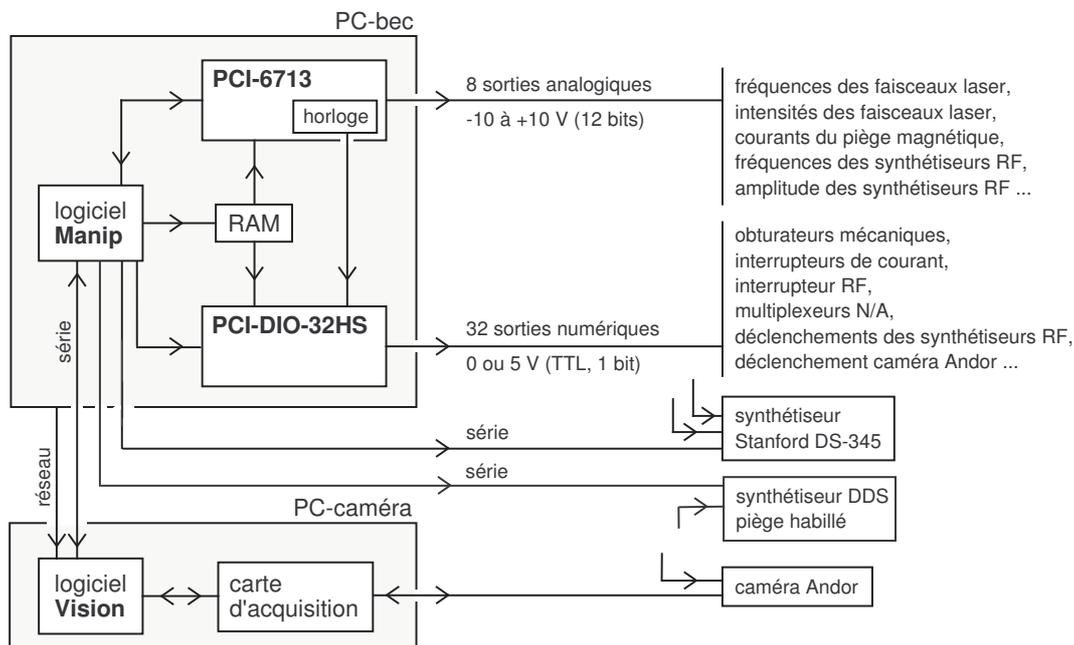


Figure 1.7 — Gestion informatique de l'expérience.

Figure 1.7 — The experiment is controlled by a computer through 32 digital and 8 analog channels that output buffered voltage sequences. The precise timing is provided by an on-board clock. The acquisition and analyse of the CCD images are performed on a dedicated computer.

1.2 La séquence temporelle

Dans cette partie je développerai le déroulement temporel d'une séquence expérimentale typique en m'attardant sur la description de chacune des étapes. Je passerai donc en revue le transfert continu d'atomes entre deux pièges magnéto-optiques (paragraphe 1.2.1), le piégeage magnétique (§ 1.2.2), la phase de refroidissement évaporatif (§ 1.2.3) et le système d'imagerie (§ 1.2.4). Dans l'ensemble du manuscrit (sauf annexe A), le repère associé au montage expérimental a pour origine le centre du piège magnétique dans la chambre inférieure. Son axe vertical est appelé z et pointe vers le haut. Le plan horizontal est décrit par l'axe x correspondant à l'axe de la bobine dite « Ioffe » et l'axe y correspondant à l'axe des bobines quadrupolaires (voir figures 1.1 et 1.9).

1.2.1 Le double piège magnéto-optique

Le montage à deux pièges magnéto-optiques permet d'obtenir rapidement et simplement un grand nombre d'atomes froids piégés dans une cellule où le vide est très poussé ($P \simeq 3.10^{-11}$ mbar, cf. § 1.1.1). Les atomes sont capturés dans le premier piège magnéto-optique (PMO 1) à partir d'une vapeur de rubidium, et sont transférés conti-

nûment jusqu'au second piège magnéto-optique (PMO 2) par un faisceau laser pousseur (figure A.1 de l'annexe A et figure 1.1).

Les deux pièges magnéto-optiques.

Les faisceaux des deux pièges magnéto-optiques sont produits par deux diodes *Sanyo*, injectées par une diode DBR de fréquence réglable (voir § 1.1.2 et figure 1.3). Typiquement, ces faisceaux sont désaccordés de $\delta = 2\pi \times (-2,3)\Gamma = -13,5$ MHz par rapport à la résonance. La configuration des pièges reprend la structure classique démontrée en 1987 dans l'équipe de D. Pritchard mettant en œuvre six faisceaux contre-propageants en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ et un gradient de champ magnétique de l'ordre de 10 G/cm [90]. Chaque piège magnéto-optique est traversé par un laser repompeur accordé sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$.

Les 45 mW de la première diode *Sanyo* sont répartis sur les trois faisceaux rétro-réfléchis du PMO 1 présentant chacun un rayon à $1/e^2$ de 11 mm. Ces valeurs relativement élevées permettent un chargement rapide du piège à partir de la vapeur de rubidium contenue dans la première enceinte (le temps de chargement est de l'ordre de $\tau_{ch} = 400$ ms pour une pression en rubidium d'environ $P_1 = 10^{-9}$ mbar). L'un des faisceaux rétro-réfléchis est orienté selon l'axe x des bobines, et les deux autres sont dans le plan vertical yz , orientés en « X » à 45° de l'axe vertical z . Deux bobines en configuration anti-helmholtz parcourues par un courant $I_{PMO1} = 5,2$ A créent selon leur axe x un gradient de champ magnétique $B'_x \simeq 10$ G/cm ($B'_y = B'_z = B'_x/2$ dans le plan perpendiculaire).

Dans le cas du PMO 2, 35 mW de puissance sont répartis sur six faisceaux indépendants de 4 à 6 mm de rayon à $1/e^2$. Il est possible d'ajuster la puissance totale ainsi que les puissances respectives des différents faisceaux afin d'optimiser la taille et la position du piège. On peut contrôler qu'un bon équilibre de l'intensité relative des faisceaux permet d'observer les atomes se dissiper lentement dans une mélasse optique lorsque l'on coupe le champ magnétique, sans accélération brusque. Le gradient de champ magnétique est produit par les bobines quadrupolaires du piège QUIC (voir partie 1.2.2) parcourues par un faible courant ($I_{PMO2} = 2$ A). Il vaut $B'_y = 21$ G/cm selon l'axe y du quadrupôle et deux fois moins selon les directions orthogonales à l'axe.

Transfert par faisceau pousseur désaccordé.

Les atomes piégés à partir d'une vapeur dans le piège magnéto-optique de la cellule supérieure sont transférés dans une seconde cellule où le vide est plus poussé pour les raisons évoquées au paragraphe 1.1.1. Pour emmener les atomes d'un premier PMO à un second, nous avons opté pour l'utilisation d'un faisceau laser divergent et très désaccordé vers le rouge de la transition ($2 \rightarrow 3$). Une description détaillée de ce système est développée en annexe A. Je résumerai cependant ici le principe de fonctionnement et les paramètres clés du transfert par faisceau pousseur désaccordé.

Les deux pièges magnéto-optiques sont séparés d'une distance $D = 72$ cm. Un tube différentiel de 12 cm de long et de 6 mm de diamètre sépare leurs cellules. Un faisceau laser issu d'une diode laser *Sanyo* aligné verticalement sur l'axe que forment les deux pièges fait office à la fois de pousseur et de guide. Ce laser, polarisé elliptiquement, possède une puissance $P = 21$ mW et fonctionne à une fréquence décalée de 1 GHz environ vers le rouge de la transition ($2 \rightarrow 3$). Même si le laser n'est pas parfaitement

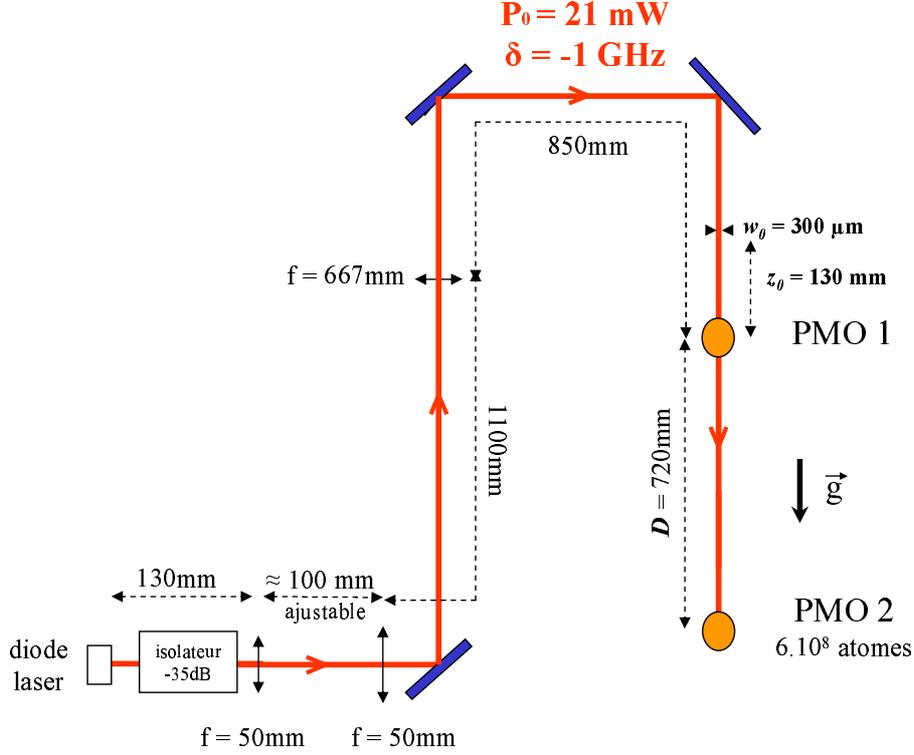


Figure 1.8 — Schéma du système de transfert des atomes d'un piège magnéto-optique à l'autre. Les paramètres D , z_0 et w_0 utilisés dans ce paragraphe sont indiqués sur la figure.

Figure 1.8 — Scheme of the pushing-guiding setup. The parameters used in this paragraph (D , z_0 , w_0) are labeled on the picture.

gaussien (voir annexe A), il peut être assimilé à un faisceau focalisé à une distance $z_0 = 13$ cm en amont du premier piège magnéto-optique et dont le rayon à $1/e^2$ vérifie la relation $w(z) = w_0 \sqrt{1 + [z - (D + z_0)]^2 / z_R^2}$ où le waist w_0 et la distance de Rayleigh z_R ont été mesurés et valent respectivement $300 \mu\text{m}$ et 260 mm.

Le laser pousseur extrait un jet continu d'atomes froids et lents du premier piège magnéto-optique puis, grâce à la force dipolaire, guide les atomes à travers le tube différentiel et jusqu'au second piège. Le faisceau est suffisamment divergent pour ne pas affecter le second PMO. Cette divergence permet d'ailleurs un refroidissement adiabatique des atomes guidés au cours de leur trajet. Ce refroidissement est cependant combiné à un réchauffement des atomes dû à la diffusion spontanée de photons. La conséquence en est que les atomes ne sont plus guidés au-delà d'une distance qui est dans notre cas de l'ordre de 29 cm, suffisante cependant pour passer le tube différentiel. De plus, même si les atomes s'échappent du guide avant de parvenir au second PMO, et si l'on suppose qu'ils suivent ensuite une expansion balistique, on peut montrer que leur vitesse longitudinale (< 13 m/s) et leur température ($< 30 \mu\text{K}$) sont suffisamment basses pour que tous les atomes soient recapturés par le second piège magnéto-optique. Ils se retrouvent tous en effet dans la zone de capture du piège (typiquement de la

taille du diamètre de ses faisceaux) à une vitesse bien inférieure à sa vitesse de capture (annexe A). Le pourcentage d'atomes extraits du premier PMO qui sont récoltés dans le second est de 50% [91], les pertes pouvant provenir d'atomes ne parvenant pas à passer le tube ou bien de pertes assistées par la lumière du pousseur dans le premier piège ou dans le guide.

Ce système, très simple à mettre en œuvre et fonctionnant loin de résonance, est très robuste aux légers désalignements du faisceau pousseur et ne nécessite en général pas d'asservissement en fréquence. On observe dans notre montage un temps de chargement à $1/e$ du second piège magnéto-optique de 9 secondes environ. Ce dernier atteint alors un nombre d'atomes stationnaire d'approximativement $N_2 = 6 \times 10^8$ qu'il pourrait conserver des heures s'il continue à être approvisionné et qu'aucune modification extérieure n'est apportée au montage. Cependant dès que ce régime est atteint, on enclenche le processus de transfert des atomes vers un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard pour qu'ils y subissent l'étape de refroidissement évaporatif qui conduira à la condensation.

1.2.2 Le piège magnétique

En effet, même s'il est un outil clé dans le domaine de la physique des atomes froids, le piège magnéto-optique ne permet pas un gain en densité dans l'espace des phases suffisant pour parvenir à condenser les alcalins. La faute en revient à la diffusion continue de photons par les atomes situés dans l'onde laser, qui fait que la température ne peut descendre en-dessous de l'énergie de recul absorbée par l'atome à chaque émission de photon et que la densité est limitée par les phénomènes de diffusion multiple [92]. Si l'on veut atteindre des températures assez basses et des densités suffisamment importantes, il faut donc commencer par transférer les atomes vers un piège conservatif. Celui-ci aura le plus souvent la forme d'un piège dipolaire très désaccordé [93], ou d'un champ magnétique inhomogène présentant un minimum non nul. C'est pour cette dernière solution que nous avons opté.

Le piégeage magnétique est possible grâce à l'interaction Zeeman $H_Z(\mathbf{r})$ entre un atome et un champ magnétique inhomogène $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, pouvant s'écrire au premier ordre¹¹ en \mathbf{B} :

$$H_Z(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \mathbf{F} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}), \quad (1.1)$$

où $\boldsymbol{\mu} = -g_F \mu_B \mathbf{F} / \hbar$ est le moment magnétique atomique, g_F le facteur de Landé, μ_B le magnéton de Bohr¹² et \mathbf{F} le moment cinétique de l'atome. La projection de $\boldsymbol{\mu}$ sur un axe de quantification a pour valeurs propres $-m_F g_F \mu_B$ avec m_F entier et tel que $-F \leq m_F \leq F$.

Pour piéger les atomes dans un champ magnétique, il est nécessaire réaliser un minimum du potentiel H_Z . Dans le cas où le spin atomique suit la direction du champ magnétique local, deux solutions s'offrent à nous : créer un maximum de module du champ magnétique B et piéger les atomes dont le moment magnétique est aligné avec le vecteur champ \mathbf{B} , ou un minimum de B pour piéger les atomes dont le moment

11. En champ fort le hamiltonien d'interaction n'est plus linéaire en \mathbf{B} [94].

12. $\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J}\cdot\text{T}^{-1} = h \times 1,40 \text{ MHz}\cdot\text{G}^{-1}$. Le gauss vaut $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$.

magnétique est parallèle avec \mathbf{B} mais de sens opposé. D'après les équations de Maxwell, la présence d'un maximum du module champ magnétique statique B dans le vide est impossible¹³. Par conséquent, le piégeage n'est réalisable qu'autour d'un minimum local du champ et pour des atomes dont le moment magnétique est antiparallèle au champ. Pour le ^{87}Rb dans son niveau fondamental $5S_{1/2}$ les facteurs de Landé valent $g_{F=2} = 1/2$ et $g_{F=1} = -1/2$, et en prenant un axe de quantification aligné avec le champ local, les seuls états pouvant être piégés sont $|F = 2, m_F = 2\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et $|F = 1, m_F = -1\rangle$ dont les déplacements Zeeman

$$U_{F, m_F}(\mathbf{r}) = m_F g_F \mu_B B(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

sont positifs. L'état utilisé dans notre expérience est l'état $|F = 2, m_F = 2\rangle$ doublement polarisé, qui subit un potentiel de piégeage deux fois plus important.

Le moment magnétique d'un atome en mouvement dans un champ magnétique variable $\mathbf{B}(\mathbf{r}(t))$ peut suivre la direction du champ magnétique local si celle-ci varie lentement par rapport à la pulsation de Larmor [96, 97]. Cette condition peut s'écrire

$$\dot{\theta}(\mathbf{r}) \ll g_F \mu_B B(\mathbf{r}) / \hbar, \quad (1.3)$$

où $\dot{\theta}$ est la vitesse angulaire instantanée de \mathbf{B} du point de vue de l'atome en mouvement. Un non respect de cette condition signifie un saut de l'atome vers un autre potentiel hyperfin et par conséquent la perte de l'atome pour l'expérimentateur [98]. Or cette condition ne peut justement plus être respectée dans une région où B s'annule. Par conséquent on travaille généralement avec un champ minimal non nul, de l'ordre du gauss. Cela est suffisant pour assurer l'évolution adiabatique du moment magnétique atomique [33].

La configuration Ioffe-Pritchard.

La configuration de champ magnétique avec un minimum non nul la plus simple est certainement celle dite de Ioffe-Pritchard¹⁴ [99], dont l'expression générale développée à l'ordre 2 est la suivante :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} B_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} 0 \\ y \\ -z \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} x^2 - \frac{1}{2}(y^2 + z^2) \\ -xy \\ -xz \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

B_0 , B' et B'' étant respectivement le biais, le gradient et la courbure du champ.

On remarque qu'il présente un comportement axial parabolique $B_x = B_0 + B'' x^2/2$, et une dépendance radiale essentiellement linéaire excepté près de l'axe x . Ce dernier aspect est très important pour comprendre l'allure du piège « habillé » par une onde radiofréquence décrit au chapitre 2. Au voisinage du minimum, l'axe x est axe de symétrie pour le vecteur \mathbf{B} , et axe de révolution pour le module du champ B et le

13. Théorème de Wing [95].

14. Le piège Ioffe-Pritchard original est la combinaison d'un champ quadrupolaire radial créé par quatre fils et d'une paire de bobines de Helmholtz d'axe parallèle à celui des fils. Depuis d'autres configurations mécaniques ont été développées qui mènent à un profil de champ similaire.

potentiel U_{F,m_F} . Au centre du piège, le champ magnétique non nul B_0 correspond à une séparation en énergie entre les différents sous-états Zeeman d'une quantité

$$U_0 = g_F \mu_B B_0 = \hbar \omega_0. \quad (1.5)$$

L'approximation harmonique du potentiel radial n'est valide que si le nuage n'explore qu'une très petite zone autour de l'axe x ¹⁵, ou plus simplement si son extension dans la direction radiale σ_\perp vérifie la condition $\sigma_\perp \ll B_0/B'$. En termes de température et à l'équilibre thermodynamique, cette condition se traduit par

$$k_B T \ll |\mu| B_0, \quad (1.6)$$

où $\mu = m_F g_F \mu_B$ est le moment magnétique des atomes. Si cette condition n'est pas satisfaite, le potentiel exploré est alors harmonique selon x avec la courbure $\mu B''$, mais pratiquement linéaire selon la coordonnée radiale $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$ avec le gradient $\mu B'$: $U(x, \rho) \simeq \mu (B'' x^2/2 + B' \rho)$.

Si par contre cette condition est remplie, que le nuage est assez froid, le potentiel a alors une allure purement harmonique $U(x, \rho) \simeq \mu (B_0 + B'' x^2/2 + B'_\rho \rho^2/2)$, avec $B'_\rho = B'^2/B_0 - B''/2$. Les fréquences¹⁶ d'oscillations correspondantes sont

$$\omega_x = \sqrt{\frac{\mu}{M} B''} \quad (1.7)$$

$$\omega_\perp = \sqrt{\frac{\mu}{M} \left(\frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)} \simeq \sqrt{\frac{\mu}{M} \frac{B'^2}{B_0}}, \quad (1.8)$$

où $M = 1,44 \times 10^{-25}$ kg est la masse de l'atome de ^{87}Rb .

L'anisotropie de ce type de potentiel est très marquée, avec $\omega_\perp \gg \omega_x$. La fréquence transverse ω_\perp peut être contrôlée grâce au biais B_0 ; elle est d'autant plus grande que B_0 est faible, cependant la valeur minimale de B_0 est limitée par la condition de suivi adiabatique du spin au voisinage du centre du piège.

Le piège QUIC.

La configuration de champ de type Ioffe-Pritchard que nous utilisons pour confiner les atomes est produite par un piège magnétique de type « QUIC » (pour *QUadrupole and Ioffe Configuration*) qui s'inspire de l'original réalisé par le groupe de Ted Hänsch [100]. Le piège QUIC est une combinaison de trois bobines : deux bobines identiques et de même axe réalisant un champ quadrupolaire et une petite bobine appelée « bobine Ioffe » (figures 1.9 et 1.10) d'axe perpendiculaire. Le courant nominal est de $I_{\text{Quad}} = 30$ A pour les bobines quadrupolaires et de $I_{\text{Ioffe}} = 44$ A pour la bobine de Ioffe.

Ce piège très compact nécessite une alimentation en courant raisonnable, par conséquent la dissipation thermique est faible ; 170 W pour le quadrupôle et 25 W pour la

15. Typiquement $\rho < 50 \mu\text{m}$ dans notre cas.

16. Par abus de langage on emploiera souvent le terme *fréquence* au lieu de *pulsation*. Les notations ν pour les fréquences et ω ($= 2\pi \times \nu$) pour les pulsations lèvent l'ambiguïté. De même, les désaccords et largeurs radiatives notés δ et Γ sont des fréquences angulaires.

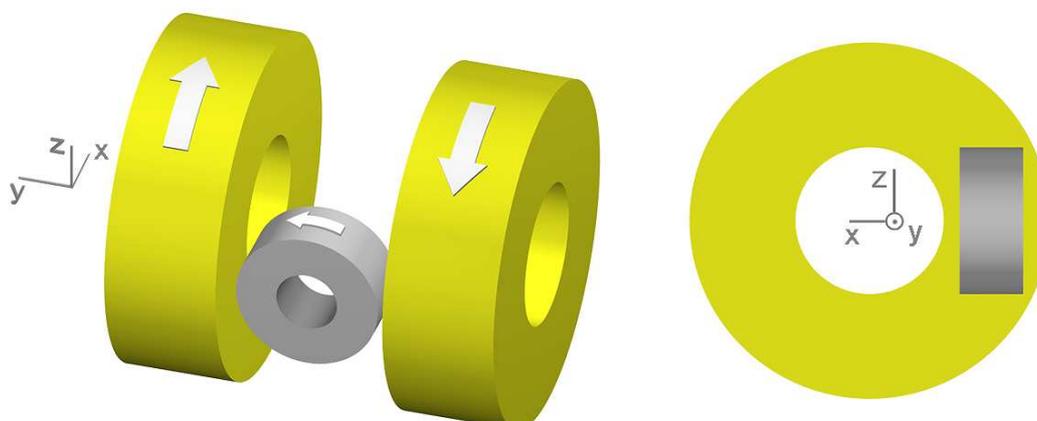


Figure 1.9 — Représentation schématique du piège QUIC. Celui-ci est composé de trois bobines ; une paire de bobines quadrupolaires (les plus grandes, face à face) et une bobine dite « Ioffe » (la plus petite). Le repère cartésien que j'utiliserai dans ce mémoire a son axe x aligné avec celui de la bobine Ioffe, son axe y selon l'axe du quadrupole, et son axe z vertical pointant vers le haut. L'origine du repère correspond au minimum local de champ non nul que crée la bobine Ioffe au point où elle compense le gradient de champ quadrupolaire selon l'axe x . L'échelle est donnée par la longueur des axes, 1 cm.

Figure 1.9 — Schematic representation of the QUIC trap. It is made up of three coils ; two quadrupolar coils (big, face to face) and one so-called « Ioffe coil » (small). This coil is responsible for the presence of a non-zero local minimum of the magnetic field located where the gradients created by the 3 coils along the Ioffe coil axis exactly cancel. The currents in the quadrupole (30 A) and in the Ioffe coil (44 A) flow according to the direction of the arrows. We label « x » axis the axis of the Ioffe coil, « y » axis the quadrupole axis and « z » axis the vertical direction pointing upwards. The origin of the lab frame coincides with the center of the QUIC trap.

bobine Ioffe. Cela simplifie beaucoup le dispositif, notamment pour le refroidissement. Celui-ci est assuré par des radiateurs collés aux bobines par une résine époxyde thermoconductrice *Epotechny E707*. Les radiateurs sont de simples pièces de cuivre creuses à l'intérieur desquelles sont insérées les bobines et dans lesquelles on fait circuler de l'eau froide. Tous les éléments sont entaillés d'une fente afin d'éviter les boucles de courants de Foucault contre-réactifs lors de la coupure du piège. Cependant cette précaution n'est pas complètement suffisante et des boucles locales de courants apparaissent malgré tout qui allongent le temps d'extinction du champ magnétique. Ce délai est pris en compte dans la séquence. En fonctionnement continu les bobines peuvent atteindre une température maximale d'environ 30°C au-dessus de la température de l'eau de refroidissement.

Le champ magnétique finalement obtenu possède un minimum $B_0 = 1,85$ G situé à 6,9 mm du centre du quadrupôle dans la direction de la bobine Ioffe, un gradient

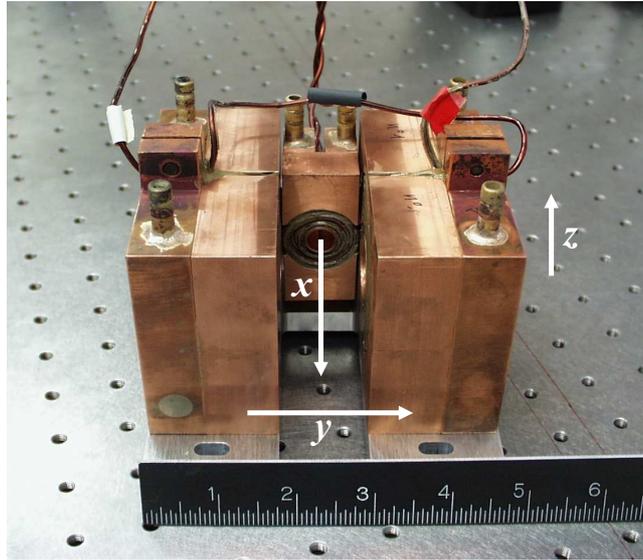


Figure 1.10 — Photographie de notre piège QUIC. On peut y voir : de face, la bobine Ioffe d'axe x horizontale. De profil, les deux bobines quadrupolaires d'axe y séparées de 30 mm et prises dans leurs bloc de cuivre. L'axe z est vertical. La règle est graduée en pouces. Les cylindres creux verticaux que l'on voit sortir du dessus des blocs servent au refroidissement par eau des bobines.

Figure 1.10 — Picture of our QUIC trap. One can see : Front, the Ioffe coil of horizontal x axis. Side, the two quadrupole coils of y axis separated of 30 mm and inserted into their cooling copper blocks. The z axis is vertical. The ruler is graduated in inches. The vertical cylinders on the top of the copper blocks are used for water cooling of the coils.

$B' = 228$ G/cm dans les directions perpendiculaires à l'axe de la bobine Ioffe¹⁷, et une courbure sur l'axe x : $B'' = 260$ G/cm². Ceci correspond, en termes de fréquences d'oscillation, à $\omega_x = 2\pi \times 21$ Hz et le long de l'axe de la bobine Ioffe $\omega_{\perp} = 2\pi \times 219$ Hz dans les directions transverses. La figure 1.12, tirée de la thèse de Yves Colombe, montre le profil du champ selon x et z , les lignes iso-B dans les plans Oxz et Oyz , ainsi que la direction du champ dans ces plans¹⁸. La géométrie 3D des surfaces iso-magnétiques (iso-B), en forme d'ellipsoïdes très allongées et empilées comme des pelures d'oignon, est particulièrement importante pour la réalisation et la compréhension du piège magnétique « habillé » par un champ rf et expliquera de manière évidente son aspect extérieur de « Zeppelin » (cf. chapitre 2).

Chargement du piège.

Lors d'une séquence expérimentale, on utilise d'abord les bobines quadrupolaires seules à bas courant (environ 2 A) pendant la phase de piégeage magnéto-optique

17. La modélisation de notre piège prévoit un gradient de champ transverse de 220 G/cm. Une mesure au gaussmètre nous donne 223 G/cm et une mesure indirecte plus précise (§ 2.3.1) fixe la valeur du gradient à $B' = 228$ G/cm.

18. Le champ représenté est calculé en utilisant l'expression du champ produit par une spire rappelée dans [101] et en sommant sur l'ensemble des spires constituant le piège.

(§ 1.2.1). Après une légère compression linéaire du piège magnéto-optique et quelques millisecondes de refroidissement dans une mélasse optique, les atomes sont ensuite pompés dans le sous-état $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ et piégés dans le champ des bobines quadropolaires dont on augmente le courant d'alimentation jusqu'à 30 A en 200 ms. On augmente enfin linéairement le courant de la bobine Ioffe en 300 ms jusqu'à une valeur finale de 44 A, réalisant ainsi un champ magnétique à minimum de B non nul. Après la phase d'évaporation le courant dans le piège est coupé en moins de 100 μ s par deux circuits dédiés à cet usage. Le champ magnétique, lui, décroît en quelques millisecondes, en raison de courants de Foucault apparaissant dans les radiateurs en cuivre (p. 39).

Mesure des fréquences d'oscillation.

Les fréquences d'oscillation longitudinale et transversale du piège QUIC peuvent être mesurées respectivement par excitation dipolaire et paramétrique de l'échantillon atomique. Pour cela, il suffit d'une seule bobine d'axe x . Parcourue par un courant, celle-ci crée au niveau des atomes un gradient de champ $\delta B'$ et un biais δB_0 selon x , ce qui translate selon x le point d'équilibre entre les gradients créés par le quadropole et la bobine Ioffe, et modifie la valeur du champ biais B_0 au centre du piège. La première conséquence en sera un déplacement de la position du minimum de champ magnétique d'une distance :

$$\delta x = \frac{\delta B'}{B_1'} \frac{x_0^2 + R^2}{4x_0^2 - R^2} x_0, \quad (1.9)$$

où x_0 est la position du minimum de champ par rapport au ras de la bobine Ioffe (17 mm), R le rayon moyen de la bobine Ioffe (environ 7,5 mm) et B_1' le gradient créé par la bobine Ioffe ($B_1' = \frac{2}{3}B' \simeq 150$ G/cm). Ce déplacement du minimum de champ provoque un mouvement du nuage atomique. Si l'on module à présent l'amplitude du courant dans la bobine excitatrice à la fréquence ν_{mod} , on entraîne un mouvement oscillatoire des atomes le long de l'axe x qui sera résonnant à $\nu_{mod} = \nu_x$. Ceci correspond à une excitation dipolaire. Simultanément, le champ biais B_0 au fond du piège magnétique se voit modifié, déclenchant ainsi une modulation de $\nu_{\perp} \propto 1/\sqrt{B_0}$. Par conséquent, il est aussi possible de cette façon d'exciter un mode de respiration radial du nuage résonnant à $\nu_{mod} = 2\nu_{\perp}$. Cela correspond à une excitation paramétrique.

En pratique, on utilise une bobine d'excitation de 7 cm de diamètre constituée de 20 tours de fil de cuivre de 0,56 mm de section. La bobine est alignée avec l'axe de la bobine Ioffe, de l'autre côté de la cellule, à 7 cm environ des atomes. Elle est alimentée par un synthétiseur *Stanford* délivrant un signal sinusoïdal de fréquence ν_{mod} et d'amplitude A_{mod} pendant un temps τ_{exc} . L'excitation est appliquée à un nuage pré-refroidi à 2 μ K environ. Il continue ensuite d'osciller dans le piège pendant 200 ms avant d'être relâché et photographié après 20 ms de temps de vol.

Pour la mesure de ν_x , le signal exciteur d'amplitude $A_{mod} = 10 V_{pp}$ est appliqué pendant $\tau_{exc} = 3$ s. On répète l'expérience pour différentes valeurs de ν_{mod} proches de la valeur théorique de $\nu_x = 21$ Hz par incrément de 50 mHz¹⁹, et on relève à chaque fois le déplacement δx du nuage après temps de vol. On observe un pic de résonance

19. Le pas d'incrément de ν_{mod} doit en effet être de cet ordre de grandeur si l'on veut pouvoir observer le pic de résonance à ν_x qui de fait est très fin ; $\sigma_{\nu} = 70$ mHz seulement.

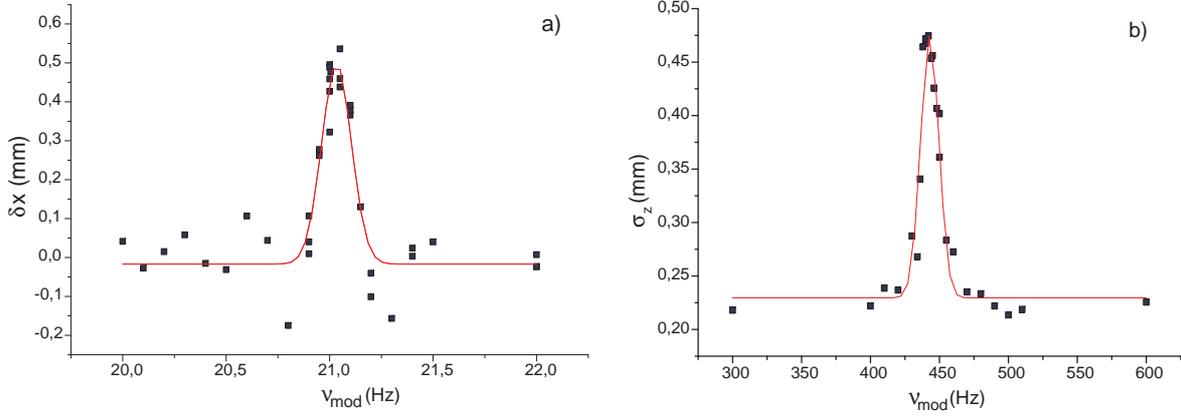


Figure 1.11 – (a) Excitation dipolaire : La première courbe représente le déplacement le long de l’axe x du centre de masse du nuage δx après 20 ms de temps de vol pour différentes valeurs de la fréquence d’excitation ν_{mod} . Le résultat peut être ajusté par une gaussienne très fine centrée en $\nu_{mod}^d = 21.03$ Hz et d’écart type $\sigma_{\nu_{mod}} = 0.07$ Hz, dont on peut déduire la valeur de $\nu_x = \nu_{mod}^d$. (b) Excitation paramétrique : La seconde courbe montre la variation du rayon à $1/e^2$ du nuage selon la direction verticale σ_z après 20 ms d’expansion en fonction de la fréquence d’excitation ν_{mod} . Le résultat est ajusté par une gaussienne centrée en $\nu_{mod}^p = 443.2$ Hz et d’écart type $\sigma_{\nu_{mod}} = 3.3$ Hz, dont on peut déduire la valeur de $\nu_{\perp} = \nu_{mod}^p/2$.

Figure 1.11 – (a) *Dipolar excitation* : The movement of the atoms along the x axis is excited at a frequency ν_{mod} . We represent the displacement of the center of mass of the cloud δx after a 20 ms time of flight for different values of ν_{mod} . We observe a very narrow gaussian response centered at $\nu_{mod}^d = 21.03$ Hz with a standard deviation as small as $\sigma_{\nu_{mod}} = 0.07$ Hz, from which we deduce the value of $\nu_x = \nu_{mod}^d$. (b) *Parametric excitation* : The transverse breathing mode of the trapped atoms is excited at a frequency ν_{mod} . We plot the vertical radius at $1/e^2$ of the cloud σ_z after 20 ms of ballistic expansion for different values of ν_{mod} . We fit the curve with a gaussian centered at $\nu_{mod}^p = 443.2$ Hz with a standard deviation $\sigma_{\nu_{mod}} = 3.3$ Hz, from which we deduce the value of $\nu_{\perp} = \nu_{mod}^p/2$.

extrêmement fin dont on peut déduire avec une grande précision le résultat important : $\nu_x = 21,03 \pm 0,07$ Hz (Figure 1.11(a)).

Pour la mesure de ν_{\perp} , le signal exciteur d’amplitude $A_{mod} = 4 V_{pp}$ est appliqué pendant $\tau_{exc} = 1$ s seulement, puisque $\nu_{\perp} \gg \nu_x$. La séquence expérimentale est répétée en incrémentant ν_{mod} par pas de 2 Hz autour de la valeur théorique de $2\nu_{perp} = 438$ Hz. L’effet de la modulation est observée sur l’extension σ_x et σ_z du nuage selon respectivement x et z après 20 ms de temps de vol²⁰. On observe à nouveau un pic très marqué à 443,2 Hz dont on déduit $\nu_{\perp} = 221,6 \pm 1,6$ Hz (Figure 1.11(b)). Le désaccord entre cette valeur et la valeur théorique annoncée est de 1,5%.

Effet de la gravité sur l’estimation du fond du puits B_0 .

Jusqu’ici, on déduit B_0 expérimentalement de notre connaissance de la fréquence

20. Ce qui correspond à observer la température du nuage via la formule $T_{x,z} = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_{x,z}^2}{\tau^2}$ valable si le temps de vol τ est grand devant $1/\omega_{x,z}$

de résonance entre sous-états Zeeman au centre du puits de potentiel ω_0 via l'équation (1.5). Cette méthode introduit une légère erreur de surestimation de $B_0 = 1,85$ G ; les atomes sont décalés vers le bas par la gravité et ne ressentent par conséquent pas le champ magnétique B_0 au fond du puits, mais un champ magnétique légèrement supérieur $B_{\text{mes}} = B_0 + \delta B_0$. On peut évaluer cette erreur en comparant l'énergie potentielle de gravitation et le potentiel confinant selon la verticale z .

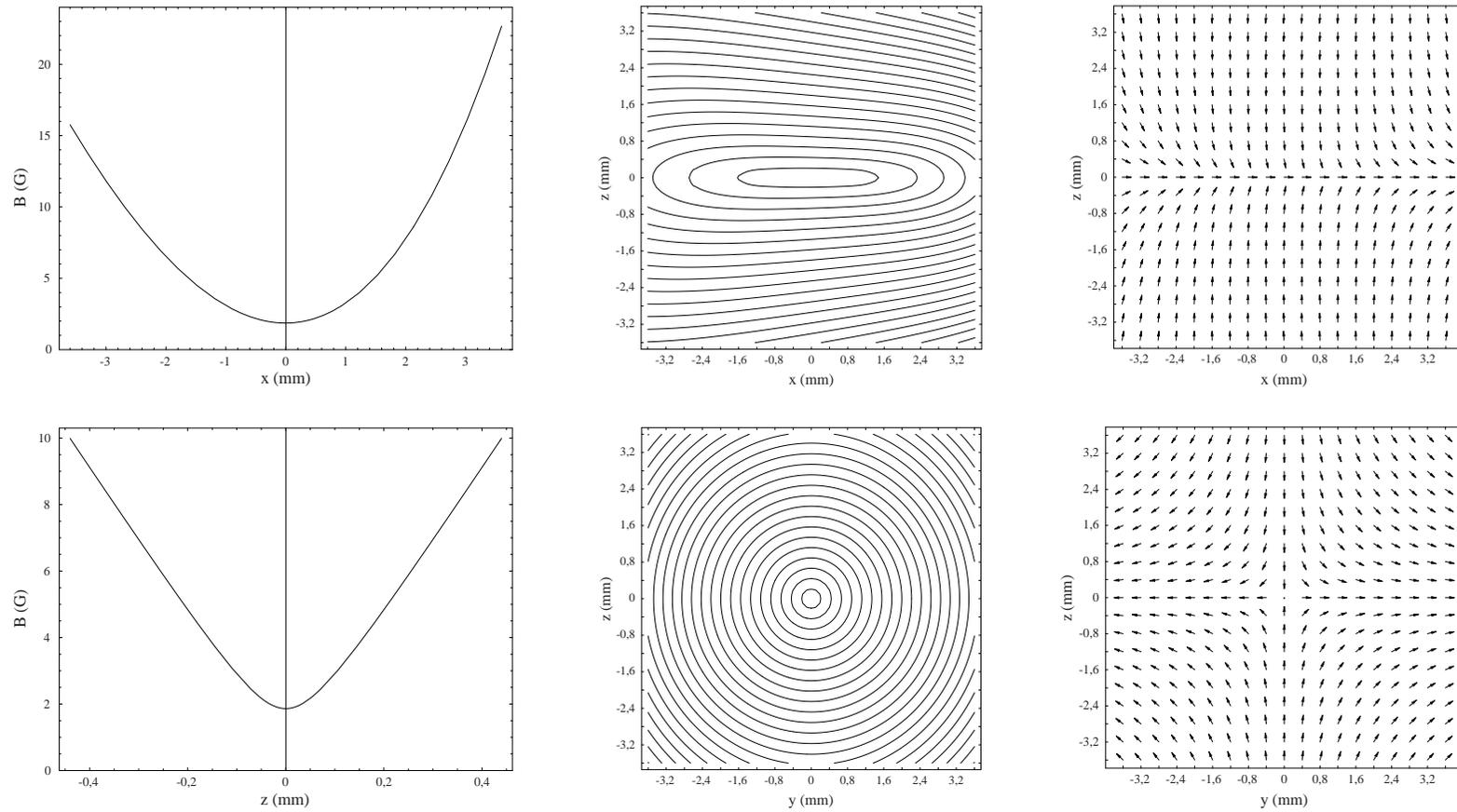


Figure 1.12 — Différentes représentations du champ magnétique calculé pour le piège QUIC. À gauche, l'évolution du module du champ le long des axes Ox (haut) et Oz (bas). Au milieu, les lignes iso-magnétiques dans les plans Oxz (haut) et Oyz (bas), représentées tous les 5 G. À droite enfin, l'orientation du champ magnétique \mathbf{B} dans ces mêmes plans.

Figure 1.12 — Representations of the magnetic field calculated for the QUIC trap. On the left is the plot of the magnetic field modulus along the Ox (top) and Oz (bottom) axes. At the center are the iso-magnetic lines, plotted every 5 G, in the Oxz (top) and Oyz (bottom) vertical planes. On the right is represented the orientation of the \mathbf{B} field in these same planes.

En considérant que les atomes ont subi un déplacement :

$$\delta z = -\frac{g}{\omega_{\perp}^2}. \quad (1.10)$$

On en déduit un décalage en champ magnétique :

$$\delta B_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{Mg}{\mu B'} \right)^2 B_0, \quad (1.11)$$

correspondant théoriquement à $\delta B_0 = 4,6$ mG environ.

Coupure des courants.

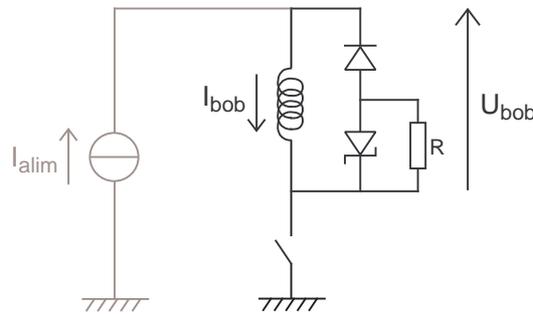


Figure 1.13 – Schéma de principe des circuits de coupure de courant dans les bobines du piège magnétique. L’interrupteur représente le transistor MOSFET et son circuit d’alimentation. Une seule des huit diodes Zener montées en série est représentée. Elles servent à dissiper l’énergie magnétique après l’ouverture du circuit.

Figure 1.13 – Schematic representation of the fast swith off circuits for the trap coils currents. The switch stands for a MOSFET transistor and its adaptation circuit. By the moment it opens, the magnetic energy is dissipated in the Zener diodes (the one which is represented stands for eight diodes mounted in series).

La coupure du piège magnétique confinant les atomes est un moment clé, car si elle n’est pas beaucoup plus brève que la plus courte période d’oscillation dans le piège ($2\pi/(220 \text{ Hz})=14 \text{ ms}$), les atomes risquent de suivre l’évolution du potentiel et la distribution en impulsion d’en être modifiée. Par ailleurs, la présence d’un champ magnétique résiduel peut fausser la détermination du nombre d’atomes par imagerie d’absorption en décalant la fréquence de résonance par effet Zeeman. Afin que la coupure du champ magnétique soit aussi rapide que possible, nous utilisons deux circuits coupe-courants indépendants (l’un adapté au quadrupôle et l’autre à la bobine Ioffe) réalisés à l’atelier d’électronique du laboratoire par Jean-Yves Chauvet et réactualisés par Fabrice Wiotte. Leur schéma de principe est présenté sur la figure 1.13 et leur fonctionnement est détaillé dans la thèse de Yves Colombe [74]. Grâce à ce système, le délai de coupure du courant est de $30 \mu\text{s}$ dans la bobine Ioffe et $100 \mu\text{s}$ dans le quadrupôle dont l’inductance est plus grande (figure 1.14).

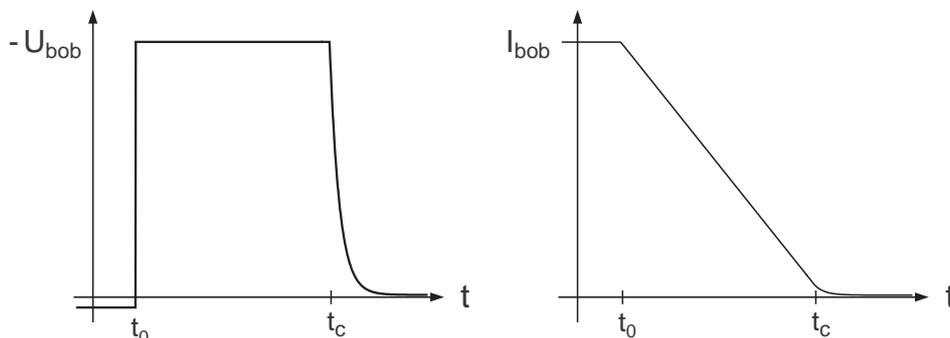


Figure 1.14 – Evolution de la tension aux bornes de la bobine (à gauche) et de l'intensité du courant qui la parcourt (à droite), lors de la coupure du courant. L'instant t_0 correspond à l'ouverture du MOSFET. Le délai $(t_c - t_0)$ vaut $100\mu\text{s}$ pour le quadrupôle et de $30\mu\text{s}$ pour la bobine Ioffe.

Figure 1.14 – Evolution of the voltage (left) and the current through a trap coil (right) when the circuit is opened at t_0 . We measure a typical delay $(t_c - t_0)$ of $100\mu\text{s}$ for the quadrupole coils ($I_{quad} = 30\text{ A}$, $L = 0,8\text{ mH}$) and $30\mu\text{s}$ for the Ioffe coil ($I_{Ioffe} = 44\text{ A}$, $L < 0,1\text{ mH}$).

Malgré cela, si l'on mesure *in situ* le temps de coupure du champ magnétique à l'aide d'une sonde à effet Hall rapide ou une sonde inductive, on trouve des temps de coupure de $3,5\text{ ms}$ pour le quadrupôle et $0,7\text{ ms}$ pour la bobine Ioffe, lesquels sont dus à des courants de Foucault dans les blocs de refroidissement en cuivre²¹.

Par conséquent, lors de la coupure du piège QUIC il faut tenir compte des délais d'extinction très différents des champs quadrupolaire et Ioffe. Si l'on donne les deux ordres de coupure au même instant, le champ au centre du piège s'inverse brusquement²² et le spin des atomes ne peut pas suivre le basculement du champ et se trouve projeté dans plusieurs sous-états Zeeman. On peut observer ces états, qui sont séparés spatialement au cours du temps de vol après avoir subi des accélérations différentes dans le gradient du champ quadrupolaire (Effet Stern-Gerlach), pour des nuages ultra-froids et des condensats. Afin d'éviter ces transitions, le courant de la bobine de Ioffe est maintenu jusqu'à $400\mu\text{s}$ après l'ordre de coupure des bobines quadrupolaires. Notons que malgré tout, cette procédure communique une vitesse horizontale initiale au nuage de l'ordre de $v_x = -30\text{ mm/s}$ due à l'accélération dans le gradient du champ Ioffe.

Stabilité du biais de champ magnétique. Montage des bobines en série.

L'alimentation séparée de la bobine Ioffe et du quadrupôle permet d'ajuster simplement le champ de biais B_0 ainsi que la fréquence de piégeage transverse ω_{\perp} en jouant sur les valeurs respectives des courants parcourant les bobines. En effet, le champ B_0 orienté selon \mathbf{e}_x résulte de la somme des champs Ioffe $B_I \simeq 107\text{ G}$ et quadrupolaire $B_Q \simeq -105\text{ G}$ à l'endroit où les gradients créés par ces deux blocs se compensent, et

21. Ces courants de Foucault apparaissent certainement en boucles « locales » car les blocs ont été fendus afin d'interdire l'apparition de boucles de courant autour des bobines.

22. En effet, le champ de biais B_0 au centre du piège QUIC (voir figure 1.12) est la différence entre les champs Ioffe $B_I \simeq 107\text{ G}$ et quadrupolaire $B_Q \simeq -105\text{ G}$ qui est coupé beaucoup plus lentement.

ω_{\perp} se déduit de B_0 par la formule (1.8).

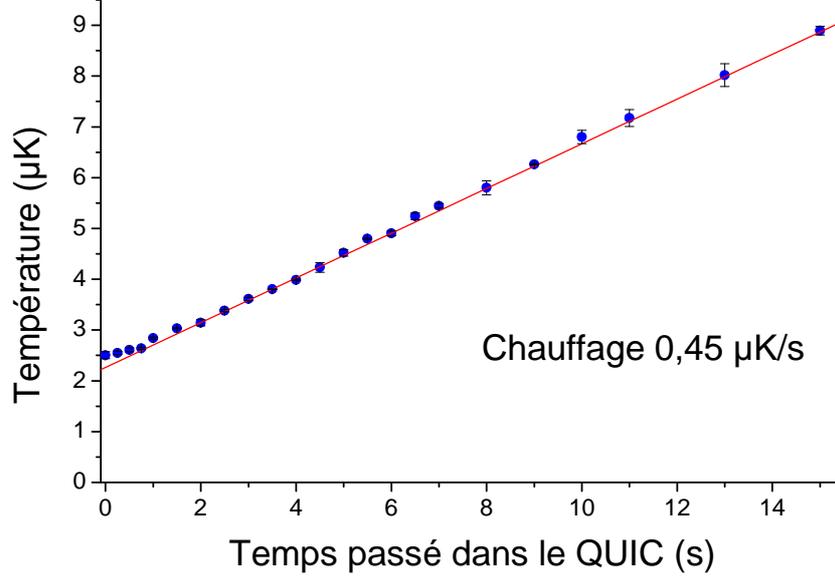


Figure 1.15 – Evolution au cours du temps de la température d’un nuage au repos dans le piège QUIC. La température initiale de l’échantillon est de $2,5 \mu\text{K}$ et elle augmente linéairement au cours du temps à un taux d’environ 450 nK/s . La température du nuage est déduite de sa distribution de densité après 20 ms de temps de vol.

Figure 1.15 – Evolution along time of the temperature of a cloud at rest in the QUIC trap. The initial temperature of the sample is $2,5 \mu\text{K}$ and it increases at a constant rate of approximately 450 nK/s . This is due to a dipolar heating of the cloud along the x direction caused by uncorrelated fluctuations of the currents flowing through the coils of the magnetic trap. The temperature of a cloud is deduced from its density distribution after a 20 ms time of flight.

Nous avons longtemps mis à profit cette situation, cependant les fluctuations du champ biais dues à cette configuration nous ont finalement décidé à monter les trois bobines du piège en série. En effet, si l’on observe la température d’un nuage thermique ultra-froid au repos au fond du piège magnétique, on s’aperçoit que celle-ci augmente régulièrement à un taux de 450 nK/s environ (figure 1.15), simplement du fait de l’instabilité du champ piègeant. Si les courants dans les bobines varient respectivement de δI_{Ioffe} et δI_{quad} , le minimum de potentiel se déplace le long de l’axe x d’une quantité qui peut être approximée au premier ordre par :

$$\delta x \simeq \frac{b'}{B''} \left(\frac{\delta I_{\text{Ioffe}}}{I_{\text{Ioffe}}} - \frac{\delta I_{\text{quad}}}{I_{\text{quad}}} \right), \quad (1.12)$$

où $b' = \frac{2}{3}B' \simeq 150 \text{ G/cm}$ est le gradient créé par le quadrupôle dans la direction transverse à son axe. Dans le cas d’alimentations indépendantes, les fluctuations de champ

ne sont pas corrélées et leurs variances s'additionnent de telle façon qu'on obtient :

$$\langle x^2 \rangle^{1/2} \simeq \frac{b'}{B''} \sqrt{\left(\frac{\delta I_{\text{Ioffe}}}{I_{\text{Ioffe}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_{\text{quad}}}{I_{\text{quad}}}\right)^2}. \quad (1.13)$$

Ce mouvement désordonné du nuage peut expliquer un chauffage dipolaire des atomes (voir § 2.6.2) comparable à celui observé²³. Par contre, si les bobines sont alimentées par le même courant, le déplacement du piège est nul à l'ordre 1 (équation 1.12) et ce terme de chauffage, proportionnel à $\langle x^2 \rangle$, est beaucoup moins important.

De plus, le fond du puits lui aussi varie lorsque le courant dans les bobines fluctue pouvant provoquer une excitation paramétrique du nuage. On obtient pour des alimentations indépendantes $\Delta B_0 \simeq \sqrt{2} \Delta B_{\text{Ioffe}}$ (puisque $\Delta B_{\text{quad}} \simeq \Delta B_{\text{Ioffe}}$). Si par contre les bobines sont alimentées par le même courant, les fluctuations de champ sont corrélées et limitées aux fluctuations du courant d'alimentation : $\Delta B_0/B_0 = \Delta I/I = \Delta B_{\text{Ioffe}}/B_{\text{Ioffe}}$, soit :

$$\Delta B_0 = \sqrt{2} \Delta B_{\text{Ioffe}} \cdot \left(\frac{B_0}{\sqrt{2} B_{\text{Ioffe}}}\right) \simeq \frac{\sqrt{2} \Delta B_{\text{Ioffe}}}{80}. \quad (1.14)$$

En montant les bobines en série, on s'attend donc à réduire les fluctuations de B_0 d'un facteur 80 environ.

Cette modification s'est révélée nécessaire pour deux raisons majeures : tout d'abord la valeur de B_0 fixe la profondeur du piège tronqué par le couteau radiofréquence en fin de refroidissement évaporatif. Des fluctuations sur sa valeur entraînaient donc une fluctuation du nombre d'atomes en fin d'évaporation et un manque de répétabilité des résultats obligeant à acquérir plus de données pour des études statistiques. Par la suite, il s'est avéré que ces fluctuations de champ magnétique pouvaient provoquer un chauffage des atomes dans le piège habillé par le champ radiofréquence limitant les performances de notre expérience (paragraphe 2.6).

Nous avons donc décidé que lors de la phase de QUIC, les trois bobines du piège seraient alimentées par une unique alimentation. Afin que le profil de champ reste similaire à ce qu'il avait été jusqu'alors, il était a priori possible de rapprocher la bobine Ioffe pour qu'elle soit parcourue par le courant $I_{\text{Quad}} \simeq 30$ A ou d'éloigner les bobines quadrupolaires et de les alimenter par le courant $I_{\text{Ioffe}} \simeq 44$ A. Pour des raisons d'encombrement, il nous était impossible d'approcher davantage la bobine Ioffe des atomes. Nous avons donc décidé d'écarter les bobines quadrupolaires de quelques millimètres symétriquement par rapport à l'axe de la bobine Ioffe et d'alimenter les trois bobines du piège par une même alimentation *Delta Elektronika* 15V-100A délivrant un

23. Après une étude plus profonde des phénomènes mis en jeu, il semble que le mouvement désordonné du minimum de potentiel le long de l'axe x crée principalement un chauffage paramétrique et ne peut expliquer la valeur de chauffage observé étant donnés les niveaux de bruit mesurés sur les alimentations de courant utilisées ou sur les sorties analogiques des cartes qui les pilotent. L'hypothèse actuelle incriminerait plutôt la présence d'un faible flux de photons parasites chauffant lentement le nuage. En effet, le libre parcours moyen d'un photon résonant est de l'ordre de la taille transverse du nuage à quelques microKelvins, et sur certaines courbes le taux de chauffage semble s'infléchir après que le nuage a dépassé la dizaine de microKelvins et qu'il a donc diminué en densité, pour se stabiliser rapidement autour de $\dot{T} = 0,1 \mu\text{K/s}$.

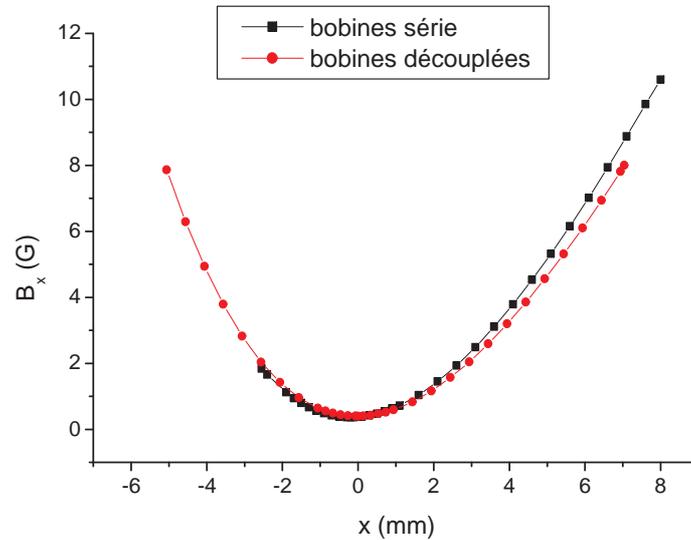


Figure 1.16 — Mesure expérimentale le long de l’axe de la bobine Ioffe de la composante suivant x du champ magnétique B_x créé par le piège magnétique QUIC. Les mesures ont été effectuées sur un banc externe dans le cas de bobines découplées pour des courants $I_{\text{Ioffe}} = 7,3$ A et $I_{\text{Quad}} = 5$ A (cercles) puis dans le cas du piège en série modifié avec $I = 7,3$ A (carrés).

Figure 1.16 — Experimental measurement along the Ioffe coil axis of the x component of the magnetic field created by the QUIC trap. The measures have been successively carried out on an external bench in the case of independant coils with $I_{\text{Ioffe}} = 7,3$ A and $I_{\text{Quad}} = 5$ A (circles) and after modification of the trap in the case where the coils are mounted in serial with $I = 7,3$ A (squares).

courant $I \simeq 44$ A. Le profil de champ créé par le nouveau QUIC sondé le long de l’axe x de la bobine Ioffe est représenté en figure 1.16 et reproduit très bien celui déjà mesuré dans le cas de bobines découplées. Afin de pouvoir ajuster finement la valeur du champ de biais B_0 , une paire de bobines de Helmholtz alimentée par une source de courant contrôlable *Delta Elektronika 75V-2A* est ajoutée le long de l’axe x .

Une série de commutateurs similaires à celui présenté en page 39 ainsi qu’une seconde source de courant sont nécessaires pour pouvoir découpler les bobines lors des phases de piège magnéto-optique et de quadrupôle.

1.2.3 Le refroidissement évaporatif et la condensation

Toutes les expériences de condensation jusqu’à présent utilisent le refroidissement évaporatif pour atteindre la transition de phase. Cette méthode consiste à éliminer progressivement les atomes les plus énergétiques du nuage piégé, qui se thermalise grâce aux collisions internes élastiques de taux moyen $\Gamma_{el} = n\sigma\bar{v}$, où n est la densité moyenne, σ la section efficace de collision et \bar{v} la vitesse moyenne des atomes.

Supposons un nuage atomique à température T piégé dans un potentiel harmonique de profondeur finie U_t très supérieure à l'énergie moyenne d'un atome piégé ; $U_t \gg k_B T$. Il est possible que suite à la collision élastique de deux atomes piégés, l'une des deux particules acquière une énergie supérieure à U_t aux dépens de l'autre, et s'échappe du piège. L'énergie moyenne par atome dans le piège a alors diminué et après thermalisation du nuage, la température aussi. Si la profondeur du piège U_t est gardée fixe, le nombre d'atomes piégés et la température de l'échantillon décroissent au cours du temps, mais le phénomène ralentit progressivement. En effet, plus le rapport $\eta = U_t/(k_B T)$ est important, plus la probabilité qu'un atome acquière une énergie suffisante pour être évaporé suite à une collision élastique est faible. Afin d'éviter ce ralentissement, on va donc « forcer » l'évaporation en réduisant progressivement U_t sur une échelle de temps τ_{ev} longue devant le temps de thermalisation du nuage, soit en fin de compte $\tau_{ev} \gg 1/\Gamma_{el}$ [77].

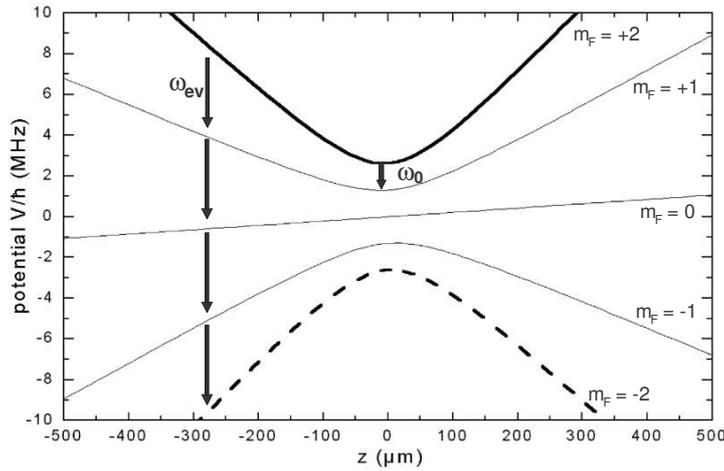


Figure 1.17 — Energie des sous-états Zeeman de la multiplicité $F = 2$ du ^{87}Rb dans un piège magnétique QUIC et en présence de gravité, tracée le long de l'axe z . Le nuage est piégé dans le niveau supérieur $m_F = +2$. Les atomes qui ont une énergie suffisante pour visiter la région du piège où le champ rf de pulsation ω_{ev} est résonnant avec l'écart entre 2 niveaux sont couplés aux états Zeeman anti-piégeants.

Figure 1.17 — Energy of the Zeeman sublevels of the $F = 2$ states of ^{87}Rb in a QUIC trap and taking gravity into account, plotted along the vertical coordinate z . The cloud is trapped in the upper state $m_F = +2$. The oscillating evaporative field has a pulsation ω_{ev} higher than ω_0 . Trapped atoms with an energy higher than $U_t = 2\hbar(\omega_{ev} - \omega_0)$ can visit the region where the rf field at ω_{ev} is resonant with the energy difference between two consecutive sublevels and be transferred to untrapped Zeeman states.

Un traitement analytique du refroidissement évaporatif mène à la conclusion que le paramètre η optimal est de l'ordre de 6 et qu'un régime d'« emballement », où le taux de collisions élastiques et la densité dans l'espace des phases divergent exponentielle-

ment jusqu'au seuil de condensation $\phi = n\lambda_{deBroglie}^3$ de l'ordre de 1, peut être atteint si la condition $\Gamma_{el}(t=0) \geq 300(\Gamma_{vide} + \Gamma_{inel})$ est respectée [76, 77]. $\Gamma_{el}(t=0)$, Γ_{vide} et Γ_{inel} sont respectivement le taux de collisions élastiques au début de l'évaporation, le taux de collisions avec le gaz résiduel et le taux de collisions inélastiques avec les atomes du piège déjà définis au paragraphe 1.1.1. Dans notre expérience, on sait que $\Gamma_{vide} \simeq 1/120 \text{ s}^{-1}$ (figure 1.2) et en développant la formule $\Gamma_{el} = n\sigma\bar{v}$ on peut écrire :

$$\Gamma_{el} = \frac{N}{(2\pi)^{2/3}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \times 8\pi a^2 \times \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}}, \quad (1.15)$$

où N est le nombre initial d'atomes dans le piège magnétique, σ_i est le rayon à $1/\sqrt{e}$ du nuage piégé dans la direction i (on a mesuré $\sigma_x \simeq 1,25 \text{ mm}$ et $\sigma_y = \sigma_z \simeq 88 \text{ }\mu\text{m}$ à temps de vol nul), $a \simeq 5,2 \text{ nm}$ est la longueur de diffusion du rubidium (tableau 1) et $T \approx 280 \text{ }\mu\text{K}$ est la température du nuage en début d'évaporation. On en déduit une valeur du taux de collisions élastiques initial d'environ $\Gamma_{el}(t=0) \simeq 3,2 \text{ s}^{-1}$. Γ_{inel} pouvant être considéré comme négligeable dans notre cas, on vérifie en écrivant $\Gamma_{el}(t=0)/\Gamma_{vide} \approx 384$ que la condition d'emballement est bien vérifiée.

En pratique, le piège magnétique que l'on utilise a une profondeur finie de l'ordre du milliKelvin. Il est possible de diminuer cette profondeur en réduisant le courant dans les bobines du piège, cependant cela s'accompagnerait d'une réduction du confinement, donc de la densité et par conséquent du taux de collisions élastiques. La solution communément adoptée dans les pièges magnétiques, proposée par H.F. Hess en 1986 [102] et réalisée pour la première fois deux ans plus tard [103], consiste à utiliser un champ radiofréquence pour induire des transitions sélectives en énergie entre les sous-états Zeemann piégeants et anti-piégeants. Ainsi la profondeur du potentiel est fixée à une valeur $U_t = 2\hbar(\omega_{ev} - \omega_0)$ définie par la pulsation du champ radiofréquence ω_{ev} créé par une bobine disposée au voisinage des atomes, ω_0 correspondant à l'écart en énergie minimal entre deux sous-états Zeeman successifs $U_0 = \hbar\omega_0 = g_F\mu_B B_0$ (voir équation (1.5) et figure 1.17). Il est alors très aisé de réduire progressivement U_t en balayant ω_{ev} en un temps caractéristique τ_{ev} bien contrôlé, et ce tout en préservant la forme globale du piège et son pouvoir confinant.

L'évaporation en pratique.

Sur notre montage, le champ radiofréquence d'évaporation est émis par une antenne d'axe vertical, constituée de 8 spires rectangulaires de dimensions $7 \text{ cm} \times 9 \text{ cm}$ et disposée sous la cellule, aussi près que possible des atomes. La dimension de l'antenne nous assure que les atomes baignent dans un champ rf uniforme, d'autant plus que les lignes de champ sont guidées dans la zone de piégeage par les blocs de cuivre servant de radiateurs pour les bobines du piège et au contact desquels la bobine d'évaporation est placée.

L'antenne rf est alimentée par un synthétiseur de fréquences *Stanford* DS-345 en mode modulation de fréquence, effectuant sur un simple signal de déclenchement TTL une rampe de fréquence décroissante de forme logarithmique. La fréquence $\nu_{ev} = \omega_{ev}/2\pi$ est ainsi balayée en un temps typique $\tau_{ev} = 30 \text{ s}$ de 23 MHz jusqu'à une valeur

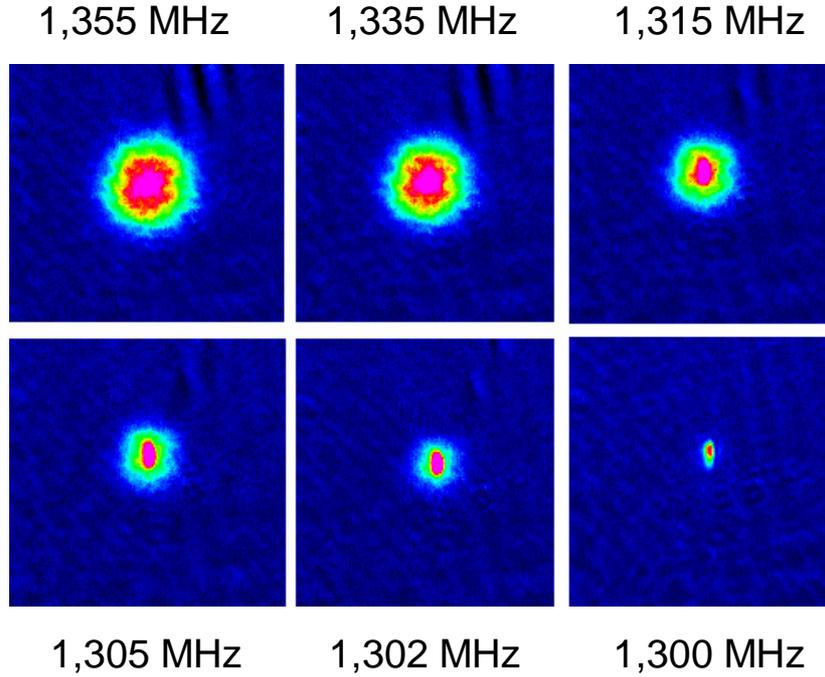


Figure 1.18 – Allure du nuage atomique après 20 ms d’expansion balistique pour différentes valeurs de la fréquence finale d’évaporation (fausses couleurs). On observe une réduction progressive de la taille (*i.e.* température) du nuage, avec une augmentation de la densité optique. L’apparition de la forme elliptique à partir du troisième cliché est caractéristique de la transition de phase. Jusqu’au quatrième cliché, le condensat est toujours entouré d’un léger halo d’atomes thermiques qui n’a pas subi la transition et dont on peut déduire la température du nuage. La cinquième image représente un condensat quasi-pur contenant environ 2.10^5 atomes. La dernière image est prise très proche de résonance : $\nu_{ev}^{fin} \simeq \omega_0/2\pi$.

Figure 1.18 – Pictures in fake colors of the atomic cloud after a 20 ms time of flight and for different values of the final evaporation frequency ν_{ev}^{fin} . We can see the size (*i.e.* temperature) of the cloud decrease as its optical density is increasing. The characteristic elliptic contour of the BEC appears on the 3rd picture, but still it is surrounded by a circular thermal halo up to picture number four. The fifth image represents an almost pure BEC of approximately 2.10^5 atoms. The last picture is taken for $\nu_{ev}^{fin} \simeq \omega_0/2\pi$ and this small BEC contains 7.10^4 atoms.

$\nu_{ev}^{fin} \geq \omega_0/2\pi = 1,300$ MHz ²⁴. Afin d’obtenir un condensat de Bose-Einstein pur ou de pouvoir contrôler la fraction d’atomes condensés en fin de rampe, il est nécessaire de pouvoir contrôler la fréquence finale d’évaporation au kiloHertz près (ce qui correspond à 50 nK environ), ce dont le modèle de synthétiseur que nous utilisons est largement capable (figure 1.18). Cependant, celui-ci ne nous permet pas de maintenir de couteau rf en fin de rampe, ce qui limite le temps de vie du condensat à 1 s environ,

24. $\omega_0/2\pi = \nu_0 = 1,300$ MHz correspond à la condition de résonance au fond du puits de potentiel en présence de gravité. En-dessous de cette fréquence, tous les atomes sont perdus.

au bout de laquelle le nombre d'atomes n'a pas changé mais le nuage a re-franchi la température de transition dans l'autre sens du fait principalement de l'instabilité du champ magnétique. Ce phénomène n'a cependant pas été un facteur limitant dans la plupart de nos expériences.

1.2.4 L'imagerie

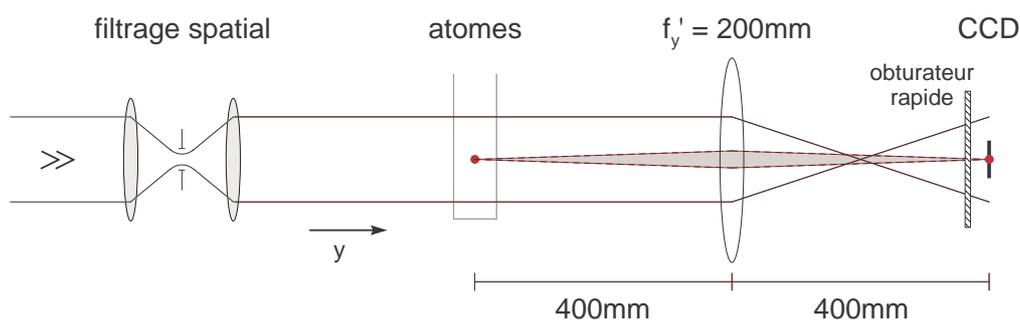


Figure 1.19 – Schéma de principe du montage optique d'imagerie selon l'axe y . Les principales différences pour l'imagerie verticale – outre le point de vue – sont la valeur de la focale f'_z de la lentille d'imagerie, la distance atomes-détecteur et le fait que le nuage et le détecteur ne sont pas en configuration « $2f'_z - 2f'_z$ », mais le principe reste bien entendu le même.

Figure 1.19 – The setup for imagery along the horizontal direction $-y$. The probe beam, propagating from the left to the right, is first spatially filtered through a pinhole and then partially absorbed by the prepared atomic cloud whose shadow is imaged on the CCD sensor by a biconvex lens, with a magnification $\gamma_y = -1$. Vertical imaging presents small differences (such as $\gamma_z = -1,9$) but all the pictures presented in this manuscript correspond to a side view of the atomic sample.

L'imagerie par absorption est la principale source de résultats expérimentaux du montage et doit par conséquent être traitée avec la plus grande attention. Un schéma de principe en est présenté en figure 1.19. Le faisceau laser baptisé « sonde » passe par un trou de filtrage de $20 \mu\text{m}$ de diamètre, puis est collimaté et peut être dirigé selon notre besoin dans la direction y ou $-z$ ²⁵ à travers la cellule de quartz et se trouve partiellement absorbé dans les zones où il rencontre le nuage atomique. La suite diffère ensuite selon que le faisceau a traversé verticalement ou horizontalement la chambre ultra-vide ; si l'imagerie se fait selon l'axe vertical, le faisceau sonde traverse ensuite une lentille de focale $f'_z = 180 \text{ mm}$, puis se réfléchit sur un miroir amovible vers une caméra CCD de marque *Andor* sur laquelle est faite l'image du nuage atomique avec un grandissement $\gamma_z = -1,9$. Selon la direction horizontale y , le faisceau traverse un

25. Le choix de la direction se fait à l'aide d'une lame $\lambda/2$ et d'un cube de polarisation placés sur le trajet du faisceau sonde.

doublet achromatique biconvexe de focale $f'_y = 200$ mm placé de manière à imager les atomes sur le détecteur CCD au grandissement $\gamma_y = -1$. L'image qu'enregistre la caméra correspond donc à l'ombre des atomes sur le fond clair du faisceau sonde. **Note :** la plupart des clichés présentés dans ce mémoire ont été pris selon la direction horizontale y et sont affichés avec l'axe x pointant vers la droite et l'axe z pointant vers le haut.

Le principe de l'imagerie par absorption, ainsi que les caractéristiques de notre système sont très bien décrits en annexe de la thèse de Yves Colombe [74], nous ne reviendrons donc pas dessus ici.

Chapitre 2

Piège bidimensionnel : un piège magnétique habillé par un champ radiofréquence

Nous rappellerons dans ce chapitre la théorie d'un nouveau type de piégeage pour atomes neutres par un champ magnétique habillé, proposé dès 2001 par Oliver Zobay et Barry M. Garraway [73], pour évoquer ensuite sa première réalisation expérimentale en 2003 [104] et les résultats que nous avons pu en tirer par la suite. L'idée originale est d'« habiller » par un champ magnétique radiofréquence (rf) les atomes piégés dans un champ magnétique statique inhomogène. Ce type de piège combinant champ rf et champ magnétique statique est très souple et met à notre disposition une variété de potentiels piégeants très différents et très intéressants – « bulle » atomique, anneau, double puits de potentiel – suivant les choix que l'on fait pour la fréquence du champ rf, l'intensité du couplage et la cartographie du champ statique. Nous reviendrons plus tard sur ces différentes possibilités, et commencerons par exposer l'idée initiale de piéger les atomes dans l'épaisseur d'un potentiel en forme de bulle. Le champ rf couple entre eux les sous-états Zeeman de l'atome, et les potentiels adiabatiques obtenus présentent un croisement évité à l'endroit où ce couplage est résonnant (figure 2.1). Par conséquent, le potentiel habillé supérieur présente un minimum local à l'endroit de ce croisement évité, c'est-à-dire dans toute la zone de l'espace où le champ rf est résonnant avec le potentiel magnétique, soit enfin sur toute une surface de champ magnétique constant B vérifiant la condition de résonance. Dans la configuration de champ magnétique que nous utilisons, ces surfaces ont la forme d'ellipsoïdes, ou de coquilles, empilées comme des pelures d'oignon autour du centre du piège magnétique et dont la taille croît avec la fréquence de l'onde rf. Les atomes sont emprisonnés dans l'épaisseur de la « coquille » ; leur mouvement est quasi-gelé dans la direction orthogonale à sa surface, mais ils sont en revanche libres de se déplacer tangentiellement à celle-ci. En présence de gravité, ils oscillent préférentiellement autour du fond de l'ellipsoïde à des fréquences très lentes imposées uniquement par la courbure de la surface et la gravité. Dans la direction perpendiculaire à la surface iso-magnétique (surface iso- B), le confinement

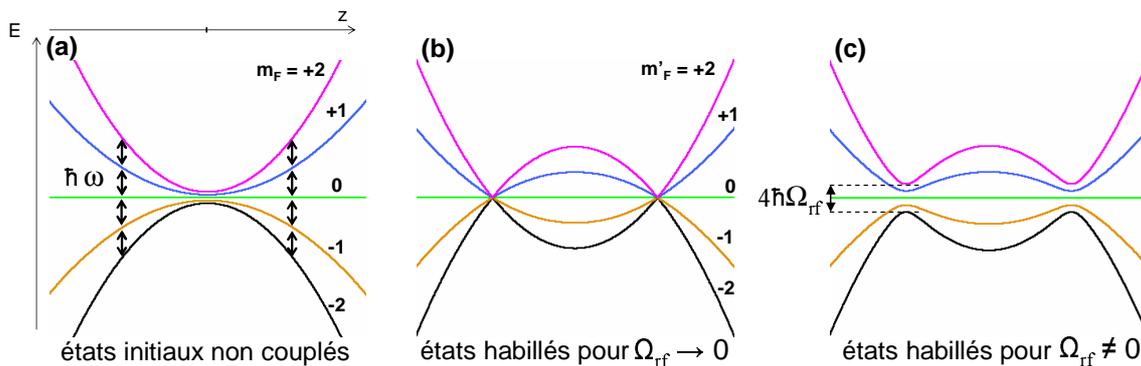


Figure 2.1 — Profil selon la direction verticale z des sous-états Zeeman d'un atome de ^{87}Rb dans le niveau $5S_{1/2}$, $F = 2$ soumis au potentiel d'un piège magnétique de type Ioffe-Pritchard. L'atome baigne dans un champ radiofréquence de pulsation ω et de fréquence de Rabi Ω_{rf} . Les niveaux sont représentés selon le formalisme des états habillés, en l'absence de couplage (a), pour un couplage rf faible (b) et pour un fort couplage rf (c). La fréquence du champ rf (ω) impose la position du croisement évité et l'amplitude du champ (Ω_{rf}) donne la séparation des niveaux habillés au niveau du croisement.

Figure 2.1 — Plot along z of the five Zeeman sublevels of ^{87}Rb in $5S_{1/2}$, $F = 2$ in a Ioffe-Pritchard magnetic field. The atom is surrounded by a rf field presenting a pulsation ω and a rabi frequency Ω_{rf} . Levels are represented in the dressed state formalism, in the absence of coupling (a), for a small rf coupling (b) and for a strong rf coupling (c). The frequency of the rf field (ω) sets the position of the avoiding crossing, and the amplitude of the field (Ω_{rf}) imposes the repulsion between the dressed levels in the crossing region.

est très fort, et ce d'autant plus que le gradient du champ magnétique est élevé et que l'intensité du couplage radiofréquence est faible. Les fréquences d'oscillation peuvent être ajustées indépendamment en modifiant l'amplitude ou la fréquence du champ rf, ce qui permet de moduler l'allure du piège à loisir et de pouvoir le rendre très anisotrope.

Il est possible de charger le piège habillé avec des atomes confinés dans le piège magnétique initial. Il est donc envisageable d'y obtenir un condensat dans le régime bidimensionnel en y transférant un condensat 3D produit au préalable de la manière classique dans le piège magnétique statique, ou en transférant un nuage thermique sur lequel on pratiquera l'évaporation *in situ*.

Je commencerai dans ce chapitre par présenter dans le détail les états habillés obtenus par couplage des sous-états Zeeman avec le champ radiofréquence (§ 2.1) et les potentiels adiabatiques correspondant à ces états (§ 2.2). Ce paragraphe me permettra d'aborder les diverses configurations de piégeage possibles en fonction des paramètres de l'expérience. Je pourrai ensuite évoquer le cas particulier du confinement bidimensionnel dans notre piège et sa géométrie particulière dans le paragraphe 2.3. La partie plus expérimentale pourra être développée ensuite, en commençant par les différentes procédures possibles de chargement du piège habillé (§ 2.4), suivies des différentes solutions techniques explorées (§ 2.5). Je poursuivrai alors par une caractérisation minutieuse du chauffage dans le piège habillé (§ 2.6) et de la durée de vie des atomes piégés (§ 2.7).

J'évoquerai enfin les expériences de refroidissement évaporatif *in situ* pouvant mener à l'obtention d'un condensat restreint à deux dimensions dans ce piège (§ 2.8), avant de conclure au paragraphe 2.9.

2.1 États habillés obtenus par couplage rf

Je réaliserai dans cette section une description générale des états habillés obtenus dans un piège magnétique statique par couplage des sous-états Zeeman¹ d'un atome par un champ radiofréquence. Les exemples et applications numériques correspondront au cas particulier de notre montage expérimental : un nuage atomique de ⁸⁷Rb initialement piégé dans l'état le plus haut en énergie ($|5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$) d'un piège magnétique QUIC et qu'on soumet à un champ radiofréquence couplant ses différents sous-états $|m_F\rangle$.

2.1.1 Hamiltonien

Un atome baignant dans un champ magnétique statique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ est soumis à un champ magnétique radiofréquence oscillant $\mathbf{B}_{\text{rf}} \cos(\omega t)$ que l'on suppose sinusoïdal, homogène et polarisé linéairement. On prend pour axe de quantification, que l'on notera Z , la direction locale du champ magnétique statique. On appelle X la direction perpendiculaire à Z contenant la composante du champ rf transverse au champ statique. Dans ce référentiel, le hamiltonien d'interaction entre l'atome de moment magnétique $\boldsymbol{\mu} = -g_F \mu_B \mathbf{F} / \hbar$ et le champ magnétique total $\mathbf{B}_{\text{Tot}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{r}) \mathbf{e}_Z + [\mathbf{B}_{\text{rf}, X} + \mathbf{B}_{\text{rf}, Z}] \cos(\omega t)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} H(\mathbf{r}, t) &= \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \mathbf{F} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) \\ &= \frac{g_F \mu_B}{\hbar} F_X B_{\text{rf}, X}(\mathbf{r}) \cos(\omega t) + \frac{g_F \mu_B}{\hbar} F_Z [\mathbf{B}(\mathbf{r}) + B_{\text{rf}, Z}(\mathbf{r}) \cos(\omega t)]. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Les directions Z et X dépendent donc du temps quand l'atome oscille ou que l'on modifie le champ radiofréquence, ainsi que du point de l'espace considéré car le champ est inhomogène en norme et en direction. Dans cette expression on a noté F_X et F_Z les projections selon X et Z de l'opérateur moment cinétique total \mathbf{F} . Si l'on se place dans la base des états propres de F_Z et pour un spin atomique 2 (comme dans le cas de notre expérience), l'expression des composantes de \mathbf{F} est :

$$F_Z = \hbar \begin{pmatrix} -2 & & & & \\ & -1 & & \mathbf{O} & \\ & & 0 & & \\ & & & \mathbf{O} & \\ & & & & 1 \\ & & & & & 2 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad F_X = \hbar \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

1. Seul l'effet Zeeman linéaire sera pris en compte ici.

Il est très important de voir que la composante $B_{\text{rf},z}(\mathbf{r})$ parallèle au champ statique n'intervient pas dans le couplage de sous-niveaux Zeeman hyperfins. Elle ne peut en effet qu'induire des transitions π vérifiant $\Delta m_F = 0$. Par ailleurs ce type de transitions entre états hyperfins est impossible du fait du désaccord très important². C'est donc uniquement la composante transverse $B_{\text{rf},x}(\mathbf{r})$ qui couple entre eux les sous-états Zeeman au sein d'un état hyperfin donné. Sa polarisation linéaire transverse peut en effet se décomposer comme la somme de deux polarisations circulaires σ^- et σ^+ , et selon le signe du facteur de Landé g_F l'une ou l'autre induira des transitions du type $\Delta m_F = \pm 1$ (voir matrice (2.2)). La composante parallèle étant inefficace, le couplage sera par conséquent d'autant plus important que le champ oscillant sera dirigé perpendiculairement au champ statique.

Puisqu'il est établi que la composante parallèle au champ statique est sans effet, on peut à présent réécrire le hamiltonien sous la forme simplifiée :

$$H(\mathbf{r},t) = 2\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})F_X \cos(\omega t) + \Omega(\mathbf{r})F_Z, \quad (2.3)$$

où Ω et Ω_{rf} sont les pulsations de Rabi associées à $B(\mathbf{r})$ et à $B_{\text{rf},x}(\mathbf{r})$ et ont pour expressions respectives :

$$\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B_{\text{rf},x}(\mathbf{r}) \quad \text{et} \quad \Omega(\mathbf{r}) = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

Le facteur $1/2$ dans l'expression de Ω_{rf} vient du fait qu'une seule des deux composantes σ^- ou σ^+ du champ rf transverse contribue au couplage des sous-états Zeeman. Dans le cas précis de notre expérience ($F = 2, g_F = 1/2$), le facteur de Landé est positif et seule la composante σ^+ a un effet.

2.1.2 Point de vue du repère tournant

Le champ radiofréquence est résonnant avec le champ statique aux endroits où $\Omega(\mathbf{r}) = \omega$. On pose donc à présent $\delta(\mathbf{r}) = \omega - \Omega(\mathbf{r})$ et on cherche une solution du hamiltonien dans le repère tournant à la fréquence ω autour de l'axe Z [97]. On note $R_Z(\alpha) = \exp(-i\alpha F_Z/\hbar)$ l'opérateur induisant une rotation d'angle α autour de l'axe Z . Si $\Psi(t)$ est le spineur de coordonnées $\psi_m(t)$ solution de $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H(t)\Psi$, on appelle $\Phi(t)$ le spineur de coordonnées $\phi_m(t)$ déduites de ψ_m par rotation d'angle $-\omega t$ autour de Z :

$$\Phi(t) = R_Z(-\omega t)\Psi(t) \quad \text{soit} \quad \phi_m(t) = e^{im\omega t}\psi_m(t) \quad \text{avec} \quad -2 \leq m \leq 2. \quad (2.5)$$

Le spineur $\Phi(t)$ est alors solution de l'équation $i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = H'(t)\Phi$ où le hamiltonien $H'(t)$ a pour expression :

$$H'(t) = R_Z(-\omega t) H(t) R_Z^\dagger(-\omega t) - \omega F_Z \quad (2.6a)$$

$$= -\delta F_Z + 2\Omega_{\text{rf}} \cos(\omega t) R_Z(-\omega t) F_X R_Z^\dagger(-\omega t) \quad (2.6b)$$

$$= -\delta F_Z + \Omega_{\text{rf}} F_X + \Omega_{\text{rf}} F_X \cos(2\omega t) - \Omega_{\text{rf}} F_Y \sin(2\omega t), \quad (2.6c)$$

2. La structure hyperfine de l'état fondamental $5S_{1/2}$ a une largeur $\Delta_{SHF} = 2\pi \times 6,835$ GHz.

et où δ et Ω_{rf} dépendent implicitement de \mathbf{r} . Le terme $-\omega F_Z$ émerge du terme de dérivée temporelle dans l'équation de Schrödinger dépendante du temps.

On peut alors appliquer l'approximation des ondes tournantes à la nouvelle expression du hamiltonien. Celle-ci consiste à éliminer les termes oscillant rapidement au cours du temps, puisque sur un temps grand devant leur période (ici égale à π/ω) ils seront moyennés à 0³. La suppression de ces termes correspond exactement à négliger l'effet de l'une des deux composantes circulaires (σ^\pm) du champ linéaire transverse sur le couplage des sous-états Zeeman.

On obtient donc pour Φ dans le repère tournant dans le sens positif autour de l'axe Z à la fréquence $\omega/2\pi$ un hamiltonien effectif indépendant du temps couplant l'énergie de l'atome et du champ :

$$H_{\text{eff}} = \Omega_{\text{rf}} F_X - \delta F_Z = \hbar \begin{pmatrix} 2\delta & \Omega_{\text{rf}} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{\text{rf}} & \delta & \sqrt{\frac{3}{2}}\Omega_{\text{rf}} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{3}{2}}\Omega_{\text{rf}} & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}}\Omega_{\text{rf}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}}\Omega_{\text{rf}} & -\delta & \Omega_{\text{rf}} \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{\text{rf}} & -2\delta \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

On appellera les états propres de ce hamiltonien « états habillés » par le champ radiofréquence. Le terme $-\delta F_Z$ de l'expression (2.7) représente l'énergie des photons rf couplant les sous-états Zeeman de l'atome.

Ce hamiltonien est celui d'un spin 2 ayant subi une rotation d'angle θ autour de l'axe Y . Cela apparaît d'autant plus clairement en réécrivant le hamiltonien sous la forme :

$$H_{\text{eff}} = \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2} F_\theta \quad (2.8)$$

$$F_\theta = \cos \theta F_Z + \sin \theta F_X = R_Y(\theta) F_Z R_Y^\dagger(\theta) \quad (2.9)$$

avec $\tan \theta = -\Omega_{\text{rf}}/\delta$ et $\theta \in [0; \pi]$.

Cette expression correspond au hamiltonien d'un spin atomique dans un champ magnétique statique effectif de norme $B_{\text{eff}} = \hbar\sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2}/g_F\mu_B$ et incliné dans le plan XOZ d'un angle θ par rapport à l'axe Z . On définira \mathbf{e}_θ comme le vecteur unitaire indiquant cette direction (voir figure 2.2) :

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \frac{\hbar}{g_F\mu_B} \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2} (\sin \theta \mathbf{e}_X + \cos \theta \mathbf{e}_Z) = B_{\text{eff}} \mathbf{e}_\theta. \quad (2.10)$$

Par ailleurs, si l'on se replace dans le référentiel du laboratoire, la solution $\Psi(t)$ se déduit des états propres de F_Z par deux rotations :

$$\Psi(t) = R_Z(\omega t) R_Y(\theta) |m_F\rangle_Z. \quad (2.11)$$

3. Cette approximation est valable si la dynamique du hamiltonien H' est plus lente que ω , *i.e.* $\sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2} \ll \omega$.

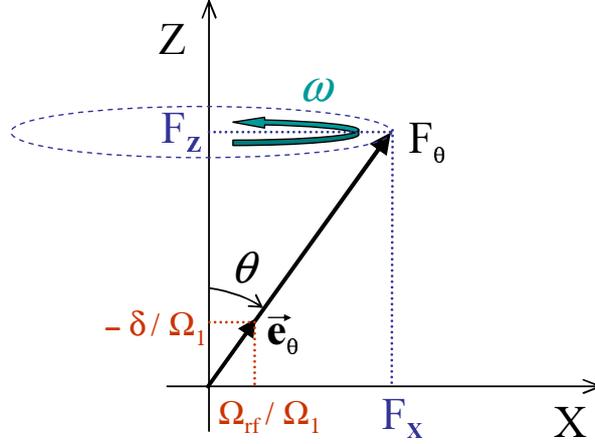


Figure 2.2 – Précession du spin atomique dans le référentiel du laboratoire. Le spin tourne à la fréquence $\omega/2\pi$ autour de la direction Z du champ magnétique statique \mathbf{B} avec un angle d’inclinaison θ . Le vecteur unitaire \mathbf{e}_θ indique sa direction. J’ai posé ici $\Omega_1 = \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2}$.

Figure 2.2 – Precession of the atomic spin in the lab frame. The spin is tilted of an angle θ from the direction Z of the static magnetic field \mathbf{B} and rotates around this axis at the frequency $\omega/2\pi$. The unitary vector \mathbf{e}_θ indicates its direction. For clarity, I wrote $\Omega_1 = \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2}$.

Le spin m_F , orienté selon \mathbf{e}_θ , tourne autour de l’axe Z à la vitesse angulaire ω en phase avec la composante σ^+ de l’onde radiofréquence (voir figure 2.2). Par la suite, on se placera toujours dans ce référentiel tournant à ω .

Quand $|\delta| \gg \Omega_{\text{rf}}$, le spin de l’état habillé est aligné avec l’axe Z si $\delta < 0$ et anti-aligné avec Z si $\delta > 0$. Quand $\delta = 0$ (à résonance), le spin de l’état habillé tourne dans le plan XOY . En fait, F_θ est la projection d’un spin \mathbf{F} dans la direction de \mathbf{e}_θ ($F_\theta = \mathbf{F} \cdot \mathbf{e}_\theta$). Les états habillés sont obtenus par rotation des états propres statiques :

$$|m'_F\rangle_\theta = R_Y(\theta)|m_F\rangle_Z \quad (2.12)$$

et ont pour énergies propres :

$$U_{m'_F} = m'_F \hbar \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2}. \quad (2.13)$$

On remarque dès maintenant que si δ dépend de la position et Ω_{rf} est fixé, il y a un minimum d’énergie de l’état habillé $|2'\rangle_\theta$ aux endroits où il y a résonance, $\delta = 0$. Inversement, si δ est homogène et que le couplage varie, le minimum se trouve là où Ω_{rf} est le plus faible.

De ce que l’on vient de dire, on déduit aisément que l’état habillé est confondu avec son homologue statique dans le cas où le champ rf est très désaccordé vers le rouge de la transition entre sous-états m_F ($\delta \rightarrow -\infty$) et qu’il lui est exactement opposé dans le cas où $\delta \rightarrow \infty$. Dans tous les autres cas (pour θ quelconque), l’état habillé se décompose dans le repère tournant sur l’ensemble des états statiques selon la relation (2.12). On

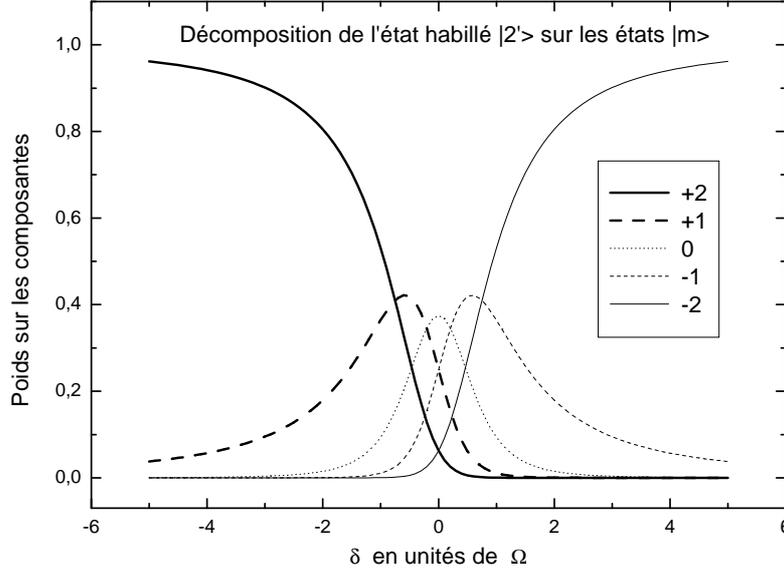


Figure 2.3 — Décomposition de l'état habillé $|2'\rangle_\theta$ dans la base des états $|m_F\rangle_Z$, pour $F = 2$. Le poids $|\langle m_F|2'\rangle|^2$ sur chaque état $|m_F\rangle_Z$ est représenté en fonction du désaccord du champ rf à résonance δ , exprimé en unités de la pulsation de Rabi Ω_{rf} .

Figure 2.3 — Decomposition of the dressed state $|2'\rangle_\theta$ in the bare $|m_F\rangle_Z$ basis, for a $F = 2$ hyperfine level. The weight $|\langle m_F|2'\rangle|^2$ over each bare sub-state is plotted as a function of the rf detuning δ , expressed in units of the Rabi frequency Ω_{rf} .

donnera ici pour exemple la décomposition sur les états $|m_F\rangle_Z$ statiques de l'état $|2'\rangle_\theta$ ($F = 2$) dans le repère tournant, obtenue par diagonalisation du hamiltonien H_{eff} (2.7) :

$$\begin{aligned}
 |2'\rangle_\theta &= R_Y(\theta) |2\rangle_Z \\
 &= \frac{1}{4} (1 + \cos \theta)^2 |2\rangle_Z + \frac{1}{2} \sin \theta (1 + \cos \theta) |1\rangle_Z + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \theta |0\rangle_Z \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sin \theta (1 - \cos \theta) |-1\rangle_Z + \frac{1}{4} (1 - \cos \theta)^2 |-2\rangle_Z.
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Cet état habillé est celui dans lequel nous piégeons les atomes. Le poids des différentes composantes $|m\rangle_Z$ de cet état en fonction du désaccord δ est représenté sur la figure 2.3.

Comme dans le cas général, si l'on part de δ négatif et très grand devant Ω_{rf} , l'état propre habillé $|2'\rangle_\theta$ se confond avec l'état $|2\rangle_Z$, qui est l'état dans lequel les atomes sont initialement piégés et refroidis dans le champ magnétique statique. Lorsque l'on augmente δ jusqu'à atteindre la résonance ($\delta = 0$), l'état propre $|2'\rangle_\theta$ se décompose sur les cinq états de la base Z de la façon suivante :

$$\delta = 0 \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right), \quad |2'\rangle_\theta = \frac{1}{4} |2\rangle_Z + \frac{1}{2} |1\rangle_Z + \sqrt{\frac{3}{8}} |0\rangle_Z + \frac{1}{2} |-1\rangle_Z + \frac{1}{4} |-2\rangle_Z. \tag{2.15}$$

F_θ est alors confondu avec F_X et le spin de l'atome habillé tourne dans le plan perpendiculaire à Z à la fréquence $\omega/2\pi$. Enfin si l'atome quitte la région où le champ rf

est résonnant avec le champ statique pour des régions où $\delta \gg \Omega_{\text{rf}}$, l'état $|2'\rangle_\theta$ devient confondu avec l'état $| - 2 \rangle_Z$.

2.1.3 Suivi adiabatique

Les états habillés sont une projection des états propres statiques sur la direction \mathbf{e}_θ du champ effectif \mathbf{B}_{eff} . Lorsque θ varie (par une variation du désaccord δ ou du couplage Ω_{rf}), un atome situé initialement dans un état habillé $|m'_F\rangle_\theta^{\text{in}}$ suit adiabatiquement l'évolution temporelle de cet état sous certaines conditions. C'est le cas si la projection de $\partial|m'_F\rangle_\theta^{\text{in}}/\partial t$ sur les autres états $|m'_F\rangle_\theta \neq |m'_F\rangle_\theta^{\text{in}}$ reste petite devant l'écart en fréquence entre les niveaux [105] :

$$\left| \frac{\partial \langle m'_F |_\theta^{\text{in}}}{\partial t} |m'_F\rangle_\theta \right| \ll \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2} \quad (2.16)$$

D'après l'équation (2.12), on peut écrire dans le repère tournant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial |m'_F\rangle_\theta}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} (e^{-i\theta F_Y/\hbar} |m_F\rangle) \\ &= \dot{\theta} \left(-i \frac{F_Y}{\hbar}\right) |m'_F\rangle_\theta \\ &= \dot{\theta} \frac{F_- - F_+}{2\hbar} |m'_F\rangle_\theta. \end{aligned} \quad (2.17)$$

La dérivée $\partial|m'_F\rangle_\theta/\partial t$ se décompose donc uniquement sur $|m'_F - 1\rangle_\theta$ et $|m'_F + 1\rangle_\theta$. Si, comme dans notre expérience l'état considéré est un état de spin extrême $m'_F = \pm F$, alors sa dérivée temporelle est directement colinéaire à l'état $|m'_F = F \mp 1\rangle$ (par exemple, la dérivée temporelle de $|2\rangle_\theta$ sera colinéaire à $|1\rangle_\theta$). On obtient alors la condition suivante sur la dérivée que nous appellerons « condition d'adiabaticité » :

$$|\dot{\theta}| \ll \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2} \quad \text{soit} \quad |\dot{\delta}\Omega_{\text{rf}} - \dot{\Omega}_{\text{rf}}\delta| \ll (\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2)^{3/2}. \quad (2.18)$$

Cette condition correspond exactement pour un désaccord nul ($\delta = 0$) à la condition de suivi adiabatique d'un spin dans un champ magnétique de direction variable (équation (1.3)) déjà exprimée dans le chapitre traitant du piégeage magnétique. Si cette condition n'est pas respectée, il se crée des fuites non-adiabatiques vers les autres états habillés donnant lieu à des pertes d'atomes ou un transfert d'atomes vers d'autres pièges⁴.

La condition d'adiabaticité définit ici les conditions selon lesquelles le spin peut suivre les variations de la direction du champ effectif \mathbf{B}_{eff} dans le repère tournant. On verra plus tard (§ 2.4) qu'au cours du protocole expérimental la direction du champ effectif peut varier non seulement dans l'espace (puisque θ dépend de $\delta = \omega - \Omega(\mathbf{r})$), mais aussi dans le temps (lors du chargement, ω et Ω_{rf} seront modulés temporellement). Cet aspect révèle l'intérêt de la nouvelle formulation de la condition d'adiabaticité (équation (2.18)).

4. Ces autres zones de piégeage peuvent être un autre anti-croisement pour l'état $|1'\rangle_\theta$ ou le centre du QUIC pour les états $| - 1'\rangle_\theta$ et $| - 2'\rangle_\theta$

2.2 Expression des potentiels adiabatiques, diverses configurations de piégeage

Allons à présent plus loin dans l'étude d'un atome piégé dans un champ inhomogène statique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ et habillé par un champ radiofréquence $\mathbf{B}_{\text{rf}}(t)$ de pulsation ω . Décrivons l'évolution spatiale des potentiels adiabatiques de ses états habillés. Comme au paragraphe précédent, cette étude est faite dans le cas général, mais les exemples se rapporteront toujours au cas d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau $5S_{1/2}$, $F = 2$ et baignant dans le champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ généré par notre piège QUIC déjà décrit au paragraphe 1.2.2.

2.2.1 Potentiels adiabatiques du piège habillé

On a déjà donné l'expression des énergies propres des états habillés dans l'équation (2.13). En présence de gravité, les potentiels adiabatiques des états $|m'\rangle_F$ s'écriront donc :

$$\begin{aligned} U_{m'_F} &= m'_F \hbar \sqrt{\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2} + Mgz \\ &= m'_F \sqrt{(\hbar \omega - g_F \mu_B \mathbf{B}(\mathbf{r}))^2 + \hbar^2 \Omega_{\text{rf}}^2(\mathbf{r})} + Mgz. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Selon les valeurs des paramètres expérimentaux de fréquence ω et de couplage $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$, et selon l'orientation des champs, le potentiel ci-dessus peut donner lieu – et c'est sa force – à diverses géométries de piégeage. Par exemple, ces potentiels peuvent présenter un croisement évité à l'endroit où l'onde radiofréquence est résonnante avec l'écart en énergie entre deux sous-états Zeeman successifs, c'est-à-dire partout où le champ magnétique statique a pour norme :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \omega.$$

Cette condition est vérifiée sur toute une surface – dite iso-magnétique ou « iso-B » – et c'est cette propriété que nous utiliserons dans nos expériences pour créer un piège modulable bidimensionnel.

Cependant, cette propriété n'est pas mise à profit dans tous les cas, et bien d'autres configurations sont possibles. Je vais tenter de les résumer ci-après avant de revenir à la description plus précise de notre piège dès le prochain paragraphe.

2.2.2 Configurations de piégeage

On reconnaît dans l'expression des potentiels habillés le terme $U_{F, m'_F}(\mathbf{r}) = m'_F g_F \mu_B \mathbf{B}(\mathbf{r})$ correspondant au potentiel créé par le champ magnétique statique seul (section 1.2.2). Ce terme présente un minimum local positif $U_0 = m'_F g_F \mu_B B_0 = \hbar \omega_0$ (voir équation (1.5)) au point O de coordonnées $\mathbf{r} = (0, 0, 0)$ défini comme le centre du piège

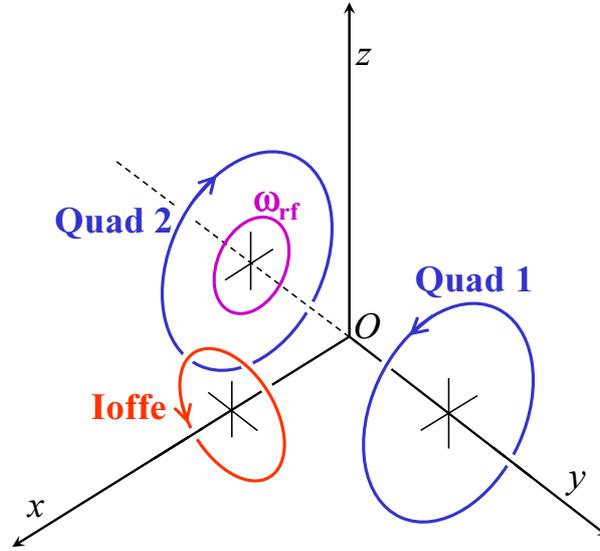


Figure 2.4 – Schéma simplifié du piège QUIC. La polarisation du champ rf est alignée avec l’axe du quadrupôle.

Figure 2.4 – Simplificated scheme of the trap. The rf field is aligned along the axis of the quadrupole.

magnétique QUIC. Par conséquent, si $\omega > \omega_0$, il existe toute une zone de l’espace où la condition

$$B(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \omega \quad (2.20)$$

est vérifiée et où le premier terme sous la racine dans l’expression du potentiel habillé (voir équation (2.19)) s’annule. Cette zone de l’espace est une surface dite iso-magnétique – ou iso-B – puisqu’elle correspond à l’ensemble des points où la norme du champ B vérifie la condition (2.20). Cette surface aura par la suite un rôle très particulier ; c’est pour cette surface qu’a lieu la résonance entre le champ radiofréquence et les sous-états Zeeman $|m_F\rangle$ et c’est donc sur cette surface que les atomes habillés seront piégés. Puisqu’elle a la forme d’une ellipsoïde dans un piège de type Ioffe-Pritchard ou quadrupolaire, on parlera souvent par la suite de « bulle » ou de « coquille » pour la désigner. Le long de cette surface, les potentiels adiabatiques voisins sont séparés par l’énergie $\hbar \Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ qui lève la dégénérescence entre les niveaux habillés. Seule la manière dont les atomes sont disposés sur cette surface reste donc à discuter maintenant, et celle-ci dépend essentiellement de l’évolution spatiale du terme de couplage $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$.

Effet des inhomogénéités de couplage.

Nous rappelons que le champ oscillant $\mathbf{B}_{\text{rf}} \cos(\omega t)$, même s’il n’est pas strictement homogène spatialement, est considéré comme tel sur l’extension du nuage atomique. Il est de plus polarisé linéairement, par exemple aligné avec l’axe y , correspondant dans notre montage à l’axe des bobines quadrupolaires du QUIC (figure 2.4). L’inhomogénéité de Ω_{rf} vient donc, comme on l’a expliqué au paragraphe (2.1), du fait que seule la composante de \mathbf{B}_{rf} orthogonale à la direction locale $\mathbf{e}_Z(\mathbf{r})$ du champ

statique contribue au couplage au point \mathbf{r} . On a effet défini la fréquence de Rabi $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ comme (2.4) :

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B_{\text{rf},x}(\mathbf{r}) \\ &= \frac{1}{2} \frac{g_L \mu_B}{\hbar} B_{\text{rf}} |\mathbf{e}_y - \mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_Z(\mathbf{r}) \mathbf{e}_Z(\mathbf{r})| \\ &= \Omega_0 \sin(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_Z(\mathbf{r})),\end{aligned}\quad (2.21)$$

avec $\Omega_0 = \Omega_{\text{rf}}(\mathbf{0})$, le champ \mathbf{B} étant orthogonal à \mathbf{e}_y en $\mathbf{r} = \mathbf{0}$. On retrouve le fait que plus le champ statique local est parallèle à la direction \mathbf{e}_y du champ rf, plus le couplage est faible, à tel point qu'il disparaît quand les deux champs sont exactement colinéaires. Les points vérifiant cette condition devraient alors apparaître comme des « trous » dans la bulle iso-B.

Dans le piège QUIC, c'est pour les points positionnés sur l'axe y que le couplage sera minimal. On aura en effet :

$$\Omega_{\text{rf}}(0,0,y) = \Omega_0 \left(1 + \left(\frac{B'y}{B_0 - \frac{B'y^2}{4}} \right)^2 \right)^{-1/2} \simeq \Omega_0 \left(1 + \left(\frac{B'}{B_0} y \right)^2 \right)^{-1/2}, \quad (2.22)$$

Cet aspect peut devenir un atout important : plus Ω_{rf} est faible, plus l'écart local entre niveaux est petit, et on peut ainsi utiliser le champ rf pour créer un double puits de potentiel comme on le verra un peu plus loin [106]. Cependant, si l'intensité du couplage et les orientations respectives du champ rf et du piège statique sont choisies judicieusement, on peut dans certaines expériences négliger la dépendance spatiale de Ω_{rf} . Sur notre montage par exemple, les atomes se répartissent au fond de la bulle iso-B. Le champ rf est toujours orthogonal au champ statique, et ce tout au long du transfert, tant que les atomes restent à proximité du plan vertical xOz . Le couplage reste donc toujours identique et maximal, sauf pour les atomes qui s'écartent du centre du piège dans la direction y . Pour que le couplage soit réduit au moins d'un facteur 10, il faut que $y \geq 800 \mu\text{m}$, et on verra que sur l'extension d'un nuage thermique à $T = 2 \mu\text{K}$ piégé dans notre potentiel habillé, $\Omega_{\text{rf}} \geq 0,78 \Omega_0$. La description de notre expérience sera reprise beaucoup plus en profondeur à partir de la partie 2.3. En attendant, afin de déterminer la limite entre le piège bidimensionnel et le double puits de potentiel, intéressons-nous dans le paragraphe suivant au cas simplifié d'un champ statique quadrupolaire.

Piège bidimensionnel, piège troué.

Dans le cas d'un piège magnétique quadrupolaire (d'axe y par exemple), le champ sera colinéaire à la polarisation rf en tout point de l'axe y . Ponctuellement et jusqu'à la fin de ce paragraphe on considérera donc le champ statique $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = b'(\rho \mathbf{e}_\rho - 2y \mathbf{e}_y)$ où b' est le gradient de champ selon la direction radiale de coordonnée $\rho^2 = x^2 + z^2$ et on définira $\alpha' = g_F \mu_B b' / \hbar$. On peut en déduire immédiatement que $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r}) = \Omega_0 \rho / \sqrt{\rho^2 + z^2}$ et que dans cette situation, un atome dans l'état habillé $|m'_F\rangle$ ressent un potentiel :

$$U_{m'_F} = F\hbar \sqrt{(\alpha' \sqrt{\rho^2 + 4y^2} - \omega)^2 + \frac{\rho^2}{\rho^2 + 4y^2} \Omega_0^2} + Mgz. \quad (2.23)$$

La surface iso-B qui nous intéresse est alors l'ellipsoïde d'équation $\rho^2 + 4y^2 = r_0^2$ où r_0 est lié à ω via la relation simple $r_0 = \omega/\alpha'$.

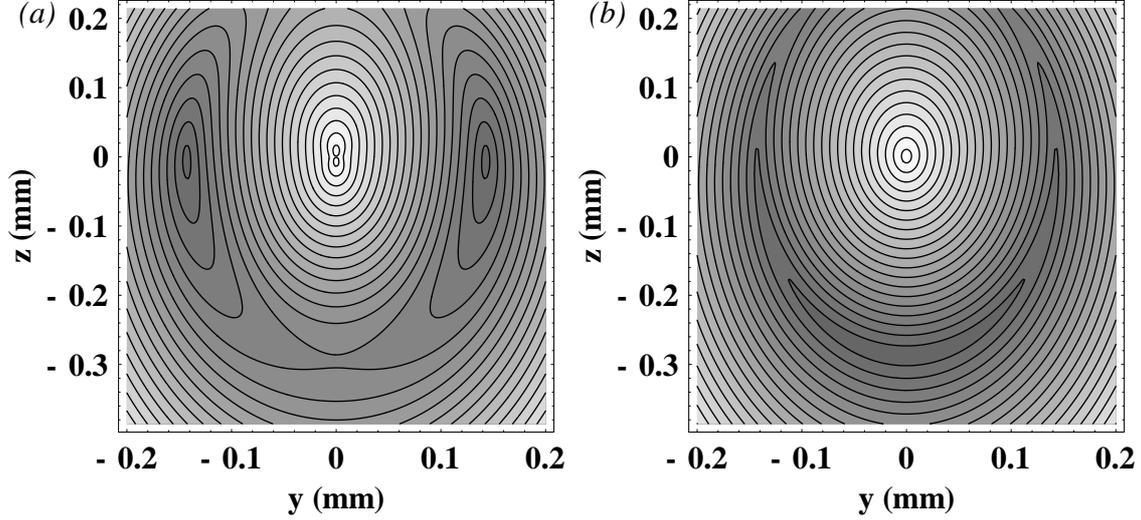


Figure 2.5 — Coupe dans le plan vertical yOz des courbes équipotentielles d'un atome de ^{87}Rb pour différentes valeurs du couplage rf relativement à ω . Les paramètres fixes du calcul sont $\omega/2\pi = 3$ MHz et un gradient de champ magnétique $b' = 150$ G/cm dans la direction verticale z , tels que $\beta' \simeq 10$ et $\omega/\beta' \simeq 2\pi \times 300$ kHz. (a) couplage fort $\Omega_0/\omega \gg 1/\beta'$ ($\Omega_0/2\pi = 1$ MHz); (b) couplage faible $\Omega_0/\omega < 1/\beta'$ ($\Omega_0/2\pi = 100$ kHz). Dans les deux cas, le couplage est nul sur l'axe y , et donc les deux minima de la figure (a) correspondent à un potentiel nul. Ces deux minima peuvent devenir un vrai double puits de potentiel si l'on ajoute un champ magnétique uniforme perpendiculaire à la direction y (voir section « Double puits »).

Figure 2.5 — Contour plot of the potential for ^{87}Rb atoms in the yz plane, for different values of the rf coupling relative to ω . The parameters are $\omega/2\pi = 3$ MHz and a magnetic gradient of $b' = 150$ G/cm in the z direction, such that $\beta' \simeq 10$ and $\omega/\beta' \simeq 2\pi \times 300$ kHz. (a) large coupling $\Omega_0/\omega \gg 1/\beta'$ ($\Omega_0/2\pi = 1$ MHz); (b) small coupling $\Omega_0/\omega < 1/\beta'$ ($\Omega_0/2\pi = 100$ kHz). In both cases, the rf coupling is zero all along the y axis, therefore the 2 minima on figure (a) correspond to a potential $U_{m'_F} = 0$. These 2 minima can be used as real double-well trap if one adds a bias field orthogonal to the y axis (see section « Double puits » p.61).

Pour pouvoir discuter de la position des minima du potentiel, réécrivons-le en unités de Mgr_0 sous la forme :

$$\frac{U_{m'_F}(x,y,z)}{Mgr_0} = \beta' \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\rho^2 + 4y^2}}{r_0} - 1\right)^2 + \frac{\rho^2}{\rho^2 + 4y^2} \frac{\Omega_0^2}{\omega^2}} + \frac{z}{r_0}. \quad (2.24)$$

Le paramètre $\beta' = F\hbar\alpha'/Mg$ correspond au rapport des forces magnétique et gravita-

tionnelle. Il doit être supérieur à 1 pour que le piège magnétique compense la gravité et que les atomes soient bien piégés sur l'ellipsoïde ; par exemple dans notre expérience $\beta' \approx 10$. Par conséquent le comportement du premier terme dans l'équation (2.24) est bel-et-bien dominant. En fait, l'étude exacte de la position des minima de potentiel montre que pour $\beta \gg 1$, ceux-ci se trouvent très près de la surface iso-B d'équation $\rho^2 + 4y^2 = r_0^2$. Afin de donner une description qualitative simple de la géométrie du potentiel, on admettra alors que les atomes se trouvent exactement sur la surface iso-B en question, pour laquelle le premier terme sous la racine s'annule. Il nous reste alors l'expression :

$$\frac{U_{\text{isoB}}(\rho, z)}{Mg r_0} = \frac{z}{r_0} + \beta' \frac{\rho}{r_0} \frac{\Omega_0}{\omega} \quad (2.25)$$

décrivant la dépendance spatiale du potentiel ressenti par les atomes dans la bulle U_{isoB} .

Selon la valeur du rapport Ω_0/ω entre le couplage rf et la fréquence du signal, deux cas de figure apparaissent : si $\Omega_0/\omega > 1/\beta'$, l'effet de l'inhomogénéité de couplage est dominant et le minimum de potentiel se trouvera préférentiellement là où le terme de couplage est minimal. Ceci correspond aux positions où $\rho = 0$, c'est-à-dire à l'intersection de l'ellipsoïde et de l'axe y (figure 2.5(a)). D'un autre côté, si $\Omega_0/\omega < 1/\beta'$, la gravité dominera et il y aura un minimum de potentiel unique situé tout au fond de l'ellipsoïde en $z = -r_0$ (figure 2.5(b)).

Pour être très précis, le premier cas est vérifié tant que $\Omega_0/\omega > \eta$ où $\eta = (\beta'^2 - 2)/\sqrt{\beta'^2 - 1}$. Or $\eta \simeq \beta'$ si β' est grand devant 1 ($\eta = 9,85$ pour $\beta' = 10$). Par conséquent, dans la région très étroite où $1/\beta' < \Omega_0/\omega < 1/\eta$, le piège a une allure bistable et présentera un ou deux minima selon que l'on est en train d'augmenter ou de diminuer le rapport Ω_0/ω . En général cette zone est si fine qu'elle est difficilement exploitable ; dans notre expérience elle correspond à une variation de 4 kHz sur ω à $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz ou de 4,5 kHz sur Ω_0 à $\omega/2\pi = 3$ MHz.

En général dans notre expérience $\Omega_0/\omega < 1/\beta'$ (typiquement $\Omega_0 \leq 260$ kHz et $\omega = 3$ MHz) et nous nous trouvons toujours dans le cas d'un minimum unique où grâce à la gravité, les atomes ultra-froids restent piégés et s'étalent au fond de l'ellipsoïde dans l'épaisseur de la coquille. Les atomes n'explorent alors quasiment jamais les régions non couplées. C'est d'autant plus vrai quand le piège magnétique est de type Ioffe-Pritchard, et c'est cette configuration de piège bidimensionnel que nous développerons au paragraphe 2.3. Cependant nous mettrons en évidence la présence de ces « trous » dans la coquille iso-B et leur effet impressionnant sur l'équilibre thermodynamique du nuage piégé au paragraphe 2.8.

Double puits.

Une récente et populaire application de ces potentiels habillés consiste en la création de doubles puits de potentiels de séparation ajustable [106].

Si $\omega < \omega_0$, le premier terme sous la racine dans l'expression du potentiel habillé ne pourra jamais s'annuler, le champ rf ne sera en aucun point résonnant avec le champ statique ; le terme $m_F |\hbar\omega - g_F \mu_B B(\mathbf{r})|$ équivaut au potentiel d'un champ magnétique QUIC, de minimum $m_F \hbar (\omega_0 - \omega)$ situé toujours en O .

Pour l'instant, nous avons identifié la contribution au potentiel du champ rf sous la forme d'un décalage en énergie du fond du piège magnétique statique de $\hbar|\delta|$.

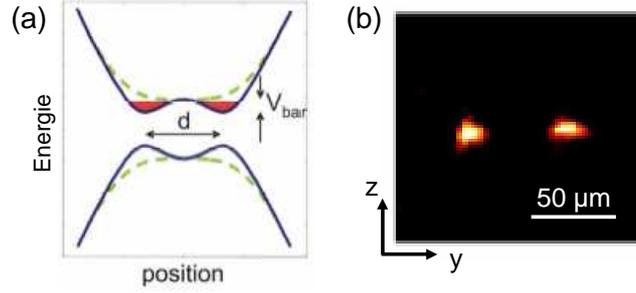


Figure 2.6 – Figures tirées de la référence [106]. **(a)** Le potentiel de piégeage est déformé par un champ rf à une fréquence ω inférieure à la fréquence de Larmor au fond du piège statique ω_0 . Dans la direction verticale z , le couplage est homogène et provoque une légère relaxation du potentiel statique (pointillés vert). Dans la direction horizontale y , la variation spatiale du couplage $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ brise la symétrie de rotation et fait apparaître deux puits de potentiel (trait plein bleu) de profondeur V_{bar} et séparés d’une distance $d = 2\rho_0$. **(b)** Image en absorption prise dans la direction x d’atomes dans un double puits de potentiel rf.

Figure 2.6 – Pictures from reference [106]. (a) The potential is deformed by a rf field at frequency ω lower than the Larmor frequency at the trap minimum ω_0 . In the vertical direction z , the rf coupling is homogeneous and yields a slight relaxation of the static potential (dashed green curve). In the horizontal direction y , the spatial variation of $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ breaks the rotational symmetry of the trap and allows for the formation of two potential wells (solid blue curve) of depth V_{bar} and separated of a distance $d = 2\rho_0$. (b) In situ experimental picture of the double well integrated along the x axis.

L’utilisation de la dépendance spatiale de $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ permet de créer un double puits de potentiel. Nous rappelons que dans le cas d’un champ rf polarisé linéairement selon l’axe y et un champ statique de direction locale $\mathbf{e}_Z(\mathbf{r})$ on peut écrire (2.21) :

$$\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r}) = \frac{gL\mu_B}{2\hbar} B_{\text{rf}} |\mathbf{e}_y - \mathbf{e}_y \cdot \mathbf{e}_Z(\mathbf{r}) \mathbf{e}_Z(\mathbf{r})| = \Omega_0 \sin(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_Z(\mathbf{r})).$$

Dans un piège de type Ioffe-Pritchard très raide, tel qu’on peut en obtenir sur une micro-puce [106], le champ peut être approximé par (équation (1.4)) :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_0 \mathbf{e}_x + B' \rho (\cos \phi \mathbf{e}_y - \sin \phi \mathbf{e}_z), \quad (2.26)$$

où $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\cos \phi = y/\rho$ et $\sin \phi = z/\rho$. On peut alors réécrire l’expression du potentiel habillé en conséquence :

$$U_{m'_F} = m'_F \sqrt{(\hbar \omega - g_F \mu_B \mathbf{B}(\mathbf{r}))^2 + \hbar^2 \left(\frac{\Omega_0}{B(\mathbf{r})} \right)^2 (B_0^2 + B'^2 \rho^2 \sin^2 \phi) + Mgz}. \quad (2.27)$$

Ses minima se trouvent en $\phi = 0$ et $\phi = \pi$ à une distance de l’axe x :

$$\rho_0 = \frac{1}{\sqrt{2}B'} \sqrt{B_{\text{rf}}^2 - B_{\text{crit}}^2} \quad (2.28)$$

$$\text{avec } B_{\text{crit}} = 2B_0 \sqrt{1 - \frac{\hbar \omega}{g_F \mu_B B_0}}, \quad (2.29)$$

à condition que B_{rf} soit supérieur à une certaine valeur de champ magnétique B_{crit} nécessaire pour créer une déformation du potentiel harmonique suffisante à l'apparition de deux minima distincts. En-deçà de cette valeur, un seul minimum de potentiel existe, situé au centre du piège magnétique. Si ces deux minima locaux sont assez profonds pour compenser la gravité, le piège ainsi formé est un double puits de potentiel comme l'illustre la figure 2.6.

Ce système de piégeage a aussi été proposé dans l'optique de réaliser un piège annulaire [107]. L'idée en est simple ; elle repose sur l'utilisation deux champs radiofréquence de fréquence et amplitude identiques mais de polarisations linéaires \mathbf{e}_x et \mathbf{e}_y orthogonales dans le plan horizontal. Le champ statique présentera de préférence une symétrie de révolution autour d'un axe vertical⁵. Si les deux champs rf oscillent en quadrature de phase le champ total résultant sera de la forme :

$$\mathbf{B}_{\text{rf},\text{Tot}} = B_{\text{rf}} [\cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \sin(\omega t) \mathbf{e}_y] , \quad (2.30)$$

soit un champ radiofréquence d'amplitude B_{rf} et de pulsation ω polarisé circulairement dans le plan horizontal. Comme le champ statique possède un axe de symétrie vertical, sa combinaison avec le champ tournant créera deux minima de potentiel symétriques alignés le long de la direction instantanée du champ rf quelle qu'elle soit, selon le mécanisme que nous avons déjà explicité plus haut. Ce double-piège tournant à la pulsation 2ω aura l'allure d'un anneau de rayon $R = \rho_0$ centré sur le milieu du piège magnétique statique (pour plus de détails, se référer à l'article [107]).

2.3 Géométrie du piège habillé

Les propriétés d'un gaz de bosons piégés en dimensions restreintes (1D ou 2D) présentent de grandes différences qualitatives avec le cas usuel du gaz en trois dimensions. A 2D notamment, on attend un autre type de transition de phase (transition BKT) et un changement de statistique des excitations du système pour un gaz en rotation (statistique fractionnaire). Cette spécificité des basses dimensions a motivé les expérimentateurs comme les théoriciens à proposer des pièges à atomes permettant d'étudier ces basses dimensions. Un bon nombre d'entre eux utilisent la force dipolaire créée par un ou deux faisceaux lumineux : faisceau elliptique focalisé [40], piège à ondes évanescentes [108, 42], ou onde stationnaire [109, 110, 111]. En 2001, Oliver Zobay et Barry Garraway ont proposé une méthode très simple pour réaliser le confinement d'un gaz quasi-bidimensionnel [73]. Cette méthode repose sur les mêmes ingrédients que le refroidissement par évaporation dans un piège magnétique, en mettant à profit les niveaux magnétiques habillés par le champ rf. C'est ce schéma et sa mise en œuvre expérimentale que nous allons décrire dans la suite de ce chapitre.

5. Le piège magnétique pourra être par exemple un piège quadrupolaire d'axe vertical ou un piège Ioffe-Pritchard d'axe long vertical.

2.3.1 Allure du piège habillé

Afin d'observer les propriétés d'un condensat en basses dimensions, nous avons décidé d'habiller notre piège magnétique QUIC par un champ radiofréquence de fréquence $\omega > \omega_0 = g_F \mu_B B_0 / \hbar$. Dans ce cas, les potentiels habillés donnés par l'équation (2.19) présentent un croisement évité là où le champ radiofréquence est résonnant avec le champ statique, soit sur la surface iso-magnétique (iso-B) vérifiant :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \omega. \quad (2.31)$$

Les surfaces iso-B d'un piège statique QUIC ont la forme d'ellipsoïdes très allongées dont le grand axe est aligné avec l'axe x de la bobine Ioffe. Elles sont imbriquées comme des pelures d'oignon. Celle vérifiant la condition (2.31) présente un grand axe de demi-longueur :

$$L \simeq \sqrt{\frac{2\hbar(\omega^2 - \omega_0^2)}{g_F \mu_B B''}}, \quad (2.32)$$

et une section circulaire dans le plan vertical yOz qui, dès que l'on sort de la zone quadratique du potentiel statique radial, a pour équation :

$$y^2 + z^2 = r_0^2, \quad \text{avec} \quad r_0 = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}}{\alpha}. \quad (2.33)$$

Le long de la surface iso-magnétique désignée par la fréquence ω du champ rf, deux potentiels habillés successifs sont distants d'une énergie $\hbar \Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$. Comme on l'a vu, il est possible d'utiliser l'inhomogénéité du couplage pour créer des minima de potentiels locaux, mais dans le cadre de nos applications, nous faisons en sorte que le couplage soit à peu près constant sur toute la zone de la surface iso-B explorée par les atomes ; $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r}) = \Omega_0$.

C'est relativement simple : dans le cas de figure décrit plus haut où $\Omega_0/\omega < 1/\beta = FMg/\hbar\alpha$ (adapté au champ statique de type QUIC), il existe un unique minimum de potentiel situé au fond de la coquille iso-B sur lequel les atomes sont répartis. Dans cette région de l'espace, le champ magnétique statique est inclus dans le plan vertical xOz contenant l'axe long de la coquille. Par conséquent, si le champ rf est polarisé linéairement selon y , sa direction est presque toujours parfaitement orthogonale au champ statique ressenti par les atomes⁶ et le couplage reste à peu près constant et maximal sur toute la zone explorée par les atomes. Les deux champs ne sont plus exactement perpendiculaires et le couplage diminue légèrement pour les atomes qui sortent du plan vertical xOz et s'éloignent du piège dans la direction y . De la formule (2.21) on peut en effet calculer que pour un nuage à la température $T = 2 \mu\text{K}$ au fond de la coquille, on a $0,78 \leq \Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})/\Omega_0 \leq 1$ sur toute la zone explorée par les atomes. Dans toute la suite du chapitre 2 – paragraphe 2.8 mis à part – nous considérerons donc le couplage radiofréquence comme homogène de pulsation de Rabi égale à Ω_0 .

On peut voir sur la figure 2.7 le profil selon la direction verticale z des potentiels adiabatiques en présence de gravité et dans nos conditions expérimentales. Pour $\omega =$

6. Au centre du QUIC, $\mathbf{B}(\mathbf{r}) \simeq B_0 \mathbf{e}_x$ et au fond de la surface iso-B, $\mathbf{B}(\mathbf{r}) \simeq (B_0 + B''x^2/2) \mathbf{e}_x - B'z \mathbf{e}_z$.

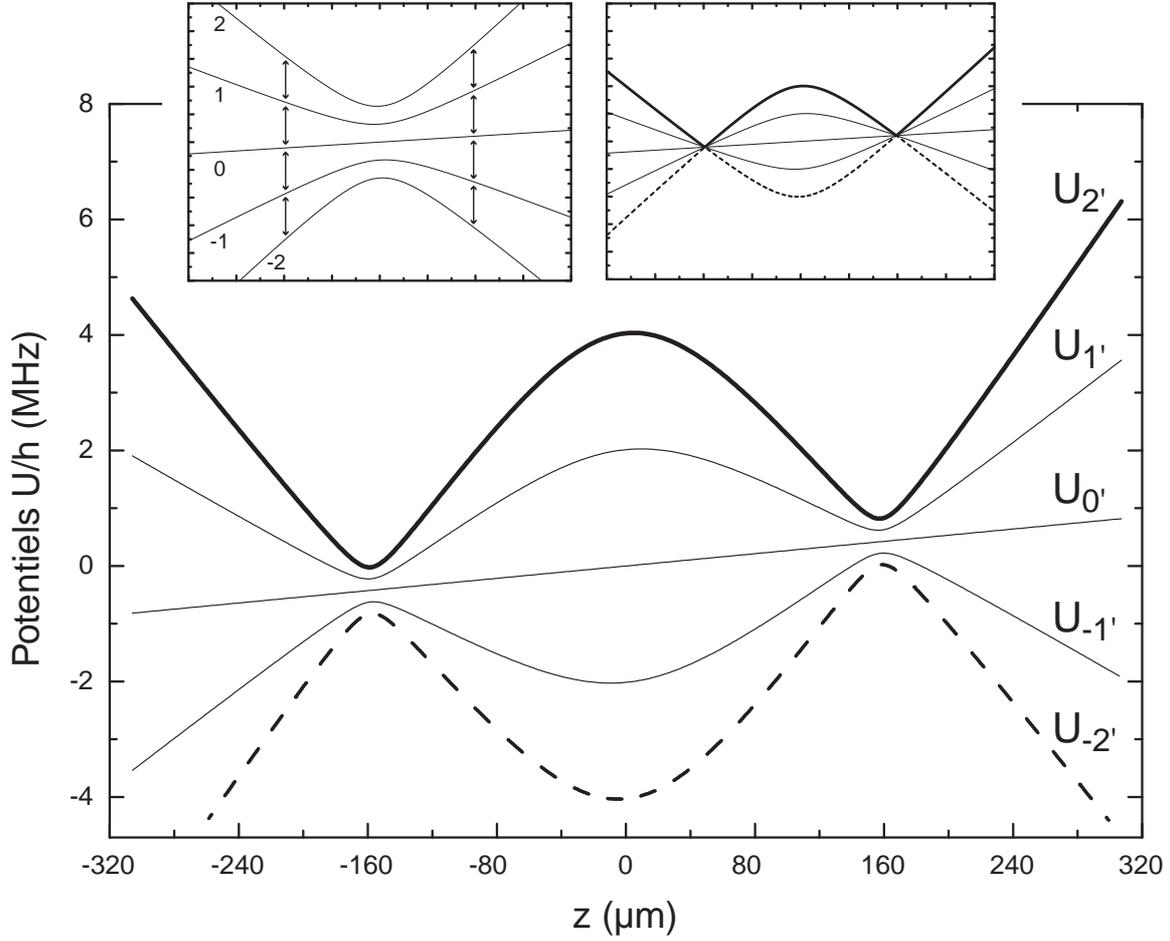


Figure 2.7 – Profil selon la direction verticale des potentiels habillés du ^{87}Rb pour les cinq sous-états Zeeman du niveau $5S_{1/2}$, $F = 2$, dans le champ QUIC (§ 1.2.2 p.33), gravité incluse. Les paramètres de l’onde rf sont $\omega/2\pi = 3$ MHz et $\Omega_{\text{rf}}/2\pi = 25$ kHz. En encadré sont représentés les potentiels magnétiques nus $U_{m'_F}(z)$ et la condition de résonance avec l’onde rf (à gauche), ainsi que les potentiels adiabatiques $U_{m'_F}(z)$ dans la limite du couplage nul $\Omega_{\text{rf}} \rightarrow 0$, c’est-à-dire $B_{\text{rf}} \rightarrow 0$ (à droite).

Figure 2.7 – Plot along z of the adiabatic potentials for the five rf-dressed Zeeman substates of ^{87}Rb in $5S_{1/2}$, $F = 2$ in the QUIC magnetic field (§ 1.2.2 p.33), when gravity is taken into account. The rf frequency is $\omega/2\pi = 3$ MHz and the coupling strength is $\Omega_{\text{rf}}/2\pi = 25$ kHz. The adiabatic potentials present an avoided crossing where the rf wave is resonant with adjacent $|m_F\rangle$ Zeeman substates. At these points, the degeneracy between dressed states is lifted by the rf coupling that separates adjacent potentials by the energy $\hbar\Omega_{\text{rf}}$. Atoms in the highest $|2'\rangle$ dressed state (bold line) can be trapped in the vicinity of this avoided crossing. During evaporative cooling, atoms lay at the bottom of the lowest potential (dashed line). Inserts show the bare Zeeman potentials with the resonance condition (left) and the adiabatic potentials in the low coupling limit $\Omega_{\text{rf}} \rightarrow 0$ or equivalently $B_{\text{rf}} \rightarrow 0$ (right).

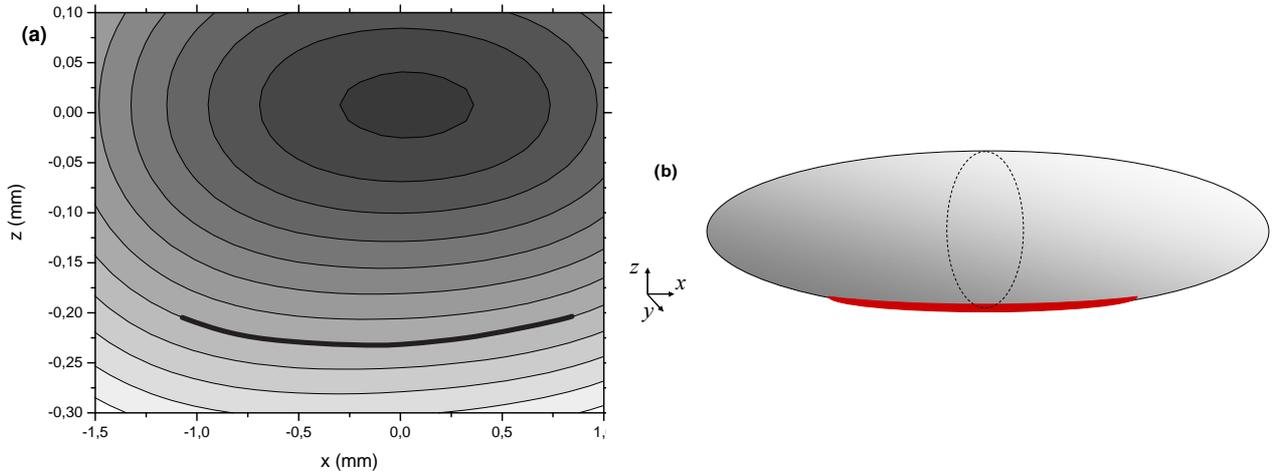


Figure 2.8 – (a) Coupe de quelques surfaces iso-B du piège QUIC dans le plan vertical xOz . Deux lignes iso-B successives sont espacées de 0,5 G. La position typique des atomes soumis à la gravité dans le piège habillé est représentée en trait épais. (b) Vue 3D de la surface iso-B sur laquelle les atomes (trait épais rouge) sont piégés. La direction verticale est dilatée d'un facteur 5 sur les deux images.

Figure 2.8 – (a) Cut of the iso-B surfaces in a QUIC trap in the vertical plane xOz . Two successive iso-B lines are separated by 0.5 G. The thick line represents schematically the atomic distribution of the atoms in the dressed trap in presence of gravity. (b) 3D scheme of the iso-B surface within which the atoms (thick red line) are trapped. The vertical scale has been stretched by a factor 5 on both images.

3 MHz, le croisement évité a lieu en $z = \pm 160 \mu\text{m}$ et correspond à un minimum de potentiel très resserré pour l'état $|2'\rangle_\theta$ (trait épais) et un maximum pour l'état $|-2'\rangle_\theta$ (pointillés). On remarque que c'est dans ce dernier qu'a eu lieu le refroidissement évaporatif au paragraphe 1.2.3. Mais nous verrons au paragraphe 2.4 qu'il est possible de transférer les atomes condensés dans l'état $|2'\rangle_\theta$ afin qu'ils soient piégés autour du croisement évité tant qu'ils suivent adiabatiquement cet état. Si le nuage d'atomes est suffisamment froid (quelques μK), il n'explorera que la zone située autour du minimum à $z = z_0 = -160 \mu\text{m}$, les atomes n'ayant pas assez d'énergie pour vaincre la pesanteur et atteindre le minimum local en $z = +160 \mu\text{m}$. En effet, si l'on regarde l'allure du potentiel en deux ou trois dimensions (figure 2.8) on s'aperçoit que le point en z_0 est un minimum global alors que l'autre n'est qu'un point col dont les atomes s'éloignent en glissant le long de la surface jusqu'en $z = z_0$.

Les résultats expérimentaux représentés en figure 2.9 montrent un nuage d'environ 10^6 atomes à la température $T = 5 \mu\text{K}$ confinés d'abord (a) au centre du piège QUIC (nuage en forme de cigare,) puis dans le piège habillé pour (b) $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$ et (c) $\omega/2\pi = 8 \text{ MHz}$. Sur ces deux derniers clichés, on remarque que les atomes sont maintenus au fond de la coquille par la gravité. L'énergie nécessaire pour atteindre son sommet est en effet de $k_B \times 27 \mu\text{K}$ pour (b) et $k_B \times 92 \mu\text{K}$ pour (c). Néanmoins, on remarque sur le cliché (d) que pour une température $T = 35 \mu\text{K}$ et une fréquence $\omega = 3 \text{ MHz}$ il est possible de peupler entièrement, bien que de façon inhomogène, la

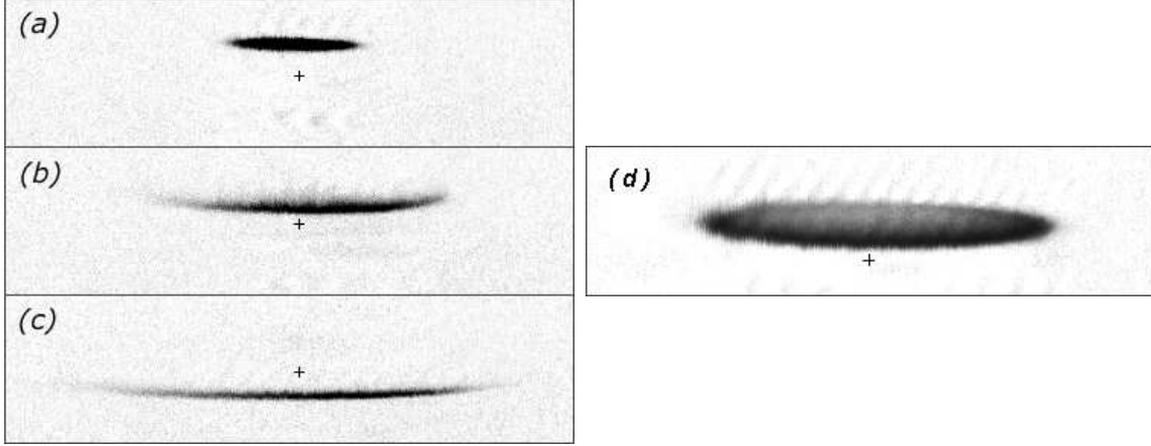


Figure 2.9 — Prise de vues d'un nuage de 10^6 atomes à $5 \mu\text{K}$ dans (a) le QUIC et (b) le piège habillé pour $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$ (déplacement vertical $z_0 = -160 \mu\text{m}$) ou (c) pour $\omega/2\pi = 8 \text{ MHz}$ (déplacement vertical $z_0 = -490 \mu\text{m}$). La croix sert de point de référence fixe pour les trois photos et chacune couvre une zone de l'espace de $4,5 \times 1,2 \text{ mm}$. (d) Photographie du nuage à $35 \mu\text{K}$ dans le piège habillé pour $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$. Les atomes sont assez chauds pour peupler la bulle toute entière.

Figure 2.9 — Experimental pictures of a cloud of 10^6 atoms at $5 \mu\text{K}$ trapped inside (a) the QUIC and (b) the dressed trap for $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$ (vertical displacement $z_0 = -160 \mu\text{m}$) or (c) for $\omega/2\pi = 8 \text{ MHz}$ (vertical displacement $z_0 = -490 \mu\text{m}$). The cross is a fixed reference for all three pictures. The dimensions of the pictures are $4.5 \times 1.2 \text{ mm}$. (d) Picture of the cloud at $35 \mu\text{K}$ in the dressed trap for $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$. The atoms are hot enough to populate the whole surface of the bubble.

surface de la bulle avec des atomes froids.

On note aussi que le nuage se déplace vers le bas par rapport au centre du QUIC quand ω augmente. Ce déplacement est de (b) $160 \mu\text{m}$ pour $\omega = 3 \text{ MHz}$ et (c) $490 \mu\text{m}$ pour $\omega = 8 \text{ MHz}$. La position verticale z_0 du nuage en fonction de la fréquence ω du champ rf est représentée en figure 2.10. On rappelle que la formule 2.20 doit toujours être vérifiée, par conséquent quand ω varie, la position du nuage suit le profil du champ. Pour des valeurs de ω telles que $\omega_0/2\pi < \omega/2\pi < 2 \text{ MHz}$, le nuage explore la zone quadratique du champ radial entourant l'axe long du piège et l'évolution du déplacement avec la fréquence rf est parabolique. Pour $\omega/2\pi > 2 \text{ MHz}$, on a $z_0 < -50 \mu\text{m}$ et le nuage explore la partie linéaire du champ radial du piège Ioffe-Pritchard. Le tracé de la figure 2.10 permet donc de mesurer le gradient B' du piège statique à partir d'un ajustement des données expérimentales. On doit en effet trouver que lorsque $\omega \gg \omega_0$, le tracé expérimental tend asymptotiquement vers une droite de pente :

$$p = -\frac{1}{\alpha} = -\frac{\hbar}{g_F \mu_B B'}$$

Cette technique nous permet d'obtenir une valeur expérimentale de $B' = 228 \text{ G/cm}$ en bon accord avec les 223 G/cm mesurés avec un gaussmètre et les 220 G/cm prédits par le calcul.

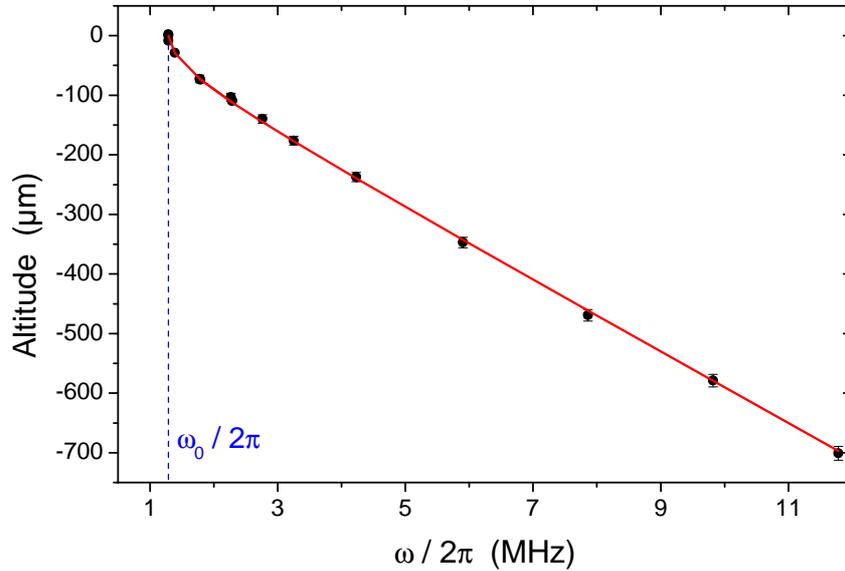


Figure 2.10 – Position verticale par rapport au centre du QUIC du nuage atomique piégé dans l'état habillé $|2'\rangle$ en fonction de la fréquence $\omega/2\pi$. En trait plein on représente le déplacement calculé pour un gradient de champ $B' = 228$ G/cm et $\omega_0 = 1,3$ MHz. On reconnaît l'allure du champ QUIC transversalement à son axe : parabolique au centre et linéaire dès qu'on s'éloigne de l'axe. Dans la région où B est linéaire, on peut déduire l'altitude z_0 en microns du centre du nuage atomique en utilisant la formule $z_0 = 28,1 - 62,7 \times \omega/2\pi$ où $\omega/2\pi$ est exprimé en MHz.

Figure 2.10 – Vertical position of the atomic cloud trapped in the $|2'\rangle$ dressed state as a function of the rf frequency $\omega/2\pi$. The solid line shows the calculated displacement for a field gradient $B' = 228$ G/cm and $\omega_0 = 1,3$ MHz. One can recognize the shape of the QUIC magnetic field in the transverse direction : parabolic in the center, and linear as you get further from its axis. In the region where the evolution of B is linear, one can deduce the position z_0 in microns of the center of the atomic cloud via the formula $z_0 = 28.1 - 62.7 \times \omega/2\pi$ where $\omega/2\pi$ is expressed in MHz.

On remarque enfin que l'anisotropie du nuage piégé augmente avec ω . Cet aspect sera développé au paragraphe suivant.

2.3.2 Confinement et anisotropie du nuage piégé

Les atomes piégés dans le potentiel habillé sont contraints de rester dans la zone de croisement évité, mais sont a priori libres de se déplacer à leur aise sur toute la surface iso-B piégeante, et seule la gravité les pousse à se réunir au fond. Par conséquent, si le confinement dans la direction transverse à la surface de la bulle est donné par le profil du potentiel adiabatique, le confinement longitudinal, lui, n'est dû qu'à l'effet de la

pesanteur car le potentiel adiabatique pur est constant le long d'une surface iso- B^7 . La combinaison de ce confinement très fort transversalement à la bulle et d'un confinement longitudinal faible donne au nuage piégé une allure très anisotrope. Je traiterai ci-après les fréquences d'oscillation transverse et longitudinales dans deux sections différentes avant de parler de l'anisotropie et du caractère bidimensionnel du piège dans un troisième paragraphe.

Fréquence de piégeage transverse.

Les atomes que nous étudions sont piégés dans l'état $|2'\rangle$ et ressentent le potentiel $U_{2'}$ (équation (2.19)). On se place en un point du piège de coordonnée \mathbf{r}_0 , correspondant à un minimum local du potentiel habillé dans la direction transverse. En considérant un déplacement infinitésimal δr dans la direction transverse et en notant B'_{loc} le gradient local de champ magnétique dans la direction du déplacement et Ω_{rf} la valeur locale du couplage, on peut écrire à proximité du point considéré :

$$U_{2'}(\mathbf{r}) = 2 \sqrt{(\hbar\omega - g_F\mu_B [B(\mathbf{r}_0) + B'_{\text{loc}} \delta r])^2 + (\hbar\Omega_{\text{rf}})^2}. \quad (2.34)$$

On a omis la gravité dans cette expression, car pour nos paramètres expérimentaux et une valeur typique du gradient $B'_{\text{loc}} = 228 \text{ G/cm}$ elle n'affecte que très peu la position du minimum local et la courbure transverse du potentiel (modification en valeur relative de 3.10^{-3}). En développant cette expression au deuxième ordre en δr , on obtient alors :

$$U_{2'}(\mathbf{r}) = U_{2'}(\mathbf{r}_0) + \frac{(g_F\mu_B B'_{\text{loc}})^2}{\hbar\Omega_{\text{rf}}} \delta r^2, \quad (2.35)$$

dont on déduit l'expression de la fréquence d'oscillation transverse :

$$\omega_{\text{trans}} \simeq \sqrt{\frac{2}{M\hbar\Omega_{\text{rf}}}} g_F\mu_B B'_{\text{loc}}. \quad (2.36)$$

La fréquence d'oscillation transverse est donc proportionnelle à la valeur locale du gradient de champ, et inversement proportionnelle à la racine carrée de la pulsation de Rabi locale du champ rf, soit à la racine carrée de $B_{\text{rf},X}$ la composante du champ rf orthogonale au champ statique (équation (2.4)). Cette expression est en fait très similaire à celle de la fréquence d'oscillation radiale ω_{\perp} du piège QUIC (équation (1.8)). La valeur de ω_{trans} peut varier sur la surface du piège, selon que le gradient B'_{loc} ou le terme de couplage varie. Dans les conditions expérimentales que nous avons explorées, B'_{loc} peut être considéré comme homogène et égal à B' le gradient radial de notre piège QUIC. Par ailleurs le champ rf reste quasi-perpendiculaire au champ statique sur la zone explorée par les atomes donc $\Omega_{\text{rf}} = \Omega_0$, donc ω_{trans} est approximativement constante⁸ et d'expression :

$$\omega_{\text{trans}} = \alpha \sqrt{\frac{2\hbar}{M\Omega_0}}. \quad (2.37)$$

7. Le terme de couplage Ω_0 étant toujours considéré comme constant sur la zone de la coquille explorée par les atomes.

8. Voir note en fin de paragraphe, page 71

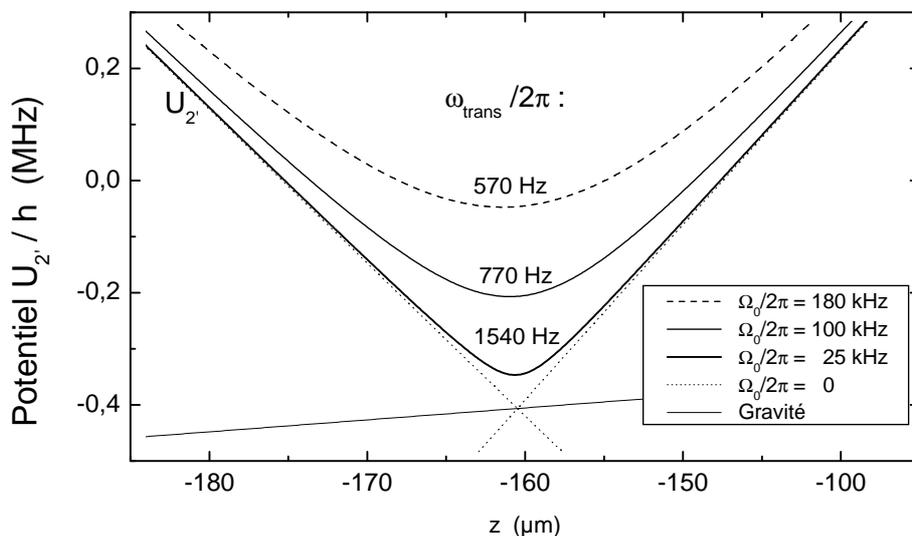


Figure 2.11 — Profil selon z des potentiels adiabatiques de l'état habillé $|2'\rangle$ pour différentes valeurs de la pulsation de Rabi Ω_0 du champ rf. On voit que la fréquence d'oscillation transverse ω_{trans} augmente lorsque Ω_0 diminue (voir équation 2.37). On se place aux alentours du croisement évité en $z_0 = -160 \mu\text{m}$, pour une fréquence $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$. Les valeurs de la fréquence d'oscillation portées sur les courbes sont calculées pour $B'_{\text{loc}} = 228 \text{ G/cm}$.

Figure 2.11 — Vertical profile of the adiabatic potentials for the dressed state $|2'\rangle$ and for different values of the rf Rabi frequency Ω_0 . One can observe an increase in the transverse oscillation frequency ω_{trans} as Ω_0 is reduced (see equation 2.37). We plot the avoided crossing region around $z_0 = -160 \mu\text{m}$ for a rf frequency $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$. The given oscillation frequencies are calculated for a local magnetic field gradient $B'_{\text{loc}} = 228 \text{ G/cm}$.

Les deux solutions qui s'offrent à nous si l'on souhaite augmenter le confinement transverse sont donc d'augmenter le gradient de champ B' ou de réduire la pulsation de Rabi Ω_0 du champ rf (figure 2.11). La première solution présente une limitation expérimentale liée au courant maximal que peuvent supporter les bobines du piège QUIC. Il est par contre très aisé de réduire Ω_0 qui est directement proportionnel à l'amplitude du champ rf. Cependant, si l'on réduit de manière trop importante la valeur du couplage, les potentiels habillés se rapprochent les uns des autres au niveau du croisement évité. Le taux de pertes non-adiabatiques entre états habillés par transition Landau-Zener risque alors de limiter fortement le temps de piégeage. Il faudra donc trouver un compromis sur la valeur de Ω_0 qui minimisera le taux de pertes non-adiabatiques tout en maximisant le confinement transverse. Cette étude sera menée au paragraphe 2.7.

La fréquence d'oscillation transverse a été mesurée lors de la thèse de Yves Colombe [74] en excitant le mode d'oscillation dipolaire transverse du piège habillé. Comme dans le cas de la mesure de la fréquence longitudinale du piège QUIC que j'ai décrite au paragraphe 1.2.2 (page 35), une excitation résonante de ce mode entraîne un échauffement

du nuage atomique, caractérisé par un élargissement de sa distribution en position après temps de vol. La vibration sinusoïdale du potentiel piégeant a été ici obtenue en mettant en mouvement la position du minimum de potentiel adiabatique, c'est-à-dire en modulant la fréquence ω du champ rf. On a vu qu'elle est liée en bonne approximation à la position verticale z_0 du piège via une fonction affine (figure 2.10). Ces expériences ont été menées pour une valeur de couplage $\Omega_0/2\pi = 180$ kHz et ont fourni une mesure expérimentale de la fréquence de piégeage transverse dans le piège habillé $\omega_{\text{trans}}^{\text{exp}}/2\pi = 600 \pm 80$ Hz. Celle-ci correspond assez bien à la valeur théorique $\omega_{\text{trans}}^{\text{th}}/2\pi = 570$ Hz prédite par l'équation (2.37) pour $B' = 228$ G/cm.

Note : On remarque que la fréquence d'oscillation transverse du piège peut légèrement varier sur l'extension du nuage piégé et ce pour deux raisons principalement. Si l'on s'éloigne du fond de la bulle selon la direction x , le gradient de champ magnétique local B'_{loc} augmente progressivement. On en déduit que pour un nuage thermique à $T = 2$ μK , la fréquence d'oscillation transverse augmente de 36 % sur la longueur x du nuage dans la direction de x positifs, et diminue de quelques pourcent dans l'autre direction. Selon la direction y , $B'_{\text{loc}} = B'$ est constant mais la variation du couplage $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ (voir page 58) introduit une variation de ω_{trans} . On peut calculer que sur la taille d'un nuage thermique à $T = 2$ μK , la fréquence d'oscillation transverse locale augmente de 13 % lorsque l'on s'éloigne du fond de la bulle dans la direction y . La valeur de la fréquence d'oscillation transverse donnée par l'équation (2.37) est donc une borne inférieure, et ω_{trans} augmente légèrement quand on s'éloigne du fond du piège habillé.

Fréquences de piégeage longitudinales.

Sans l'effet de la pesanteur, les atomes se répandraient sur toute la surface de la coquille iso-magnétique⁹. Il n'y aurait donc pas à proprement parler de piégeage longitudinalement à la surface. Cependant si l'on tient compte de la gravité et si $\omega/\Omega_0 > \beta = 15$ (cf. § 2.2.2), on s'aperçoit que les atomes ultra-froids piégés sont maintenus au fond de la coquille sous l'effet de leur propre poids. Sous l'effet de la gravité et de la courbure propre de la coquille, les atomes peuvent osciller au fond de ce potentiel, tangentiellement à la surface de piégeage. La fréquence d'oscillation dans le piège habillé $\omega_{\text{hab},i}$ le long de la direction longitudinale i considérée est donc celle d'un pendule pesant de longueur R_i , où R_i est le rayon de courbure de la surface dans la direction i :

$$\omega_{\text{hab},i} = \sqrt{\frac{g}{R_i}}. \quad (2.38)$$

Si $|z_0|$ est la distance de l'axe Ox au point le plus bas du piège habillé, on peut écrire $R_y = |z_0|$, car les surfaces iso-magnétiques du champ QUIC présentent une section circulaire dans le plan yOz et sont centrées sur l'axe Ox (voir figure 1.12). On en déduit :

$$\omega_{\text{hab},y} = \sqrt{\frac{g}{|z_0|}}. \quad (2.39)$$

Dans la direction x , la fréquence d'oscillation est modifiée par la très faible courbure du potentiel habillé dans le plan vertical xOz . On peut considérer que les lignes iso-

9. Les atomes s'amassent éventuellement autour de points où le couplage est plus faible s'ils sont assez froids ou si l'amplitude du champ rf est suffisamment élevée (voir figure 2.5 section 2.2.2).

magnétiques du piège dans le plan xOz sont des ellipses et que le rapport des tailles de leur grand axe et leur petit axe est donné par le rapport des fréquences de piégeage du QUIC : $\omega_{\perp}/\omega_x \simeq 10,5$. Dès lors, en notant $a = (\omega_{\perp}/\omega_x)|z_0|$ le demi grand axe et $b = |z_0|$ le demi petit axe, le rayon de courbure dans la direction x à proximité du fond de l'ellipse iso-B vaut $R_x = a^2/b = (\omega_{\perp}/\omega_x)^2|z_0|$ et la fréquence d'oscillation est donnée par :

$$\omega_{hab,x} = \sqrt{\frac{g}{|z_0|}} \frac{\omega_x}{\omega_{\perp}}. \quad (2.40)$$

Par conséquent, si l'on augmente la fréquence ω du champ rf, la distance z_0 des atomes au centre du piège augmente et les fréquences d'oscillations longitudinales $\omega_{hab,x}$ et $\omega_{hab,y}$ du piège habillé diminuent.

Sur notre montage, il est possible de déduire très facilement la valeur de la fréquence longitudinale ω_x d'une simple photo du nuage après temps de vol. Je note τ la durée du temps de vol, $\sigma_i(t)$ la largeur de la distribution en position des atomes dans la direction i ($i = \{x,y,z\}$) à l'instant t , $\sigma_{v,i}$ la largeur de la distribution en vitesse du nuage dans la direction i (considérée comme constante) et T_i la température cinétique du nuage dans la direction i . Je peux alors écrire :

$$\sigma_i^2(\tau) = \sigma_i^2(0) + \sigma_{v,i}^2 \tau^2. \quad (2.41)$$

En injectant dans cette formule les expressions de $\sigma_i^2(0) = k_B T_i / (M \omega_{hab,i}^2)$ et $\sigma_{v,i}^2 = k_B T_i / M$, j'obtiens :

$$\sigma_i^2(\tau) = \frac{k_B T_i}{M} \left(\tau^2 + \frac{1}{\omega_{hab,i}^2} \right). \quad (2.42)$$

Notre système d'imagerie nous permet d'observer l'allure du nuage dans le plan xOz et donc de mesurer σ_x et σ_z . Si l'on choisit une valeur du temps de vol τ telle que $(2\pi/\omega_{trans})^2 \ll \tau^2 \ll (2\pi/\omega_{hab,x})^2$, on peut considérer qu'après temps de vol la distribution des atomes suivant x n'a quasiment pas changé et que l'extension du nuage selon z est essentiellement due à la distribution de vitesse verticale initiale. On peut alors faire l'approximation :

$$\sigma_x(\tau) \simeq \sqrt{\frac{k_B T_x}{M}} \frac{1}{\omega_{hab,x}} \quad \text{et} \quad \sigma_z(\tau) \simeq \sqrt{\frac{k_B T_z}{M}} \tau. \quad (2.43)$$

Si enfin le nuage piégé est à l'équilibre thermique, on a $T_x = T_z$ et l'on déduit la valeur de la fréquence $\omega_{hab,x}$ d'une simple photographie après temps de vol via la formule :

$$\omega_{hab,x} = \frac{1}{\tau} \frac{\sigma_z}{\sigma_x}. \quad (2.44)$$

De l'analyse de trente clichés pris après un temps de vol $\tau = 7$ ms et pour une fréquence $\omega = 3$ MHz je déduis une valeur expérimentale de la fréquence d'oscillation longitudinale selon x qui vaut $\omega_{hab,x}^{exp}/2\pi = 5,1 \pm 0,2$ Hz, très proche de la valeur

théorique $\omega_{hab,x}^{th}/2\pi = 4,6$ Hz prédite par la formule (2.40). La valeur obtenue vérifie bien la condition $(2\pi/\omega_{trans})^2 \ll \tau^2 \ll (2\pi/\omega_{hab,x})^2$.

On pourrait de la même façon remonter à une valeur de $\omega_{hab,y}$ si l'on avait accès à la dimension du nuage dans la direction y ou la mesurer par excitation paramétrique.

Anisotropie du piège et bidimensionnalité.

Dans le cadre de l'étude de nuages dégénérés à dimensions restreintes, la première conclusion intéressante de ce paragraphe est que les fréquences longitudinales sont au moins un ordre de grandeur inférieures à la fréquence d'oscillation transverse. En effet, pour des valeurs typiques de la fréquence de Rabi $25 \text{ kHz} < \Omega_0/2\pi < 180 \text{ kHz}$ et de la radio-fréquence $3 \text{ MHz} < \omega/2\pi < 10 \text{ MHz}$, les fréquences de piégeage évoluent sur des gammes :

$$\begin{aligned} 2 \text{ Hz} &\leq \omega_{hab,x}/2\pi \leq 5 \text{ Hz} \\ 21 \text{ Hz} &\leq \omega_{hab,y}/2\pi \leq 48 \text{ Hz} \\ 600 \text{ Hz} &\leq \omega_{trans}/2\pi \leq 1540 \text{ Hz} \end{aligned}$$

Le nuage a donc forcément une allure très anisotrope.

Le deuxième point important est certainement que les fréquences molles ($\omega_{hab,x}$ et $\omega_{hab,y}$) et la fréquence raide (ω_{trans}) dépendent de deux paramètres du champ rf complètement indépendants. Si les fréquences longitudinales dépendent uniquement de la radio-fréquence ω (2.39 et 2.40), la fréquence transverse dépend de l'intensité locale du couplage Ω_0 (2.37). L'anisotropie du piège est donc modulable à loisir dans la gamme de fréquences de piégeage indiquées ci-dessus.

Dans le cas d'un piège habillé dont on a fixé pour paramètres $\omega/2\pi = 10$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz, les fréquences de d'oscillations valent $\omega_{hab,x}/2\pi = 2$ Hz, $\omega_{hab,y}/2\pi = 21$ Hz et $\omega_{trans}/2\pi = 1,54$ kHz. Comme l'écart en énergie entre le niveau fondamental et le premier niveau d'excitation transverse correspond à une température de l'ordre de $\hbar\omega_{trans}/k_B = 77$ nK et que la température de transition pour un nuage de 10^5 atomes dans un tel piège vaut $T_C = 82$ nK, le piège n'est pas assez anisotrope pour l'observation d'un gaz thermique 2D contenant suffisamment d'atomes pour être aisément détecté et analysé. Des études sur l'effet du confinement sur les propriétés collisionnelles d'un gaz thermique 2D ont été menées avec du césium [112, 109] mais il est difficile de les transposer au rubidium dont la longueur de diffusion est beaucoup plus faible. Quoi qu'il en soit, un nuage de 10^5 atomes condensés aurait dans ce piège un potentiel chimique $\mu/h = 550 \text{ Hz} < \omega_{trans}/2\pi$. La géométrie du piège est donc favorable à l'observation d'un nuage d'atomes dégénérés bidimensionnel.

2.4 Chargement du piège

J'exposerai ici la méthode de chargement du piège habillé qui consiste à transférer le plus efficacement possible le nuage atomique piégé de l'état $|2\rangle$ vers l'état $|2'\rangle$ puis dans la zone de croisement évité.

2.4.1 Projection dans le potentiel habillé : allumage du champ radiofréquence

La séquence de chargement démarre à la fin du refroidissement évaporatif. Le condensat est à peine obtenu dans le piège statique que l'on allume lentement le champ radiofréquence habillant à une fréquence ω inférieure à la fréquence de résonance au fond du puits ω_0 . Cette première étape a pour but de passer adiabatiquement de l'état « nu » $|2\rangle$ à l'état habillé $|2'\rangle$ et elle consiste à augmenter progressivement la pulsation de Rabi du champ rf ressentie par les atomes de 0 à la valeur souhaitée de Ω_0 en un laps de temps Δt_{on} . Pendant ce temps, la fréquence rf reste constante à une valeur $\omega_i < \omega_0$. Comme les atomes se trouvent toujours au centre du piège QUIC, le désaccord qu'ils ressentent initialement vaut $\delta_i = \omega_i - \omega_0 < 0$ (figure 2.13(a)).

Pour que le transfert soit efficace, il faut que la condition d'adiabaticité (2.18) :

$$|\dot{\delta}\Omega_{\text{rf}} - \dot{\Omega}_{\text{rf}}\delta| \ll (\delta^2 + \Omega_{\text{rf}}^2)^{3/2}$$

soit respectée afin d'éviter de projeter $|2\rangle$ sur les différents états $|m'_F\rangle$. On peut donc se contenter d'allumer brusquement le champ rf si $|\delta_i| \gg \Omega_0$, car dans ce cas $|2'\rangle$ se confond avec $|2\rangle$. Dans nos expériences, $25 \text{ kHz} \leq \Omega_0/2\pi \leq 180 \text{ kHz}$ afin d'assurer un suivi adiabatique de l'état habillé lors de la seconde partie du chargement (§ 2.4.2) et un temps de vie conséquent du piège (§ 2.7). Or $|\delta_i| \leq \omega_0 = 2\pi \times 1,300 \text{ MHz}^{10}$, donc on ne peut assurer $|\delta_i| \gg \Omega_0$. L'onde rf doit alors être allumée progressivement.

L'amplitude du champ rf est augmentée linéairement à une vitesse $\dot{\Omega}_{\text{rf}} = \Omega_0/\Delta t_{\text{on}}$ et la condition d'adiabaticité (2.18) qui s'écrit maintenant $|\dot{\Omega}_{\text{rf}}\delta_i| \ll \delta_i^3$ est vérifiée si :

$$\Delta t_{\text{on}} \gg \frac{\Omega_0}{\delta_i^2}. \quad (2.45)$$

Pour un désaccord initial typique $\delta_i/2\pi = -300 \text{ kHz}$ et une fréquence de Rabi maximale $\Omega_0 = 180 \text{ kHz}$, le temps de mise en place du champ radiofréquence doit vérifier $\Delta t_{\text{on}} \gg 0,32 \mu\text{s}$ et nous l'avons fixé à $\Delta t_{\text{on}} = 2 \text{ ms}$. On peut s'assurer que dans ce cas la condition d'adiabaticité est vérifiée en faisant un temps de vol juste après que le champ rf a atteint sa valeur maximale. Si l'état $|2\rangle$ n'a pas été parfaitement reporté sur $|2'\rangle$, on peut observer jusqu'à cinq nuages sur l'imagerie d'absorption. Ils sont le produit de la séparation Stern-Gerlach des cinq sous-états $|m_F\rangle$ par le gradient de champ rémanent selon l'axe de la bobine Ioffe lors de la coupure du piège (p. 39 et figure 2.12).

2.4.2 Déformation du potentiel habillé : formation de la coquille

Une fois les atomes transférés dans le potentiel habillé $|2'\rangle$, la difficulté est de déformer ce potentiel et créer le piège en forme de coquille sans perdre ni échauffer les atomes. Cette déformation se fait en déplaçant le point de résonance entre les champs

10. En réalité, on impose même $|\delta_i| \leq \omega_0/2$ afin d'éviter que les harmoniques du signal rf, produites par le synthétiseur lui-même ou par l'amplificateur qui le suit, ne perturbent le piège.

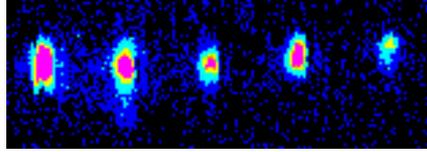


Figure 2.12 – Séparation par effet Stern-Gerlach des cinq sous-niveaux de l'état $5S_{1/2}, F = 2$ (de $m_F = +2$ à $m_F = -2$ de la gauche vers la droite) sous l'effet du faible gradient de champ rémanent selon l'axe de la bobine Ioffe lors de la coupure du piège. La photo a été prise après 20 ms de temps de vol. L'allumage trop brusque du champ rf a projeté le nuage sur les cinq sous-niveaux hyperfins.

Figure 2.12 – Picture of the five Zeeman sublevels of state $5S_{1/2}, F = 2$ (from $m_F = +2$ to $m_F = -2$ from the left to the right) separated by Stern-Gerlach effect after 20 ms of time fo flight. The projection of the pure $|2\rangle$ sub-state onto all the $|m_F\rangle$ sub-states has been provoked by a sudden increase of the rf field amplitude, and the separation is then due to a small remanent magnetic field gradient along the Ioffe coil axis as the magnetic trap is switched off (p. 39).

statique et radiofréquence. En partant de la situation obtenue à la fin du paragraphe précédent (figure 2.13(a)) et en se basant sur la relation qui existe entre la norme du champ statique et la fréquence du champ rf (équation (2.20)), on déduit que la création et le déplacement de la surface de résonance peuvent être effectués soit en augmentant la radio-fréquence ω pour une carte de champ B fixée, soit en réduisant le champ magnétique à fréquence ω fixée. Les deux méthodes ont été explorées.

Rampe radiofréquence

La première solution envisagée pour la déformation du potentiel adiabatique est aussi celle que l'on utilisera dans la plupart des cas. Elle consiste à effectuer une rampe croissante de la fréquence ω de l'onde rf de ω_i à sa valeur finale ω_f en conservant une intensité de couplage Ω_0 constante. Au cours de cette rampe, le piège traverse successivement deux phases.

Pendant toute une période, la fréquence rf ω est inférieure à la fréquence de résonance au centre du piège ω_0 . Durant tout ce temps, les atomes restent au voisinage du centre du piège magnétique statique et voient un désaccord $\delta < 0$. Les atomes suivent adiabatiquement l'état habillé si l'on respecte la condition (2.18) : $|\dot{\delta}\Omega_0| \ll (\delta^2 + \Omega_0^2)^{3/2}$. C'est le cas si :

$$\dot{\omega} \ll \Omega_0^2. \quad (2.46)$$

Il est donc intéressant d'avoir un paramètre de couplage élevé pendant la phase de chargement. Le critère à respecter est $\dot{\omega}/2\pi \ll 200$ GHz/s pour $\Omega_0/2\pi = 180$ kHz. Les rampes que nous effectuons ont le plus généralement un profil arbitraire (figure 2.14). Elles présentent une pente moyenne $(\dot{\omega}/2\pi)_{\text{moy}} \simeq 200$ MHz/s et un ralentissement au passage de la résonance, où la condition d'adiabaticité est a priori plus difficile à respecter.

Alors qu'on approche de résonance ($\omega \simeq \omega_0$), les potentiels adiabatiques se repoussent et commencent à se déformer (figure 2.13(b)). Les atomes quittent alors lentement le centre du piège en glissant vers le bas sous l'effet de la gravité pour se nicher

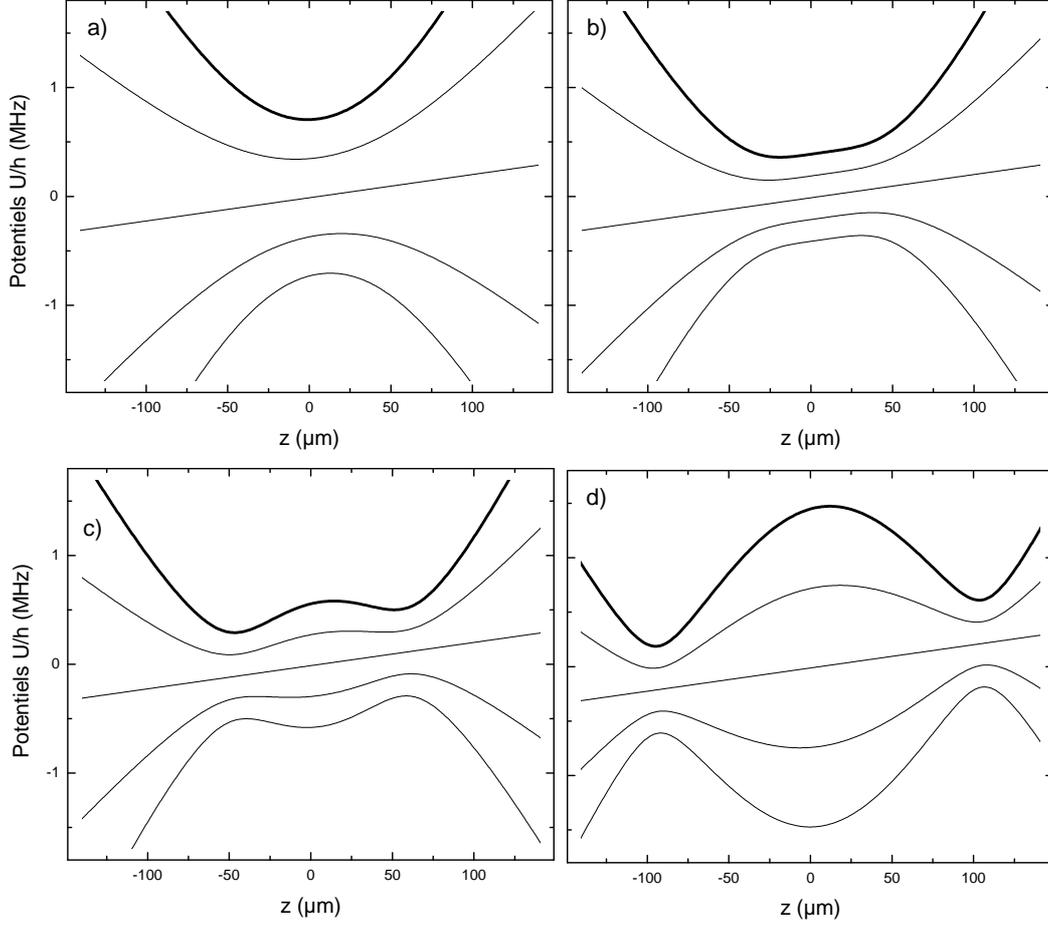


Figure 2.13 – Évolution des potentiels adiabatiques lors de la rampe croissante de fréquence rf de chargement du piège habillé. La fréquence du champ rf $\omega/2\pi$ vaut respectivement **(a)** 1 MHz, **(b)** 1,3 MHz, **(c)** 1,5 MHz et **(d)** 2 MHz. Le couplage vaut $\Omega_0/2\pi = 180$ kHz. L'origine en abscisses est le centre du nuage piégé dans le champ magnétique QUIC, en tenant compte de la gravité. Le potentiel tracé en gras est celui de l'état habillé $|2'\rangle$ qui nous intéresse.

Figure 2.13 – Change in the adiabatic potentials during the ascending rf sweep used to load the dressed trap. The first step is to turn on the rf wave progressively from $\Omega_{\text{rf}} = 0$ to $\Omega_{\text{rf}} = \Omega_0$ within $\Delta t_{\text{on}} = 2$ ms, at an initial detuning $\delta_i = \omega_i - \omega_0 < 0$ ($\omega_i/2\pi = 1$ MHz and $\omega_0/2\pi = 1.300$ MHz). This ensures that the atoms are transferred from the bare state $|2\rangle$ to the dressed state $|2'\rangle$ (thick solid line). The rf frequency is then swept up to the desired value ω_f . The graphs are plotted at constant rf coupling strength $\Omega_0/2\pi = 180$ kHz, for rf frequencies **(a)** $\omega/2\pi = 1$ MHz, **(b)** 1.3 MHz, **(c)** 1.5 MHz and **(d)** 2 MHz. Gravity is taken into account. When $\omega < \omega_0$, the atoms stay approximately at the centre of the QUIC trap and see a varying detuning δ . With typical experimental parameters, the rate $\dot{\delta}$ is low enough to avoid non-adiabatic transitions. When $\omega > \omega_0$, the atoms follow the avoided crossing and see a constant detuning $\delta \simeq 0$. The adiabaticity criterion (2.18) for the following of the dressed spin state $|2'\rangle$ is then fulfilled during the whole loading stage.

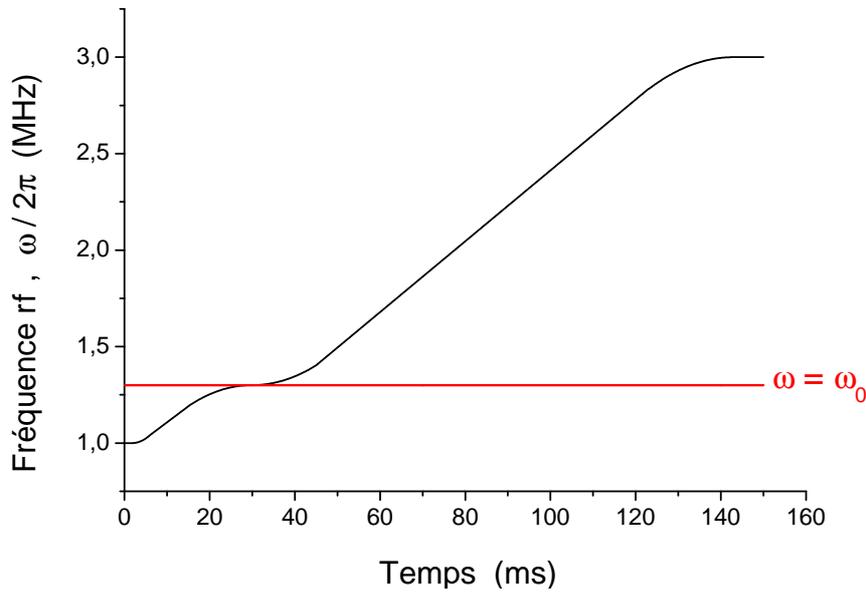


Figure 2.14 — Profil typique de la rampe radiofréquence que l’on utilise. La fréquence ω est augmentée continûment de 1 MHz à 3 MHz en 150 ms environ et elle évolue lentement en début et fin de rampe et au passage de la résonance ($\omega = \omega_0$). Au cours des premières millisecondes, la fréquence de Rabi rf passe progressivement de 0 à Ω_0 à ω constant. Le couplage rf est ensuite gardé constant à une valeur comprise entre 25 et 180 kHz.

Figure 2.14 — Typical profile of the radiofrequency ramp we use. The rf frequency ω is continuously swept from 1 MHz to 3 MHz within 150 ms with a slow down at the beginning and the end of the ramp and as we go through resonance ($\omega = \omega_0$). During the first milliseconds, Ω_{rf} is progressively ramped up from 0 to $25 \text{ kHz} < \Omega_0/2\pi < 180 \text{ kHz}$ at a constant rf frequency $\omega/2\pi = 1 \text{ MHz}$. The coupling is then kept constant for the rest of the rf ramp.

dans la naissance du croisement évité le plus bas. Le désaccord δ qu’ils ressentent n’est alors plus exactement égal à $\delta = \omega - \omega_0$. Cette variation du désaccord est faible en amplitude et de signe opposé à la variation de la fréquence $\dot{\omega}$. Elle ne gêne donc pas le suivi adiabatique de l’état habillé $|2'\rangle$.

La seconde phase de la rampe commence quand $\omega > \omega_0$. Les atomes se trouvent alors piégés dans la région du croisement évité, et ils voient un désaccord δ constant et quasiment nul, sauf si les atomes se déplacent transversalement à la surface iso-B. Le suivi adiabatique de l’état piégeant $|2'\rangle$ ne pose donc pas de problème au cours de cette phase, et la vitesse de balayage de la fréquence est en général augmentée (figure 2.14). La rampe s’adoucit sur la fin pour amortir la descente des atomes et éviter qu’un arrêt trop bref n’excite des oscillations du nuage dans le piège habillé. On maintient alors la valeur finale de ω aussi que longtemps que l’on souhaite conserver les atomes piégés, et l’on peut éventuellement réduire lentement la valeur de Ω_0 pour augmenter la fréquence de piégeage dans la direction transverse (équation (2.37)) et s’engager dans l’exploration du régime bidimensionnel.

Rampe de courant

Lorsque l'on se trouve dans la situation où le champ rf est établi et où $\omega = \omega_i < \omega_0$, et que l'on souhaite traverser la résonance afin de créer un potentiel en forme de coquille, deux solutions se présentent. On peut comme au paragraphe précédent augmenter continûment ω jusqu'à dépasser ω_0 , ou bien réduire ω_0 à $\omega = \omega_i$ fixe. Pour ce faire, il suffit de réduire la valeur du champ B_0 au fond du piège statique. Il est important néanmoins que $\mathbf{B}(\mathbf{0})$ ne change pas d'orientation, car l'allure des surfaces iso-B au centre du piège en serait complètement changée [100]. On ne peut donc pas aller au-delà d'un désaccord $\omega - \omega_0 = \omega_i - 0 \leq \omega_{0,i}$ ¹¹ et il peut être intéressant d'augmenter la valeur du champ biais avant d'allumer le champ rf afin de pouvoir accéder à des valeurs de désaccord plus grandes que $\omega_0 = 1,3$ MHz dans notre cas. Cette solution reste limitée par le courant maximal que peut supporter la bobine Ioffe et qui correspondait pour nous à une fréquence de résonance maximale au fonds du puits $\omega_{0,max} = 2,6$ MHz. Cela nous a permis néanmoins d'explorer une gamme de désaccord allant de 0 à $\omega_i = 2,3$ MHz.

Quand ces expériences ont été effectuées, les bobines de notre piège n'étaient pas encore en série et nous n'avions donc pas encore installé la paire de bobines de Helmholtz d'axe x qui sert actuellement à l'ajustement du champ biais (voir page 40). L'abaissement du fond du puits ω_0 était donc réalisé en réduisant le courant I_{Ioffe} dans la bobine Ioffe de 44,62 A à 43,20 A en 150 ms selon un profil temporel parabolique¹². En effet, sur toute une gamme de courant, ω_0 varie linéairement avec la valeur de I_{Ioffe} (figure 2.15). Cette rampe de courant correspond donc à une rampe de la fréquence de résonance au centre du piège $\omega_0/2\pi$ de 2,6 MHz à 250 kHz à fréquence rf fixe $\omega_i = 2,3$ MHz.

La précision à laquelle on contrôle la valeur du courant est un point crucial de ces expériences. Le courant de sortie de l'alimentation *Delta Elektronika* 15V-100A que nous utilisons est commandé par une tension externe V_c comprise entre 0 et 5 V ($I_{\text{Ioffe}} = 100$ A pour $V_c = 5$ V). Ces alimentations peuvent délivrer un courant précis au mA, mais la tension de contrôle est fournie par une sortie analogique de la carte PCI-6713 pouvant prendre 4096 valeurs comprises entre $V_{A1} = -10$ et $+10$ V. Pour profiter de toute la dynamique disponible, cette tension est convertie en $V_c = (V_{A1} + 10)/4$ par un circuit électronique actif simple. La résolution de notre rampe de courant vaut donc $\delta I_{\text{Ioffe}} = 100/4096 \simeq 25$ mA, ce qui d'après la figure 2.15 correspond à un saut de champ magnétique $\delta B_0 = 59$ mG soit un saut en fréquence $\delta \omega_0 = 2\pi \times 41$ kHz.

De tels sauts pouvant considérablement limiter l'adiabaticité du transfert, nous avons développé un système permettant d'améliorer encore la résolution de la rampe de courant en ne jouant toujours que sur la valeur de I_{Ioffe} . Pour cela, nous avons simplement utilisé une sortie analogique supplémentaire de la carte PCI-6713. La tension V_{A2} permet de modifier finement le courant I_{Ioffe} sur une gamme de ± 1 A. Pour cela un pont diviseur de tension convertit la sortie de la carte en $V_{fin} = V_{A2}/200$. La tension V_{fin} est ensuite additionnée à V_c puis branchée à l'entrée de contrôle de la source de courant. La première sortie analogique $A1$ permet donc de fixer la valeur du courant à sa valeur

11. Le désaccord maximal que l'on peut obtenir dans cette configuration correspond à un champ biais final $B_0 = 0$ donnant $\omega_0 = 0$, et une fréquence rf initiale $\omega_i = \omega_0$.

12. Le pas temporel de la rampe correspond à la résolution temporelle de nos séquences $\tau = 200 \mu\text{s}$.

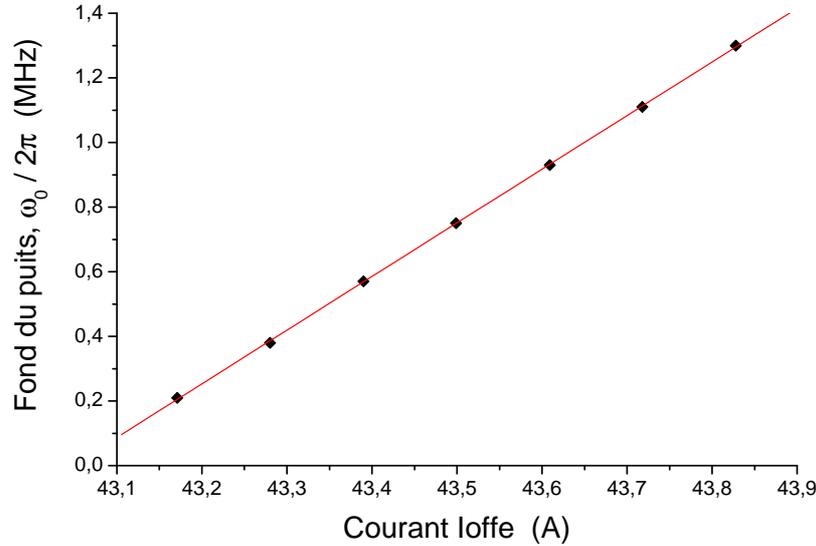


Figure 2.15 — Evolution de la fréquence de résonance au fond du puits $\omega_0/2\pi$ avec la valeur du courant circulant dans la bobine Ioffe I_{Ioffe} . On remarque une dépendance affine de $\omega_0/2\pi$ envers I_{Ioffe} de pente égale à 1,66 MHz/A et d’ordonnée à l’origine $-71,47$ MHz. Cette caractérisation est utile pour connaître la position du fond et donc le désaccord avec le champ rf fixe pour toute valeur de I_{Ioffe} .

Figure 2.15 – rf resonance frequency at the bottom of the magnetic trap ω_0 as a function of the current in the Ioffe coil I_{Ioffe} . One can note a linear dependence of ω_0 on I_{Ioffe} that can be written as $\omega_0/2\pi(\text{MHz}) = 1.66 \times I_{\text{Ioffe}}(\text{A}) - 71.47$. This characterisation is very useful to know the position of the trap bottom and therefore the detuning with the fixed rf field for any value of I_{Ioffe} .

typique $I_{\text{Ioffe}} = 44$ A, et la seconde sortie analogique A2 nous permettra de faire varier finement cette valeur de ± 1 A avec une résolution de $\delta I_{\text{Ioffe}} = 2/4096 \simeq 500 \mu\text{A}$, soit $\delta\omega_0 = 2\pi \times 0,8$ kHz qui reste de l’ordre de la fréquence typique d’oscillation dans la direction transverse.

Cette solution présente l’avantage d’impliquer un champ rf à fréquence fixe, et donc de pouvoir utiliser l’un des synthétiseurs analogiques du laboratoire de grande qualité spectrale (on verra pourquoi il est impossible de les utiliser pour produire la rampe au paragraphe 2.6.2). Cependant cette méthode nécessite un très bon contrôle des champs magnétiques, et ce n’était pas le cas sur notre montage à l’époque. En plus du fait que le désaccord maximal est limité et que l’allure des surfaces iso-magnétiques est modifiée au cours du transfert, la stabilité et la résolution de ce système ne furent donc pas suffisantes pour améliorer significativement la procédure de chargement par rapport à la solution plus souple basée sur une rampe radiofréquence. Ces expériences pourraient être tentées à nouveau maintenant dans le piège QUIC monté en série où une alimentation variable stable 0-2A est entièrement dédiée à l’ajustement de B_0 .

2.5 Réalisation pratique du piège habillé

Dans cette partie je présenterai les diverses façons de générer l'onde radiofréquence que j'ai employées (§ 2.5.1) ainsi que le déroulement temporel d'une séquence typique de chargement du piège habillé (§ 2.5.2).

2.5.1 Montage expérimental

Le montage générant l'onde radiofréquence pour le piège habillé est complètement indépendant de celui utilisé pour le refroidissement évaporatif. Il se compose d'un (ou deux) synthétiseur(s) rf suivi(s), dans l'ordre, d'un commutateur rf, d'un atténuateur ajustable, d'un amplificateur et enfin d'une antenne.

Au cours du temps, quatre types de synthétiseurs ont été utilisés. Le signal rf a d'abord été produit par un unique synthétiseur analogique *Agilent 33250A* ou *Rohde & Schwarz SML-01* modulé en fréquence par une tension externe. La faible qualité spectrale de ces synthétiseurs quand ils sont utilisés dans ce mode de fonctionnement (§ 2.6.2) nous a poussé vers d'autres solutions. La rampe rf a donc ensuite été produite par un synthétiseur *Stanford DS-345*, nous permettant de générer des rampes arbitraires mais dont le défaut est de répéter ces rampes en boucle indéfiniment. Pour pouvoir observer les atomes dans le piège et donc maintenir une fréquence rf finale aussi longtemps qu'on le souhaite, ce synthétiseur était relayé en fin de rampe par un *R&S SML-01* fonctionnant à fréquence fixe. Cette manœuvre nous a permis d'améliorer grandement la stabilité de notre expérience, mais ce aux dépens de sa répétabilité (§ 2.7.2). Ne trouvant pas dans le commerce le synthétiseur qui correspondrait à nos attentes, nous avons décidé de le construire nous-mêmes, en collaboration avec l'atelier d'électronique du laboratoire (annexe B). Ce synthétiseur – que nous appellerons *DDS*¹³ dans ce manuscrit – nous offre une très bonne qualité spectrale et une grande souplesse d'utilisation. Il est utilisé à la fois pour la rampe rf et le maintien de la fréquence finale.

Le synthétiseur, quel qu'il soit, est branché sur un commutateur rf *Mini-Circuits ZASWA-50DR* commandé par un signal TTL externe. Il possède deux entrées et peut basculer de l'une à l'autre en 20 ns environ. Il peut donc être utilisé pour commuter du synthétiseur *Stanford* au *Rohde & Schwarz* en fin de rampe rf, ou pour couper le signal rf très rapidement si la deuxième entrée est branchée à un bouchon 50 Ω .

Vient ensuite un atténuateur réglable *Mini-Circuits ZAS-3* commandé par un courant externe. Cet atténuateur permet de réaliser la rampe en amplitude nécessaire lors de la mise en place du champ radiofréquence (§ 2.4.1). On a par ailleurs bien contrôlé que ce composant n'ajoutait pas de bruit en amplitude sur le signal rf (§ 2.6.3).

Le signal passe alors dans un amplificateur radiofréquence 5W *Kalmus 505F*. Sa bande passante a été élargie aux basses fréquences et s'étend donc de 300 kHz à 100 MHz. Comme il s'agit d'un amplificateur de classe A, son atout est de pouvoir fonctionner sans être endommagé lorsque l'impédance du circuit d'émission n'est pas adaptée à l'impédance de sortie. Cela nous permet de travailler sur une large bande

13. DDS : Direct Digital Synthesizer.

spectrale (1-10 MHz) sans se soucier d'adapter activement au cours de la rampe l'impédance de l'antenne.

Enfin, l'amplificateur est branché sur une antenne circulaire de 3 cm de diamètre constituée de 8 tours de fils placée à l'extérieur de la cellule, à 1,5 cm du centre du piège magnétique. L'antenne est alignée avec l'axe y , ce qui permet d'avoir le champ $\mathbf{B}_{\text{rf}} = B_{\text{rf}} \cos(\omega t) \mathbf{e}_y$ toujours orthogonal au champ statique vu par les atomes dans le cas où ils restent piégés à proximité du fond de la bulle iso-B.

2.5.2 Séquence expérimentale

Voici comment se déroule une séquence typique de transfert des atomes vers le piège habillé. Elle commence dès la fin du refroidissement évaporatif (§ 1.2.3). On transfère en général vers le piège habillé un nuage initialement condensé dans le piège QUIC, ou un nuage thermique de quelques microKelvins au plus. Le signal radiofréquence est branché à une fréquence initiale $\omega_i/2\pi = 1$ MHz, pour une fréquence de résonance au fond du piège statique $\omega_0/2\pi = 1,3$ MHz. Son amplitude est augmentée linéairement en un temps $\Delta t_{\text{on}} = 2$ ms de 0 à Ω_0 à l'aide d'un atténuateur commandable. Tant que le désaccord $\omega_i - \omega_0$ reste négatif, les atomes ne quittent pas le centre du QUIC. On évite de brancher le champ rf à une fréquence $\omega_i \leq \omega_0/2$ car alors les atomes piégés sont perturbés par le second harmonique à 2ω produit par l'amplificateur avant de ressentir l'effet du signal lui-même.

La rampe croissante de fréquence peut durer de 100 ms à 1 s. Plusieurs profils de rampes ont été testés; les plus efficaces commencent en général lentement pour éviter de donner une accélération initiale trop violente aux atomes (figure 2.14). Puis le balayage en fréquence ralentit à nouveau au passage de la résonance avec le fond du piège statique, où le respect de la condition de suivi adiabatique du spin est le plus difficile (§ 2.4.2). C'est aussi là que ω_{trans} est la plus faible¹⁴ et que les fréquences d'oscillation dans le piège habillé varient le plus rapidement (figure 2.16). Il vaut donc mieux aussi ralentir à cet endroit pour éviter une déformation trop brutale du piège comme on le verra au paragraphe 2.6.1.

La rampe accélère à nouveau ensuite, puisque le respect de l'adiabaticité ne semble plus poser de problème une fois que les atomes se trouvent dans la coquille, pour ralentir une dernière fois à l'approche de la fréquence finale. Ce ralentissement a pour but d'éviter d'exciter l'oscillation transverse du nuage dans le piège en cas d'arrêt trop brusque de la rampe. Il nous est possible d'effectuer des rampes jusqu'à une fréquence finale maximale $\omega/2\pi = 10$ MHz, mais on se limitera en général à une fréquence $\omega/2\pi = 3$ MHz pour l'étude du piège et de la qualité du transfert.

La suite dépend de l'expérience en cours. Il est possible de maintenir la fréquence finale aussi longtemps qu'on le souhaite, de moduler la fréquence finale, ou de la ramener à sa valeur initiale selon les phénomènes que l'on cherche à observer. En général, on maintiendra les atomes piégés au moins 100 ms avant d'ouvrir le piège afin de laisser le nuage se thermaliser en fin de rampe (§ 2.6.1). L'ouverture du piège se fait par coupure

14. Du fait de la déformation des potentiels habillés tangents entre eux, le fonds du piège est presque plat (figure 2.13(b)).

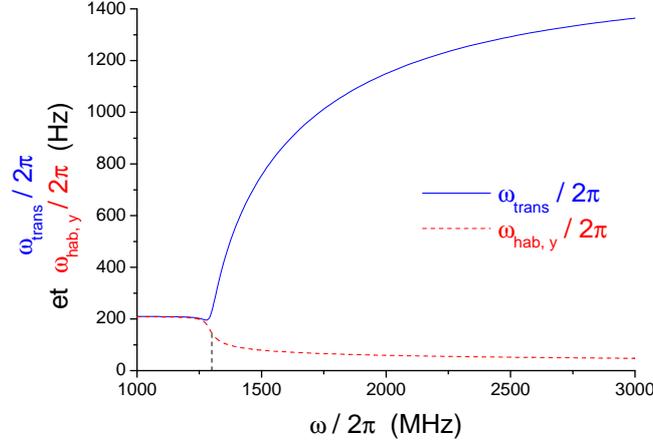


Figure 2.16 — Evolution des fréquences d’oscillation dans les directions z (ω_{trans}) et y ($\omega_{\text{hab},y}$) au cours de la rampe rf dans le cas où $\Omega_0 = 25$ kHz. La ligne verticale correspond à la résonance ($\omega = \omega_0$). On remarque que ω_{trans} commence par décroître puis augmente très vite avant de peu à peu saturer, alors que $\omega_{\text{hab},y}$ commence à descendre très vite un peu avant la résonance et qu’elle continue à décroître lentement ensuite. La fréquence de piégeage $\omega_{\text{hab},x}$ présente le même profil $\omega_{\text{hab},y}$ divisé par le facteur $\omega_{\perp}/\omega_x \simeq 10,5$ (éq. (2.40)).

Figure 2.16 — Evolution of the oscillation frequencies along directions z (ω_{trans}) and y ($\omega_{\text{hab},y}$) during the rf ramp for $\Omega_0 = 25$ kHz. The vertical dashed line indicates the resonance ($\omega = \omega_0$). One can see that ω_{trans} is first decreasing and then rapidly increasing before saturating. On the other hand, $\omega_{\text{hab},y}$ starts dropping down slightly before resonance and keeps decreasing slowly then. The trapping frequency $\omega_{\text{hab},x}$ shows the same profile as $\omega_{\text{hab},y}$, but must be multiplied by the factor $\omega_{\perp}/\omega_x \simeq 10.5$ (eq. (2.40)).

du piège statique. Le champ rf est maintenu durant 5 ms après l’ordre de coupure des courants du piège QUIC. Si le champ rf est coupé trop tôt, les atomes sont projetés sur les sous-états $|m_F\rangle$, puis séparés par effet Stern-Gerlach par le champ magnétique du QUIC. On observe finalement les atomes dans le piège même ou après temps de vol à l’aide du système d’imagerie par absorption d’axe y décrit au paragraphe 1.2.4.

Cette procédure de chargement simple et robuste permet de transférer couramment de 80 à 100% des atomes du piège QUIC au piège habillé, en provoquant cependant un chauffage de l’échantillon atomique comme on le verra au paragraphe 2.6.1.

2.6 Chauffage

Un taux de chauffage important des atomes piégés nous a empêché d’étudier un condensat dans le piège habillé. Ce chauffage a lieu à différents niveaux et peut avoir différentes interprétations. On remarque d’abord qu’à l’issue de la rampe radiofréquence, la température de l’échantillon s’est sensiblement élevée et qu’une période de thermalisation du nuage échauffé a lieu pendant la première seconde de piégeage (observable en figure 2.17(b)). Je donnerai l’explication de ce comportement au paragraphe 2.6.1.

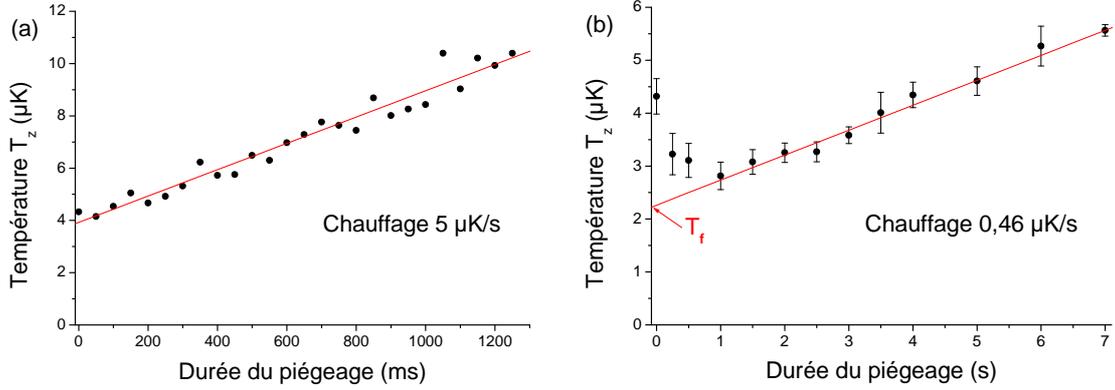


Figure 2.17 — Evolution au cours du temps de la température d’un nuage au repos dans le piège habillé créé par le synthétiseur **(a)** *Agilent* ou **(b)** *DDS*. L’instant $t = 0$ correspond à la fin de la rampe rf. La température du nuage est déduite de sa distribution en densité dans la direction verticale z après 20 ms de temps de vol et en négligeant la taille initiale du nuage. Pour chaque valeur du temps d’attente dans le piège, une série de 3 mesures est faite dont sont déduites la valeur moyenne de la température verticales et les barres d’erreur représentées sur le graphe. **(a)** *Agilent* : la température augmente linéairement au cours du temps à un taux d’environ $5 \mu\text{K/s}$. **(b)** *DDS* : pendant la première seconde, la température selon z diminue. Ceci est dû à une thermalisation du nuage dans les directions x , y et z nécessaire après l’échauffement rapide selon z provoqué par la compression du piège dans cette direction lors de la rampe rf (§ 2.6.1). La température du nuage augmente ensuite à un taux de 460 nK/s similaire au taux de chauffage observé dans le piège *QUIC* seul (figure 1.15).

Figure 2.17 — Evolution along time of the temperature of a cloud at rest in the dressed trap created by **(a)** the *Agilent 33250A synthesizer* or **(b)** our home-made *DDS* (See appendix B). Time $t = 0$ corresponds to the end of the rf ramp. The temperature of the cloud is deduced from its vertical density distribution after a 20 ms time of flight and neglecting the initial size of the cloud. For each value of the waiting time, a set of 3 pictures is taken from which are deduced the mean value of the vertical temperature and the error bars plotted on the graph. **(a)** *Agilent* : the temperature of the sample increases at a constant rate $5 \mu\text{K/s}$. **(b)** *DDS* : during the first second, the vertical temperature decreases. This is due to a thermalization of the cloud in the x , y , z directions which is necessary after the fast compression of the cloud along the vertical direction that happened during the rf ramp (§ 2.6.1). Then, the temperature is homogeneous along all three directions and it increases linearly of 460 nK/s as it was already the case in the *QUIC* trap itself (figure 1.15). The spectral purity of our *DDS* is such that the dipolar heating of the atoms produced by its frequency noise is not detectable in these conditions.

Ensuite, nous avons remarqué dès les premières expériences effectuées avec le synthétiseur *Agilent 33250A* que les atomes subissaient un chauffage conséquent lorsqu’on les maintenait dans le piège habillé. On observait en effet une augmentation de la température à un taux $\dot{T} = 5 \mu\text{K/s}$ (figure 2.17(a)). Le fait que ce taux de chauffage soit constant a orienté notre réflexion sur l’hypothèse d’un chauffage dû au bruit de

fréquence. En effet, des fluctuations de fréquence rf entraînent des fluctuations de la position du centre du piège et donc un chauffage dipolaire linéaire du nuage (§ 2.6.2). C'est ce qui pas à pas nous a mené à concevoir notre propre synthétiseur radiofréquence (annexe B) dont la qualité spectrale est telle que le chauffage résiduel de $\dot{T} = 460$ nK/s observé dans le piège habillé (figure 2.17(b)) est identique à celui observé dans le piège statique QUIC seul (figure 1.15). J'établirai la relation liant la qualité spectrale du signal au taux de chauffage dans le piège au paragraphe 2.6.2.

Enfin, d'éventuelles fluctuations d'amplitude du signal rf pouvant provoquer des fluctuations de la fréquence d'oscillation du piège et par conséquent un chauffage paramétrique du nuage, m'a poussé à évaluer au paragraphe 2.6.3 la façon dont un bruit en amplitude sur le signal rf peut chauffer les atomes.

2.6.1 Déformation non adiabatique du piège

Dans la description du transfert des atomes vers le piège habillé interviennent deux types d'adiabaticité. Il y a tout d'abord l'adiabaticité au sens de suivi temporel du potentiel habillé et de risque de transitions landau-Zener vers les sous-états $|m'_F\rangle$ inférieurs. Ce problème a été traité au paragraphe 2.1.3 et on a vu qu'il était régi par la condition (2.18) : $|\dot{\delta}\Omega_0 + \delta\dot{\Omega}_0| \ll (\delta^2 + \Omega_0^2)^{3/2}$ qui est en général très bien respectée. Cependant il existe un autre type d'adiabaticité, dynamique cette fois, qui décrit comment le nuage suit la déformation du piège. C'est le problème thermodynamique classique de déformation adiabatique ou non d'un gaz. Si l'on considère un gaz confiné dans un piège harmonique dont on modifie la fréquence d'oscillation ω_{osc} , le critère de déformation adiabatique du piège s'écrira cette fois :

$$\dot{\omega}_{osc} \ll \omega_{osc}^2. \quad (2.47)$$

C'est de cet aspect de l'adiabaticité du transfert qu'il sera question dans la suite de ce paragraphe.

Au cours de la rampe radiofréquence donc, la fréquence d'oscillation verticale dans le piège ω_{trans} augmente sensiblement, tandis que les fréquences d'oscillation dans le plan horizontal $\omega_{hab,x}$ et $\omega_{hab,y}$ diminuent (§ 2.3.2). Le nuage atomique piégé est donc comprimé dans la direction verticale et fortement dilaté dans les deux autres directions. Une déformation adiabatique du piège conserve la densité dans l'espace des phases et entraîne par conséquent une variation de la température T de l'échantillon dans le sens inverse à la variation du volume V occupé par le nuage. Dans le cas d'un piège harmonique dont les fréquences d'oscillations varient adiabatiquement de ω_k à ω'_k ($k \in \{x, y, z\}$), le rapport entre la température initiale T_i et la température finale T_f du nuage s'écrit [77] :

$$\left(\frac{T_f}{T_i}\right)_{adiab} = (\alpha_x \alpha_y \alpha_z)^{1/3} \quad \text{avec} \quad \alpha_k = \left(\frac{\omega'_k}{\omega_k}\right)_{k=x,y,z}. \quad (2.48)$$

Si par contre la variation de raideur du piège est brutale, la densité dans l'espace des phases n'est pas conservée et la température du nuage évolue comme [77] :

$$\left(\frac{T_f}{T_i}\right)_{brutale} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2}{3}\right). \quad (2.49)$$

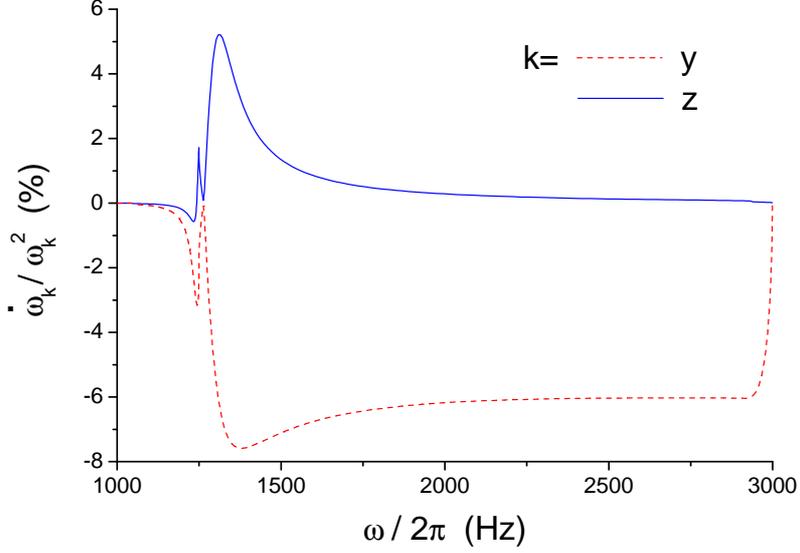


Figure 2.18 — Evolution du critère d'adiabaticité de la déformation du piège $\dot{\omega}_k/\omega_k^2$ dans les directions $k \in \{y, z\}$ au cours d'une rampe rf typique (figure 2.14). On remarque que le critère $\dot{\omega}_z \ll \omega_z^2$ est vérifié sur la totalité de la rampe sauf au voisinage de la résonance. Selon y , le facteur $\dot{\omega}_k/\omega_k^2$ pointe 1,5 fois plus haut que dans la direction z et surtout se maintient à quelques pour cent tout au long de la rampe. Le critère suivant la direction x présente le même profil que dans la direction y multiplié par le facteur $\omega_y/\omega_x \simeq 10,5$ (éq. (2.40)). Seule la compression du piège selon l'axe z peut donc être considérée comme adiabatique.

Figure 2.18 — Evolution of the adiabaticity criterion for the transformation of the trap $\dot{\omega}_k/\omega_k^2$ along the directions $k = \{y, z\}$ during a typical rf ramp (figure 2.14). One can see that the condition $\dot{\omega}_z \ll \omega_z^2$ is verified along the entire ramp but near resonance. Along y , the factor $\dot{\omega}_k/\omega_k^2$ is at most equal to 8 % and keeps on at a few percents until the end. The criterion shows the same profile along the x direction as in the y direction, but it must be multiplied by a factor $\omega_y/\omega_x \simeq 10.5$ (eq. (2.40)). Thus only the compression of the trap in the z direction can really be considered as adiabatic.

Dans notre expérience, si la condition de déformation adiabatique $\dot{\omega}_z \ll \omega_z^2$ est bien vérifiée dans la direction verticale, ce n'est pas du tout le cas pour les fréquences longitudinales (figure 2.18). En effet, s'il est facile d'effectuer une modification lente devant ω_z qui reste toujours supérieure à quelques centaines de hertz, la chose est beaucoup plus ardue pour ω_y qui descend à quelques dizaines de hertz et ω_x qui peut aller jusqu'à quelques hertz. La déformation du piège est donc la combinaison d'une compression adiabatique dans la direction verticale et d'une détente brutale dans les deux directions horizontales. On peut écrire la variation de température attendue en combinant les équations (2.48) et (2.49) :

$$\frac{T_f}{T_i} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1 + \alpha_x^2 + \alpha_y^2}{3} \right) \alpha_z^{1/3}. \quad (2.50)$$

Si $\Omega_0 = 25$ kHz et $\omega = 3$ MHz, on a $\omega'_x = 4,6$ Hz, $\omega'_y = 48$ Hz et $\omega'_z = 1,54$ kHz soit

en théorie un rapport $T_f/T_i = 1,31$.

Expérimentalement, on observe bien une température T_f du nuage en fin de rampe rf supérieure à sa température initiale T_i . Lorsque la rampe est effectuée par le synthétiseur DDS conçu au laboratoire (voir annexe B), on mesure généralement un rapport $T_f/T_i = 1,58 \pm 0,2$ au lieu du rapport 1,31 attendu. Par exemple, dans l'expérience représentée en figure 2.17(b), T_i est préalablement mesurée à $1,3 \mu\text{K}$ et la température en fin de rampe est déduite par extrapolation linéaire des données en $t = 0$ soit $T_f \simeq 2,2 \mu\text{K}$ et $T_f/T_i = 1,69$.

La valeur effectivement mesurée est supérieure à l'échauffement calculé ici, en partie parce que la valeur de T_f que l'on mesure après temps de vol est légèrement surestimée¹⁵, et parce que la compression verticale ne peut pas être considérée comme rigoureusement adiabatique tout au long de la rampe (figure 2.18). Néanmoins, si la transformation du piège n'était absolument pas adiabatique, on observerait un chauffage au cours de la rampe rf $(T_f/T_i)_{brutale} = 8,68$ bien supérieur aux valeurs mesurées en réalité.

Le nuage ayant subi une compression dans la direction verticale et une détente dans les deux directions horizontales, il se produit en fin de rampe rf une thermalisation d'environ 1 s au cours de laquelle la température du nuage s'homogénéise dans les trois directions. C'est la raison de la décroissance de la température T_z mesurée selon la direction verticale que l'on observe en figure 2.17(b) au cours de la première seconde passée dans le piège habillé.

2.6.2 Chauffage dipolaire

Les atomes piégés au fond de la bulle se trouvent à une altitude $z = -r_0 = -\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}/\alpha$. On s'aperçoit donc qu'une variation infinitésimale de la fréquence $\delta\omega$ va entraîner une variation de l'altitude des atomes piégés δz proportionnelle à l'excursion en fréquence du signal rf. Si la gigue du signal rf a lieu à une fréquence proche de la fréquence de piégeage vertical ω_{trans} , le déplacement vertical du nuage entre en résonance avec le mode d'oscillation transverse du piège habillé et provoque un chauffage dipolaire de l'échantillon (§ 1.2.2).

Gigue de fréquence

Je rappelle qu'initialement nous utilisons un synthétiseur analogique modulé en fréquence par une tension externe pour produire la rampe. Ce synthétiseur pouvait être le *Agilent 33250A* déjà évoqué. A l'époque, nous pouvions observer un taux de chauffage constant des atomes piégés d'environ $5 \mu\text{K/s}$ (figure 2.17(a)). L'idée que ce chauffage pouvait être lié à un bruit en fréquence du signal produit par le synthétiseur nous a poussé à évaluer sa pureté spectrale.

Celui-ci présente une stabilité en fréquence excellente lorsqu'il est utilisé à fréquence rf fixe (figure 2.19(a)). Typiquement, la stabilité du signal émis est meilleure que le mHz

15. Dans les expériences auxquelles nous faisons référence T_f était mesurée à partir de la distribution en position du nuage après 7 ms de temps de vol seulement, au lieu de 20 ms pour T_i . L'approximation qui consiste à négliger la taille initiale du nuage tend donc à surestimer T_f par rapport à T_i .

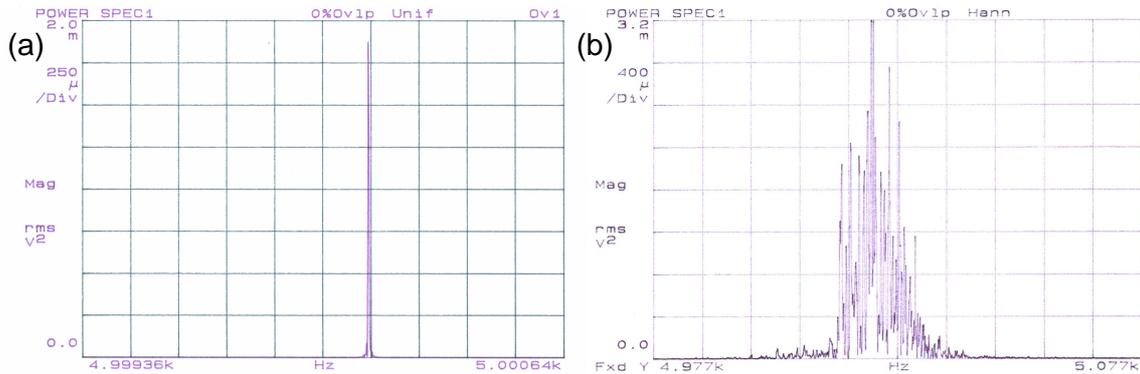


Figure 2.19 – Spectre de puissance du battement entre une référence de fréquence stable et le synthétiseur *Agilent* fonctionnant à fréquence fixe $\omega/2\pi = 2$ MHz imposée (a) par le synthétiseur lui-même ou (b) par une tension externe avec une excursion en fréquence autorisée $\Delta f \pm 1$ MHz. Echelles horizontales : (a) 100 mHz/div et (b) 10 Hz/div.

Figure 2.19 – Power spectrum of the synthesizer *Agilent 33250A* at a fixed frequency $\omega/2\pi = 2$ MHz in normal mode (a) or with the external wideband FM mode enabled with an allowed frequency span $\Delta f \pm 1$ MHz (b). Horizontal scales : (a) 100 mHz/div and (b) 10 Hz/div.

à la fréquence $\omega/2\pi = 2$ MHz. Cependant, la qualité du signal est fortement altérée lorsque la fréquence est imposée par une tension externe, et cela se traduit par une gigue en fréquence importante du signal rf. On a observé cette gigue en faisant battre le signal émis par le synthétiseur *Agilent* à fréquence fixe $\omega/2\pi = 2$ MHz commandée par une tension externe avec une référence de fréquence stable décalé de 5 kHz. Le signal de battement enregistré sur 1 s est représenté en figure 2.19(b). Il présente une largeur totale à $1/\sqrt{e}$ de $\Delta f = 13$ Hz environ. Cette largeur dépend de l'excursion en fréquence maximale autorisée $\Delta\nu_{\text{rf}}$, ce qui se comprend bien puisqu'un bruit sur la tension de commande provoquera une variation de fréquence d'autant plus grande que $\Delta\nu_{\text{rf}}$ sera grand. Ce spectre ne permet pas de caractériser entièrement la gigue de fréquence et son effet sur les atomes piégés¹⁶. Il indique clairement cependant la nécessité de porter une attention particulière à la pureté spectrale du signal rf qui sera confirmée par les expériences suivantes.

Chauffage dipolaire

L'approche développée en [113,114] permet de relier le chauffage d'atomes confinés dans un piège dipolaire au bruit de pointé du laser piégeant. Cette approche peut facilement être extrapolée au cas de notre piège habillé : le bruit de pointé – source de chauffage paramétrique du nuage du fait du déplacement désordonné du centre du piège qu'il provoque – sera alors assimilé au bruit de fréquence du signal rf.

Pour des atomes situés au fond de la bulle, le potentiel de piégeage dans la direction

16. Il nous faut pour cela avoir accès à une information sur la vitesse à laquelle cette gigue de fréquence se produit, et donc à la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence relatif du signal rf.

verticale peut être approximé par $U = \frac{1}{2}M\omega_{\text{trans}}^2(z - z_0)^2$ où $z_0 = -\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}/\alpha$. Toute variation de la fréquence rf d'une quantité $\delta\omega$ va déplacer le centre de ce potentiel harmonique d'une distance :

$$\epsilon = \frac{\omega}{\alpha\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}}\delta\omega \quad (2.51)$$

et donc secouer et chauffer les atomes dans la direction verticale.

Pour un potentiel harmonique dont le centre oscille au cours du temps de la forme $U = \frac{1}{2}M\omega_{\text{trans}}^2(z - [z_0 + \epsilon(t)])^2$ où $\epsilon \ll z_0$, l'élévation de l'énergie totale moyenne du nuage $\langle E \rangle$ au cours du temps s'écrit [114] :

$$\langle \dot{E} \rangle = \frac{\pi}{2}M\omega_{\text{trans}}^4 S_\epsilon(\omega_{\text{trans}}), \quad (2.52)$$

où $S_\epsilon(\omega_{\text{trans}})$ est le spectre de puissance des fluctuations de position du centre du piège à la fréquence d'oscillation du piège ω_{trans} :

$$S_\epsilon(\omega_{\text{trans}}) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \cos(\omega_{\text{trans}}\tau) \langle \epsilon(t)\epsilon(t+\tau) \rangle d\tau. \quad (2.53)$$

L'augmentation de l'énergie totale du nuage est donc proportionnelle aux fluctuations de position du centre du piège résonantes avec la fréquence du piège.

Pour relier l'échauffement à la gigue du signal rf il faut introduire dans la formule (2.52) le bruit relatif de fréquence rf S_y , où $y = \delta\omega/\omega$. D'après l'équation (2.51) on a donc :

$$S_y(\omega_{\text{trans}}) = \frac{y^2}{\epsilon^2} S_\epsilon(\omega_{\text{trans}}) = \frac{\alpha^2(\omega^2 - \omega_0^2)}{\omega^4} S_\epsilon(\omega_{\text{trans}}). \quad (2.54)$$

Si l'on écrit $\langle E \rangle = 3k_B T$, on peut directement déduire un taux de chauffage dipolaire dans le piège de la mesure du bruit de fréquence relatif à ω_{trans} :

$$\dot{T} = \frac{\pi}{6}M\omega_{\text{trans}}^4 \frac{\omega^4}{k_B\alpha^2(\omega^2 - \omega_0^2)} S_y(\omega_{\text{trans}}). \quad (2.55)$$

La méthode mise en œuvre pour mesurer le bruit de fréquence relative présent sur notre signal est détaillée en annexe dans la partie B.3.3. Pour le synthétiseur DDS conçu au laboratoire fonctionnant à $\omega/2\pi = 3$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz, on observe un bruit de fréquence relative $S_y(\omega_{\text{trans}}) = -180$ dB/Hz correspondant à un taux de chauffage $\dot{T} = 2,1$ pK/s. Ce taux de chauffage n'est pas observable expérimentalement sur notre expérience, ce qui explique assez bien le fait que les taux de chauffage mesurés dans le piège QUIC seul (figure 1.15) et dans le piège habillé créé par le DDS (figure 2.17(b)) sont très similaires. C'est pourquoi il était urgent de modifier le piège statique (voir p. 40). Cependant, des problèmes techniques nous empêchent encore pour l'instant de vérifier l'amélioration de la stabilité du piège habillé dans le piège QUIC « en série » (voir note 23, p. 42).

Pour le synthétiseur *Agilent* 33250A fonctionnant à $\omega/2\pi = 3$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 180$ kHz en mode FM externe avec une excursion de fréquence autorisée de 2 MHz, il est difficile de reproduire la mesure décrite en annexe B tant le signal est bruité¹⁷.

17. Il est impossible en effet de maintenir un déphasage de l'ordre de $\phi = -\pi/2$ (§ B.3.3) entre le signal rf et le signal de référence quand la fréquence elle-même fluctue à ce point.

On a essayé néanmoins d'estimer le bruit de fréquence relative du synthétiseur *Agilent* pour avoir une idée de son impact sur le chauffage dipolaire du nuage. D'après les références [115, 116], pour de grandes excursions en fréquence et des composantes de bruit $f \ll 100 \text{ kHz}$, on peut écrire en faisant l'approximation d'un bruit blanc :

$$S_y = \left(\frac{2\pi}{\omega} \right)^2 \frac{(\Delta f)^2}{B}, \quad (2.56)$$

où $\Delta f = \Delta f_{\text{FWHM}}/(\sqrt{2 \ln 2})$ est la largeur totale à $1/\sqrt{e}$ du signal, B est la bande passante d'intégration, $\omega/2\pi$ la fréquence rf et où S_y est exprimée en Hz^{-1} . A partir du signal représenté en figure 2.19(b) on obtient $\Delta f = 13 \pm 3 \text{ Hz}$ pour $B = 1 \text{ Hz}$, soit $S_y(\omega_{\text{trans}}) = -107 \pm 2 \text{ dB/Hz}$. Ce bruit relatif de fréquence à la fréquence d'oscillation dans le piège est assimilable à une valeur de chauffage $\dot{T} = 3,35 \pm 1,5 \mu\text{K/s}$ assez proche de la valeur effectivement mesurée dans ce cas de figure $\dot{T} = 5 \mu\text{K/s}$ (figure 2.17(a)).

Le bruit en fréquence semble donc bien expliquer le chauffage observé lors de la phase de maintien du piège habillé et il faudra faire particulièrement attention à la qualité spectrale du signal rf utilisé lors du choix du synthétiseur à employer pour ce genre d'expériences. Typiquement, pour limiter le chauffage à $\dot{T} < 1 \text{ nK/s}$ il faudra que le synthétiseur présente un bruit en fréquence relative $S_y(\omega_{\text{trans}}) < -153 \text{ dB/Hz}$ pour $\omega = 3 \text{ MHz}$ et $\omega_{\text{trans}} = 1,54 \text{ kHz}$.

2.6.3 Chauffage paramétrique

Toujours dans les références [113, 114], on peut trouver une évaluation de l'élévation de température d'un nuage dans un piège dipolaire due au bruit d'intensité du laser piégeant. Une variation d'intensité lumineuse dans un piège dipolaire va entraîner une modification de la fréquence de piégeage. On peut donc utiliser ces calculs pour essayer de prévoir la manière dont un bruit d'amplitude du signal rf pourra éventuellement chauffer l'échantillon piégé.

Ce chauffage est de type exponentiel de la forme $\langle \dot{E} \rangle = \Gamma_{\text{dip}} E$ où le taux de chauffage peut s'écrire [114] :

$$\Gamma_{\text{dip}} = \frac{\pi}{2} \omega_{\text{trans}}^2 S_\epsilon(2\omega_{\text{trans}}). \quad (2.57)$$

Cette expression est valable pour un piège habillé considéré comme harmonique dans la direction transverse et dont la constante de rappel $k(t) = M\omega_{\text{trans}}^2(1 + \epsilon(t))$ varie au cours du temps. Or dans le piège habillé, ω_{trans} dépend directement de la fréquence de Rabi Ω_0 (éq. 2.37) et donc de l'amplitude du signal émis par le synthétiseur. Par conséquent, une fluctuation de l'amplitude de l'onde radiofréquence va entraîner une variation de la constante de rappel transverse k du piège habillé qui peut provoquer un chauffage des atomes. Pour une variation infinitésimale de l'amplitude du signal électrique rf parcourant l'antenne notée δA_{rf} , on peut écrire :

$$\epsilon = -\frac{\delta\Omega_0}{\Omega_0} = -\frac{\delta A_{\text{rf}}}{A_{\text{rf}}}, \quad (2.58)$$

si Ω_0 peut être considéré comme proportionnel à A_{rf} . La relation qui lie ces deux paramètres n'est pas évidente à établir, d'autant que l'atténuateur *Mini-Circuits* et l'amplificateur *Kalmus* déforment le signal et que l'impédance de l'antenne rf dépend bien sûr de ω . Pour simplifier le calcul et donner un ordre de grandeur, on fera ici l'hypothèse que l'équation (2.58) est valide. On décrira cependant un peu plus loin (p. 90) comment le couplage Ω_0 est mesuré expérimentalement.

On a donc directement $S_\epsilon = S_I$ où S_I est la densité spectrale de puissance des fluctuations relatives d'amplitude du signal électrique émis par le synthétiseur rf : $I = \delta A_{\text{rf}}/A_{\text{rf}}$. On obtient alors finalement :

$$\Gamma_{dip} = \frac{\pi}{2} \omega_{\text{trans}}^2 S_I(2\omega_{\text{trans}}). \quad (2.59)$$

On remarque que ce chauffage, de type paramétrique, est lié à une agitation de l'amplitude du signal à une fréquence égale au double de la fréquence d'oscillation transverse. En sortie du DDS fonctionnant à $\Omega_0 = 25$ kHz (soit $\omega_{\text{trans}} \simeq 1,54$ kHz), on mesure une bruit relatif d'amplitude $S_I(2\omega_{\text{trans}}) = -142$ dB/Hz correspondant à un taux $\Gamma_{dip} = 9,3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. L'atténuateur ajustable *Mini-circuits* ZAS-3 ajoute 5,1 dB de bruit et multiplie donc ce taux de chauffage par un facteur $\sqrt{2}$ environ. Dans tous les cas, le chauffage dû au bruit en amplitude du signal rf émis par le DDS est négligeable.

Calibration du couplage radiofréquence

La connaissance de la valeur Ω_0 de la pulsation de Rabi de couplage radiofréquence est l'un des points clés de l'analyse de nos résultats expérimentaux. Ce paramètre régit non seulement la fréquence d'oscillation transverse (équation (2.37)) mais aussi, comme on le verra plus loin, le temps de vie des atomes dans le piège habillé (équation (2.62)). Il doit donc être mesuré avec la plus grande attention. Il nous est impossible d'utiliser pour cela une sonde de champ radiofréquence car nous n'avons pas accès à l'endroit où les atomes sont piégés, et il a donc fallu imaginer la méthode décrite ci-dessous.

On effectue pour commencer une série d'évaporations à faible amplitude rf du nuage piégé dans le champ statique à l'aide de l'antenne d'évaporation (§ 1.2.3). D'une rampe à l'autre, on baisse peu à peu la fréquence finale d'évaporation ω_{ev}^{fin} jusqu'à ce qu'on n'observe plus d'atomes piégés dans le QUIC. Cette première étape a pour but de déterminer la fréquence de transition au fond du piège statique ω_0 sans trop déformer le potentiel magnétique.

La seconde étape consiste à réitérer une série de rampes évaporatives comme décrit précédemment, mais avec l'antenne qui servira à produire le champ rf habillant et en appliquant l'amplitude de champ rf que l'on utilise dans nos expériences. On arrive alors à vider le piège QUIC pour une fréquence finale d'évaporation $\omega_{ev}^{fin} = \omega' > \omega_0$ d'autant plus grande que Ω_0 est grand.

Pour obtenir la valeur exacte de Ω_0 à partir de la mesure de ω' , on trace l'allure du potentiel habillé inférieur $| - 2' \rangle$ à la fréquence rf ω' pour différentes valeurs de Ω_0 (voir figure 2.20). On estime alors que la valeur réelle de Ω_0 est égale à celle que l'on doit entrer dans le calcul pour que le potentiel ne soit plus du tout piégeant.

Expérimentalement, nous avons mesuré lors de la calibration de l'antenne pour des expériences menées avec le DDS (figures 2.17(b) et 2.22(c)) des fréquences $\omega_0/2\pi =$

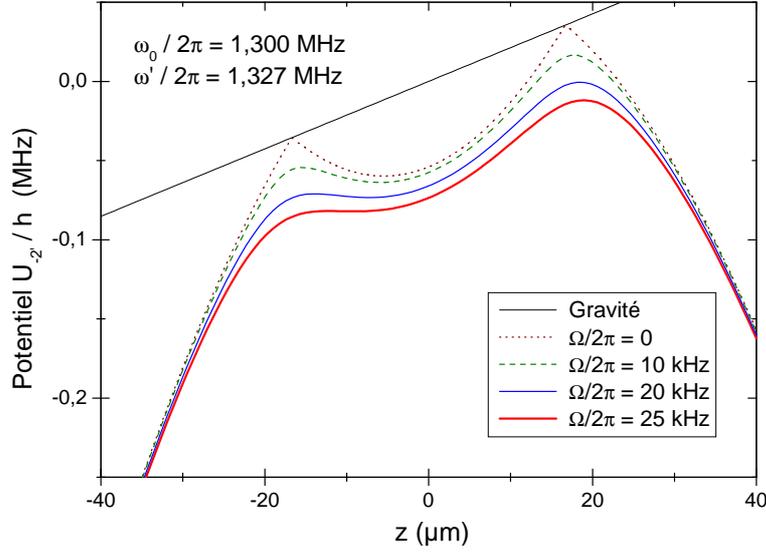


Figure 2.20 — Calibration du couplage radiofréquence Ω_0 . On détermine d’abord le fond du piège magnétique ω_0 par une série de rampes évaporatives à couplage faible. On mesure ensuite la fréquence finale d’évaporation ω' pour laquelle le piège est vidé au couplage utilisé dans l’expérience. On trace alors le potentiel adiabatique $| - 2' \rangle$ à $\omega = \omega'$ pour différents couplages. La valeur de Ω_0 utilisée dans notre expérience correspond à celle à partir de laquelle le potentiel n’est plus piégeant. Dans cet exemple on a mesuré $\omega_0/2\pi = 1,300$ MHz et $\omega'/2\pi = 1,327$ MHz, dont on a déduit une valeur du couplage $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz.

Figure 2.20 – Measurement of the coupling strength Ω_0 for our experiment. We first measure the rf frequency ω_0 corresponding to the bottom of our magnetic trap by a series of low amplitude evaporative ramps. We then apply the same procedure to find the final evaporative frequency ω' at which the trap is emptied for our working rf amplitude. We finally deduce the value of Ω_0 by plotting the adiabatic potential $| - 2' \rangle$ at $\omega = \omega'$ and different values of the coupling strength. The right one will be the one for which the potential is not trapping anymore. In the case presented here, we had measured $\omega_0/2\pi = 1.300$ MHz and $\omega'/2\pi = 1.327$ MHz, from which we have inferred $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz.

1,300 MHz et $\omega' = 1,327$ MHz. De l’analyse décrite ci-dessus, nous avons déduit $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz, soit une amplitude du champ radiofréquence $B_{\text{rf}} = 70$ mG. On remarque cependant que cette mesure se fait nécessairement à une fréquence proche de ω_0 et que par conséquent le couplage produit à la fréquence ω créant le piège habillé s’écarte légèrement de la valeur mesurée, notamment du fait de la réponse en fréquence de l’amplificateur et de l’antenne rf.

Auparavant, pour les expériences entreprises avec le synthétiseur *Agilent*, on avait déduit par cette méthode une valeur du couplage $\Omega_0/2\pi = 180$ kHz (soit $B_{\text{rf}} = 500$ mG) qui avait été confirmée par la mesure de la fréquence de piégeage transverse ω_{trans} par excitation dipolaire du piège habillé (§ 2.3.2). De la valeur $\omega_{\text{trans}} = 600$ Hz on pouvait en effet déduire $\Omega_0/2\pi = 165$ kHz, soit une erreur de 8 % environ. Cette mesure donne certainement une meilleure idée de la valeur du couplage et par conséquent elle doit à

mon sens être dans tous les cas combinée à la méthode de calibration décrite jusque-là afin d'avoir la meilleure connaissance possible du paramètre Ω_0 .

2.7 Durée de vie

Les fréquences de piégeage longitudinales dans le piège habillé pouvant être très faibles, le nuage atomique piégé doit être manipulé délicatement et lentement si l'on veut éviter d'exciter son oscillation le long de la coquille. Il est donc important de s'interroger sur la durée de vie des atomes dans le piège et d'évaluer ses limites et les paramètres importants à contrôler. Les atomes étant piégés au niveau d'un croisement évité, où l'écart entre les états habillés est de l'ordre de $\hbar\Omega_{\text{rf}} \simeq h \times 100$ kHz, il nous faut étudier de près les éventuelles transitions non-adiabatiques de type Landau-Zener entre états habillés. Ce mécanisme de pertes est certainement prépondérant dans la mesure où les collisions d'échange de spin [117] sont interdites par le simple fait que les atomes piégés sont localement dans le même état maximal de spin $|2'\rangle$. Les simulations numériques des articles [118, 119] semblent confirmer cette idée. Les pertes seront donc abordées théoriquement en termes de transitions Landau-Zener au paragraphe 2.7.1 et des mesures expérimentales de temps de vie seront données au paragraphe 2.7.2. Enfin l'observation de pertes dues à des sauts de phase du signal rf sera décrite au paragraphe 2.7.3.

2.7.1 Transitions Landau-Zener entre états habillés

Un atome se déplaçant dans le piège habillé voit l'orientation du champ effectif \mathbf{B}_{eff} ¹⁸ varier le long de sa trajectoire. On a déjà abordé au paragraphe 2.1.3 le fait que si cette variation est assez lente pour que la condition (2.18) soit respectée, l'atome en mouvement suit adiabatiquement le potentiel habillé dans lequel il se trouve. Si par contre cette condition n'est pas vérifiée, l'atome risque de subir une transition adiabatique vers un autre état habillé moins confinant ($m'_F = 1$) ou non-piégeant ($m'_F = 0, -1, -2$), qui se traduira par une diminution du nombre d'atomes piégés.

Ces pertes ont principalement lieu pour des trajectoires atomiques transverses à la région de croisement évité, car c'est là que le changement de direction du champ magnétique effectif est la plus abrupte et que la séparation en énergie entre les états habillés est la plus faible.

Nuage thermique tridimensionnel

Dans le cas d'un nuage thermique tridimensionnel piégé dans le potentiel habillé, et puisque les cinq potentiels adiabatiques sont équidistants, la probabilité de transition non-adiabatique entre deux états habillés au niveau du croisement évité peut s'écrire [120] :

$$P_{LZ} = 1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi \Omega_{\text{rf}}^2}{2 |\dot{\delta}|}\right) \right]^{2F}, \quad (2.60)$$

18. On rappelle que le champ effectif \mathbf{B}_{eff} est incliné d'un angle $\theta = \arctan(-\Omega_{\text{rf}}/\delta)$ par rapport à la direction locale Z du champ magnétique statique.

où Ω_{rf} est la valeur locale du couplage rf et $\hbar\dot{\delta}$ est la variation temporelle de l'écart en énergie entre les deux états en question. Dans le cas où $F = 2$ et où v_{\perp} est la vitesse de l'atome considéré transversalement à la surface iso-B, cette formule devient

$$P_{LZ} = 1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi}{2} \frac{\Omega_{\text{rf}}^2}{\alpha v_{\perp}}\right) \right]^4 \simeq 4 \exp\left(-\frac{\pi \Omega_{\text{rf}}^2}{2\alpha v_{\perp}}\right) \quad (2.61)$$

si le temps de vie d'un atome dans le piège est grand devant la fréquence d'oscillation transverse ω_{trans} , soit si son évolution est quasi-adiabatique et $P_{LZ} \ll 1$. On note que ce calcul risque de mener à une surestimation du taux de pertes et donc une sous-estimation du temps de vie du piège car prendre $\dot{\delta} = \alpha v_{\perp}$ consiste à surestimer la vitesse transverse. Malgré tout ce raisonnement devrait nous mener à une estimation raisonnable de ces grandeurs.

Le taux de pertes Landau-Zener $\Gamma_{LZ} = -\dot{N}/N$ peut alors être évalué en moyennant la probabilité P_{LZ} pour une vitesse radiale donnée v_{\perp} sur toute la distribution de vitesse transverse $f(v_{\perp})$. En considérant que celle-ci est thermique et que les atomes traversent la zone de croisement évité deux fois par période à la fréquence $\omega_{\text{trans}}/\pi$, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \Gamma_{LZ} &= \frac{\omega_{\text{trans}}}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_{\perp}) P_{LZ}(v_{\perp}) dv_{\perp} \\ &= \frac{8\omega_{\text{trans}}}{\pi} \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \int_0^{+\infty} \exp\left[-\frac{Mv_{\perp}^2}{2k_B T} - \frac{\pi}{2} \frac{\Omega_{\text{rf}}^2}{\alpha v_{\perp}}\right] dv_{\perp}. \end{aligned} \quad (2.62)$$

Le tableau 2.1 regroupe les valeurs du taux de pertes Landau-Zener Γ_{LZ} et du temps de vie du piège habillé $\tau = \Gamma_{LZ}^{-1}$ évalués à partir de l'expression (2.62) pour différentes valeurs de la température T du nuage et de la fréquence de Rabi Ω_{rf} du champ radiofréquence. On a considéré pour ces calculs un couplage rf homogène sur l'extension du nuage $\Omega_{\text{rf}} = \Omega_0$. Au-delà de $\Omega_0/2\pi = 50$ kHz, le taux de pertes par transitions Landau-Zener est négligeable aux températures auxquelles nous travaillons.

T (μK)	0,6	1	2	3	10	20	40
$\Omega_0/2\pi$ (kHz)	15	20	25	25	25	40	50
Γ_{LZ} (s^{-1})	0,52	0,04	0,014	0,03	4,3	0,07	0,03
τ (s)	1,9	26	72	12	0,23	15	38

Tableau 2.1 — Taux de pertes Γ_{LZ} et temps de vie du piège habillé τ pour un nuage thermique de température T et pour un couplage homogène Ω_0 . La colonne en gras correspond aux conditions des expériences menées avec le DDS en figures 2.17(b) et 2.22(c).

Tableau 2.1 — Loss rate Γ_{LZ} and lifetime $\tau = \Gamma_{LZ}^{-1}$ for a thermal cloud at temperature T and an homogeneous rf coupling Ω_0 calculated from equation (2.62). Losses are negligible for a rf Rabi frequency higher than 50 kHz. The column printed in bold corresponds to the conditions of the experiment held with our DDS and described on figure 2.17(b) and 2.22(c).

Les valeurs de T et Ω_0 influent sur la durée de vie du piège habillé. Cela nous permet de penser qu'une sorte de refroidissement évaporatif spontané doit avoir lieu dans le piège, le taux de pertes étant naturellement plus important pour les atomes les plus chauds. D'autant plus que le couplage rf n'est pas parfaitement homogène et qu'il diminue lentement lorsque l'on s'éloigne du fond de la coquille dans la direction y (§ 2.8.1). Une valeur importante du couplage rf permet d'annuler les pertes Landau-Zener, mais en contre-partie tend à réduire la fréquence de piégeage transverse. Il faut donc chercher un compromis entre confinement et temps de vie. Les valeurs du couplage auxquelles nous avons travaillé (colonne en caractères gras) tiennent compte de ces critères et nous permettent de nous affranchir des pertes par transitions non-adiabatiques dans l'étude du piège habillé.

Nuage 2D

Le cas d'un gaz thermique ou d'un condensat bidimensionnel est légèrement différent. On ne peut en effet pas négliger le caractère quantifié du mouvement transverse à la coquille et une analyse plus approfondie est nécessaire. Cette étude, menée dans les références [73, 121, 122] par Zobay et Garraway, prend en compte le couplage induit entre l'état fondamental dans la direction transverse du piège habillé un état excité du piège magnétique statique par le terme d'énergie cinétique de l'équation de Schrödinger pour un système à deux niveaux (figure 2.21).

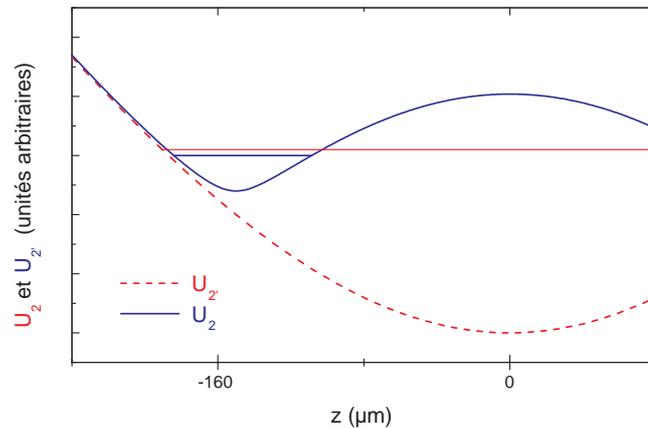


Figure 2.21 — Dans le cas d'un condensat 2D piégé, du fait du caractère quantifié du mouvement transverse à la coquille, il peut apparaître des pertes par couplage entre le niveau fondamental dans la direction transverse du piège habillé et un niveau excité du piège statique d'énergie similaire.

Figure 2.21 — In the case of a 2D BEC, because of the quantized character of motion transversally to the shell, one can foresee losses due to the coupling between the fundamental state in the transverse direction of the dressed trap and an excited level of the static trap with a similar energy.

Pour simplifier le calcul, le potentiel magnétique statique est supposé harmonique de fréquence ω_{stat} , à symétrie sphérique, et la gravité n'est pas prise en compte. Le résultat obtenu quand $\Gamma_{LZ,2D} \ll \omega_{stat}$ est :

$$\Gamma_{LZ,2D} = 2\omega_{stat} \exp\left(-\frac{\pi\Omega_0}{\omega_{trans}}\right), \quad (2.63)$$

Dans notre cas, ces pertes s'observeront surtout dans la direction verticale, transversalement à la bulle. En prenant $\omega_{stat} = \omega_{\perp}$ le long de l'axe vertical de notre piège QUIC, le terme de pertes pour un nuage bidimensionnel est beaucoup plus faible que les valeurs données dans le tableau 2.1, et ce d'autant plus que $\Omega_0 \gg \omega_{trans}$. On note malgré tout que cette formule s'adapte certainement assez mal au cas du piège QUIC, surtout dans la zone de l'espace où son champ est linéaire. Le potentiel a alors plutôt une forme de « V » et l'écart entre niveau n'est plus constant. Cependant, les pertes par transitions non-adiabatiques ne devraient pas être une limitation à l'étude d'un nuage thermique ou dégénéré bidimensionnel dans le piège habillé.

2.7.2 Données expérimentales

On a mesuré le temps de vie du piège dans plusieurs conditions. Les premières mesures ont été effectuées pour un chargement et un maintien du piège réalisés par un unique synthétiseur analogique de fréquence de modèle *Agilent 33250A* utilisé en modulation de fréquence commandée par une tension externe. Dans ce cas, la durée de vie du piège à $1/e$ observée ne dépassait pas les 420 ms pour $\Omega_0 = 180$ kHz (figure 2.22(a)). Nous avons attribué ce faible temps de vie à la gigue en fréquence du synthétiseur déjà évoquée au paragraphe 2.6.2 : la fréquence du synthétiseur varie si vite que la condition d'adiabaticité (2.18) n'est plus respectée. Le spin atomique ne peut donc pas suivre le champ magnétique effectif et les atomes subissent des transitions non-adiabatiques vers les états non-piégeants.

Dans un second temps nous avons mesuré le temps de vie dans le cas où la rampe est produite par un synthétiseur *Stanford DS-345* et où la fréquence finale est maintenue par un *Rohde & Schwarz* venant en relai et dont la qualité spectrale est très bonne. La figure 2.22(b) montre un temps de vie $\tau = 4,5$ s pour $\Omega_0 = 180$ kHz. Néanmoins la figure est très bruitée car on ne contrôle pas les phases respectives des deux synthétiseurs : le nombre d'atomes observé après chaque séquence est donc tributaire du saut aléatoire de phase vu par les atomes au passage d'un synthétiseur à l'autre. Ce point sera développé au paragraphe 2.7.3.

Enfin la mesure a été effectuée dans le cas où la rampe et le maintien du piège sont effectués par le synthétiseur DDS conçu au laboratoire pour une valeur du couplage $\Omega_0 = 25$ kHz. Les résultats (figure 2.22(c)) donnent un temps de vie $\tau \simeq 10$ s encore supérieur à ce que l'on avait précédemment et avec des données beaucoup plus fiables et moins bruitées. On note que ce temps de vie mesuré correspond bien au temps de vie du piège attendu dans le cas de pertes dominées par des transitions Landau-Zener (voir tableau 2.1, colonne en gras) et que dans ce cas les performances du piège ne sont enfin plus limitées par les performances du générateur radiofréquence mais par la physique des atomes.

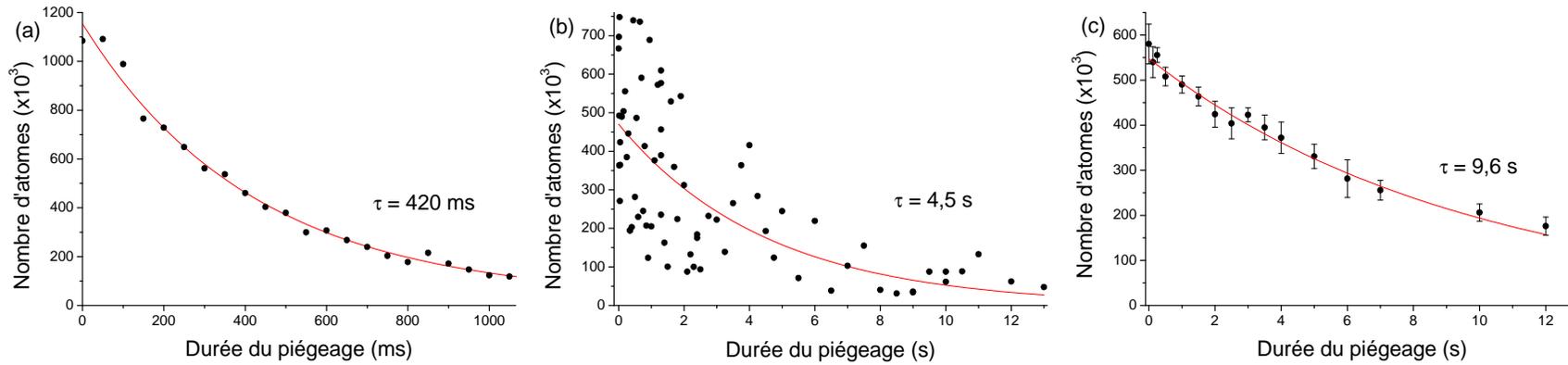


Figure 2.22 – Nombre d’atomes dans le piège habillé au cours du temps passé dans le piège pour $\omega/2\pi = 3$ MHz. Le synthétiseur utilisé pour maintenir le piège est (a) un Agilent 33250A en modulation externe de fréquence, (b) un Rohde & Schwarz à fréquence fixe ou (c) le DDS conçu au laboratoire. On a mesuré (a) $\tau = 420$ ms ($\Omega_0/2\pi = 180$ kHz), (b) $\tau = 4,5$ s ($\Omega_0/2\pi = 180$ kHz) et (c) $\tau = 9,6$ s ($\Omega_0/2\pi = 25$ kHz).

Figure 2.22 – Number of trapped atoms as a function of the time they spent in the trap for $\omega/2\pi = 3$ MHz. The rf synthesizer we used was (a) a Agilent 33250A in external frequency modulation mode, (b) a Rohde & Schwarz at fixed frequency or (c) the DDS we conceived and built in the lab (appendix B). We measured (a) $\tau = 420$ ms ($\Omega_0/2\pi = 180$ kHz), (b) $\tau = 4.5$ s ($\Omega_0/2\pi = 180$ kHz) and (c) $\tau = 9.6$ s ($\Omega_0/2\pi = 25$ kHz). The short lifetime observed on (a) is attributed to the frequency jitter of the rf source (§ 2.6.2) and the noise on (b) to the random phase difference between the synthesizer producing the ramp and the one which maintains the final fixed frequency (§ 2.7.3). Finally, the lifetime observed on (c) fits very well the value expected in the case of losses dominated by Landau-Zener transitions (see table 2.1).

2.7.3 Pertes provoquées par un saut de phase

Dans certains cas particuliers, il nous a été donné d'observer un autre mécanisme de pertes. Nous avons en effet remarqué que lors des expériences au cours desquelles le signal rf était généré successivement par deux synthétiseurs différents de même fréquence mais de phases indépendantes, le nombre d'atomes dans le piège habillé pouvait être très fluctuant (§ 2.7.2). Nous avons alors soupçonné la différence de phase entre les deux signaux d'être la cause de ces fluctuations et avons entrepris d'établir une relation entre les pertes et la valeur du déphasage.

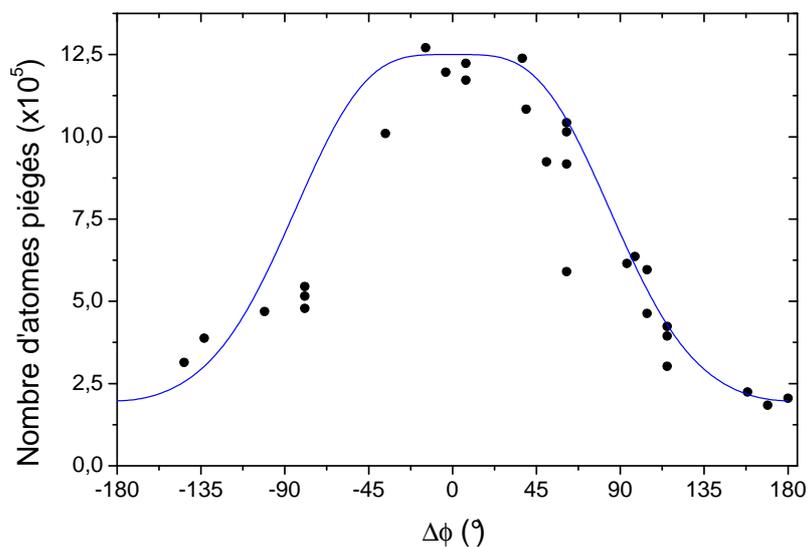


Figure 2.23 — Nombre d'atomes dans le piège habillé en fonction de la valeur du saut de phase $\Delta\phi$ dans le signal rf. On remarque un rapport d'environ 5 entre le nombre d'atomes piégés en l'absence de saut de phase et pour un saut de phase de $\pm 180^\circ$. Les données expérimentales sont bien reproduites par une modélisation du nombre d'atomes restants dans les états habillés $|1'\rangle$ et $|2'\rangle$ après saut de phase $\Delta\phi$ et calculée pour une température moyenne des atomes et un terme de couplage évalués à $T = 4 \mu\text{K}$ et $\Omega_0 = 165 \text{ kHz}$ (trait plein).

Figure 2.23 — Number of trapped atoms as a function of the value of a phase jump $\Delta\phi$ of the rf signal. This random phase jump is obtained by switching from one rf synthesizer to a second independant one at the end of the ramp. One can see a drastic depletion of the trap for a phase jump of $\pm 180^\circ$. The data are well fitted by a modelisation of the number of atoms left in the dressed states $|1'\rangle$ and $|2'\rangle$ after a phase jump $\Delta\phi$, calculated for a temperature $T = 4 \mu\text{K}$ and a coupling $\Omega_0 = 165 \text{ kHz}$ (blue curve).

Pour ces expériences, nous avons utilisé un synthétiseur *Stanford* DS-345 modulé en fréquence pour réaliser la rampe rf de 1 à 3 MHz, relayé par un synthétiseur *Rohde & Schwarz* SML-01 à fréquence fixe $\omega/2\pi = 3 \text{ MHz}$. Ces deux synthétiseurs sont connectés à l'antenne rf par un interrupteur rf commandable *Mini-Circuits* ZASWA-

2-50DR et génèrent des signaux de même amplitude. La séquence se déroule de façon classique (§ 2.5.2), sinon qu'à la fin de la rampe le DDS *Stanford* passe le relai au second synthétiseur qui maintient les atomes piégés durant une seconde avant que le piège ne soit ouvert et que l'on analyse le nombre d'atomes contenus dans le nuage par imagerie d'absorption après 7 ms de temps de vol. En parallèle, pour chaque réalisation expérimentale on observe à l'oscilloscope l'allure du signal rf au moment de la transition et on relève le déphasage entre les signaux délivrés par les deux synthétiseurs. Le saut de phase est complètement aléatoire, mais pour un nombre assez important de réalisations, on peut produire la figure 2.23 représentant le nombre d'atomes piégés en fonction du saut de phase $\Delta\phi$ ramené sur l'intervalle $[-180; +180]$ degrés.

On observe une perte d'atomes d'autant plus importante que le saut de phase est grand, avec typiquement cinq fois moins d'atomes piégés pour des déphasages proches de $\Delta\phi = \pm 180^\circ$ qu'en l'absence de saut de phase. On attribue ces pertes à des transitions non-adiabatiques au moment du saut de phase. En effet, un saut brutal de la phase du signal rf peut être interprété comme une valeur de la fréquence ω infinie. A ce moment les atomes ne peuvent plus suivre adiabatiquement la direction du champ tournant pendant un très court instant et se répartissent sur les cinq états $|m'_F\rangle$. Dans le cas d'un saut de phase de 180° , les atomes se répartissent sur les cinq sous-états habillés et l'on ne récupère que ceux d'entre eux qui se retrouvent dans les états habillés piégeants $|2'\rangle$ et $|1'\rangle$.

On peut aussi illustrer l'effet de ce saut de phase par un schéma très simple (figure 2.24) en utilisant le formalisme du champ tournant introduit au paragraphe 2.1.2. On a montré que dans le référentiel du laboratoire, le spin \mathbf{F}_θ de l'état habillé suit adiabatiquement la direction d'un champ effectif \mathbf{B}_{eff} tournant au cours du temps. Celui-ci précesse à la pulsation ω autour de la direction Z du champ statique local, par rapport à laquelle il est incliné d'un angle θ (voir figure 2.24). Si à l'instant t_0 la phase du signal rf saute brusquement d'une quantité $\Delta\phi$, le champ effectif change immédiatement de direction, mais le spin des atomes ne peut suivre cette dynamique. Il faut alors redécomposer le spin \mathbf{F}_θ sur le nouvel axe de quantification défini par la nouvelle direction du champ effectif \mathbf{B}'_{eff} , formant un angle ψ avec sa direction précédente. Les atomes que l'on peut observer à l'instant t_0^+ sont ceux qui se trouvent dans les nouveaux états $|2'\rangle_+$ et $|1'\rangle_+$ après décomposition de l'état $|2'\rangle_-$ sur la nouvelle direction du champ effectif. Cette décomposition est similaire à celle décrite par l'équation (2.14) :

$$\begin{aligned} |2'\rangle_- &= \frac{1}{4} (1 + \cos \psi)^2 |2\rangle_+ + \frac{1}{2} \sin \psi (1 + \cos \psi) |1\rangle_+ + \sqrt{\frac{3}{8}} \sin^2 \psi |0\rangle_+ \\ &+ \frac{1}{2} \sin \psi (1 - \cos \psi) |-1\rangle_+ + \frac{1}{4} (1 - \cos \psi)^2 |-2\rangle_+ \end{aligned} \quad (2.64)$$

et la proportion $p(\psi)$ d'atomes conservée vaut donc :

$$p(\psi) = \frac{1}{16} (1 + \cos \psi)^4 + \frac{1}{4} \sin^2 \psi (1 + \cos \psi)^2. \quad (2.65)$$

En se plaçant dans un repère à coordonnées sphériques, on trouve aisément que l'angle noté ψ entre la direction du spin habillé et du nouvel axe de quantification

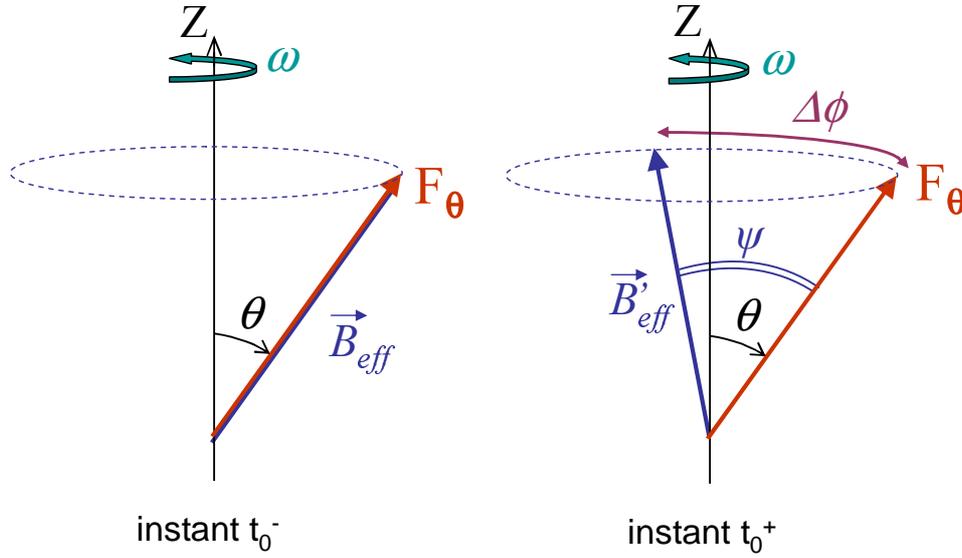


Figure 2.24 — Dans le référentiel du laboratoire, le spin de l’atome habillé précesse autour de la direction locale Z du champ statique (figure 2.2). Un saut de phase d’une quantité $\Delta\phi$ ayant lieu à l’instant t_0 correspond à une rotation instantanée du champ effectif d’un angle $\Delta\phi$ autour de la direction Z . Le spin atomique est trop lent pour pouvoir suivre ce changement d’orientation, et la proportion d’atomes conservés dans le piège correspond à la projection du spin \mathbf{F}_θ sur la nouvelle direction du champ \mathbf{B}'_{eff} .

Figure 2.24 — Within the lab frame, the spin of a dressed atom undergoes a precession around the local direction Z of the static magnetic field (figure 2.2). A phase jump of a quantity $\Delta\phi$ occurring at time t_0 corresponds to an instantaneous rotation of the effective field \mathbf{B}_{eff} of an angle $\Delta\phi$ around the Z direction. The atomic spin is too slow to change its orientation, and therefore the proportion of atoms that remain trapped in the dressed potential correspond to the projection of the spin \mathbf{F}_θ onto the new direction of the effective field \mathbf{B}'_{eff} .

vérifie la condition :

$$\cos \psi = \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos \Delta\phi. \quad (2.66)$$

Or l’angle $\theta \in [0; \pi]$, défini au paragraphe 2.1.2 comme $\tan \theta = -\Omega_{\text{rf}}/\delta$, dépend du désaccord $\delta(\mathbf{r})$ ressenti au point considéré. Par exemple, là où les champs rf et statique sont exactement résonnants, $\theta = \pi/2$. Ainsi pour les atomes se situant exactement sur la bonne surface iso- B , $\psi = \pm\Delta\phi$ et dans le cas particulier où $\Delta\phi = \pi$ correspond à un basculement complet de l’axe de quantification : les états $|m'_F\rangle_\theta$ deviennent $| -m'_F\rangle_\theta$ et les atomes se retrouvent dans un état anti-piégeant. Si l’on n’observe pas la perte de tous les atomes sur la figure 2.24, c’est que le désaccord $\delta(\mathbf{r})$ – et donc le paramètre θ – peut varier de façon importante sur l’extension du nuage¹⁹. Il faut par conséquent intégrer l’expression (2.66) sur toute la distribution spatiale des atomes piégés pour

19. En première approximation, la dépendance spatiale du terme de couplage Ω_{rf} peut pour sa part être négligée dans notre cas de figure.

connaître la proportion exacte d'atomes conservés après un saut de phase.

Pour un gaz thermique de température T à l'équilibre dans le piège habillé, en supposant que la distribution en énergie est maxwellienne, l'angle θ suit la fonction de distribution normalisée à 1 :

$$f(\sin \theta) = -2 \frac{\hbar \Omega_0}{k_B T \sin^2 \theta} \exp \left[-2 \frac{\hbar \Omega_0}{k_B T} \left(\frac{1}{\sin \theta} - 1 \right) \right]. \quad (2.67)$$

Le nombre d'atomes récupéré après saut de phase est alors donné par l'expression suivante, où N_0 est le nombre d'atomes avant le saut :

$$N(\Delta\phi) = N_0 \int_0^1 p(\psi_{(\Delta\phi, \theta)}) f(\sin \theta) d \sin \theta, \quad (2.68)$$

et reproduit de manière très satisfaisante les données expérimentales présentées sur la figure 2.23 pour une température moyenne des atomes $T = 4 \mu\text{K}$ et un couplage $\Omega_0 = 165 \text{ kHz}$.

Il est donc essentiel de prendre garde à d'éventuels sauts de phase du signal rf, très rares dans le cas de l'utilisation d'un synthétiseur rf unique de qualité raisonnable, mais inévitables dans le cas où l'on souhaiterait faire le relais entre deux synthétiseurs différents à un moment de la séquence. Dans ce cas, il faudra implémenter un montage de verrouillage de la phase respective des deux synthétiseurs pour une bonne répétabilité des résultats.

2.8 Refroidissement évaporatif dans le piège habillé

On a vu que si nous sommes capables de transférer la quasi-totalité des atomes piégés dans le champ statique vers le piège habillé et de les y conserver pendant plus de 10 s, nous ne pouvons cependant toujours pas observer de condensat dans ce piège très anisotrope, notamment du fait d'un échauffement des atomes lors de la rampe rf (§ 2.6.1). Il est envisageable d'augmenter la durée de la rampe et de conserver la densité dans l'espace des phases par ouverture adiabatique du piège dans ses directions « molles », mais cela implique une durée de rampe $\Delta t_{\text{rf}} \gg 1/\omega_{hab,x}$ soit $\Delta t_{\text{rf}} \approx 10 \text{ s}$. Une déformation adiabatique du potentiel se ferait donc au détriment du nombre d'atomes transférés dans le piège. C'est pourquoi nous avons élaboré différentes stratégies de refroidissement de l'échantillon atomique à l'intérieur même du piège habillé.

2.8.1 Evaporation spontanée et inhomogénéités de couplage

La première étape avant d'entreprendre des expériences d'évaporation dans le piège habillé est de s'assurer que le piège est assez stable pour que le refroidissement soit efficace. Malgré les améliorations franches que nous avons apportées au système de synthèse de fréquence, il reste toujours un terme de chauffage dans le piège dû aux instabilités du champ QUIC (page 40). Ces fluctuations du champ étant attribuées aux fluctuations décorréliées des courants dans les bobines du piège, nous avons eu l'idée, avant de modifier mécaniquement le piège et son système d'alimentation, de voir ce qui

se passerait dans le piège quadrupolaire habillé, où une seule alimentation de courant est utilisée. Pour cela, il suffit qu'une fois le piège habillé chargé, l'on diminue lentement jusqu'à l'éteindre le courant dans la bobine Ioffe. Les atomes peuvent dans certaines conditions suivre adiabatiquement la déformation et le déplacement de la surface iso-B et se retrouver comme on le verra dans la suite de ce paragraphe, dans un quadrupole habillé par le champ rf.

Espérant observer un taux de chauffage inférieur à celui mesuré dans le QUIC habillé, quelle ne fut pas notre surprise lorsque nous avons vu la température du nuage piégé décroître au cours du temps ! Nous avons donc développé une analyse précise des mécanismes à l'œuvre dans ce piège pour redécouvrir que ce refroidissement est une conséquence des inhomogénéités du couplage radiofréquence.

Principe

On rappelle que si on l'a considéré comme constant et égal Ω_0 au cours des derniers paragraphes, le couplage s'écrit en réalité (équation (2.21)) :

$$\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r}) = \Omega_0 \sin(\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_Z(\mathbf{r})), \quad (2.69)$$

où $\mathbf{e}_Z(\mathbf{r})$ est la direction locale du champ statique et \mathbf{e}_y la polarisation du champ rf.

On a vu au paragraphe 2.2.2 que dans un piège magnétique quadrupolaire, cette caractéristique du couplage mène à l'apparition de deux points dans la surface iso-B où le couplage est nul. Ces deux points, correspondant à l'intersection de la bulle avec l'axe y , ont l'allure de « trous » dans le potentiel de piégeage, par lesquels les atomes suffisamment chauds pour remonter la barrière de potentiel gravitationnelle peuvent s'échapper en changeant de sous-niveau hyperfin. En réalité, les atomes peuvent subir des transitions non-adiabatiques en n'importe quel point du piège, mais elles sont en général fortement interdites du fait de l'intensité du couplage $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ (§ 2.7.1)²⁰. Ainsi c'est principalement au niveau des trous et dans toute la zone qui les entoure que des pertes Landau-Zener pourront avoir lieu. On peut par conséquent espérer observer dans un piège quadrupolaire habillé une évaporation spontanée des atomes passant à proximité des trous et un refroidissement naturel de l'échantillon.

Je rappelle rapidement ici les principaux résultats du paragraphe 2.2.2 : pour un piège quadrupolaire d'axe y et de gradient transverse b' , les atomes dans l'état $|2'\rangle$ ressentent un potentiel habillé :

$$U_{2'}(\rho, y) = 2\hbar \sqrt{(\alpha' \sqrt{\rho^2 + 4y^2} - \omega)^2 + \frac{\rho^2}{\rho^2 + 4y^2} \Omega_0^2} + Mgz, \quad (2.70)$$

où $\rho = \sqrt{x^2 + z^2}$ et $\alpha' = g_F \mu_B b' / \hbar$. Les atomes se trouvent alors à proximité de la surface iso-magnétique d'équation $\rho^2 + 4y^2 = r_0^2$ où $r_0 = \omega / \alpha'$. Si enfin $\hbar \Omega_0 < Mgr_0 / 2$, l'inhomogénéité du couplage n'est pas suffisante pour attirer les atomes vers les endroits de couplage faible, et le minimum du potentiel se trouve au fond de la coquille. Ce sera toujours le cas dans nos expériences.

20. Le taux de pertes par transitions non-adiabatiques calculé pour un nuage à la température $T = 11 \mu\text{K}$ au fond de la bulle d'après la formule (2.62) vaut au plus dans nos expériences $\Gamma_{LZ} = 2,2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (valeur calculée pour $\Omega_0 / 2\pi = 40 \text{ kHz}$).

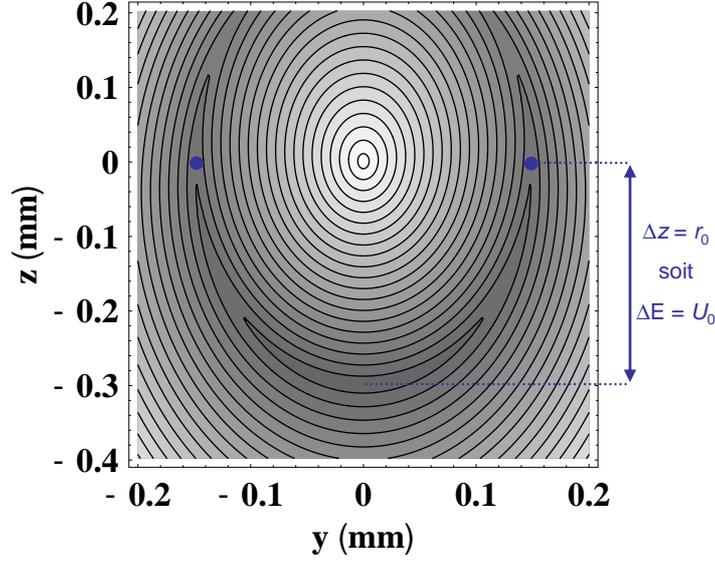


Figure 2.25 — Coupe dans le plan vertical yOz des courbes équipotentielles pour un atome de ^{87}Rb et pour $\omega/2\pi = 3,1$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz. Les deux points sur l'axe y indiquent la position des trous dans le piège habillé. Les atomes ne peuvent s'échapper que s'ils pénètrent assez rapidement dans la zone entourant ces deux issues situées à une distance $\Delta z = r_0$ du fond de la coquille, donc la profondeur du piège est $U_0 = Mgr_0 - 2\hbar\Omega_0$.

Figure 2.25 — Contour plot of the potential for ^{87}Rb atoms in the yz plane, for $\omega/2\pi = 3.1$ MHz and $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz. The two dots on the y axis indicate the position of the holes in the dressed trap. The atoms will mainly escape from the trap if they go fast enough through the region surrounding those two holes, situated at a distance $\Delta z = r_0$ from the bottom of the shell. Therefore, the trap depth is $U_0 = Mgr_0 - 2\hbar\Omega_0$.

A cet endroit, on connaît déjà l'expression des fréquences d'oscillation dans les directions x et z déduites des équations (2.38) et (2.37) :

$$\omega_x = \sqrt{\frac{g}{r_0}} \quad (2.71)$$

$$\text{et} \quad \omega_z = \alpha' \sqrt{\frac{2\hbar}{M\Omega_0}}. \quad (2.72)$$

Dans la direction y cependant, la fréquence d'oscillation est fortement affectée par l'inhomogénéité du couplage et devient :

$$\omega_y = 2\sqrt{\frac{g}{r_0}} \sqrt{1 - \frac{2\hbar\Omega_0}{Mgr_0}}. \quad (2.73)$$

On retrouve donc le fait que plus Ω_0 sera grand, plus le piège sera lâche selon y et plus les atomes auront tendance à remonter vers les trous. L'évaporation sera favorisée par le fait que dès qu'on aura $\omega_y < \omega_x$ – soit dès que $\Omega_0 > \Omega_c = 3Mgr_0/(8\hbar)$ – les atomes

s'amasseront préférentiellement dans le plan vertical yOz pour osciller le long de l'axe y . Les valeurs des fréquences d'oscillations en fonction des paramètres expérimentaux sont résumées dans le tableau 2.2.

La fréquence de piégeage selon l'axe x a par ailleurs été mesurée à $\omega_x/2\pi = 30,2 \pm 1,6$ Hz par la méthode décrite au paragraphe 2.3.2 (équation (2.44)).

Les atomes ne pouvant s'échapper qu'à proximité des trous situés sur le plan équatorial de la bulle, la profondeur du piège U_0 est fixée par l'écart en énergie entre le fond du piège habillé et la position des trous (figure 2.25) :

$$U_0 = Mgr_0 - 2\hbar\Omega_0 = \frac{Mg\omega}{\alpha'} - 2\hbar\Omega_0. \quad (2.74)$$

Elle dépend de la taille r_0 de la bulle et peut par conséquent être modifiée en jouant sur la valeur de ω .

Expérience

La procédure de chargement du piège habillé nécessite de produire une rampe rf croissante à partir d'une fréquence ω_i inférieure à la fréquence de résonance au centre du piège statique ω_0 (§ 2.4). Il peut donc s'avérer problématique de charger de cette façon un piège quadrupolaire habillé, pour lequel $\omega_0 = 0$. C'est pourquoi nous commençons par charger les atomes dans un piège QUIC habillé de la façon désormais classique. Pour ces expériences, le piège habillé est chargé avec des atomes à une température de l'ordre de $8 \mu\text{K}$. La fréquence finale ω_f de la rampe rf est maintenue jusqu'à la fin de l'expérience. Sa valeur pourra varier d'une expérience à l'autre comme on le verra plus loin.

On modifie ensuite la carte de champ statique pour obtenir un champ de type quadrupolaire. La procédure est très simple et consiste à éteindre progressivement la bobine Ioffe en 900 ms typiquement. Alors que l'on diminue le courant I_{Ioffe} dans la bobine Ioffe, le minimum du champ magnétique statique tend vers 0 (figure 2.15) puis se scinde en deux minima de champ nul qui s'éloignent l'un de l'autre le long de l'axe x alors qu'on continue à réduire I_{Ioffe} (figure 2.26). L'un de ces deux minima rejoint petit à petit la position du centre du quadrupole, et l'autre s'éloigne dans l'autre direction et finit par disparaître [100].

Durant la rampe de courant Ioffe, le nuage atomique reste confiné au fond du piège habillé, lequel est donc coupé en deux lors de l'apparition du deuxième minimum de champ. Cette coupure se fait lorsque le minimum de champ B_0 s'annule, soit dans les premiers 5 % de diminution de I_{Ioffe} . Ainsi, il faut contrôler précisément le début de la rampe de courant de manière à ce qu'au moment de la coupure, au moins la moitié des atomes suivent le minimum de champ qui se dirige dans la direction du quadrupole. Pour cela nous avons utilisé la possibilité de contrôler finement le courant dans la bobine Ioffe déjà développée pour les expériences de chargement du piège habillé par une rampe de courant décrites page 78. Le courant est donc réduit d'abord finement et lentement, puis la rampe accélère et ralentit enfin pour ne pas exciter d'oscillations dans la direction x du nuage. La rampe de courant que nous avons le plus communément utilisé pour ces expériences avait en fait l'allure d'une « distribution de Fermi » :

$$I_{\text{Ioffe}}(t) = \frac{I_{\text{Max}}}{1 + e^{\frac{t-t_0}{\tau}}}, \quad (2.75)$$

où les paramètres $t_0 = 450$ ms et $\tau = 100$ ms ont été ajusté empiriquement afin d'obtenir un transfert aussi efficace que possible vers le quadrupole habillé.

On note que par la suite, malgré le fait que l'on piège des atomes ultra-froids dans un quadrupole, on ne souffrira jamais de transitions de Majorana dues à la présence d'un zéro de champ au centre du piège. En effet, comme les atomes doivent toujours respecter la condition $g_F \mu_B \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \hbar \omega$, ils resteront éloignés d'une distance au moins égale à $r_0/2$ de la zone de champ nul tant qu'ils seront dans le potentiel habillé.

$\omega/2\pi$ (MHz)	3,1	3,1	3,1	2
$\Omega_0/2\pi$ (kHz)	40	100	260	40
$\omega_x/2\pi$ (Hz)	29	29	29	36
$\omega_y/2\pi$ (Hz)	54	48	24	65
$\omega_z/2\pi$ (Hz)	810	512	318	810

Tableau 2.2 – Fréquences d'oscillation dans le quadrupole habillé le long des directions x , y et z calculées à partir des formules (2.71)-(2.73) pour les différentes valeurs de ω et Ω_0 utilisées dans ce paragraphe. Pour ces valeurs de Ω_0 , on ne devrait pas subir de pertes Landau-Zener au fond du piège aux températures auxquelles nous travaillons. La formule (2.62) donne $1/\Gamma_{LZ} > 200$ s à $T = 11$ μ K.

Tableau 2.2 – Oscillation frequencies in the dressed quadrupole along the directions x , y and z calculated from the formulae (2.71)-(2.73) for the different values of ω et Ω_0 we used in these experiments. For these values of Ω_0 , we should not suffer from Landau-Zener losses at the bottom of the trap at the temperatures we observe. Formula (2.62) gives $1/\Gamma_{LZ} > 200$ s at $T = 11$ μ K. Independently, the oscillation frequency along the x direction has been measured as $\omega_x/2\pi = 30,2 \pm 1,6$ Hz according to the method described in § 2.3.2.

L'éventualité qu'un atome quitte le piège suite à une transition Majorana au centre du quadrupole est donc très faible. En effet, la barrière d'énergie $\Delta E = \hbar \omega$ qui sépare le minimum de potentiel au fond de la bulle du centre du quadrupôle pour $\omega/2\pi = 3,125$ MHz est d'environ $\Delta E = k_B \times 150$ μ K $\gg U_0$.

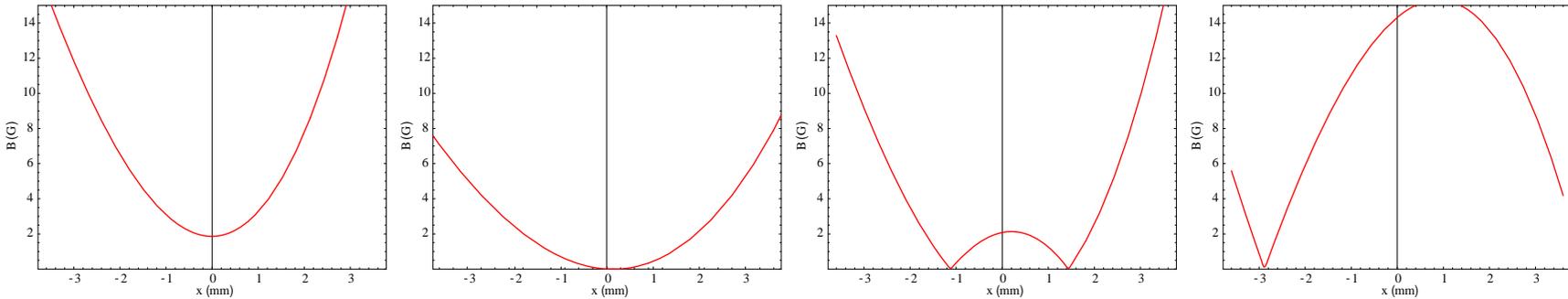


Figure 2.26 — Evolution du profil de champ magnétique le long de l’axe x de la bobine Ioffe lorsque l’on réduit le courant I_{Ioffe} . De gauche à droite, I_{Ioffe} vaut 44 A, 43,25 A, 43,17 A, 42,4 A et 37,4 A. On reconnaît au début le potentiel de type QUIC présentant un minimum autour de $B=1,85$ G qui s’abaisse petit à petit jusqu’à se couper en deux minima nuls d’allure quadrupolaire. Quand on fait tendre I_{Ioffe} vers zéro, le minimum de gauche rejoint la position du centre du quadrupole en $x = -6,9$ mm, et l’autre minimum s’éloigne vers les x positifs et disparaît.

Figure 2.26 — Evolution of the magnetic field profile along the x axis of the Ioffe coil as the current I_{Ioffe} is decreased. From left to right, I_{Ioffe} is 44 A, 43.25 A, 43.17 A, 42.4 A and 37.4 A. One can recognize in the beginning the QUIC potential with its minimum around $B=1.85$ G. The value of this minimum decreases linearly with I_{Ioffe} until it reaches 0 (fig. 2.15). The minimum splits then into two quadrupole-like minima going away one from another along the x axis as I_{Ioffe} is reduced further. When this current tends to zero, the left minimum is at the position of the center of the initial quadrupole trap in $x = -6.9$ mm, and the other one goes away to the right and vanishes.

Résultats

Une fois les atomes arrivés dans le piège quadrupolaire habillé par le champ rf, ils y sont maintenus pendant un temps variable τ . Le champ statique est ensuite éteint brusquement et on analyse l'évolution temporelle du nombre d'atomes piégés N et des largeurs à $1/e$ de la distribution en position du nuage σ_x et σ_z dans les directions x et z à partir d'images prises en absorption après 7,5 ms de temps de vol. Comme la fréquence d'oscillation verticale dans le piège habillé varie de 300 à 800 Hz en fonction du couplage Ω_0 employé (voir tableau 2.2), les 7,5 ms de temps de vol devraient suffire pour évaluer la température du nuage à partir de sa taille verticale après temps de vol. On manipulera cependant les données sur la température avec précaution.

A l'instant $t = 0$, le courant dans la bobine Ioffe s'annule et on mesure un nombre $N_i \simeq 5 \times 10^5$ d'atomes piégés à une température $T_i \simeq 8 \mu\text{K}$. Ensuite, pendant les deux à trois premières secondes de piégeage, on observe une décroissance rapide du nombre d'atomes piégés et de la taille du nuage après temps de vol (figures 2.27 à 2.29). Enfin au bout de trois secondes cette décroissance ralentit et les paramètres N , σ_x et σ_z continuent à diminuer lentement pendant 10 secondes environ, jusqu'à ce que le nuage ne soit plus assez dense pour être proprement analysé. Cette expérience est reproduite pour différentes valeurs du couplage Ω_0 et de la fréquence finale ω répertoriées dans le tableau 2.2.

La figure 2.27 représente l'évolution de la température du nuage pour $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz et $\omega/2\pi = 2$ MHz (carrés) puis 3,1 MHz (cercles). Pour $\omega/2\pi = 2$ MHz, la température du nuage tend vers $T_1 = 2,7 \mu\text{K}$, alors que pour $\omega/2\pi = 3,1$ MHz, elle ne descend pas en-dessous de $T_2 = 4,5 \mu\text{K}$.

Pour $\omega/2\pi = 2$ MHz, le rapport entre la profondeur du piège et la température du nuage vaut donc $\eta_1 = U_0/(k_B T_1) = 5,81$, et dans le cas où $\omega = 3,1$ MHz on trouve $\eta_2 = 5,92$. C'est typiquement la valeur de η que l'on obtient dans le cas d'un processus d'évaporation spontanée ou quand un couteau rf est maintenu en fin d'évaporation [123]. Nous sommes donc capables d'ajuster la température du nuage à une valeur donnée en jouant sur le paramètre ω .

Etonnamment, on n'observe pas de modification significative de la température finale lorsqu'on fait varier la valeur du couplage maximal Ω_0 (figure 2.29). Nous ne comprenons pas encore parfaitement la raison de ce phénomène, mais on peut imaginer que si les atomes ont plus de facilité à remonter vers les trous quand Ω_0 est grand, la zone autour des trous sur laquelle le couplage sera suffisamment faible pour que les atomes puissent s'échapper du piège sera en revanche plus petite. Cette idée semble être partiellement corroborée par les simulations numériques.

Simulation numérique

Dans le but de confirmer nos interprétations, nous avons simulé numériquement la dynamique du nuage confiné dans notre piège quadrupolaire habillé. La simulation inclut les paramètres de l'expérience et calcule l'évolution d'un nuage d'atomes piégé initialement sur la surface iso-B à la température T_i .

Les collisions entre les atomes sont prises en compte via la méthode développée

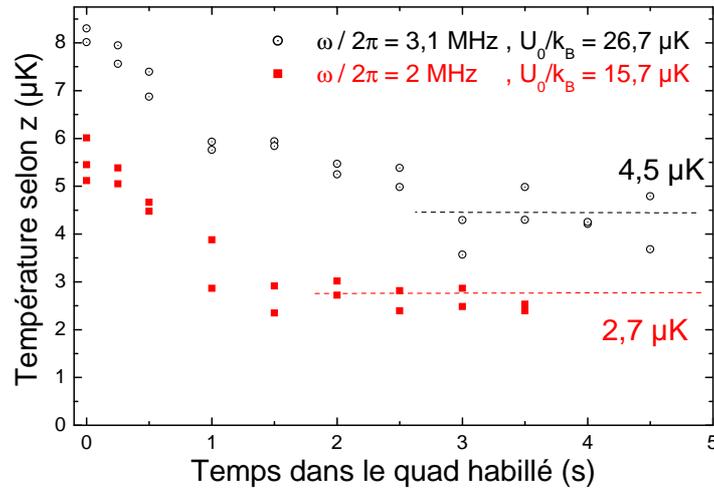


Figure 2.27 – Evolution de la température du nuage au cours du temps pour $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz et $\omega/2\pi = 2$ MHz (carrés) et 3,1 MHz (cercles). La température décroît d’abord rapidement, puis tend lentement vers une valeur limite d’autant plus basse que ω (et donc r_0) est petit. On observe une thermalisation du nuage piégé vers une température $T \simeq (U_0/k_B)/5,8$.

Figure 2.27 – Temperature of the cloud along time for different values of the trapping frequency $\omega/2\pi = 2$ MHz (squares) and 3.1 MHz (rounds). In both cases, $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz. The temperature quickly decreases over the first few seconds and then slowly goes down to a value all the lower than ω is low – and consequently $r_0 (= \omega/\alpha')$. We observe a thermalization of the cloud at a temperature $T \simeq (U_0/k_B)/5.8$.

dans [124] et détaillée dans [77]; l’espace est quadrillé par une grille²¹ et chaque fois que deux atomes pénètrent dans une même case de la grille, on tire un nombre au hasard qui est ensuite comparé à la probabilité de collision élastique (produit du taux de collision local et du pas temporel) pour savoir si le choc a lieu ou non. Si la collision a lieu, on tire deux angles aléatoirement imposant la nouvelle direction de la vitesse relative des atomes. A partir de celle-ci on calcule enfin la nouvelle vitesse de chacun des deux atomes en faisant l’hypothèse d’une collision élastique.

Les trous sont modélisés par un terme de pertes. On considère en fait que dans la région des trous le couplage est trop faible pour que le spin suive adiabatiquement la direction du champ statique et l’atome subit des transitions non-adiabatiques vers les états $|m'_F\rangle$ inférieurs. Les atomes sont donc considérés comme perdus si la probabilité de subir une transition non adiabatique vers un autre état calculée à partir de la formule (2.61) est supérieure à une valeur critique $P_{LZ,C}$. Ce critère tient compte à la fois de la vitesse transverse de l’atome et de la variation spatiale du couplage. Ces pertes ont essentiellement lieu dans la zone entourant les trous du fait de la dépendance exponentielle du terme de pertes Landau-Zener envers la fréquence de Rabi du champ rf (équation (2.62)).

21. Ce quadrillage de l’espace n’est utilisé que pour la modélisation des collisions. La position des atomes n’est pas quantifiée.

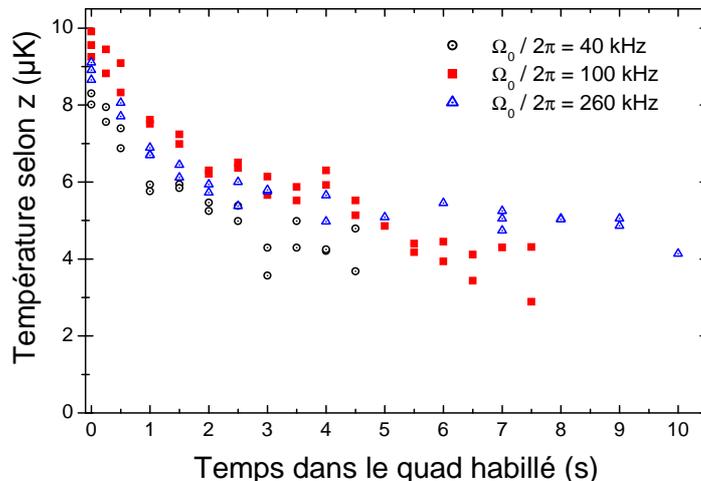


Figure 2.28 — Evolution de la température du nuage au cours du temps pour $\omega/2\pi = 3,1$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz (cercles), 100 kHz (carrés) et 260 kHz (triangles).

Figure 2.28 — Temperature of the cloud along time for $\omega = 3.1$ MHz and for different values of the coupling strength $\Omega_0/2\pi = 40$ MHz (rounds), 100 kHz (squares) and 260 kHz (triangles).

Les collisions avec le gaz environnant sont prises en compte par un taux de pertes²² $\Gamma_{vide} = 1/60$ s⁻¹.

La figure 2.30 représente l'évolution au cours du temps de piégeage de la taille du nuage après 7,5 ms de temps de vol et du nombre d'atomes pour $\omega/2\pi = 3,125$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 260$ kHz. La simulation reproduit très bien l'évolution du nombre d'atomes pour une valeur de $P_{LZ,C} = 0,9$. Une valeur élevée de $P_{LZ,C}$ permet aussi de tenir compte du fait qu'un atome ayant changé d'état $|m'_F\rangle$ peut immédiatement subir une nouvelle transition et revenir dans le piège aussitôt.

Cependant, même si l'allure globale de la courbe simulée est similaire pour la taille du nuage, on se rend compte que rapidement elle s'écarte des données expérimentales. Le nombre d'atomes prédit ne descend par ailleurs pas exactement aussi bas que celui observé. La raison de ce désaccord n'est pas encore complètement élucidée, cependant on pense qu'il est dû à un terme supplémentaire de chauffage des atomes qui ne serait pas pris en compte par la simulation, ou à une mauvaise évaluation de la valeur du couplage rf lors de ces expériences. Il semble en effet que les données soient bien reproduites par des simulations incluant des valeurs de Ω_0 différant de 20 à 30 % des valeurs annoncées.

Le transfert du nuage atomique dans un quadrupole habillé permet malgré tout de contrôler la température finale de l'échantillon via le contrôle de la profondeur du piège et donc de ω . On peut donc imaginer ajuster la température désirée en réduisant

²². Le temps de vie $\tau_{vide} = 1/\Gamma_{vide} = 120$ s présenté en figure 1.2 est une valeur maximale. Dans cette série d'expériences, le taux de collision avec les atomes du gaz environnant est d'environ une par minute.

la fréquence de l'onde rf, puis réaugmenter ω pour obtenir le piège le plus anisotrope possible. Dans certains cas, cette évaporation spontanée du nuage s'accompagne d'une augmentation de densité dans l'espace des phases, mais elle est lente et ne permet de gagner qu'au plus un facteur 2 à 5 confirmé par les simulations²³. Si cette technique permet donc de limiter le chauffage du nuage en fixant une température maximale $k_B T_{limite} = U_0/\eta$, elle ne nous autorisera pas à franchir le seuil de condensation dans le piège habillé. C'est pourquoi nous proposons dans le prochain paragraphe de procéder à une évaporation forcée du nuage par un second champ rf.

2.8.2 Evaporation forcée par un second champ rf

Afin d'observer un gaz dégénéré d'atomes en dimensions restreintes, nous proposons de pratiquer le refroidissement évaporatif directement à l'intérieur du piège habillé. Le refroidissement peut être effectué en réduisant progressivement le terme de couplage (§ 2.7.1) ou à l'aide d'un second champ rf de fréquence supérieure qui viderait le piège depuis la face externe de la bulle (figure 2.31). Il faut dans ce cas prendre en compte l'interaction des atomes avec deux ondes radiofréquence [125, 126]. La méthode que nous suggérons d'employer repose sur la proposition développée dans la référence [127]. Elle consiste à considérer que l'on peut analyser le problème dans une base doublement

23. Cependant nous n'avons pas tenté dans ces expériences de forcer l'évaporation.

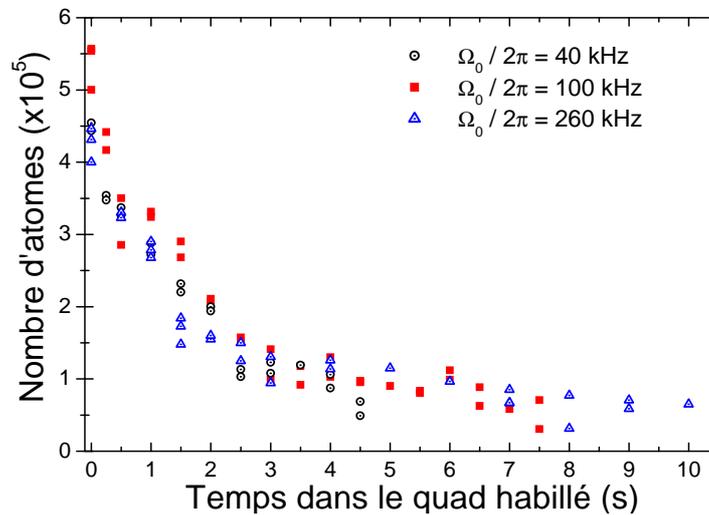


Figure 2.29 — Evolution du nombre N d'atomes piégés au cours du temps pour $\omega/2\pi = 3,1$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz (cercles), 100 kHz (carrés) et 260 kHz (triangles). N décroît d'abord rapidement, puis descend lentement vers une valeur qui ne semble pas dépendre de Ω_0 .

Figure 2.29 — Number of trapped atoms N along time for $\omega = 3.1$ MHz and for different values of the coupling strength $\Omega_0/2\pi = 40$ kHz (rounds), 100 kHz (squares) and 260 kHz (triangles). N quickly decreases over the first few seconds and then slowly goes down to value that does not seem to depend on Ω_0 .

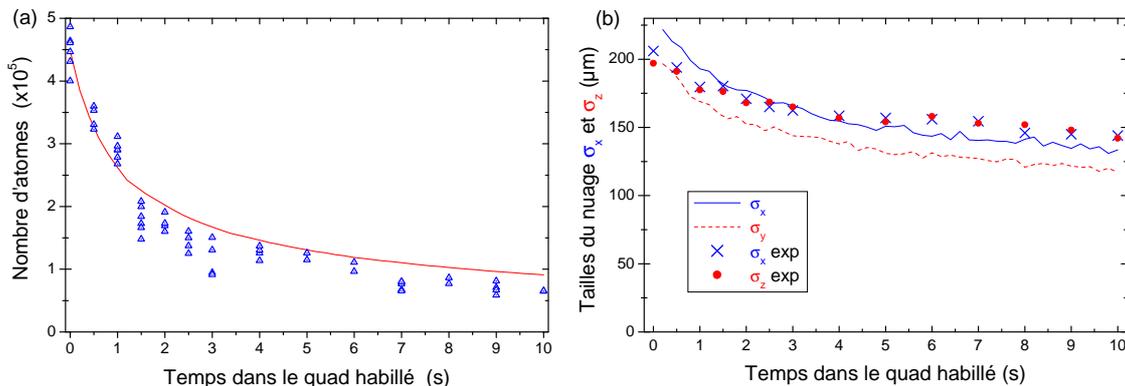


Figure 2.30 – Evolution au cours du temps du nombre d’atomes N (a) et de la taille après 7,5 ms de temps de vol du nuage σ_x et σ_z (b) pour $\omega/2\pi = 3,125$ MHz et $\Omega_0/2\pi = 260$ kHz. En points sont représentées les données expérimentales et en trait continu le résultat de la simulation pour un critère de pertes $P_{LZ,C} = 0,9$.

Figure 2.30 – Evolution along time of the atomic number N (a) and of the size of the cloud after a 7.5 ms time of flight σ_x and σ_z (b) for $\omega/2\pi = 3.125$ MHz and $\Omega_0/2\pi = 260$ kHz. The dots are the experimental data and the solid lines represents the results of the simulation. The simulation takes into account interatomic collisions [124] and considers an atom as lost when it enters a region where the probability of undergoing a non-adiabatic transition is higher than $P_{LZ,C} = 0.9$.

habillée par le champ et donc que la pulsation de Rabi du champ utilisé pour le piégeage Ω_1 est très grande devant celle du champ servant à l’évaporation Ω_2 .

Dans cette configuration, il est possible de pratiquer un refroidissement évaporatif continu – comme c’est le cas dans la plupart des expériences – ou par impulsions rf de fréquence et de durée proprement choisies, la durée des impulsions rf étant essentiellement déterminée par la valeur de Ω_2 . De plus, quand la fréquence d’évaporation ω_2 devient comparable à la fréquence de piégeage ω_1 , l’évaporation peut se produire via des résonances supplémentaires qui devraient favoriser le processus que l’on soit dans le régime continu ou pulsé.

Cette proposition tient compte d’éventuels atomes transférés vers l’état piégé $|1'\rangle$ et susceptibles de rentrer en collision avec des atomes du piège. C’est d’ailleurs l’intérêt de l’évaporation pulsée que de limiter ces collisions en ajustant la durée et la cadence des impulsions.

Des tentatives de refroidissement évaporatif continu par un second champ rf ont déjà été entreprises sur notre montage. Elles consistaient à entamer un refroidissement évaporatif classique dans le piège statique et à charger le piège habillé pendant les dernières 150 ms de la rampe d’évaporation, en faisant attention bien sûr que la fréquence d’évaporation reste toujours supérieure à la fréquence de piégeage. Ces expériences ont jusque là été limitées par le chauffage dû au bruit de fréquence du synthétiseur ou à l’instabilité du champ statique produit des bobines découplées en courant. Par conséquent une nouvelle série d’expériences est en cours dans le piège QUIC en série et dans le piège quadrupolaire habillé mais n’a pas encore donné de résultats.

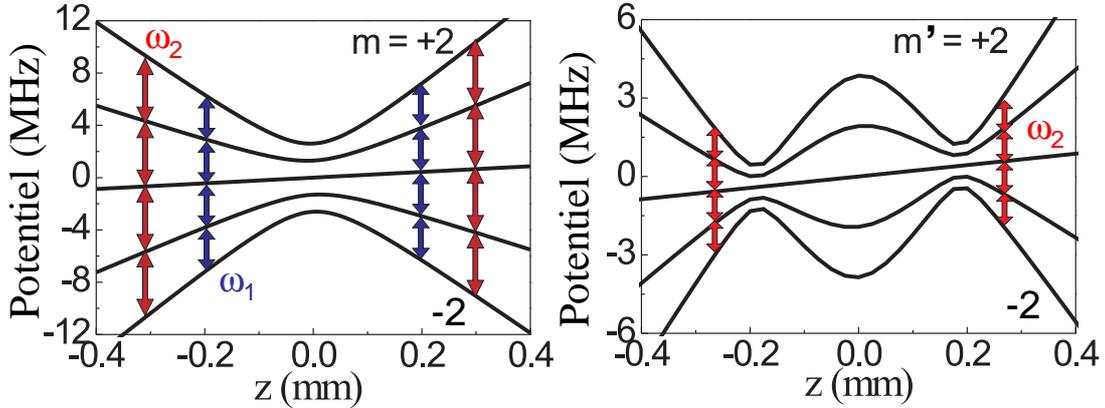


Figure 2.31 – Evolution sur l’axe z des états $|m_F\rangle$ non couplés (à gauche) et habillés par le premier champ (à droite). L’écart entre niveaux dans la région du croisement évité est de $\Omega_1/2\pi$. La fréquence ω_1 crée le piégeage dans l’état $|m'_F = +2\rangle$ et la fréquence $\omega_2 > \omega_1$ est utilisée pour l’évaporation. Le couplage des niveaux par la deuxième onde Ω_2 doit être petit devant Ω_1 . Figure extraite de [127].

Figure 2.31 – Plot along the z direction of the uncoupled (left) and dressed (right) states. At the avoided level crossings, the energy splitting between the levels is $\Omega_1/2\pi$. Frequency ω_1 is creating the trapping in state $|m'_F = +2\rangle$ and frequency $\omega_2 > \omega_1$ is used for evaporation. The coupling strength of the second wave Ω_2 must be small as compared to Ω_1 . Figure from [127].

2.9 Conclusion

Dans ce chapitre j’ai décrit le mode de fonctionnement d’un piège pour atomes ultrafroids dans un champ magnétique statique reposant sur le couplage adiabatique de leurs sous-niveaux Zeeman par une onde radiofréquence. Ce piège est en apparence très simple à réaliser et met en œuvre des techniques déjà disponibles dans la plupart des groupes étudiant la condensation de Bose-Einstein dans des pièges magnétiques. Si bien que depuis sa proposition en 2001 [73] et sa première démonstration expérimentale en 2003 [104], de nombreux groupes se sont appropriés ces techniques et ont mis à profit son incroyable souplesse pour proposer des expériences intéressantes et innovantes [106, 128, 129].

Le piège que nous avons étudié s’avère très intéressant par de nombreux aspects. Ses fréquences d’oscillations s’étalent sur plusieurs ordres de grandeur : on a démontré ici que nous étions capables de réaliser un confinement de 1540 Hz dans la direction transverse, et que des fréquences aussi basses que 21 Hz et 2 Hz sont accessibles dans les directions longitudinales. Ces fréquences sont modulables indépendamment sur une large gamme, nous permettant ainsi d’ajuster l’anisotropie de notre piège et de nous diriger vers le régime de condensation quasi-bidimensionnel. Nous avons montré aussi qu’il fallait porter une attention particulière à la qualité du signal rf et avons pu relier nos observations expérimentales aux caractéristiques de nos synthétiseurs. Ces réflexions nous ont permis d’élaborer nous-même en collaboration avec l’atelier d’électronique un nouveau système (annexe B) améliorant considérablement les performances de l’expé-

rience. Ces problèmes de stabilité résolus, il est à présent envisageable d'observer un condensat dans le piège habillé, en pratiquant éventuellement une évaporation du nuage à l'intérieur même du piège. Plusieurs solutions sont envisagées pour cela, se basant sur la diminution progressive du couplage rf (§ 2.7.1), la mise à profit de l'inhomogénéité du couplage (§ 2.8.1), ou l'utilisation d'un second champ rf de faible intensité (§ 2.8.2).

En parallèle des expériences de refroidissement *in situ* menées actuellement, se développe déjà l'avenir de ce montage. Dans l'optique d'aller plus loin dans l'étude des gaz dégénérés à basses dimensions, se dessinent les contours d'une nouvelle expérience. Ce projet, décrit dans le prochain chapitre, met à profit les connaissances déjà acquises dans le domaine des potentiels habillés bidimensionnels, en y combinant la technique éprouvée des réseaux stationnaires lumineux. Il a pour but de développer un nouveau piège à atomes en anneau pour l'étude de systèmes unidimensionnels à condition aux limites périodiques.

Chapitre 3

Piège en anneau : une onde stationnaire superposée au piège radiofréquence

Au cours de ces dernières années, de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude théorique et expérimentale de nuages d'atomes neutres ultra-froids confinés dans des pièges très allongés, où le nuage atomique approchait le régime 1D [40, 53, 54, 55, 56, 130, 131, 132, 133]. Le système étudié est en général un piège harmonique unidimensionnel unique [40, 54, 55, 131], ou une série de tels oscillateurs harmoniques [56, 132, 133]. Cependant une nouvelle physique émerge lorsque l'on boucle le piège sur lui-même, créant ainsi des conditions aux limites périodiques. Le guidage d'ondes de matière dans un tore est maintenant étudié en profondeur par différents groupes [66, 67, 68, 69, 70, 72], avec pour beaucoup la motivation de réaliser un senseur inertielle ou un gyroscope, même si la géométrie toroïdale semble aussi se prêter parfaitement à la mesure de phases quantiques. Un piège en anneau serait aussi une grande source d'inspiration pour l'étude des propriétés fondamentales de cohérence et de superfluidité d'un gaz dégénéré d'atomes piégé [64, 65].

L'équipe de Dan Stamper-Kurn a réussi à produire un condensat de Bose-Einstein dans un guide magnétique annulaire [71] dans le but d'observer des courants continus quantifiés et les phénomènes de propagation associés. De la même façon, celle de Aiden Arnold et Erling Riis [70] a su charger un anneau de stockage de très grand diamètre (≈ 10 cm) avec des atomes ultra-froids. Dans l'optique d'obtenir des potentiels de piégeage encore plus confinants, d'autres groupes proposent d'utiliser la force dipolaire [134] ou la combinaison d'un champ magnétique et d'un champ électrique statiques [135].

Le piège toroïdal que nous proposons dans ce chapitre repose sur la combinaison du potentiel habillé bidimensionnel décrit dans le chapitre 2 avec une onde stationnaire optique d'axe vertical. Le piège obtenu a la forme d'un anneau de Saturne (figure 3.1) dans la mesure où le potentiel optique selon la direction verticale est beaucoup plus fort que le confinement radial produit par le champ radiofréquence. Ce disque creux offre une situation nouvelle et intéressante pour étudier notamment les vortex, puisque

son diamètre intérieur est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à la longueur de cicatrisation d'un condensat.

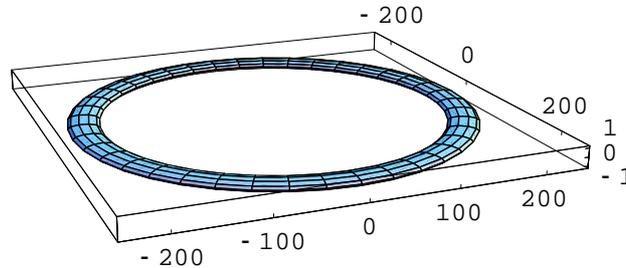


Figure 3.1 — Allure du piège en anneau. On a représenté ici une surface équipotentielle correspondant aux paramètres présentés dans le tableau 3.1, dans l'approximation harmonique. L'unité de distance est le micromètre. Pour clarifier le dessin, l'anneau a été dilaté d'un facteur 10 dans la direction verticale. L'allure globale du piège est celle d'un anneau de Saturne.

Figure 3.1 — A view of the ring trap. An iso-potential surface is plotted for the parameters of table 3.1, in the harmonic approximation. The length unit is $1 \mu\text{m}$. The vertical direction was amplified 10 times for clarity. The overall trap shape is that of a Saturnian ring.

L'anneau que nous proposons est extrêmement flexible et permet de varier la dimensionnalité du gaz piégé via plusieurs méthodes de contrôle. Un régime dégénéré unidimensionnel peut-être atteint quand le piège est dans sa configuration la plus confinante. Si l'on relâche légèrement le confinement radial (ou si l'on augmente le nombre d'atomes) le piège permet l'observation d'un anneau d'atomes bidimensionnel. Nous pouvons d'ailleurs créer un empilement vertical de tels pièges identiques en mettant à profit la périodicité de l'onde stationnaire. Cette méthode s'est montrée très utile pour la détection de signaux de faible intensité présents dans chacun des pièges [132, 133]; elle permet en effet d'améliorer le rapport signal sur bruit en comparaison avec le cas du piège unique. Cela peut également permettre de tirer des informations sur les inhomogénéités de phase du condensat à partir du signal d'interférences entre plusieurs nuages [136, 137]. Finalement, le régime 3D peut bien entendu être étudié si le nombre d'atomes piégés est important, ou si le potentiel est rendu plus symétrique en réduisant le confinement vertical.

Je commencerai ce chapitre par la description du principe et de la géométrie du piège en anneau dans le paragraphe 3.1. Suivront des considérations sur la dimensionnalité d'un éventuel nuage dégénéré piégé dans ce potentiel en fonction des différents paramètres expérimentaux (§ 3.2). Dans le paragraphe 3.3, j'aborderai les différentes méthodes que nous envisageons pour le chargement du piège annulaire à partir d'un piège magnétique statique du type Ioffe-Pritchard. Puis j'en viendrai à l'expérience en elle-même dans la partie 3.4 et aborderai le choix des paramètres expérimentaux et l'allure du montage. Je conclurai alors (§ 3.5) par une série de propositions d'expériences

réalisables dans ce piège.

3.1 Description du piège

Le piège en anneau résulte de la superposition de deux pièges ; un piège en coquille d'œuf (le piège habillé déjà présenté au chapitre 2), reposant sur un champ magnétique statique piégeant et un couplage rf, est combiné à une onde stationnaire lumineuse. La réalisation de cet anneau a été proposée dans la référence [138] dans le cas idéal d'un champ magnétique quadrupolaire et de deux faisceaux lasers d'axe vertical. Par souci de clarté, c'est cette approche que nous reprendrons jusqu'au paragraphe 3.3, même si elle présente quelques différences avec notre montage expérimental. Ces différences ne changent rien au principe du piège et seront abordées au paragraphe 3.4.

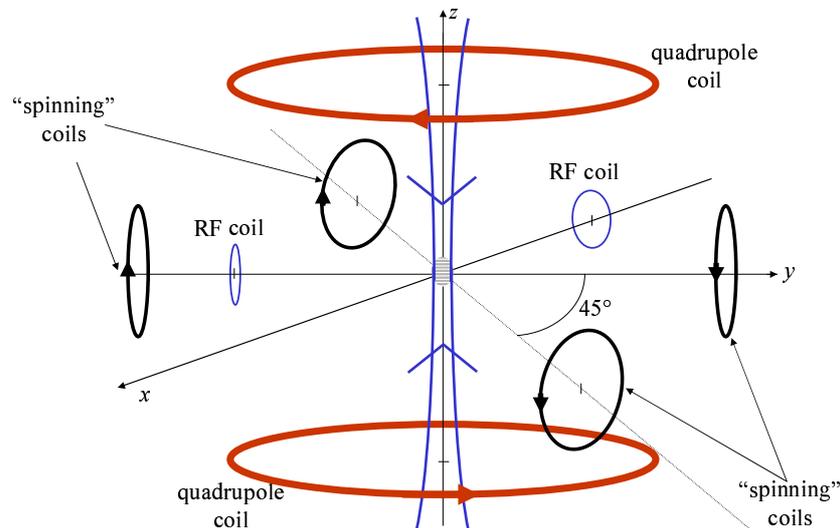


Figure 3.2 — Configuration proposée pour la disposition des bobines et lasers produisant le piège en anneau. Le piège est la combinaison d'une onde stationnaire lumineuse verticale (faisceau bleu sur la figure) et d'un piège en coquille d'œuf (chapitre 2). Le couplage rf nécessaire pour le piège en coquille d'œuf est généré par deux antennes rf d'axes orthogonaux émettant en quadrature (§ 3.1.1). Les antennes rf supplémentaires (« spinning » coils) peuvent être utilisées pour mettre l'anneau atomique en rotation (§ 3.5).

Figure 3.2 — Coils and laser configuration for producing and exciting the ring trap. The trap is the combination of a vertical light standing wave (blue beam on the figure) and an egg shell rf trap (see chapter 2). The rf coupling for the egg shell trap is created by two rf coils of orthogonal axes in quadrature. As described in section 3.1.1, the result is a circular horizontal polarization allowing homogeneous coupling all along the ring. The additional « spinning » coils could be used for exciting the rotation of the atoms inside the ring trap (see section 3.5).

3.1.1 Principe

Le piège habillé.

Le principe du piège habillé a été présenté en détails dans le chapitre 2, aussi nous contenterons-nous ici de rappeler ses paramètres clés, par exemple dans le cas du ^{87}Rb dans le niveau $m_F = F = 2$ de l'état fondamental. Un champ magnétique inhomogène de norme $B(\mathbf{r})$ est combiné à un champ radiofréquence couplant entre eux les différents sous-états Zeeman. Le champ rf proposé ici a une polarisation circulaire dans le plan horizontal générée par deux antennes émettant en quadrature dans le plan horizontal des champs linéaires orthogonaux (figure 3.2) :

$$\mathbf{B}_{\text{rf}} = B_{\text{rf}} [\cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \sin(\omega t) \mathbf{e}_y] . \quad (3.1)$$

Le potentiel habillé résultant correspondant à l'état adiabatique de plus haute énergie est alors (voir équation (2.19) sans le terme de pesanteur) :

$$U_{\text{hab}}(\mathbf{r}) = F \sqrt{(\hbar\omega - g_F\mu_B B(\mathbf{r}))^2 + \hbar^2 \Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})^2} . \quad (3.2)$$

Ici, le terme de couplage $\Omega_{\text{rf}}(\mathbf{r})$ dépend du point de l'espace considéré, du fait des orientations respectives du champ statique local et du champ rf tournant.

On considérera dans cette partie un piège magnétique quadrupolaire ayant pour axe de symétrie l'axe vertical z , car cela nous permettra d'obtenir de la façon la plus simple possible un piège en anneau horizontal et circulaire¹. On note b' le gradient de champ magnétique quadrupolaire dans sa direction radiale et on pose, comme au chapitre précédent, $\alpha' = g_F\mu_B b'/\hbar$. En se plaçant dans le repère cylindrique d'axe z et de coordonnée radiale $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, le champ statique peut s'écrire :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = b'\rho \mathbf{e}_\rho - 2b'z \mathbf{e}_z , \quad (3.3)$$

et la surface iso- B correspondant à l'endroit où le champ rf est résonnant avec le champ quadrupolaire est alors une ellipsoïde comprimée verticalement et de section circulaire dans le plan horizontal. Elle a pour équation :

$$\rho^2 + 4z^2 = r_0^2, \quad \text{avec } r_0 = \omega/\alpha' . \quad (3.4)$$

Elle présente donc un rayon r_0 dans le plan horizontal et une taille $z_0 = r_0/2$ selon l'axe vertical du fait du rapport 1/2 entre les gradients magnétiques radial et axial dans un quadrupole (figure 3.3).

On rappelle que dans tous les cas, seule la composante du champ rf orthogonale au champ statique local est utile au couplage des sous-niveaux Zeeman (§ 2.1.1). Toujours dans le repère cylindrique, on peut réécrire le champ oscillant sous la forme :

$$\mathbf{B}_{\text{rf}}(\mathbf{r}) = B_{\text{rf}} [\cos(\omega t - \theta) \mathbf{e}_\rho + \sin(\omega t - \theta) \mathbf{e}_\theta] . \quad (3.5)$$

1. Le principe du piège en anneau est aussi valable pour d'autres types de pièges magnétiques, tel le piège Ioffe-Pritchard. Selon l'orientation de son axe long par rapport à l'axe vertical de l'onde stationnaire, l'anneau peut alors avoir une forme circulaire ou elliptique.

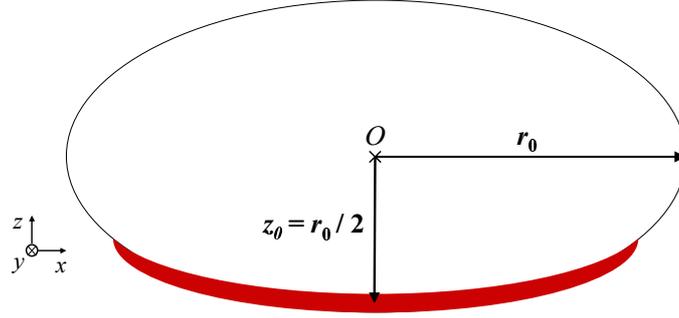


Figure 3.3 — Condensat au fond du piège habillé. L’ellipse représente schématiquement une coupe dans le plan vertical xOz de la surface équipotentielle sur laquelle est contraint le nuage (épaisseur rouge). Elle présente un petit axe de demi-longueur $r_0/2$ selon la direction z et une section circulaire de rayon r_0 dans le plan horizontal xOy . Les atomes condensés se réunissent au fond de la « coquille » à une altitude d’environ $z = -z_0 = -r_0/2$.

Figure 3.3 – Condensate at the bottom of the egg-shell trap. The ellipse represents a cut in the vertical xOz plane of the the iso-potential trapping surface on which the cloud (thick and red) is trapped. It exhibits a short axis of length $r_0/2$ in the z direction and circular section of radius r_0 in the horizontal xOy plane. The condensed atoms lay close to the vertical position $z = -z_0 = -r_0/2$.

Le terme de couplage a alors pour expression :

$$\Omega_{\text{rf}}(\rho, z) = \Omega_0 \left(1 - \frac{2z}{\sqrt{\rho^2 + 4z^2}} \right), \quad (3.6)$$

où $\Omega_0 = g_F \mu_B B_{\text{rf}} / 2\hbar$. La partie constante de Ω_{rf} correspond au couplage par la composante du champ rf alignée avec \mathbf{e}_θ , laquelle est toujours orthogonale au champ quadrupolaire statique (équation (3.3)). La partie variable vient de l’interaction de la composante radiale du champ rf avec la composante verticale du champ statique, et s’annule donc lorsque l’on se trouve dans le plan horizontal $z = 0$. Le couplage est invariant par rotation autour de l’axe z , il est par conséquent constant lorsque l’on se déplace sur l’ellipsoïde iso-B à altitude fixe. En particulier, il vaut Ω_0 dans le plan équatorial de la bulle ($\rho = r_0, z = 0$), $2\Omega_0$ au fond de la bulle ($\rho = 0, z = -r_0/2$) et il s’annule au sommet de la bulle ($\rho = 0, z = r_0/2$).

On peut enfin écrire le potentiel habillé en détail pour l’état $m'_F = 2$ sous la forme :

$$U_{\text{hab}}(\rho, z) = F\hbar \sqrt{\left(\omega - \alpha' \sqrt{\rho^2 + 4z^2} \right)^2 + \left(1 - \frac{2z}{\sqrt{\rho^2 + 4z^2}} \right)^2 \Omega_0^2}. \quad (3.7)$$

La figure 3.4 représente l’évolution radiale de ce potentiel au voisinage de son minimum dans le plan $z = 0$. En présence de gravité, les atomes tombent au fond de la « bulle » isomagnétique décrite par l’équation (3.4) et le nuage présente une géométrie bidimensionnelle, comme dans le cas de l’expérience décrite au chapitre 2 dans un piège Ioffe-Pritchard [104].

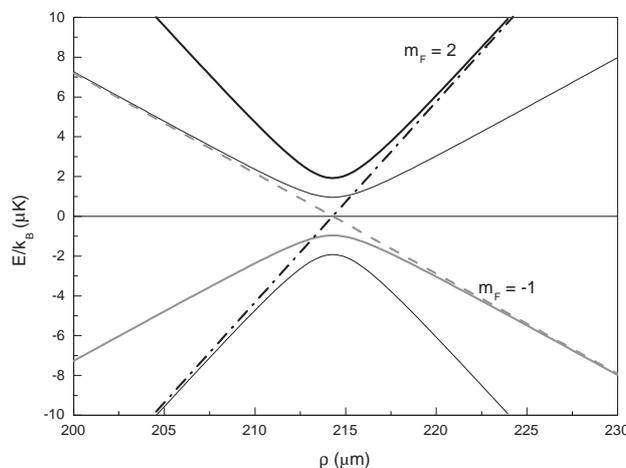


Figure 3.4 – Energie des états habillés dans le quadrupôle magnétique décrit dans ce chapitre, en fonction de la coordonnée radiale ρ et au voisinage du minimum de potentiel $\rho = r_0 = 215 \mu\text{m}$. Les cinq sous-états habillés pour un état de spin $F = 2$ sont représentés, de même que deux états « non couplés » pour comparaison (l'état nu $m_F = -1$ est tracé en traits tiretés et $m_F = +2$ en pointillés et tirets). Le piège en anneau décrit dans ce chapitre repose sur l'état habillé d'énergie la plus haute $m_F = F = 2$ pour le confinement radial (en gras sur la figure). Les valeurs du gradient magnétique et des fréquences rf et Rabi sont celles indiquées dans le tableau 3.1. Les mêmes potentiels représentés le long de l'axe z du quadrupôle auraient la même allure mais seraient comprimés d'un facteur $\sqrt{2}$ du fait du gradient de champ magnétique deux fois supérieur dans cette direction et du couplage rf qui vaut $2\Omega_0$ au fond de la coquille. Le minimum du potentiel se trouverait alors autour de $z = -z_0 = -107 \mu\text{m}$.

Figure 3.4 – Energy of the dressed levels in the magnetic quadrupole trap described in this chapter, plotted along the radial coordinate, in the vicinity of the potential minimum at $\rho = r_0 = 215 \mu\text{m}$. The five dressed sub levels for a $F = 2$ spin state are plotted, as well as two bare states for comparison (bare state $m_F = -1$ is shown dashed and $m_F = 2$ dash-dotted). The ring trap we discuss in this chapter is based on the upper dressed potential $m_F = F = 2$, for the radial trapping (bold solid line). Values for the field gradient, and rf and Rabi frequencies are given in table 3.1. The same potentials plotted along the z axis (axis of the quadrupole) would present the same aspect but compressed by a factor of $\sqrt{2}$, due to the magnetic gradient which is twice as high in that direction and the Rabi frequency is $2\Omega_0$ at the bottom of the bubble. The potential would then present a minimum around $z = -z_0 = -107 \mu\text{m}$.

L'onde stationnaire.

On superpose maintenant une onde stationnaire verticale à ce piège 2D, produite par deux faisceaux lasers contra-propageants d'axe z et de polarisations linéaires identiques

(figure 3.2). Ces derniers sont désaccordés d'une quantité :

$$\delta_0 = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) > 0 \quad (3.8)$$

vers le bleu par rapport à la raie $D2$ à λ_0 du ^{87}Rb , afin de limiter le taux de diffusion de photon. En effet, dans le cas d'une onde lumineuse décalée vers le rouge, le déplacement lumineux est négatif et les atomes explorent préférentiellement les zones de haute intensité lumineuse (les ventres de l'onde stationnaire). Par contre, dans le cas d'un décalage vers le bleu ils sont repoussés de ces régions et se tiennent dans les zones sombres (les nœuds de l'onde stationnaire), où la diffusion spontanée de photons est fortement réduite.

Le réseau optique vertical a pour période $\lambda/2$, où λ est la longueur d'onde du laser utilisé. Il est vu par les atomes comme une série de pièges planaires alignés le long de l'axe z . Dans chaque site du réseau optique l'altitude des atomes est fixée à une fraction de λ près autour du plan $z = z_n = z_c + n\lambda/2$ où n est un entier relatif. La valeur de $-\lambda/4 \leq z_c \leq \lambda/4$ est ajustable et dépend seulement du déphasage ϕ_0 dans le plan $z = 0$ entre les deux faisceaux créant l'onde stationnaire. Comme λ est très petit devant le rayon de Thomas-Fermi dans la direction verticale du condensat dans le piège habillé, on peut considérer que l'on peut choisir $\phi_0 = \pi$ et donc $z_c = 0$.

L'anneau.

Par conséquent, si des atomes piégés dans un puits du réseau optique d'altitude $-z_0 < z_n < z_0$ ressentent aussi le potentiel rf habillé décrit plus haut, ils vont se répartir le long d'un cercle : l'intersection de l'ellipsoïde iso-B décrite plus haut et d'un plan horizontal. Ce cercle est centré sur l'axe du quadripôle et a pour rayon $R = \sqrt{r_0^2 - z_n^2}$, très grand devant λ (figure 3.1). C'est ce piège en anneau que nous présenterons en détails dans ce chapitre.

Le potentiel total ressenti par les atomes est donné par :

$$U_{\text{Tot}}(\rho, z) = U_{\text{hab}}(\rho, z) + U_0 [1 - \cos(2kz)] e^{-2\rho^2/w^2} + mgz, \quad (3.9)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde de l'un des deux faisceaux contra-propageants, U_0 est le déplacement lumineux moyen sur l'axe de l'onde stationnaire, et w est le diamètre à $1/\sqrt{e}$ des faisceaux. On remarque que ce potentiel ne dépend pas de l'angle azimutal θ . Le dernier terme correspond à la gravité et U_0 est considéré comme étant assez grand pour que l'effet tunnel entre deux plans successifs de l'onde stationnaire soit négligeable (voir partie 3.1.2). L'expression de U_0 est :

$$U_0 = \frac{\Gamma}{\bar{\delta}} \frac{2P}{8\pi w^2 I_s} \hbar \Gamma, \quad (3.10)$$

où $\Gamma = 2\pi \times 5,89$ MHz représente la largeur naturelle de la transition, P la puissance lumineuse totale et $I_s = 1,6$ mW/cm² l'intensité de saturation. Dans cette expression, nous prenons en compte les effets respectifs de la raie $D2$ à $\lambda_0 = 780$ nm et de la raie $D1$ à $\lambda_1 = 795$ nm en définissant un désaccord lumineux moyen :

$$\frac{1}{\bar{\delta}} = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{\delta_0} + \frac{1}{\delta_1} \right), \quad (3.11)$$

incluant les coefficients de transition des raies $D2$ et $D1$ pour une polarisation laser linéaire [139].

Concentrons-nous maintenant sur le puits de potentiel optique centré sur le plan $z = 0$, tel que $z_n = 0$ et $R = r_0$. En principe, le potentiel total mélange les coordonnées radiales (ρ) et axiales (z). Cependant, les contraintes sur ρ et z sont telles que le potentiel total peut être écrit en bonne approximation comme la somme de deux potentiels indépendants $U_\rho(\rho)$ et $U_z(z)$. En effet, l'onde stationnaire impose $|z| < \lambda/4$, soit typiquement 100 nm. Cette valeur est très petite devant $d = \Omega_0/\alpha'$, qui est l'épaisseur typique de la coquille rf (équation (3.7)) et qui est de l'ordre de quelques micromètres. La dépendance en z peut ainsi être négligée dans le potentiel habillé U_{hab} . De la même façon, ρ varie au maximum de d qui est très petit devant le waist w des lasers. Ce waist doit être choisi de l'ordre du rayon r_0 voulu pour l'anneau (voir partie 3.1.3), soit quelques centaines de microns, et par conséquent ρ peut être simplement remplacé par r_0 dans l'expression du déplacement lumineux. On obtient alors :

$$U_{\text{Tot}}(\rho, z) = U_{hab}(\rho, 0) + 2U_0 e^{(-2r_0^2/w^2)} k^2 z^2. \quad (3.12)$$

Ces hypothèses étant posées, le Hamiltonien pour une particule unique devient séparable en ρ et z , et l'on peut calculer indépendamment les fréquences d'oscillations verticale et radiale autour de $z = 0$ et $\rho = r_0$ pour un atome de masse M :

$$\omega_\rho = \alpha' \sqrt{F \frac{\hbar}{M\Omega_0}} \quad (3.13)$$

$$\omega_z = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{4U_0}{M}} e^{-r_0^2/w^2}. \quad (3.14)$$

Le confinement transverse est dû au potentiel habillé et le confinement vertical est imposé par le réseau optique. On reconnaît d'ailleurs pour ω_ρ l'expression de la fréquence d'oscillation transverse dans le piège habillé déjà donnée par l'équation (2.37).

Ainsi le potentiel ressenti par les atomes (équation (3.9)) peut être approximé par le potentiel harmonique :

$$U_{\text{Tot}}(\rho, z) = F\hbar\Omega_0 + \frac{1}{2}M\omega_\rho^2(\rho - r_0)^2 + \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2, \quad (3.15)$$

qui est illustré par une surface équipotentielle sur la figure 3.1. Pour les paramètres donnés dans le tableau 3.1 et utilisés dans cette partie, on obtient des fréquences d'oscillations de $\omega_\rho/2\pi = 1,1$ kHz et $\omega_z/2\pi = 43$ kHz pour un anneau de 430 μm de diamètre².

3.1.2 Durée de vie

Dans le piège en anneau, le temps de vie peut être limité par différents processus, en plus des collisions avec le gaz environnant. Dans cette partie, je discuterai de ces

2. Notons que dans l'équation (3.15) on a négligé un léger déplacement vers le bas du minimum de potentiel dû à l'effet de la gravité. Ceci n'affecte pas les fréquences d'oscillation de façon significative pour les paramètres proposés dans le tableau 3.1.

pertes soit pour des atomes dans le niveau fondamental du système, soit pour un nuage atomique thermique.

Tout d'abord, comme les atomes sont confinés dans un piège rf habillé, ils peuvent subir des transitions non adiabatiques (voir chapitre 2, paragraphe 2.7.1). Ces pertes ont essentiellement lieu dans la direction radiale, selon laquelle le potentiel habillé varie le plus rapidement. Le taux de transition peut être estimé par un modèle de type Landau-Zener en moyennant la probabilité P_{LZ} de transition pour une vitesse radiale donnée v_ρ sur toute la distribution de vitesse (équation (2.61)) :

$$P_{LZ}(v_\rho) = 1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi}{2} \frac{\Omega_0^2}{\alpha' v_\rho}\right) \right]^{2F} \simeq 2F e^{-\frac{\pi \Omega_0^2}{2\alpha' v_\rho}}. \quad (3.16)$$

Le taux de perte Γ_{LZ} vers d'autres états de spin est déduit de cette probabilité de transition en la multipliant par deux fois la fréquence d'oscillation ω_ρ puisque l'atome traverse deux fois par période le croisement de niveaux (équation (2.62)). Avec les paramètres déjà donnés plus haut, le taux de transition est limité à $\Gamma_{LZ} = \omega_\rho/\pi \langle P_{LZ}(v_\rho) \rangle \simeq 0,075 \text{ s}^{-1}$ pour un nuage thermique de température $T = 3 \text{ } \mu\text{K}$.

Pour des atomes dans le niveau de vibration fondamental transverse du potentiel habillé (voir le paragraphe 2.7.1 et la figure 2.21), l'approche exposée dans la référence [121] et notamment son équation (10) peut être généralisée à un état de spin F comme cela a déjà été fait dans la référence [120]. Il est alors possible d'approximer le taux de transition par :

$$\Gamma_{LZ}^{gs} \simeq 2 \frac{F \omega_\rho}{2\pi} \exp\left[-\frac{\pi \Omega_0}{2\sqrt{2}\omega_\rho}\right]. \quad (3.17)$$

Pour les paramètres décrits dans le tableau 3.1, on obtient un terme de fuite $\Gamma_{LZ}^{gs} \simeq 7,4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ négligeable.

Ensuite, nous devons prendre en compte le problème de l'effet tunnel entre les sites du réseau optique vertical. Pour un réseau horizontal – ou qui ne subit pas l'effet de la gravité – l'amplitude de l'effet tunnel par atome J est liée à la profondeur du réseau. Dans la limite des états fortement liés, où la profondeur du réseau $V_0 = 2U_0 e^{-2r_0^2/w^2}$ est très grande devant l'énergie de recul $E_{\text{rec}} = h^2/(2M\lambda^2)$, on a [140] :

$$J/E_{\text{rec}} \simeq 1,40 \left(\frac{V_0}{E_{\text{rec}}}\right)^{1,05} \exp\left(-2,12\sqrt{\frac{V_0}{E_{\text{rec}}}}\right). \quad (3.18)$$

Dans notre cas, $V_0 = 32 E_{\text{rec}}$ et le taux de transfert par effet tunnel J/h est de seulement 1,3 Hz. Ce taux est même plus faible si l'on tient compte de la gravité, car elle lève la dégénérescence entre les états fondamentaux de deux sites voisins d'une valeur $Mg\lambda/2h = 1/\tau_B = 822 \text{ Hz}$ (où τ_B est la période d'oscillation de Bloch) [141, 142, 143, 144]. Pour la profondeur de réseau donnée, nous sommes très largement dans la limite adiabatique et les atomes restent dans la bande fondamentale. Ils effectuent des oscillations de Bloch : si tous les atomes sont initialement dans un unique nœud de vibration de l'onde stationnaire (un état de Wannier), ils se répandent d'abord sur le réseau puis sont tous de retour dans ce même nœud après une période de Bloch τ_B . L'amplitude spatiale de ces oscillations de Bloch est très faible (2 nm). Seuls des effets de bord, des

imperfections du réseau ou des excitations vers la première bande excitée du réseau pourraient perturber ces oscillations et le retour exact à l'état initial. L'effet tunnel ne devrait donc pas être un problème dans ce piège, au moins pour les paramètres que nous proposons.

Enfin, la diffusion de photons peut mener à un échauffement de l'échantillon et à des pertes d'atomes. Ce processus est assez faible pour des réseaux optiques décalés sur le bleu de la transition atomique, car les atomes ne diffusent des photons de manière significative que lorsqu'ils quittent le centre de leur puits de potentiel lumineux. Dans un puits donné, le taux de diffusion par atome est lié à l'étalement vertical du nuage $\langle z^2 \rangle$ et a pour expression :

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{2} \frac{M\omega_z^2 \langle z^2 \rangle}{\hbar\bar{\delta}}. \quad (3.19)$$

Cette équation peut se simplifier en $\Gamma_{sc} = \Gamma\omega_z/4\bar{\delta}$ pour un gaz dans le niveau fondamental de mouvement vertical, et $\Gamma_{sc} = \Gamma k_B T/2\hbar\bar{\delta}$ pour un gaz thermique. Les valeurs correspondantes sont de $\Gamma_{sc} = 0,08 \text{ s}^{-1}$ pour l'état fondamental et $\Gamma_{sc} = 0,25 \text{ s}^{-1}$ pour un nuage thermique à $3 \mu\text{K}$, ou de façon équivalente des taux de chauffage de 30 nK/s et 90 nK/s respectivement [93].

3.1.3 Choix des paramètres

Paramètre	Valeur proposée
Puissance laser P	0,5 W
Longueur d'onde λ	771 nm
Waist du faisceau w	300 μm
Fréquence de Rabi $\Omega_0/2\pi$	20 kHz
Radio-fréquence $\omega/2\pi$	2250 kHz
Gradient de champ magnétique b'	150 G/cm

Tableau 3.1 — Paramètres typiques pour la proposition de piège en anneau dans un quadrupole. Le laser utilisé pour produire l'onde stationnaire est un laser Titane-Saphir.

Tableau 3.1 — Typical set of parameters for the proposition of a ring trap in a quadrupole. The laser used for the standing wave is a Titanium Sapphire laser.

Dans cette section, je proposerai une stratégie pour un choix optimal du laser, du champ magnétique et du champ radiofréquence que l'on utilisera dans cette expérience. Un choix correct des paramètres expérimentaux doit nous permettre de réaliser un anneau aussi grand que possible, avec une fréquence d'oscillation verticale importante et des valeurs des champs magnétique, rf et optique raisonnablement adaptables à notre montage expérimental, tout en minimisant le taux de diffusion de photons spontanés et l'effet tunnel entre deux puits de potentiel optique voisins. Dans cette optique, le gradient de champ magnétique et la puissance du laser doivent être choisis aussi grands que

possible ; les seules limitations sur ces paramètres seront donc d'ordre technique. Par conséquent nous fixons ces deux paramètres à des valeurs facilement atteignables et manipulables. On fixe comme objectif 500 mW de puissance lumineuse utile, qui peuvent couramment être produits à partir d'un laser Titane-Saphir par exemple. Pour le gradient magnétique, on vise $b' = 150$ G/cm, correspondant à un gradient de 300 G/cm le long de l'axe du quadrupôle. C'est le gradient déjà utilisé dans notre expérience [145].

Un point important concerne le choix du waist du faisceau laser w pour un rayon r_0 de l'anneau désiré. Il y a dans ce cas un choix optimal qui maximise la profondeur du réseau optique et par conséquent la fréquence d'oscillation verticale ω_z . Le waist doit ainsi être égal à $w = \sqrt{2} r_0$, le facteur $\sqrt{2}$ correspondant au maximum de la fonction $\frac{1}{x} e^{-1/x^2}$, comme on le déduit des équations (3.10) et (3.14). Ce choix fixe la relation entre le déplacement lumineux moyen sur l'axe du faisceau U_0 et la profondeur du piège à $V_0 = 2 U_0/e$.

Une fois ces valeurs fixées, on impose une contrainte sur le maximum de pertes et de chauffage acceptables dans le piège. Cela revient à fixer une limite supérieure aux valeurs de l'amplitude de l'effet tunnel J , du taux de diffusion de photons Γ_{sc} et du taux de transition Landau-Zener Γ_{LZ} définis au paragraphe 3.1.2.

On fixe ces paramètres respectivement à une amplitude donnée J_0 , à une fraction ε de la largeur spectrale naturelle $\Gamma_{sc} = \varepsilon\Gamma$, et à $\Gamma_{LZ} = \gamma$. Maintenant, le choix de J impose une certaine valeur pour la profondeur du potentiel dipolaire V_0 (voir § 3.1.2), ainsi que la fréquence d'oscillation verticale ω_z , directement liée à V_0 et E_{rec} par $\hbar\omega_z = 2\sqrt{V_0 E_{rec}}$. Ceci décide par conséquent du désaccord optique $\bar{\delta}$ à choisir pour limiter le taux de diffusion de photons dans l'état fondamental à $\varepsilon\Gamma$. On obtient : $\bar{\delta} = \omega_z/4\varepsilon$ (voir § 3.1.2).

Le déplacement lumineux U_0 est connu de par sa relation imposée avec V_0 , et comme la puissance laser P et le désaccord $\bar{\delta}$ sont maintenant fixés, le waist w peut être déduit de la connaissance de U_0 . De w on obtient $r_0 = w/\sqrt{2}$ et la radio fréquence $\omega = \alpha' r_0$. Le seul paramètre libre restant est alors la fréquence de Rabi du couplage rf Ω_0 , qui est choisie de façon à obtenir la valeur souhaitée pour γ .

Cette procédure a été appliquée pour les valeurs désirées suivantes : $J/h = 1$ Hz, $\Gamma_{sc}(3\mu K) = 0,25$ s⁻¹ et $\gamma = 0,1$ s⁻¹ à une température de 3 μ K et a permis d'établir la liste de paramètres expérimentaux donnée dans le tableau 3.1.

3.2 Dimensions restreintes

L'une des caractéristiques originales de ce piège annulaire est qu'il possède de très grandes fréquences d'oscillations dans les directions transverse et radiale. Il est alors intéressant de se poser la question de la dimensionnalité d'un gaz dégénéré confiné dans ce potentiel. Cette question a gagné en intérêt au cours de ces cinq dernières années, et elle est liée entre autres à la possibilité de créer des excitations de statistique fractionnaire (anyons) [46] ou à la fermionisation des excitations dans un gaz bosonique [58]. Déjà, dans un condensat 3D allongé, les propriétés de cohérence sont affectées par la géométrie du piège [53, 55, 146, 147]. Afin d'estimer dans quel régime (1D, 2D, ou 3D) le gaz dégénéré se trouve, nous évaluons son potentiel chimique μ selon l'approximation

de Thomas-Fermi en ayant fixé au préalable la dimensionnalité. Nous comparons ensuite le résultat obtenu aux fréquences d'oscillations du piège. Les trois régimes – 3D, 2D ou 1D – correspondent respectivement aux conditions : $\mu > \hbar\omega_z$, $\hbar\omega_z > \mu > \hbar\omega_\rho$ et $\hbar\omega_\rho > \mu$. La limite d'un régime à l'autre peut être exprimée en termes de nombre d'atomes condensés. Le calcul détaillé du potentiel chimique dans les différents régimes est donnée en annexe C.

Essayons d'abord d'estimer le potentiel chimique Thomas-Fermi 3D. Il peut être calculé en normalisant la fonction d'onde du condensat dans l'approximation de Thomas-Fermi. Le terme d'interaction en trois dimensions est $g_{3D} = 4\pi\hbar^2 a/M$, le paramètre $a \simeq 5,2$ nm étant la longueur de diffusion en 3D (tableau 1 et référence [1]). En faisant l'approximation harmonique pour notre potentiel toroïdal, soit en considérant que l'équation (3.15) est valable, le potentiel chimique est donné par l'expression (C.5) :

$$\mu_{3D} = \hbar\bar{\omega}\sqrt{\frac{2Na}{\pi r_0}}. \quad (3.20)$$

où $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_\rho\omega_z}$ est la moyenne géométrique des fréquences d'oscillation et N le nombre d'atomes. Cette équation n'a de sens que si le gaz est tridimensionnel, c'est-à-dire si $\mu_{3D} > \hbar\omega_z$. En terme de nombre d'atomes, cette condition peut être exprimée sous la forme :

$$N > \frac{\pi r_0 \omega_z}{2a \omega_\rho}, \quad (3.21)$$

ce qui correspond à $N > 2,4 \times 10^6$ compte tenu des paramètres proposés dans le tableau 3.1. Ce nombre est suffisamment grand pour qu'il soit possible d'obtenir un condensat qui soit au moins dans le régime bidimensionnel sans difficulté. Avec 10^5 atomes condensés par exemple, le potentiel chimique vaut $\mu_{3D}/\hbar = 8,9$ kHz, ce qui est de loin inférieur à la plus grande fréquence d'oscillation du piège $\omega_z/2\pi = 43$ kHz. L'énergie totale par atome ne nous permet alors pas de peupler le premier niveau d'excitation transverse (z) et le degré de liberté vertical est complètement gelé. Un gaz dégénéré typique dans notre piège serait donc au moins 2D, et le potentiel chimique doit être recalculé à partir de cette hypothèse de bidimensionnalité.

Dans le cas 2D, le paramètre d'interaction est modifié et s'écrit $g_{2D} = g_{3D}/(\sqrt{2\pi}l_z) = 2\sqrt{2\pi}\hbar^2 a/(Ml_z)$ où $l_z = \sqrt{\hbar/(M\omega_z)}$ est la taille de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique dans la direction qui est gelée³ [148]. De nouveau, le potentiel chimique en deux dimensions est déduit de la normalisation au nombre total d'atomes de la densité intégrée dans le régime de Thomas-Fermi (équation (C.8)) :

$$\mu_{2D} = \hbar\bar{\omega} \left(\frac{\omega_\rho}{\omega_z}\right)^{1/6} \left(\frac{3Na}{4\sqrt{\pi}r_0}\right)^{2/3}. \quad (3.22)$$

Le nuage serait donc dans le régime unidimensionnel si le potentiel chimique 2D était inférieur à la fréquence d'oscillation radiale ω_ρ . Cela correspond à un nombre d'atomes :

$$N < \frac{4\sqrt{\pi}r_0}{3a} \sqrt{\frac{\omega_\rho}{\omega_z}}, \quad (3.23)$$

3. On note que l'expression de g_{2D} donnée en page 11 de la référence [148] doit être corrigée d'un facteur $\sqrt{\pi}$ et doit être lue $g = 2\sqrt{2\pi}\hbar^2 a/(ml_0)$.

Régime	Nombre d'at. condensés	potentiel chimique μ	param. d'interaction g
3D	$2,4 \cdot 10^6 < N$	$\hbar\bar{\omega}\sqrt{\frac{2Na}{\pi r_0}}$	$\frac{4\pi\hbar^2 a}{M}$
2D	$1,5 \cdot 10^4 < N < 2,4 \cdot 10^6$	$\hbar\bar{\omega}\left(\frac{\omega_\rho}{\omega_z}\right)^{1/6}\left(\frac{3Na}{4\sqrt{\pi}r_0}\right)^{2/3}$	$\frac{2\sqrt{2\pi}\hbar^2 a}{Ml_z}$
1D	$N < 1,5 \cdot 10^4$	$\frac{\hbar\bar{\omega}Na}{\pi r_0}$	$\frac{2\hbar^2 a}{Ml_z l_\rho}$

Tableau 3.2 – Frontières des régimes 1D, 2D et 3D en terme de nombre d'atomes pour les paramètres du tableau 3.1 et expression du potentiel chimique et du paramètre d'interaction dans ces différents régimes [148].

Tableau 3.2 – Limits of the 1D, 2D and 3D regimes in terms of number of atoms for the parameters indicated in table 3.1 and expression of the chemical potential and interaction parameter in these different regimes [148].

soit $N < 1,5 \times 10^4$ pour les paramètres proposés.

Un gaz 1D uniforme de densité linéique $n_{1D} = N/(2\pi r_0)$ piégé dans l'anneau aurait pour paramètre d'interaction $g_{1D} = g_{3D}/(2\pi l_z l_\rho) = 2\hbar^2 a/(Ml_z l_\rho)$ [148] avec $l_\rho = \sqrt{\hbar/(M\omega_\rho)}$. Son potentiel chimique vaudrait :

$$\mu_{1D} = \hbar\bar{\omega}\frac{Na}{\pi r_0}. \quad (3.24)$$

Encore une fois, cette expression est valable si l'énergie cinétique du nuage est négligeable devant l'énergie de champ moyen. Cependant, même si c'est le cas, il est probable que des états excités longitudinaux (le long de l'anneau) soient peuplés car leur fréquence d'excitation est de l'ordre du millihertz. Avec un tel système 1D, le gaz pourrait être dans le régime de Tonks-Girardeau [58, 149, 150, 59] si le paramètre $\gamma = Mg_{1D}/(\hbar^2 n_{1D})$ est très grand devant 1. Avec nos paramètres, cela signifierait un nombre d'atomes très petit ; beaucoup plus petit que les 850 atomes correspondant à la limite $\gamma = 1$. Avec un condensat plus imposant (quelques milliers d'atomes) on doit par contre pouvoir observer un quasi-condensat présentant des fluctuations de phase.

En conclusion, un nuage atomique confiné dans le piège en anneau décrit ici serait très facilement dans le régime bidimensionnel ; son degré de liberté vertical (z) serait gelé. Ce serait en effet le cas pour un condensat contenant entre $1,5 \times 10^4$ et $2,4 \times 10^6$ atomes en considérant les paramètres du tableau 3.1. Le régime unidimensionnel est accessible si le nombre d'atomes condensés est plus faible, mais le régime de Tonks-Girardeau nécessiterait au plus quelques centaines d'atomes, et la détection du nuage deviendrait alors problématique. Le tableau 3.2 récapitule les limites des régimes 1D, 2D, et 3D en termes de nombre d'atomes ainsi que l'expression du potentiel chimique

et du paramètre d'interaction dans les différents régimes.

3.3 Chargement

Un condensat dans le piège en anneau proposé occuperait un très petit volume pour une surface couverte relativement grande, par conséquent la méthode à mettre en œuvre pour le chargement des atomes dans le piège doit être étudiée de près. D'autant plus que la différence de géométrie est très grande entre le nuage initial – un condensat dans un piège magnétique ellipsoïdal et localisé – et le nuage final – un condensat dans un piège toroïdal qui ne présente aucun recouvrement avec le piège de départ.

Plusieurs approches peuvent être envisagées pour le chargement du piège en anneau. En se basant sur notre expérience (paragraphe 2.4), nous proposons une méthode en cinq étapes (sections 3.3.1 à 3.3.5 ci-dessous) illustrée en détails sur la figure 3.5. Par la suite, nous considérerons le chargement d'un condensat de Bose-Einstein. Les étapes du chargement seraient les mêmes pour un nuage thermique, mais le condensat présente l'avantage d'être plus compact. Le point de départ enfin est un piège QUIC dont l'axe de la partie quadrupolaire serait vertical et dont l'axe de la bobine Ioffe serait aligné avec l'axe x .

3.3.1 Chargement du piège habillé

A partir du piège magnétique statique QUIC, figure 3.5(a), le condensat est tout d'abord transféré vers le piège habillé par le champ rf selon la méthode décrite au paragraphe 2.4. Celle-ci consiste à augmenter régulièrement l'amplitude du champ radiofréquence à désaccord rf^4 fixe et négatif. La radio fréquence ω est ensuite adiabatiquement augmentée jusqu'à ce que le désaccord devienne positif (voir figure 3.5(b)). Ceci achève le transfert vers le potentiel habillé par le champ décrit par l'équation (3.2). Ce potentiel est ensuite continûment dilaté comme illustré en figure 3.5(c). Ceci sera plus amplement décrit dans la section 3.3.2.

Notons pour l'instant que le condensat repose dans un potentiel électromagnétique qui le confine dans la surface d'une ellipsoïde, ou coquille d'œuf. Cette surface est représentée par une ellipse sur les figures 3.5(b)-(f). Cependant, la gravité, et l'absence du potentiel optique, assure que le condensat n'occupe que la partie inférieure de cette bulle quand sa dimension est assez importante (fig. 3.5(c)). Comme on l'a mentionné au paragraphe 3.1.1, la bulle est définie par la surface de résonance entre le champ magnétique statique et le champ rf de pulsation donnée ω . Ainsi la taille de l'ellipsoïde dépend directement de la valeur de ω ; par conséquent si on augmente la pulsation rf, le condensat, situé au fond de la bulle, descend de plus en plus bas par rapport au centre du piège et devient de plus en plus plat. Ceci correspond à la phase d'expansion rf représentée par la transition de la figure 3.5(b) à la figure 3.5(c).

4. Le désaccord radiofréquence Δ est considéré relativement à la fréquence de résonance au centre du piège magnétique : $\Delta = \omega - \omega_0$.

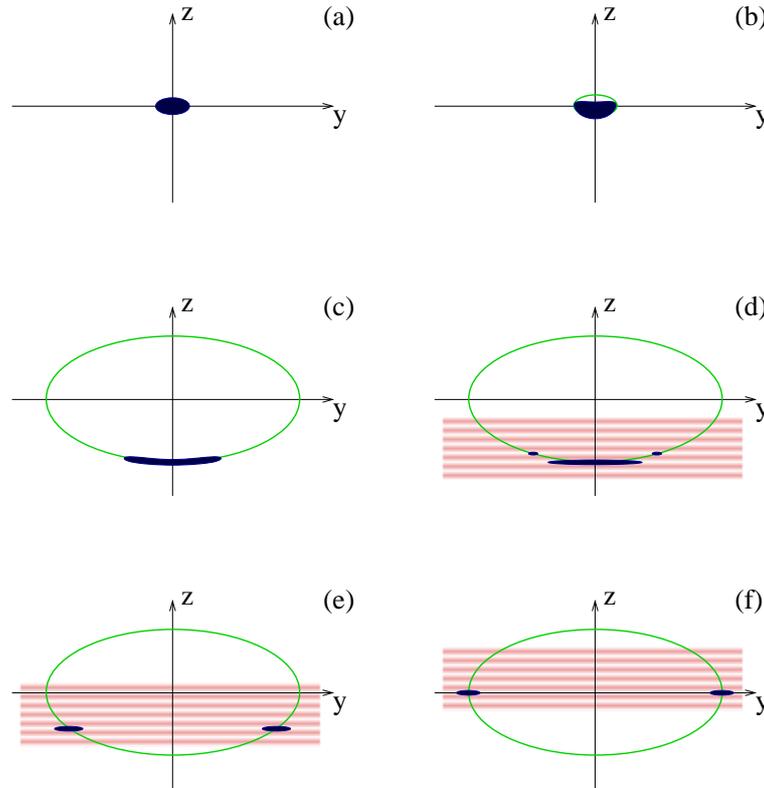


Figure 3.5 — Etapes de chargement du piège en anneau. De (b) à (f) l'ellipse indique la position dans le plan yOz de la résonance rf. De (d) à (f) les bandes horizontales indiquent la présence de l'onde stationnaire. Le chargement se déroule comme suit : **(a)** Le point de départ est un condensat dans le piège magnétique. **(b)** Rapidement après que ω dépasse ω_0 , les atomes peuplent la zone entourant la résonance, mais n'ont pas encore complètement quitté le centre du piège. **(c)** Après expansion, le condensat repose dans le fond de la « bulle ». **(d)** L'allumage de l'onde stationnaire confine le condensat dans un ou deux puits de potentiel. **(e)** L'onde stationnaire est déplacée vers le haut et l'anneau atomique se forme et s'élève. **(f)** Position finale du condensat pour un rayon maximal. L'onde stationnaire ainsi que les champs statique et oscillant sont nécessaires pour conserver l'anneau.

Figure 3.5 — Outline illustration of stages in the loading of the ring trap. In (b-f) the elliptical line indicates the location (in the y - z plane) of the rf resonance. In (d-f) the horizontal bands indicate the presence of the standing light wave. Then : **(a)** We take as the starting point a BEC in a magnetic trap. **(b)** Shortly after transfer to the dressed rf trap the condensate fills a location around the rf resonance, but is not yet excluded from the trap centre. **(c)** After rf expansion the condensate lies at the bottom of the « egg-shell ». **(d)** The application of the optical standing wave results in a potential which confines the condensate to a couple of potential wells (corrugations). **(e)** The standing wave is moved upwards and the condensate ring is formed and expanded outwards and upwards. **(f)** Final position of the condensate ring at maximum radius. All three potentials, magnetic, dressed rf, and optical are required to maintain the ring.

3.3.2 Modification du piège magnétique

Aussitôt que le condensat a quitté le centre du piège magnétique, il peut être avantageux de modifier la configuration du champ magnétique, en retirant par exemple le champ de biais qui était nécessaire dans le piège magnétique statique initial. Par exemple, si le piège initial est le QUIC évoqué en introduction, on peut obtenir un champ quadrupolaire en éteignant lentement la bobine Ioffe (voir partie 2.8.1). Dès que le condensat est décalé du centre du piège, les transitions Majorana ne sont plus à craindre car le nuage restera toujours dans la zone où $B(\mathbf{r}) = \hbar \omega / (g_F \mu_B) > 0$.

Le champ magnétique présentera alors une symétrie de révolution autour de l'axe vertical z et le piège en anneau résultant sera par conséquent parfaitement circulaire. En modifiant le champ magnétique à un moment où le condensat est encore assez localisé, on réduit les contraintes en adiabaticité sur les échelles de temps.

3.3.3 Expansion rf

Au cours de l'expansion rf les fréquences d'oscillation pendulaires autour des axes horizontaux (voir paragraphe 2.3) diminuent considérablement. Des simulations numériques de ce type d'expansion rf lors du processus de chargement sont présentées dans la référence [121]. On peut alors donner un exemple dans le cas qui nous concerne. Considérons 10^5 atomes condensés dans le piège habillé, un champ magnétique présentant les caractéristiques indiquées dans la partie 3.1.3, et une intensité radiofréquence donnant une fréquence de piégeage transversalement à la bulle $\omega_{\text{trans}} = 1,60$ kHz pour la fréquence rf finale indiquée dans le tableau 3.1. Avec ces paramètres, le condensat se trouve à une distance $z_0 = 107 \mu\text{m}$ en dessous du centre du piège (fig. 3.4), et la fréquence finale d'oscillation horizontale (donnée en annexe D) vaut $\omega_{1,2} = \sqrt{g/4z_0}$ soit environ $2\pi \times 24$ Hz. Par conséquent, puisque la fréquence horizontale de piégeage finale est plus faible que pendant le reste de l'expansion, la durée de la dilatation du piège rf devra être très longue devant l'échelle de temps caractéristique $1/(2\pi \times 24) \approx 7$ ms. Si ce n'est pas le cas, des oscillations latérales devraient être excitées. Comme la condition d'adiabaticité est $\dot{\omega}_{1,2} \ll \omega_{1,2}^2$ [121], on peut faire une estimation du temps minimum d'expansion requis en résolvant l'équation $\dot{\omega}_{1,2} = -\epsilon \omega_{1,2}^2$, où ϵ représente le ratio de non-adiabaticité que l'on peut tolérer. Ainsi, une surestimation du temps d'expansion est donné par $1/(\epsilon \omega_{1,2})$ si $\omega_{1,2}$ est la fréquence d'oscillation horizontale finale⁵. Ainsi une tolérance sur la non-adiabaticité de $\epsilon = 1\%$ donne un temps d'expansion $\tau = 700$ ms.

3.3.4 Mise en place du potentiel optique

Le condensat au fond du piège habillé est aplati, l'objectif étant de l'aplatir suffisamment pour pouvoir le charger de façon aussi efficace que possible dans un puits unique du réseau optique créé ensuite par l'onde stationnaire. Le cas idéal serait que le condensat soit assez mince pour rentrer dans un puits unique. En pratique, on s'attend à rencontrer des difficultés à ce niveau. Les contraintes physiques sur la taille

5. On néglige ici l'influence de la fréquence d'oscillation horizontale initiale devant la fréquence d'oscillation finale puisqu'on considère que cette dernière est beaucoup plus faible.

des bobines magnétiques et le champ qu'elles produisent font qu'il peut être difficile de rendre un condensat raisonnablement conséquent en nombre d'atomes suffisamment fin, surtout si l'on tient compte de la courbure du potentiel habillé. On considérera donc par la suite une onde stationnaire plane. Dans ce cas, il se peut qu'à l'installation de l'onde stationnaire le condensat soit découpé en plusieurs anneaux externes concentriques et un disque central. La figure 3.5(d) montre en exemple le disque central et un seul anneau peuplé. Chaque anneau externe serait formé d'une partie du condensat collectée à une distance verticale du centre du condensat correspondant à un nombre entier de périodes du réseau optique $\delta z = \lambda/2$.

Puisque notre but est d'étudier les propriétés du condensat dans un seul anneau (qui sera formé plus tard [section 3.3.5] à partir du disque central), il est important d'estimer la fraction du condensat qui pourrait être perdue à cette étape. On peut s'en faire une idée en considérant la densité volumique du condensat dans le piège habillé dans le cadre de l'approximation de Thomas-Fermi. Un modèle simple du piège correspond à la somme d'un potentiel radial $M\omega_{\text{trans}}^2(r - R)^2/2$ représentant la bulle de rayon de courbure local $R = 2r_0$ et de fréquence d'oscillation locale ω_{trans} , et d'un potentiel gravitationnel simplifié (voir annexe D).

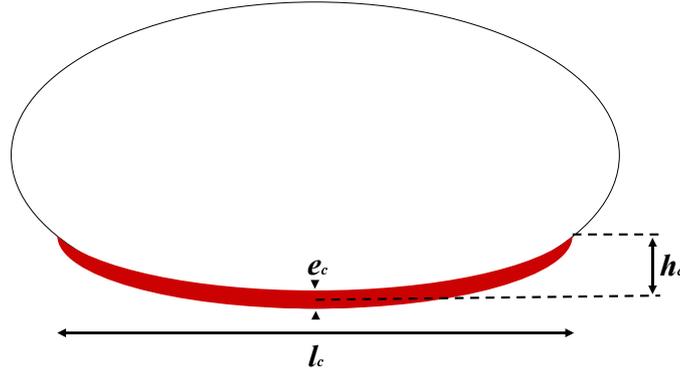


Figure 3.6 — Allure du condensat au fond du piège habillé. L'ellipse représente la surface équipotentielle sur laquelle est contraint le nuage. La courbure du condensat est ici très exagérée afin de pouvoir représenter clairement l'épaisseur du condensat e_c , sa longueur l_c et sa hauteur h_c .

Figure 3.6 — Shape of the condensate at the bottom of the egg-shell trap. The ellipse represents the iso-potential trapping surface. The curvature of the condensate is very exaggerated here in order to illustrate clearly the thickness of the condensate e_c , its length l_c and its height h_c .

A nouveau, pour donner un exemple numérique on considère 10^5 atomes dans le piège habillé à fréquence finale ω fixe telle que le condensat se trouve $107 \mu\text{m}$ en-dessous du centre du piège magnétique. Alors la solution Thomas-Fermi développée dans l'annexe D donne un condensat d'épaisseur totale maximale $e_c = 0,59 \mu\text{m}$, de largeur totale horizontale $l_c = 56 \mu\text{m}$ et de hauteur (à partir du point de résonance) $h_c = 0,92 \mu\text{m}$ (voir figures 3.6 et D.2). La hauteur et l'épaisseur maximale du condensat

sont de l'ordre de deux fois le pas du réseau optique $\lambda/2 \simeq 0,39 \mu\text{m}$. Le nombre d'atomes conservé lors du processus de chargement est obtenu en intégrant la solution Thomas-Fermi sur une hauteur $\lambda/2$. Dans cet exemple on obtient numériquement au mieux 63% d'atomes chargés dans le disque central et environ trois anneaux externes peuplés dans des proportions bien inférieures.

Dans cet exemple, le condensat est déjà proche du régime 2D dans le piège habillé. Si l'on déplace le condensat encore un peu plus bas avant d'allumer l'onde stationnaire, en augmentant la radio-fréquence ω et en gardant les autres paramètres constants, on trouve que son épaisseur e_c et sa hauteur h_c sont légèrement réduites. Par exemple, en descendant le condensat jusqu'à $z = -200 \mu\text{m}$, l'épaisseur devient $e_c = 1,02 \mu\text{m}$. Cependant, augmenter ω peut aussi avoir des effets secondaires ennuyeux, comme une réduction des fréquences d'oscillations latérales $\omega_{1,2} = \sqrt{g/z_0}/2$, et une augmentation du temps d'expansion rf en conséquence.

Maintenant, l'onde stationnaire bleue peut-être allumée et autant d'atomes que possible seront transférés dans le puits de potentiel centré à proximité du plan $z = -z_0$ correspondant au fond de la bulle rf⁶. La figure 3.5(d) illustre le cas où un seul autre site du réseau est peuplé. La puissance lumineuse doit être augmentée graduellement et assez lentement pour ne pas stimuler une excitation du condensat. Pour cela, l'idéal est d'utiliser un modulateur acousto-optique.

A ce stade, il est possible de vider les puits secondaires du réseau, chargés du fait de l'épaisseur non négligeable du condensat lors de l'étape précédente, en utilisant un « scalpel » rf [136, 137]. Cette technique consiste à utiliser un gradient de champ magnétique selon l'axe de l'onde stationnaire pour séparer en énergie les sites du réseau et pouvoir ensuite évaporer sélectivement le contenu de chaque site à l'aide d'un champ rf sans affecter les autres. Dans notre cas, le gradient vertical du quadropole peut être utilisé pour créer cette dégénérescence. Cependant cette procédure nécessiterait d'éteindre lentement champ rf tout en maintenant le champ statique et l'onde stationnaire, puisque les atomes ne doivent justement plus se trouver sur une surface isomagnétique si l'on veut que l'écart entre leurs sous-niveaux Zeeman dépendent du site dans lequel il se trouvent. Enfin le champ rf doit être rechargé adiabatiquement après la phase d'évaporation sélective. Ceci est techniquement possible mais rallonge d'autant la durée totale de chargement de l'anneau.

3.3.5 Expansion de l'anneau

L'étape finale du chargement est la formation de l'anneau lui-même, obtenu soit en déplaçant verticalement le puits de potentiel optique où sont chargés les atomes, soit en augmentant la taille de la coquille rf. En considérant l'onde stationnaire comme la superposition de deux ondes progressives contra-propageantes, le déplacement vertical des atomes peut se faire simplement en modifiant lentement la phase relative des deux ondes progressives. En modifiant par exemple la phase d'un seul des deux faisceaux, le réseau peut être décalé vers le haut. Simultanément, la nécessité pour les atomes

6. En réalité, pour un chargement optimal du site principal, il faut que celui-ci soit centré 170 nm environ au-dessus de l'altitude $z = -z_0$ (voir annexe D).

de rester dans la surface de la coquille rf assure le piégeage horizontal des atomes et impose la création d'un condensat en anneau comme l'intersection du plan horizontal de confinement dipolaire et de la bulle habillée de section horizontale circulaire. Au fur et à mesure qu'il est déplacé vers le haut, le diamètre de l'anneau grandit (figure 3.5(e)) jusqu'à atteindre sa taille maximale lorsqu'il rejoint le plan équatorial de la surface iso-B. Au cours de cette expansion, le confinement rf change de direction ; de vertical initialement, il passe à horizontal dans le plan $z = 0$. Comme ce confinement est beaucoup plus faible que le potentiel optique, le condensat va adopter la forme d'un anneau de Saturne que l'on devine sur la figure 3.1, dont le centre est confondu avec celui du piège quadrupolaire.

On note qu'au cours du déplacement du condensat le long de la surface iso-B, si la norme du champ magnétique reste constante, son orientation, elle, varie : le champ qui est vertical initialement tourne progressivement pour devenir radial à la fin. Or l'orientation du champ magnétique statique vis-à-vis de la direction de polarisation rf est très importante (voir paragraphe 2.2 et références [151, 107]).

On rappelle que l'on utilise dans ce chapitre un champ radiofréquence tournant dans le plan horizontal (§ 3.1.1). Ce champ est généré par deux antennes rf d'axes orthogonaux dans le plan horizontal émettant en quadrature (figure 3.2). Les atomes se trouvant sur la surface iso-B ressentent un couplage dépendant uniquement de leur altitude et uniforme sur tout le périmètre de l'anneau (équation (3.6)) :

$$\Omega_{\text{rf}}(\rho, z) = \Omega_0 \left(1 - \frac{2z}{r_0} \right). \quad (3.25)$$

Le paramètre Ω_{rf} diminue donc d'un facteur deux au cours de la remontée de l'anneau atomique le long de la surface iso-B. Cette réduction du couplage rf entre le point de départ et l'anneau final peut être compensée en augmentant la puissance rf au cours de l'expansion de l'anneau.

3.3.6 Autres suggestions

Enfin, on remarque qu'au lieu de dilater l'anneau en translatant verticalement le réseau optique, il est aussi possible de le faire encore plus simplement en procédant à une nouvelle phase d'expansion rf. Si, au lieu d'effectuer l'étape 3.3.5, on augmente la pulsation ω au-delà de sa valeur précédente, l'anneau va s'étendre vers l'extérieur tout en restant à la même altitude. Les atomes seront disposés à l'intersection du puits de potentiel optique situé à $z = -107 \mu\text{m}$ sous le centre du piège magnétique et de la bulle rf de dimension croissante. Le défaut de cette méthode est que l'on ne profite pas de la dimension maximale de la bulle pour créer l'anneau et que la fréquence de piégeage ω_ρ est plus faible.

Selon le type de montage et l'objectif fixé, certaines étapes du chargement peuvent être interverties ou supprimées, mais la liste ci-dessus devrait fournir à chacun les idées utiles au chargement optimal du piège. On verra par la suite que notre protocole expérimental diffère légèrement de celui-ci.

3.4 Approche expérimentale

Cette partie décrit la mise en place expérimentale de la proposition développée ci-dessus. La configuration expérimentale proposée jusque là ne correspond pas exactement à notre montage expérimental (chapitre 1), mais présente malgré tout de grandes similitudes qui devraient nous permettre d'implémenter à court terme un piège 2D (voire 1D) bouclé sur lui-même de forme elliptique afin de démontrer rapidement la faisabilité et l'intérêt de notre proposition.

Nous possédons déjà un piège habillé fonctionnel de forme ellipsoïdale très allongée selon l'axe x . Il semble alors qu'il suffirait d'y ajouter une onde stationnaire verticale de phase contrôlable pour pouvoir créer un piège annulaire elliptique. Les paragraphes 3.4.1 à 3.4.4 détaillent les modifications à apporter au modèle pour l'adapter à notre cas réel ainsi que l'état actuel de l'expérience. On note que celle-ci est actuellement en cours de montage et n'a pas encore rendu de résultat.

3.4.1 Montage

Dans notre expérience le champ magnétique n'est pas celui d'un quadrupôle d'axe de symétrie vertical comme on l'a supposé jusqu'ici, mais celui de notre piège QUIC. Le potentiel magnétique statique est alors la somme d'un terme constant $U_0 = m_F g_F \mu_B B_0 = m_F \hbar \omega_0$ correspondant à son minimum local et d'un terme inhomogène $U_{stat}(\mathbf{r})$. Si $\omega > \omega_0$, la bulle se gonfle et prend la forme d'une ellipsoïde très allongée déjà décrite au paragraphe 2.3 par les équations (2.32) et (2.33). En présence de gravité, les atomes tombent au fond de cette coquille ; il en résulte que le nuage ainsi piégé présente une géométrie quasi-bidimensionnelle si les atomes sont suffisamment froids.

L'onde stationnaire.

L'onde stationnaire est générée par deux faisceaux lasers polarisés linéairement et de longueur d'onde λ . Ceux-ci se propagent dans le plan yOz symétriquement par rapport à l'axe y en formant un léger angle $\theta \approx 5,5^\circ$ avec cet axe, et se croisent au centre du piège QUIC (voir figure 3.7). Si les polarisations des deux lasers sont incluses dans le plan horizontal, il apparaît dans la zone de recouvrement des faisceaux un réseau d'interférences statique d'axe vertical et de pas :

$$\delta z = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}. \quad (3.26)$$

Etant donnés les paramètres de l'expérience (rappelés dans le tableau 3.3), la longueur de l'interfrange sera d'environ $\delta z = 4 \mu\text{m}$. Selon l'axe z , les atomes sont alors confinés dans une série de plans parallèles correspondant aux franges sombres de ce réseau optique vertical.

L'anneau.

Par conséquent, si les atomes se trouvent aussi dans le potentiel habillé à $\omega > \omega_0$, ils se trouvent répartis sur une ellipse, qui est l'intersection de l'ellipsoïde iso-magnétique

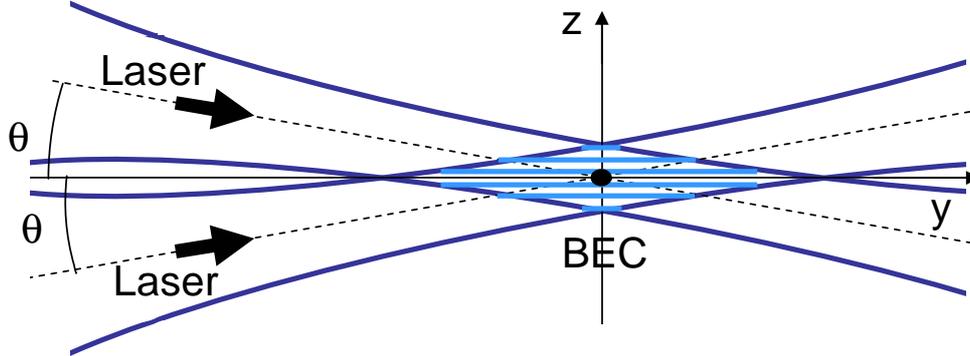


Figure 3.7 — Deux lasers se croisent avec un angle $2\theta \approx 11^\circ$ au niveau du nuage atomique. Ils créent un réseau optique vertical de période $\delta z = \lambda/(2 \sin \theta) \simeq 4 \mu\text{m}$. Le réseau coupe le condensat selon sa direction la plus courte. Celui-ci est alors restreint à un ou deux puits du réseau.

Figure 3.7 — At the position of the BEC, two laser propagating in the yOz plane intersect with an angle $2\theta \approx 11^\circ$ to create a vertical optical lattice of period $\delta z = \lambda/(2 \sin \theta) \simeq 4 \mu\text{m}$. The condensate is split along its shortest direction and constrained to one or two sites of the lattice.

et du plan $z = 0$. Cette ellipse a pour équation⁷ :

$$\frac{\omega_x^2}{\omega_\perp^2} x^2 + y^2 \simeq r_0^2 \quad \text{avec} \quad r_0 = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}}{\alpha}, \quad (3.27)$$

où ω_x et ω_\perp sont les fréquences d'oscillations dans le piège QUIC données par les équations (1.7) et (1.8) et $\omega_\perp/\omega_x \simeq 10,5$ dans notre cas.

3.4.2 Choix des paramètres expérimentaux

Les valeurs des paramètres expérimentaux que nous avons décidé d'utiliser sont résumées dans le tableau 3.3. Les paramètres du champ statique correspondent bien sûr à ceux de notre piège QUIC actuel. La fréquence de Rabi du champ rf choisie réalise un compromis entre un taux de pertes par transition Landau-Zener faible et un confinement transverse important. Quant à la fréquence de l'onde rf ω , elle correspond à une des valeurs pour lesquelles le signal produit par le DDS est particulièrement peu bruité (annexe B, § B.3.3) et permet d'obtenir un anneau de dimensions raisonnables. Le choix de ces paramètres fixe :

$$\begin{aligned} \omega_\rho &= 1540 \text{ Hz}, \\ \Gamma_{LZ} &\simeq 0,03 \text{ s}^{-1} \quad (\text{pour } T = 3 \mu\text{K}), \\ \text{et} \quad r_0 &= 175 \mu\text{m}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

7. Pour établir cette équation simplifiée, on néglige la variation en x^4 du module du champ magnétique Ioffe-Pritchard. Cette approximation est valable tant que $x < 2\sqrt{B_0/B''} \simeq 1,7 \text{ mm}$. Au-delà, le rapport d'anisotropie r_x/r_y diminue lentement.

Paramètre	Valeur expérimentale
Puissance laser P	500 mW
Longueur d'onde λ	771 nm
Waist horizontal du faisceau w_h	2 mm
Waist vertical du faisceau w_v	23 μm
Inclinaison des faisceaux θ	5,5°
Fréquence de Rabi $\Omega_0/2\pi$	25 kHz
Radio-fréquence $\omega/2\pi$	3046875 Hz
Résonance au centre du piège $\omega_0/2\pi$	1,300 MHz
Gradient de champ magnétique B'	228 G/cm

Tableau 3.3 – Valeurs typiques des paramètres pour la réalisation expérimentale du piège en anneau. Le laser utilisé pour produire l'onde stationnaire est un laser Titane Saphir.

Tableau 3.3 – Typical values of the parameters for the experimental realization of the ring trap. The laser used for the standing wave is a Titanium Sapphire laser.

On remarque que si selon la direction y l'anneau a un rayon $r_y = r_0$, dans la direction x le demi-grand axe de l'anneau aura une longueur $r_x = 1,4$ mm ($\lesssim 10,5 \times r_y$, voir note 7). De là on déduit la valeur $w_h = \sqrt{2} r_x \simeq 2$ mm du waist dans la direction horizontale du faisceau créant l'onde stationnaire. Mais il n'est pas nécessaire d'utiliser un faisceau circulaire, à la fois du fait de la forme elliptique de l'anneau mais aussi de l'inclinaison du faisceau. Afin d'éviter de gaspiller de la puissance lumineuse et d'avoir une fréquence d'oscillation verticale qui varie le long de l'anneau, on disposera donc une lentille cylindrique sur le trajet des faisceaux permettant d'obtenir un waist vertical $w_v = \sqrt{2} r_0 \sin \theta = 23$ μm .

Si j'applique la méthode décrite au paragraphe 3.3 pour choisir les paramètres expérimentaux et que j'impose un taux de diffusion de photons spontanés $\Gamma_{\text{sc}} = 0,25$ s⁻¹ pour $T = 3$ μK , j'obtiens un désaccord $\delta_0/2\pi = 4,49 \times 10^{12}$ Hz dont je déduis la longueur d'onde du laser $\lambda = 771$ nm. Du fait de l'inclinaison des faisceaux lasers, la distance δz entre deux sites voisins de l'onde stationnaire est telle que l'effet tunnel est négligeable. La puissance lumineuse que nous utiliserons sera seulement limitée par la puissance maximale disponible en sortie de notre laser à la longueur d'onde considérée. L'onde stationnaire sera produite par un laser Titane-Saphir *Tekhnoscan* TIS-SF-07. Il est capable d'émettre jusqu'à 1 W à la longueur d'onde souhaitée lorsqu'il est pompé par les 10 W d'un laser YAG doublé *Millenia*. Ces deux lasers, installés sur une table indépendante, sont déjà opérationnels et la lumière du laser Titane-Saphir est amenée à la table optique par fibre optique. Après passage par l'isolateur optique *Linos* DLI-1 et la fibre optique, il reste environ 650 mW dans le faisceau. Etant données les pertes supplémentaires pouvant apparaître sur la suite du trajet (voir § 3.4.4) on peut compter sur une puissance lumineuse $P \simeq 500$ mW au niveau des atomes.

De ces paramètres, je déduis enfin la fréquence de piégeage verticale $\omega_z/2\pi = 6,0$ kHz. Dans ce cas, le potentiel chimique vaut $\mu_{3\text{D}}/h = 4,2$ kHz pour 10^5 atomes condensés, et un condensat piégé dans cet anneau devrait présenter un caractère bidi-

mensionnel.

3.4.3 Procédure de chargement

La procédure de chargement devrait être beaucoup plus simple pour une onde stationnaire produite par deux faisceaux faiblement inclinés que pour une onde créée par deux faisceaux contra-propageants. La raison évidente en est la taille de l'interfrange $\delta z = \lambda/(2 \sin \theta) \gg \lambda/2$ qui nous permet de charger beaucoup plus facilement l'intégralité du nuage dans un site unique du réseau lumineux. En effet, dans ces conditions δz est de l'ordre de $2 \times R_z = \sqrt{8\mu_{3D}/M\omega_{\perp}^2} \simeq 5,8 \mu\text{m}$ où R_z est le rayon Thomas-Fermi dans la direction z d'un condensat piégé dans notre QUIC. Ceci doit nous permettre de charger efficacement le réseau directement à partir du condensat formé au centre du piège QUIC. Dans ce cas, il est possible de peupler très majoritairement un site central en ajustant la position d'une frange noire sur le plan équatorial du condensat. Une intégration de la distribution de Thomas-Fermi sur la largeur de l'interfrange $\delta z = 4 \mu\text{m}$ nous indique que dans ce cas le site central contiendra 94 % des atomes et le reste sera partagé entre ses deux sites voisins. Il est possible par ailleurs de ne charger que deux puits de potentiel, dont le principal contiendra 82 % des atomes, en décalant l'onde stationnaire d'une distance $d = R_z - \delta z/2$ vers le bas. Enfin on peut charger de façon égale deux pièges contigus en superposant une frange brillante de l'onde stationnaire avec le plan horizontal contenant l'axe long du condensat.

Il est possible ici aussi d'utiliser la technique du scalpel rf déjà évoquée au paragraphe 3.3.4 pour vider les sites auxiliaires. Dans ce cas de figure, la procédure est plus simple qu'au paragraphe 3.3.4 et correspond exactement à celle déjà appliquée dans les références [137, 136].

On n'allume donc le champ rf habillant et on ne transfère les atomes dans la surface iso-B ellipsoïdale qu'après que les atomes sont déjà contraints de se déplacer dans le plan $z = 0$ imposé par l'onde stationnaire. Les atomes se répartissent alors naturellement sur le contour elliptique décrit par l'équation (3.27).

3.4.4 Stabilisation de la phase de l'onde stationnaire

L'un des points clés de ces expériences réside certainement dans le contrôle et la stabilité de la phase de l'onde stationnaire. Pour cela nous avons décidé de construire autour du montage un interféromètre compact contrôlant en temps réel la phase respective des faisceaux, et réagissant sur celle-ci via un modulateur électro-optique *Linos* PM25-502031000 et une cale piézo-électrique.

Cet interféromètre, représenté en figure 3.8, se base sur le montage utilisé dans [152] pour la stabilisation de la phase d'une onde stationnaire. La lumière venant du laser Titane-Saphir est séparée en deux faisceaux qui se croiseront plus loin pour former l'onde stationnaire. Les deux faisceaux se réfléchissent ensuite sur deux lames de verre⁸ qui permettent de recombinaison environ 4 % de l'intensité de chaque bras avec un petit

8. On utilise des lames de verre ou anti-réfléchissantes plutôt que de miroirs pour éviter de saturer le détecteur avec toute la puissance lumineuse P de l'onde stationnaire.

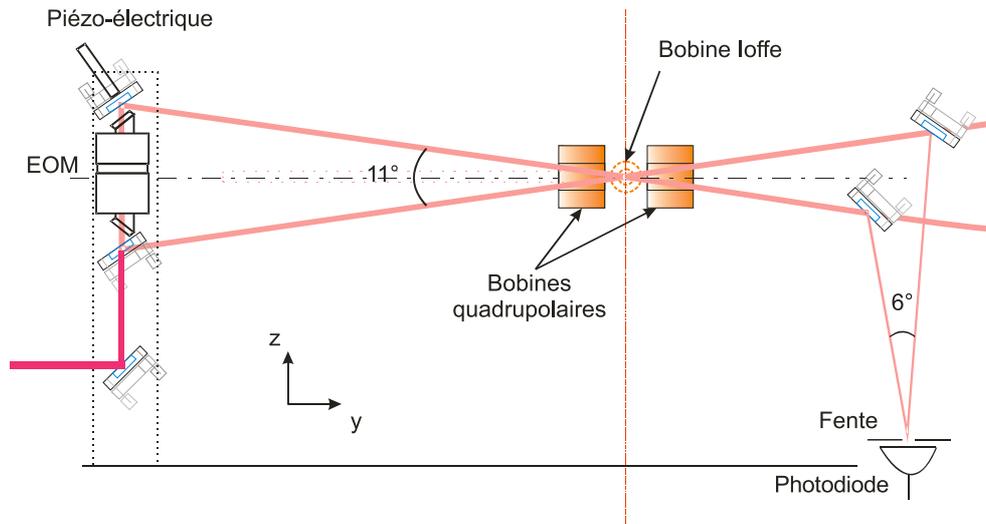


Figure 3.8 — Schéma de l'interféromètre de contrôle de la phase de l'onde stationnaire.

Figure 3.8 — Scheme of the interferometer controlling and stabilizing the phase of the optical standing wave.

angle (typiquement 6°). Les deux faisceaux réfléchis interfèrent donc en-dehors de la chambre à vide pour produire une figure d'interférence de $9 \mu\text{m}$ de période. Une fente de largeur $l \simeq 5 \mu\text{m}$ réglable est placée dans la région de recouvrement, parallèlement aux franges. La lumière transmise à travers la fente, qui dépend de la phase relative entre les deux bras, est recollectée par une photodiode. Le courant qu'elle délivre est séparé en deux bandes de fréquence. Les fluctuations du signal de fréquence supérieure à 500 Hz sont corrigées par le modulateur électro-optique. Celui-ci est piloté par un composant construit à l'atelier du laboratoire selon les plans proposés dans la référence [153] et dont la bande passante est de 10 MHz. Les composantes du signal d'erreur de fréquence inférieure à 500 Hz sont par ailleurs corrigées par la cale piézo-électrique dont la bande passante est de l'ordre du kilohertz.

La différence de marche maximale introduite par l'électro-optique que l'on utilise est de l'ordre de la longueur d'onde optique du laser λ . Il est donc important de l'utiliser en combinaison avec le piézo-électrique dont l'élongation maximale $\Delta l \geq 50 \mu\text{m}$ permet de corriger les dérives lentes de la phase et de déplacer la figure d'interférence de plusieurs interfranges. C'est notamment le piézo-électrique que l'on utiliserait pour le déplacement vertical de l'anneau jusqu'au plan équatorial de la coquille iso-B au cours de la séquence de chargement décrite au paragraphe 3.3.5.

Un montage d'essai légèrement différent de celui que l'on va utiliser a déjà été réalisé et installé autour de la chambre à vide. Dans celui-ci, l'interféromètre est refermé par une lame séparatrice, et le signal d'erreur est issu de la différence des courants récoltés par deux photodiodes disposées à chacune des sorties de l'interféromètre. Par ailleurs la rétroaction ne se fait que sur la tension de contrôle de la cale piézo-électrique. Les résultats obtenus sur ce montage préliminaire sont représentés en figure 3.9. Sur ce

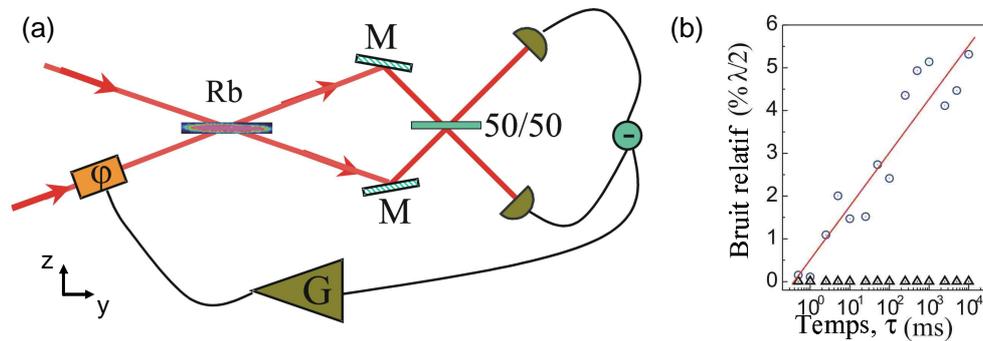


Figure 3.9 — (a) Version préliminaire de l'interféromètre de contrôle actif de la phase. Le déphasage est mesuré par la différence des photocourants mesurés en chacune des sorties de l'interféromètre, et la rétroaction se fait sur la tension de contrôle de l'élément piézoélectrique fixé à l'arrière de l'un des miroirs de l'interféromètre. (b) Stabilité de la phase de l'onde stationnaire en fonction du temps d'intégration τ . La différence des trajets empruntés par les deux faisceaux est stabilisée à mieux que 3 % de λ sur 10 s d'intégration. Les triangles noirs représentent le bruit électronique de la boucle d'asservissement.

Figure 3.9 — (a) Preliminary version of the phase-control interferometer. The error signal is obtained from the difference of photocurrents collected at both outputs of the interferometer and retroaction is performed on the control voltage of a piezoelectric element stuck at the back of a mirror. (b) Stability of the phase of the standing wave over integration time τ (circles). When the interferometer is locked, the optical paths difference varies over less than 3 % of λ within 10 s, which corresponds to a phase-stability of the standing wave of 18 mrad. The black triangles represent the electronic noise of the loop.

montage la différence de marche entre les deux faisceaux est contrôlée à mieux que 6 % de $\lambda/2$ sur 10 s, soit une stabilité en phase de l'onde stationnaire de 180 mrad.

3.5 Propositions

Je proposerai ici quelques exemples d'expériences simples et intéressantes, réalisables dans le piège en anneau circulaire proposé dans la partie 3.1 et aisément transposables à d'autres cas de figure.

3.5.1 Mise en rotation de l'anneau

Une fois que l'anneau est créé, on peut envisager de l'exciter, ou de le manipuler, en lui appliquant une perturbation périodique. L'utilisation d'une cuillère optique [32] pourrait s'avérer intéressante, mais il existe une autre façon certainement plus simple de procéder en produisant une déformation tournante de l'anneau. Ceci peut-être réalisé à l'aide d'un champ magnétique produit par deux paires de bobines, chacune en configuration anti-Helmholtz, d'axes faisant un angle de 45° dans le plan horizontal (voir figure 3.2). Chaque paire de bobines – baptisées « spinning coils » – peut perturber à

elle seule la forme circulaire de l'anneau. En effet, le gradient de champ magnétique $\delta b'$ créé par une paire de ces bobines peut provoquer une modification du rayon de l'anneau le long de leur axe :

$$\begin{aligned} \delta r_0 &\simeq \frac{3 \hbar \omega_{\text{rf}} \delta b'}{2 \mu_B b'^2}, \\ \text{soit } \delta r_0 &\simeq \frac{3 \delta b'}{2 b'} r_0. \end{aligned} \quad (3.29)$$

L'anneau, auparavant circulaire, devient alors légèrement elliptique.

En appliquant aux bornes des deux paires de bobines des courants dépendant du temps oscillant en quadrature, il est possible de faire tourner continûment le piège elliptique. Cela pourrait initier un mouvement collectif ou une excitation du nuage piégé ou du condensat, comme cela a déjà été exploré théoriquement dans les références [154, 155, 156, 157, 158, 159]. Cette configuration semble idéale pour l'observation de courants continus de matière. De même le piège présente une topologie très intéressante pour l'étude des solitons à trois dimensions et moins [156].

3.5.2 Excitation des modes d'oscillation transverse

Dans cette configuration de piégeage, il est très simple de modifier le rayon de l'anneau atomique. Il suffit en effet de changer la valeur de la radio fréquence ω pour modifier le rayon de l'anneau $r_0 = \omega/\alpha'$ dans le cas d'un champ statique quadrupolaire où la longueur des demi-axes de l'ellipse $r_x, r_y, r_z \propto \sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}/\alpha$ dans le cas d'un champ de type Ioffe-Pritchard.

On peut dans ce cas exciter simplement les modes d'oscillation transverse dans le piège en anneau en modulant le champ rf de pulsation ω à une fréquence $\omega_{exc}/2\pi$ égale au double de leurs fréquences d'oscillation. Cette méthode permet en particulier de mesurer la fréquence de piégeage transverse du piège en modulant le signal rf à une fréquence $\omega_{exc} = 2\omega_\rho$ (voir chapitre 1, page 35).

3.5.3 Implosion de l'anneau

Par ailleurs, il semble possible d'étudier l'implosion d'un anneau atomique, et l'effet des interactions répulsives. Il suffirait pour cela d'éteindre le champ radio-fréquence. Le champ magnétique statique, toujours présent, provoquerait alors l'expulsion vers l'extérieur de certaines composantes $|m_F\rangle$ du condensat subitement re-projeté dans le référentiel du laboratoire. Les autres, plus intéressantes, seraient projetées vers le centre de l'anneau et atteindraient une position peut-être légèrement différente de celle qui leur était diamétralement opposée du fait des interactions importantes au moment où tous les atomes se rencontrent au centre. Ces expériences pourraient mener à des mesures des amplitudes de diffusion élastique à basse énergie de notre gaz dégénéré [160].

3.5.4 Anneaux multiples

Comme je l'ai déjà mentionné à plusieurs reprises, ce montage présente l'originalité de pouvoir charger simultanément plusieurs pièges annulaires en utilisant la périodicité de l'onde stationnaire. Des interférences entre plusieurs anneaux empilés pourraient être observées en éteignant seulement le réseau optique et en laissant les atomes évoluer librement dans le potentiel habillé. La coupure soudaine du piégeage vertical peut faire apparaître une dynamique intéressante dans le piège habillé quand les anneaux se recouvrent spatialement.

On peut aussi éteindre complètement le piège et permettre une expansion complète du réseau de gaz dégénéré. Cela pourrait éventuellement permettre de détecter la présence de vortex ou de fluctuations de phase dans l'anneau bidimensionnel (de la même façon dont sont analysées les séries de quasi-condensats plans dans la référence [136]).

3.5.5 Modifications de géométrie

Dans ce piège, la partie du potentiel habillée par le champ rf et la partie de fort confinement optique peuvent être ajustées indépendamment. Ainsi notre aptitude à passer d'un piège en anneau à un piège planaire en éteignant simplement le champ rf (le confinement radial reste assuré par le champ statique) nous permet d'étudier les modifications dans les courants permanents ou la répartition – formation, disparition... – des vortex quand la géométrie du piège est fortement modifiée tout en restant restreinte. De même, ce jeu entre deux pièges à basses dimensions pourrait inspirer une exploration de la connection entre superfluidité, condensation de Bose-Einstein et autres types de gaz quantiques [64, 65] à la limite entre deux géométries extrêmes de piégeage.

3.6 Conclusion

J'ai expliqué dans ce chapitre comment créer un piège en anneau pour un condensat de Bose-Einstein en combinant astucieusement des champs magnétique, radiofréquence et optique. C'est l'utilisation de ces trois champs qui rend possible un piégeage assez fort pour confiner un condensat à 2D, voire 1D. La plupart des paramètres physiques proposés sont le résultat de compromis expérimentaux qui ont été testés dans cette partie. Par exemple, les fuites du potentiel optique par effet tunnel sont mises en balance avec la puissance laser pratiquement disponible, le confinement dipolaire et la diffusion de photons spontanés. De même, les fuites Landau-Zener du piège radiofréquence imposent une limite inférieure à la valeur du paramètre Ω_0 et donc une limite supérieure au confinement rf. Le nombre d'atomes piégés devrait être suffisamment important pour que le nuage puisse être facilement imagé, par la tranche selon l'axe y , comme selon l'axe de révolution de l'anneau z . Par ailleurs d'autres calculs ont montré qu'une légère inclinaison de l'anneau ne devrait pas l'affecter irrémédiablement.

La méthode de chargement du piège est certainement une partie essentielle de ce chapitre. Elle prend en compte l'orientation des antennes rf pour que le piège habillé

reste efficace à tout instant du processus de formation de l'anneau. Une série de paramètres raisonnables et pouvant mener à des résultats intéressants a été proposé pour le cas général. Elle laisse encore de la place pour une optimisation ultérieure, si bien que j'ai aussi exposé la série de paramètres que nous utilisons effectivement en justifiant les modifications apportées à la proposition.

Les champs statique et radiofréquence sont déjà en place pour la réalisation de l'expérience. Les lasers sont eux aussi fonctionnels. Ils ont déjà été amenés par fibre jusqu'à la table optique pour être injectés dans l'interféromètre que nous avons construit autour du montage et qui a pour but de contrôler et stabiliser la phase de l'onde stationnaire. Ses performances ont commencé à être testées, et reste à le fixer dans sa configuration définitive avant d'aligner le réseau optique avec le nuage atomique et de charger le piège en anneau.

Enfin les orientations de ce projet ont été décrites, et nous avons conclu par quelques idées d'expériences de physique attrayantes à réaliser dans un piège annulaire.

Conclusion

Au cours de ce travail de thèse, nous avons développé et caractérisé deux types de pièges radiofréquence très anisotropes pour atomes ultra-froids : un piège bidimensionnel où les atomes sont habillés par un champ rf et confinés sur la surface d'une ellipsoïde iso-magnétique, et un piège annulaire dans lequel il est possible d'étudier le comportement 3D, 2D ou 1D du nuage selon les valeurs des paramètres expérimentaux.

L'étude de ces deux pièges suit un cheminement logique, puisque l'idée du piège annulaire relève de l'envie naturelle d'explorer un régime de piégeage où les dimensions sont de plus en plus restreintes, et que son principe de fonctionnement repose en grande partie sur les outils et techniques développés pour la réalisation du piège habillé.

Notre aptitude à produire un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb nous a permis de tester expérimentalement les systèmes que nous avons créés sur des échantillons atomiques cohérents à très basse température et d'orienter nos études vers la condensation de Bose en dimensions restreintes.

Le piège habillé bidimensionnel repose sur l'utilisation d'un champ magnétique statique et d'un champ radiofréquence couplant les sous-niveaux Zeeman des atomes piégés magnétiquement. Ce système à la fois robuste et très souple a été complètement caractérisé au cours de cette thèse sur un nuage d'atomes à quelques micro-Kelvins. Nous avons ainsi développé et comparé différentes manières de charger ce piège à l'allure inhabituelle avant de mener une analyse précise tant théorique qu'expérimentale de ses mécanismes de pertes et de chauffage. Ceci nous a mené à développer nous-mêmes un nouveau type de synthétiseur rf bas bruit et polyvalent (voir annexe B) qui a permis d'améliorer considérablement les performances de l'expérience. L'amélioration sensible des résultats, ainsi que la proposition et la mise en place de techniques de refroidissement *in situ* nous permet d'espérer d'observer sous peu un gaz dégénéré dans ce piège et d'y explorer le domaine passionnant de la condensation de Bose-Einstein en dimensions restreintes.

L'imminence de la concrétisation de ce projet nous a incité à mettre en place la nouvelle phase de l'expérience. Elle consiste en la réalisation d'un piège en anneau dans lequel les atomes se répandent sur la ligne équatoriale de la bulle que constitue le piège habillé. L'intérêt d'une telle géométrie de piégeage pour un gaz dégénéré couvre évidemment l'étude de potentiels de piégeage à conditions aux limites pério-

diques, l'analyse de la cohérence du nuage dans de telles géométries et l'exploration des liens entre superfluidité et condensation de Bose-Einstein, ainsi que la possibilité plus concrète de produire un gyromètre atomique de haute précision. Les deux points forts de notre proposition par rapport aux géométries proposées par d'autres groupes résident certainement dans la flexibilité de notre piège qui nous permet de réaliser un ou plusieurs anneaux de dimensions variables, ainsi que dans la possibilité d'y confiner un gaz dégénéré en trois, deux, voire une seule dimension simplement en changeant le nombre d'atomes condensés. Une étude théorique du piège en anneau a été présentée dans ce manuscrit, détaillant le principe, les limites et les points forts de notre système, ainsi que des pistes proposées à l'expérimentateur pour son chargement et le choix des paramètres.

Dans l'optique d'une réalisation expérimentale de ce piège, nous avons déjà installé sur le montage l'onde stationnaire lumineuse qui permettra d'assurer le confinement vertical des atomes, ainsi qu'une première version de l'interféromètre qui nous servira à assurer la stabilité du potentiel dipolaire et à ajuster l'altitude du nuage piégé dans un site unique du réseau lumineux. Dans la même dynamique, nous avons amélioré le système d'imagerie afin d'obtenir une vue du dessus du piège. Ces deux réalisations sont des montages préliminaires qui ont permis d'établir la faisabilité de ces aspects de l'expérience et de valider le choix de ces solutions. Les résultats qu'ils ont fourni sont très encourageants et nous permettent d'espérer qu'il sera possible à court terme de charger des atomes dans le piège annulaire, voire un condensat dès que nous aurons achevé les études en cours dans le piège habillé.

Enfin, il est possible d'utiliser le champ rf pour modifier complètement la géométrie du potentiel en passant continûment d'un piège annulaire à un piège planaire. Il suffit pour cela de maintenir l'onde stationnaire tout en réduisant progressivement la fréquence du champ jusqu'à ce que le trou au centre de l'anneau disparaisse. Si l'on effectue cette manipulation alors que le condensat est en rotation à l'intérieur de l'anneau, on pourra peut-être alors observer des connexions entre le courant de matière permanent dans l'anneau et la nucléation de vortex dans le piège plan.

ANNEXES

Transfert continu d'atomes froids par faisceau pousseur désaccordé.

Dans cette annexe, je détaillerai le fonctionnement du faisceau laser très désaccordé permettant d'extraire en continu des atomes de notre premier piège magnéto-optique (PMO1), puis de les guider jusqu'au second piège (PMO2). L'avantage de ce montage est de combiner la technique du faisceau laser pousseur [161, 85, 162] à celle du guidage optique par le potentiel dipolaire créé par un laser très désaccordé vers le rouge [163, 164, 165]. L'idée en a été proposée et implémentée par Brigitte Mercier qui travaillait au sein de notre équipe avant que ne débute mon travail de thèse. Cependant, j'ai eu l'occasion de mener une étude théorique et expérimentale approfondie du fonctionnement de ce montage dont les résultats sont exposés ci-après.

Cette annexe se décompose de la façon suivante : la section A.1 détaille les paramètres du montage expérimental. Puis la partie A.2 décrit théoriquement les processus de poussée et de guidage au cours du transfert des atomes. Enfin, je comparerai les résultats expérimentaux avec la théorie dans la section A.3 avant de conclure.

Dans cette annexe, on utilisera exceptionnellement l'axe z orienté vers le bas comme coordonnée verticale le long de la propagation du faisceau atomique et $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ comme coordonnée radiale (voir figure A.1). L'origine des axes est prise cette fois-ci au centre du PMO1.

A.1 Les paramètres

Le montage expérimental est celui décrit dans la partie 1 et ses points essentiels sont rappelés ici. Il est constitué de deux cellules séparées verticalement d'une distance $D = 72$ cm (voir fig A.1). Le premier PMO est chargé à partir d'une vapeur provenant d'un réservoir de rubidium directement connecté à la première cellule dans laquelle il règne une pression de l'ordre de 10^{-9} mbar. La chambre à ultra-vide en verre est isolée de cette première cellule par un tube de pompage différentiel de 12 cm de long et 3 mm de rayon dont l'entrée est située 10 cm sous le PMO1. Il permet d'obtenir

dans la seconde chambre une pression de l'ordre de 10^{-11} mbar. Les faisceaux lasers de piégeage présentent un diamètre approximatif de 20 mm dans le PMO1 et 8 mm dans le PMO2. Ils sont décalés de 12 MHz vers le rouge de la transition ($F = 2 \rightarrow F' = 3$). Chaque piège est traversé par un faisceau laser repompeur résonnant avec la transition ($F = 1 \rightarrow F' = 2$).

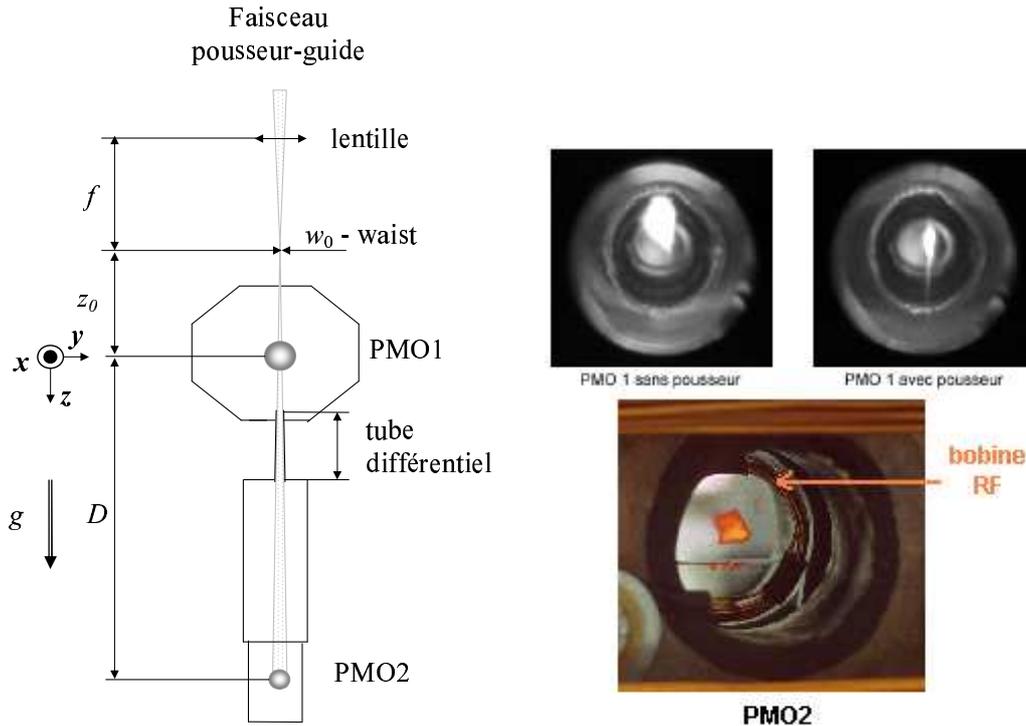


Figure A.1 — A gauche : schéma du système de transfert des atomes d'un piège magnéto-optique à l'autre. Les paramètres f , D , z_0 et w_0 utilisés dans ce paragraphe sont indiqués sur la figure. A droite, en haut : photographies du PMO supérieur en absence puis en présence du faisceau pousseur. Le PMO1 est très affecté par le faisceau pousseur. A droite, en bas : photographie du second PMO en régime stationnaire ($\approx 5,7 \times 10^8$ atomes). On aperçoit en partie l'antenne rf utilisée pour créer le champ « habillant » les atomes au chapitre 2.

Figure A.1 — Left : Scheme of the pushing-guiding setup. The parameters used in this paragraph (f , D , z_0 , w_0) are labeled on the picture. Right, top : Pictures of the upper MOT without and with the pushing beam. The MOT1 is very affected by the presence of the pushing beam. Right, bottom : Picture of the second MOT in its steady state ($\approx 5.7 \times 10^8$ atoms). One can partially see the rf antenna we use to « dress » the atoms in chapter 2.

Le laser pousseur-guide

En plus de ces lasers, un faisceau de 21 mW et décalé de 1 GHz vers le rouge de la transition ($F = 2 \rightarrow F' = 3$) est aligné verticalement sur les deux pièges magnéto-optiques et fait office de pousseur et de guide dipolaire. Contrairement aux montages

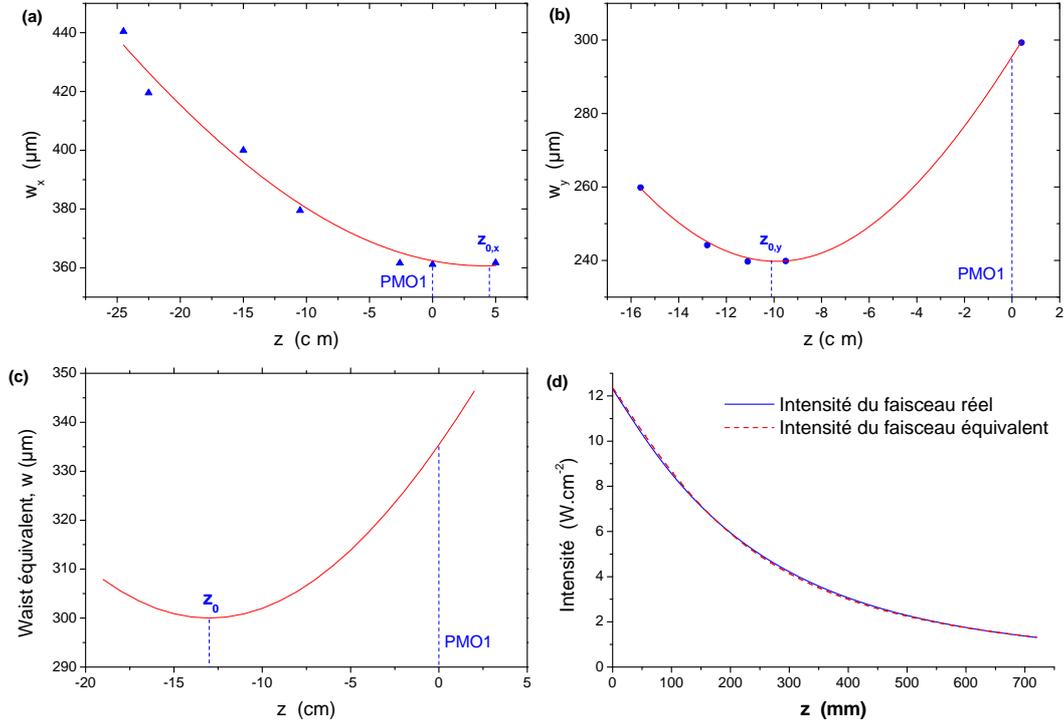


Figure A.2 – Mesure du waist du faisceau pousseur dans les directions x (a) et y (b). On obtient des waists de tailles $w_{0,x} = 358 \mu\text{m}$ et $w_{0,y} = 240 \mu\text{m}$ situés en $z_{0,x} = -10,2 \text{ cm}$ et $z_{0,y} = 4,5 \text{ cm}$ et des distances de Rayleigh de $z_{R,x} = 41,1 \text{ cm}$ et $z_{R,y} = 13,5 \text{ cm}$. On modélise alors le faisceau elliptique réel par un faisceau circulaire équivalent de caractéristiques $w_0 = \sqrt{w_{0,x} \times w_{0,y}} \simeq 300 \mu\text{m}$, $z_0 = -13 \text{ cm}$ et $z_R = 260 \text{ mm}$ (c) dont l'intensité lumineuse moyenne est égale à celle du faisceau réel tout au long de sa propagation (d).

Figure A.2 – Measure of the pushing beam waist along directions x (a) and y (b). We measured waists of $w_{0,x} = 358 \mu\text{m}$ and $w_{0,y} = 240 \mu\text{m}$ situated in $z_{0,x} = -10.2 \text{ cm}$ and $z_{0,y} = 4.5 \text{ cm}$, and Rayleigh lengths of $z_{R,x} = 41.1 \text{ cm}$ and $z_{R,y} = 13.5 \text{ cm}$. We then model this elliptical pushing beam by an equivalent circular beam of characteristics $w_0 = \sqrt{w_{0,x} \times w_{0,y}} \simeq 300 \mu\text{m}$, $z_0 = -13 \text{ cm}$ and $z_R = 260 \text{ mm}$ (c) whose mean intensity is equivalent to the real beam's one all along its propagation (d).

similaires reportés en [85, 162], ce laser pousseur n'a pas à être asservi en fréquence dans notre expérience. Le désaccord en fréquence du faisceau pousseur est choisi de manière à optimiser l'efficacité de transfert, et l'allure du PMO1 est très modifiée par sa présence. Le pousseur est focalisé en amont du premier PMO, à une position $z_0 = -13 \text{ cm}$. Il est astigmatique et n'est pas parfaitement gaussien. En effet, selon que l'on réalise la mesure selon la direction transverse x ou y , on obtient une position et une taille de waist différentes (voir figure A.2(a) et (b)). Cependant, le laser pousseur peut convenablement être approximé par un faisceau de section circulaire dont le diamètre à $1/\sqrt{e}$ évolue comme $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z - z_0)^2 / z_R^2}$ où $w_0 = 300 \mu\text{m}$ est le waist, $z_R = 260 \text{ mm}$ la distance de Rayleigh et $z_0 = -13 \text{ cm}$ la position du waist sur l'axe

vertical (figure A.2(c) et (d)). Le faisceau, focalisé en amont du premier piège, a donc un waist de $360 \mu\text{m}$ dans le PMO 1 et 1 mm au niveau du PMO 2. Cette divergence voulue du faisceau pousseur permet une extraction efficace des atomes dans le premier piège magnéto-optique tout en limitant la perturbation des mécanismes de refroidissement et de piégeage dans le deuxième piège.

A.2 L'extraction et le guidage

Après avoir quitté la zone des faisceaux du PMO 1, le jet atomique n'est plus affecté par les lasers de refroidissement et de repompage. Il est guidé par la force dipolaire attractive le long de l'axe du faisceau pousseur-guide décalé vers le rouge. Dans cette partie, je décrirai ce processus de guidage à partir d'un modèle analytique similaire à celui utilisé dans les références [163, 165]. La force dipolaire totale appliquée aux atomes est la somme d'une force de pression de radiation $\mathbf{F}_{\text{pousse}}$ dont l'effet est de pousser les atomes dans le sens de propagation de la lumière, et d'une force de guidage dipolaire $\mathbf{F}_{\text{guide}} = -\nabla U$, où U est le potentiel de guidage. La force gravitationnelle joue un rôle mineur dans le processus de transfert.

Un modèle à deux niveaux décrit qualitativement la dépendance expérimentale de l'efficacité de transfert entre les deux PMOs envers les paramètres du laser (puissance, désaccord, waist). Une analyse quantitative plus détaillée des processus sera cependant proposée ensuite dans les paragraphes A.2.2 à A.2.6.

A.2.1 Modèle à deux niveaux

Dans ce premier modèle assez simple, on néglige la gravité et la vitesse initiale des atomes. On considère les atomes comme un système à deux niveaux séparés d'une énergie $\hbar\omega_0$ et dont la largeur naturelle de l'état excité est $\Gamma = 2\pi \times 5,9 \text{ MHz}$. L'intensité de saturation vaut $I_s = \frac{1}{6}\hbar ck^3 \frac{\Gamma}{2\pi} = 1,6 \text{ mW/cm}^2$. Dans ce modèle à deux niveaux, le waist du laser pousseur w est considéré comme constant et égal à sa valeur dans le PMO 1 à la position $z = 0$. Le laser a une puissance P_0 , un vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ et une pulsation ω_p décalée de $\delta = \omega_p - \omega_0$ par rapport à la transition atomique.

Le potentiel de guidage s'écrit :

$$U(r) = U_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}, \quad (\text{A.1})$$

où $U_0 = \frac{\hbar\delta}{2}s$ est le déplacement lumineux sur l'axe du faisceau, pour un paramètre de saturation $s = \frac{I/I_s}{1+4\delta^2/\Gamma^2}$ petit devant 1, et $I = \frac{2P_0}{\pi w^2}$ et l'intensité laser maximale. Comme on a considéré le waist du faisceau comme constant et égal à $w(0)$, la contribution du guide au mouvement longitudinal est nulle. En revanche, il est crucial pour le confinement transverse du mouvement.

Par ailleurs, les atomes diffusent spontanément des photons à un taux :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2} + I/I_s}, \quad (\text{A.2})$$

ce qui nous donne une force poussant les atomes vers le bas

$$\mathbf{F}_{\text{pousse}} = \Gamma' \hbar k \mathbf{e}_z = \Gamma' M v_{\text{rec}} \mathbf{e}_z, \quad (\text{A.3})$$

où $v_{\text{rec}} = \hbar k / M$ est la vitesse de recul et M la masse de l'atome. La vitesse des atomes augmente à cause de l'absorption de photons, et le nombre de photons à diffuser pour parcourir une distance z est approximativement $v(z) / v_{\text{rec}} = \sqrt{2\Gamma' z / v_{\text{rec}}}$. On remarque que le processus de poussée provoque aussi un chauffage du fait de l'émission spontanée de photons dans toutes les directions. On ne s'intéresse qu'au chauffage dans les directions transverses au guide. Dans le plan horizontal, la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle moyennes par atome vaut $2k_B T$. Cette énergie horizontale moyenne par atome augmente de deux tiers de l'énergie de recul $E_{\text{rec}} = M v_{\text{rec}}^2 / 2 = k_B T_{\text{rec}} / 2$ pour chaque photon diffusé [165, 93]. Cela nous mène à l'expression suivante de la température cinétique horizontale :

$$T_h(z) = \frac{v(z)}{v_{\text{rec}}} \frac{T_{\text{rec}}}{6}. \quad (\text{A.4})$$

Pour avoir un processus de transfert optimal, on demande dans ce modèle simple que les atomes restent piégés dans le guide tout au long de leur trajet. Cette condition correspond à $2k_B T_h(z) < |U_0|$ pour tout $z \in [0; D]$ et revient à avoir 70% des atomes confinés à la position z [166]. Cette condition peut en fait s'écrire :

$$2k_B T_h(D) < |U_0|, \quad (\text{A.5})$$

puisque la température augmente au cours du trajet. Dans le reste de ce paragraphe, je remplacerai donc simplement $T_h(D)$ par T_h .

Une autre condition à respecter est que la vitesse du faisceau atomique au niveau du deuxième piège magnéto-optique ($v_{\text{jet}}(D) = v_{\text{jet}}$) soit inférieure à la vitesse de capture du piège (v_{capture}) :

$$v_{\text{jet}} < v_{\text{capture}}. \quad (\text{A.6})$$

On définit v_{capture} comme la vitesse d'entrée maximale d'un atome pouvant être stoppé par un piège magnéto-optique sur une distance $2R_f$ égale au diamètre de ses faisceaux. Elle a pour expression $v_{\text{capture}} = \sqrt{\Gamma R_f v_{\text{rec}}}$ [75] et vaut environ 30 m/s.

Le transfert est alors d'autant plus efficace que les conditions (A.5) et (A.6) sont bien vérifiées. Afin de décrire qualitativement l'efficacité du guidage en tenant compte de ces conditions, on propose de représenter chacune de ces deux conditions par une fonction f égale à 0 quand l'inégalité est fortement violée et à 1 quand elle est parfaitement vérifiée, avec un passage continu de l'un à l'autre de ces deux extrêmes. L'efficacité de transfert est alors définie par le produit

$$f\left(\frac{2k_B T_h}{|U_0|}\right) \times f\left(\frac{v_{\text{jet}}}{v_{\text{capture}}}\right) \quad (\text{A.7})$$

de ces deux fonctions conditionnelles. Le résultat pour une fonction f arbitrairement choisie comme $f(x) = \frac{1}{1+x^{10}}$ est représenté en figure A.3 en fonction du désaccord laser δ .

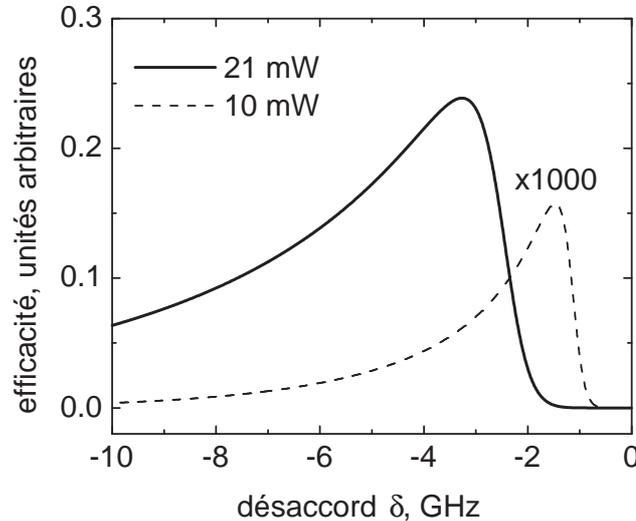


Figure A.3 – Efficacité du transfert (voir texte) en fonction du désaccord laser δ pour un laser pousseur de $360 \mu\text{m}$ de waist et 10 mW (pointillés $\times 1000$) ou 21 mW (trait plein) de puissance.

Figure A.3 – Efficiency (see the text) of the pushing-guiding processes of the laser beam versus laser detuning δ for a $360 \mu\text{m}$ waist laser beam with different laser powers 10 mW (dashed line $\times 1000$) and 21 mW (solid line).

Le modèle à deux niveaux présente un assez bon accord qualitatif avec les courbes expérimentales (figure A.7). On retrouve en effet la présence d’une valeur optimale de désaccord vers le rouge à puissance donnée. Le maximum d’efficacité de transfert augmente avec la puissance du faisceau pousseur et le pic d’efficacité se déplace vers des valeurs de désaccord négatif de plus en plus grandes en valeur absolue. Ce modèle très simple est suffisant pour parvenir à la conclusion principale : le transfert est plus efficace pour un faisceau intense et très décalé vers le rouge. Cependant, le modèle prédit un pic plus éloigné de résonance que celui observé expérimentalement. De plus la sensibilité à la puissance du laser prévue est beaucoup plus prononcée que ce qu’on obtient en réalité (voir figure A.7). Ces remarques ont motivé une analyse plus détaillée des phénomènes régissant le transfert continu d’atomes par faisceau très désaccordé. Il est clair, en particulier, que le pompage optique vers le niveau hyperfin de plus basse énergie $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$ va jouer un rôle primordial, étant donnée la valeur très importante du désaccord.

A.2.2 Pompage optique

Les photons absorbés peuvent provoquer un pompage optique des atomes entre les deux niveaux hyperfins de l’état fondamental, lesquels ressentent un désaccord optique

différent par rapport à la fréquence du laser pousseur. En fait, très vite après qu'ils ont quitté la zone du PMO 1, les atomes sont pompés essentiellement vers le niveau fondamental de plus basse énergie $F = 1$ puisqu'il n'y a pas de faisceau repompeur superposé au faisceau pousseur et que le désaccord du faisceau pousseur par rapport à la transition ($1 \rightarrow 1$) est beaucoup plus grand que pour la transition ($2 \rightarrow 1$). Cependant une faible proportion des atomes se trouve toujours dans l'autre état ($F = 2$), typiquement de 1 à 3 % selon la polarisation du faisceau laser. Comme la force de pression de radiation est beaucoup plus intense pour les atomes situés dans le niveau fondamental supérieur (environ 100 fois plus forte pour les valeurs de désaccord étudiées ici), cette fraction d'atomes, bien que faible, joue un rôle non négligeable et les populations des deux niveaux fondamentaux doivent être prises en compte dans nos calculs pour l'estimation de la force de poussée. En revanche, la force de confinement radial dipolaire peut être estimée en ne considérant que les atomes dans l'état $F = 1$, car cette force est seulement 10 fois plus faible que dans l'autre niveau hyperfin qui est 100 fois moins peuplé.

Une bonne estimation des populations dans les deux niveaux fondamentaux peut être obtenue en considérant un désaccord en fréquence identique pour toutes les transitions entre le niveau fondamental hyperfin supérieur et tous les niveaux hyperfins excités. On définit alors un désaccord "effectif" $\bar{\delta} \approx \delta + \Delta'_{\text{SHF}}/2$, où Δ'_{SHF} est la largeur totale de la structure hyperfine de l'état excité ($\Delta'_{\text{SHF}} = 2\pi \times 496$ MHz). En utilisant ce désaccord moyen $\bar{\delta}$, on calcule les taux de pompages entre les deux niveaux hyperfins fondamentaux. Le résultat est assez proche de la réalité pour des grands désaccords (à partir de 1 GHz au-delà de la transition cyclante). Pour illustrer nos résultats on prendra la valeur de désaccord suivante : $\delta/2\pi = -1$ GHz par rapport à la transition ($2 \rightarrow 3$), soit $\bar{\delta}/2\pi = -750$ MHz. On définit aussi Δ_{SHF} comme l'intervalle spectral entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental ($\Delta_{\text{SHF}} = 2\pi \times 6,835$ GHz). Le désaccord effectif est alors de $\bar{\delta}$ pour les atomes dans le niveau $F = 2$ et de $(\bar{\delta} - \Delta_{\text{SHF}})$ pour les atomes situés dans le niveau $F = 1$.

Le rapport entre les populations $N_{F=2}$ et $N_{F=1}$ dans les états hyperfins du fondamental peut alors être approximé par :

$$\eta = \frac{N_{F=2}}{N_{F=1} + N_{F=2}} \approx \frac{N_{F=2}}{N_{F=1}} = \frac{5}{3} \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta} - \Delta_{\text{SHF}}} \right)^2, \quad (\text{A.8})$$

où le facteur 5/3 correspond au rapport du nombre de sous-niveaux m_F des niveaux $F = 2$ et $F = 1$. L'application numérique donne $\eta = 1,6\%$. Un calcul complet de résolution des équations de Bloch optiques prenant en compte les différentes valeurs des désaccords pour chaque niveau hyperfin excité a été mené par Hélène Perrin à partir d'un programme réalisé par Laurent Vernac dans le cas de l'atome de césium. Ce calcul fournit une estimation du rapport des populations des états $F = 2$ et $F = 1$ en parfait accord avec celle donnée par la formule simple (A.8).

A.2.3 Force de poussée

Un autre facteur doit être considéré qui modifiera certainement les résultats préliminaires du paragraphe A.2.1 : l'allure spatiale du mode laser. En réalité, une divergence

assez importante du faisceau est cruciale pour pouvoir à la fois pousser efficacement les atomes hors du premier piège magnéto-optique et ne pas trop perturber le second piège où a lieu la recapture. Le waist du faisceau pousseur-guide varie au cours de sa propagation selon l'axe z comme :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z - z_0)^2 / z_R^2}. \quad (\text{A.9})$$

La profondeur du guide optique U_0 est alors modifiée le long du trajet des atomes à cause de la variation d'intensité lumineuse sur l'axe, et en reprenant les résultats de la partie A.2.1 on peut écrire que sur l'axe du faisceau l'expression de la norme de la force de poussée orientée vers le bas est :

$$\begin{aligned} F_{\text{pousse}}(z) &= \frac{\Gamma}{2} \hbar k \bar{s}(z) \left((1 - \eta) + \eta \left(\frac{\bar{\delta} - \Delta_{\text{SHF}}}{\bar{\delta}} \right)^2 \right) \\ &\simeq \frac{\Gamma}{2} \hbar k \bar{s}(z) \left(1 + \frac{5}{3} \right) \\ &\simeq \frac{8}{6} \Gamma \hbar k \bar{s}(z), \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

où $\bar{s}(z)$ est le paramètre de saturation calculé pour un désaccord $\bar{\delta} - \Delta_{\text{SHF}}$. Le déplacement lumineux est ici négligeable devant le désaccord en fréquence et son effet n'est donc pas pris en compte.

La force de poussée moyenne est réduite du fait du profil transverse gaussien du faisceau laser et de la taille finie du nuage d'atomes. Cet aspect peut être approximativement pris en compte en divisant cette force par un facteur 2 [165]. On introduit à cet effet le paramètre de saturation moyen au waist, $s_0 = \bar{s}(z_0)/2^1$. On remarque que cette approximation tend à sous-estimer la force de poussée initiale, c'est-à-dire tant que les atomes sont encore bien guidés et que le rayon du jet est inférieur à $w(z)/2$, et à la surestimer quand le nuage commence à s'échapper du guide et que son rayon devient plus grand que la moitié du waist. Comme la force de poussée moyenne ne dépend maintenant que de z , elle peut être considérée comme la dérivée d'un potentiel de poussée :

$$U_{\text{pousse}}(z) = -\frac{8}{6} \Gamma \hbar k s_0 z_R \arctan \frac{z - z_0}{z_R}. \quad (\text{A.11})$$

La vitesse du jet atomique en chaque point peut être alors facilement déduite par conservation de l'énergie (l'axe vertical étant orienté vers le bas) :

$$v(z) = \left[v_0^2 + 2gz + \frac{8}{3} \Gamma v_{\text{rec}} s_0 z_R \left(\arctan \frac{z - z_0}{z_R} + \arctan \frac{z_0}{z_R} \right) \right]^{1/2}, \quad (\text{A.12})$$

où v_0 est la vitesse longitudinale initiale des atomes entrant dans le guide. L'effet de la gravité n'est pas dominant, mais est pris en compte par le terme $2gz$. v_0 peut être

1. On a également tenu compte, dans le calcul de \bar{s} et s_0 , du facteur 2/3 correspondant au couplage à la transition D2 pour un laser polarisé linéairement.

estimée comme la vitesse de sortie de la région du piège magnéto-optique supérieur. Elle est calculée en utilisant la formule (A.12) et en estimant que les atomes piégés dans le PMO 1 ont une vitesse initiale nulle et se trouvent dans l'état fondamental $F = 2$ grâce au faisceau repompeur ($\eta = 1$) sur une distance z_1 à peu près égale au rayon des faisceaux du PMO 1 :

$$v_0 \simeq \frac{\bar{\delta} - \Delta_{\text{SHF}}}{\bar{\delta}} \left[\Gamma v_{\text{rec}} s_0 z_R \left(\arctan \frac{z_1 - z_0}{z_R} + \arctan \frac{z_0}{z_R} \right) \right]^{1/2}. \quad (\text{A.13})$$

Par exemple, en considérant une distance de parcours $z_1 = 10$ mm et un laser pousseur de 21 mW, on trouve que les atomes entrent dans le guide dipolaire avec une vitesse $v_0 \approx 9$ m/s. A partir de l'équation (A.12), il est aussi très facile de calculer le temps Δt mis par les atomes pour parcourir la distance D séparant les deux pièges :

$$\Delta t = \int_0^D \frac{dz}{v(z)}. \quad (\text{A.14})$$

A.2.4 Condition de guidage

On l'a déjà dit, dans notre situation le déplacement lumineux du niveau hyperfin fondamental le plus bas en énergie peut être considéré comme dominant. Les atomes quittant le PMO 1 sont par conséquent guidés par le potentiel dipolaire suivant :

$$U_0(z) = \frac{\hbar(\bar{\delta} - \Delta_{\text{SHF}})}{2} \bar{s}(z). \quad (\text{A.15})$$

La condition $2k_B T_h < U_0$ est la contrainte la plus difficile à respecter sur le montage, d'autant plus maintenant que $|U_0(z)|$ diminue au cours de la progression des atomes le long de l'axe z à cause de la divergence du faisceau pousseur. Par ailleurs, la température cinétique horizontale $T_h(z)$ évolue sous l'effet de deux phénomènes opposés : T_h augmente sous l'effet de la diffusion aléatoire spontanée de photons alors que l'élargissement du waist du faisceau pousseur tend à diminuer T_h par refroidissement adiabatique. La condition d'adiabaticité $|d\omega_g/dt| \ll \omega_g^2$, où ω_g est la fréquence d'oscillation transverse dans le guide est bien respectée dans notre expérience. Or ω_g varie comme l'inverse du waist du faisceau guide au carré de telle façon que :

$$\omega_g(z) = \frac{\omega_g(0)w^2(0)}{w^2(z)} = \omega_g(0) \frac{z_0^2 + z_R^2}{(z - z_0)^2 + z_R^2}. \quad (\text{A.16})$$

Pour obtenir l'expression de $T_h(z)$, valable tant que les atomes sont guidés, on évalue la variation de T_h quand la position z varie d'une quantité infime δz . Comme la densité d'états dans l'espace des phase reste constante pendant ce refroidissement adiabatique, le terme décroissant est inversement proportionnel au carré du waist. La diffusion spontanée est responsable d'un terme d'échauffement supplémentaire proportionnel au nombre d'atomes diffusés sur un intervalle de temps $\delta t = \delta z/v(z)$.

$$T_h(z + \delta z) = T_h(z) \frac{w^2(z)}{w^2(z + \delta z)} + \frac{\Gamma}{2} \bar{s}(z) \frac{T_{\text{rec}}}{6} \frac{\delta z}{v(z)}. \quad (\text{A.17})$$

La température augmente de $T_{\text{rec}}/6$ à chaque cycle d'absorption-émission spontanée. Tout comme la fréquence d'oscillation transverse du guide, $\bar{s}(z)$ est proportionnel à $1/w^2(z)$. En remarquant la dépendance en $w(z)$ de l'expression (A.17), on peut écrire l'équation différentielle :

$$\frac{dT_h}{dz} = -T_h(z) \frac{2}{w(z)} \frac{dw}{dz} + \frac{T_{\text{rec}}}{6} \frac{w^2(0)}{w^2(z)} \frac{\Gamma}{2} \bar{s}(0) \frac{1}{v(z)}, \quad (\text{A.18})$$

et en y injectant l'expression de $w(z)$ on trouve une solution de cette équation de la forme :

$$T_h(z) = \frac{z_0^2 + z_R^2}{(z - z_0)^2 + z_R^2} \left[T_0 + \frac{T_{\text{rec}}}{6} \frac{\Gamma}{2} \bar{s}(0) \int_0^z \frac{dz'}{v(z')} \right], \quad (\text{A.19})$$

où T_0 représente la température des atomes à l'entrée du guide. L'intégrale représente le temps nécessaire pour voyager du PMO 1 jusqu'au pont d'altitude z .

Dans la gamme de paramètres explorée au cours de nos expériences, la somme de ces deux termes diminue au cours de la propagation, mais plus lentement que la profondeur du piège. Comme on peut le voir sur la figure A.4, l'énergie transverse moyenne par atome $2k_B T_h$ devient supérieure à la profondeur du piège à partir d'une certaine position z_{sortie} avant d'atteindre le PMO 2. Malgré cela, comme je l'expliquerai juste après, ce guidage partiel est suffisant pour limiter le rayon du jet atomique à une taille bien inférieure au rayon de capture du piège magnéto-optique d'arrivée.

A.2.5 Recapture des atomes

Il y a principalement deux critères à respecter pour une collection efficace des atomes par le second piège magnéto-optique. Premièrement, le jet atomique doit rester approximativement collimaté sur une distance suffisante pour pouvoir passer sans trop de pertes le tube différentiel, et ensuite le rayon du jet à la fin du trajet doit être au plus comparable au rayon de recapture du PMO 2. J'entends par là que même si les atomes quittent le guide dipolaire avant d'atteindre le second piège, ils peuvent malgré tout être recapturés s'ils ne se sont pas trop éloignés de l'axe du pousseur. Deuxièmement, la vitesse longitudinale finale du jet atomique v_{jet} doit être inférieure à la vitesse de capture du second piège magnéto-optique. On verra plus tard que $v_{\text{jet}} \leq 13$ m/s et que ce critère est donc toujours vérifié ($v_{\text{capture}} \approx 30$ m/s, voir § A.2.1). Le mécanisme de recapture des atomes est par conséquent principalement limité par la superposition du faisceau atomique de taille transverse finie et de la zone de capture du PMO 2.

Le rayon de capture du PMO 2 peut être approximé par :

$$R_c = \frac{\hbar |\Delta|}{\mu B'_\perp}, \quad (\text{A.20})$$

où $\Delta = 2\pi \times (-2,3)\Gamma$ est le désaccord à la résonance des faisceaux de refroidissement, $B'_\perp \simeq 10$ G/cm est le gradient de champ magnétique dans le PMO 2 orthogonalement à l'axe du quadrupôle. Comme on obtient une valeur de $R_c \approx 17$ mm bien supérieure au rayon R_f des faisceaux du second piège magnéto-optique, on prendra plutôt pour limite $R_c = R_f = 4$ mm.

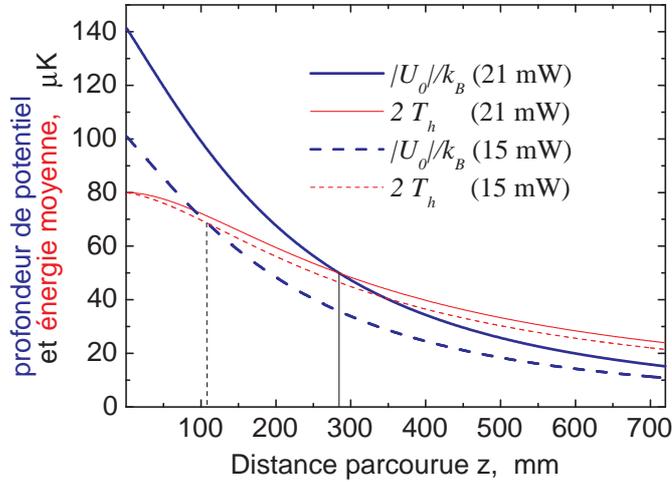


Figure A.4 – Evolution au cours du trajet de l'énergie transverse moyenne par atome $2T_h(z)$ (traits fins rouges) et de la profondeur du guide dipolaire $U_0(z)/k_B$ (traits gras bleus) pour différentes puissances laser : 15 mW (pointillés) et 21 mW (traits pleins). On a représenté en abscisse la distance parcourue z . La température initiale à l'entrée du guide est $T_0 = 40 \mu\text{K}$. On considère qu'au-delà d'une distance z_{sortie} où la température des atomes est égale à la profondeur du guide (marqué par une ligne verticale) les atomes ne sont plus guidés et suivent une expansion balistique. C'est la raison de la soudaine rupture de pente sur les courbes représentées en figure A.5.

Figure A.4 – Evolution of the horizontal mean atomic horizontal energy $2T_h(z)$ (thin red lines) and the guide depth $U_0(z)/k_B$ (thick blue lines) with travelling distance z between the two MOTs at different laser powers : 15 mW (dashed lines) and 21 mW (solid lines) ; the initial temperature at the guide entrance is $T_0 = 40 \mu\text{K}$ in this model. We consider that below the point z_{sortie} where the atomic temperature is equal to the guide depth (marked by a vertical line), the atoms are no longer guided and undergo a ballistic expansion. This is the meaning of the sudden slope change on figure A.5.

D'après les résultats obtenus au paragraphe A.2.4, la température horizontale des atomes reste inférieure à la profondeur du potentiel de guidage sur une distance $z_{\text{sortie}} = 285 \text{ mm}$, pour $P_0 = 21 \text{ mW}$ (figure A.4). Pour avoir une idée du rayon du jet atomique, on considère par la suite que les atomes restent guidés jusqu'à ce point, et subissent ensuite une simple expansion balistique jusqu'au second piège. En incluant ces hypothèses au modèle, je peux facilement estimer le rayon à $1/e^2$ du jet atomique quand il atteint le piège d'arrivée $\sigma_{\text{jet}}(D)$.

Le rayon du nuage atomique tant qu'il est guidé (*i.e.* jusqu'à $z = z_{\text{sortie}}$) est supposé de l'ordre de $\omega_g^{-1}(z) \sqrt{k_B T_h / M}$. L'étape de guidage est considérée comme terminée lorsque $k_B T_h(z)$ devient supérieur ou égal à $|U_0(z)|/2$, de telle façon que la taille du

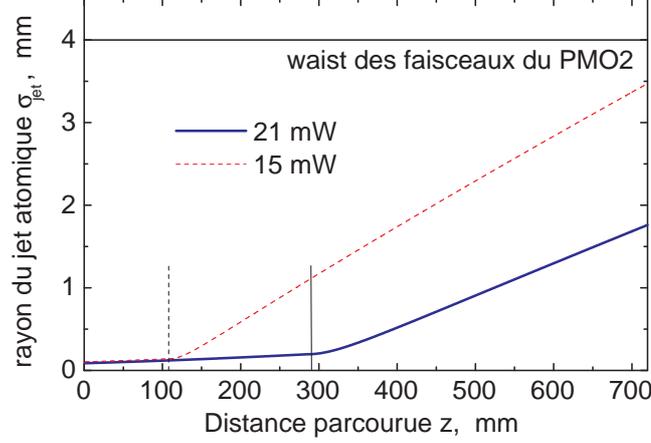


Figure A.5 — Evolution au cours du trajet du rayon à $1/e^2$ du jet atomique $\sigma_{\text{jet}}(z)$ pour différentes puissances du faisceau pousseur : 15 mW (pointillés) et 21 mW (trait plein). On a représenté en abscisse la distance parcourue z . On considère qu'avant le point z_{sortie} le jet est guidé et a pour rayon $\sigma_{\text{jet}}(z) = w(z)$, mais qu'ensuite les atomes ne sont plus guidés et suivent une expansion balistique.

Figure A.5 — Evolution of the radius at $1/e^2$ of the guided atomic beam $\sigma_{\text{jet}}(z)$ with travelling distance z between the two MOTs at different powers : 15 mW (dashed line) and 21 mW (solid line) We consider that before the vertical position z_{sortie} the atomic beam is guided and has a radius $\sigma_{\text{jet}}(z) = w(z)$, but that after this position the atoms are no longer guided and undergo a ballistic expansion.

nuage lorsqu'il quitte le guide est d'environ :

$$\sigma_{\text{jet}}(z_{\text{sortie}}) = \omega_g^{-1}(z_{\text{sortie}}) \sqrt{\frac{|U_0(z_{\text{sortie}})|}{2M}} = \frac{w(z_{\text{sortie}})}{\sqrt{8}}, \quad (\text{A.21})$$

soit $\sigma_{\text{jet}}(z_{\text{sortie}}) = 200 \mu\text{m}$. La température des atomes évolue peu après z_{sortie} et vaut environ $T = 25 \mu\text{K}$. Les atomes subissent alors une chute libre de 435 mm durant environ 36 ms avant d'atteindre le PMO 2. Au cours de cette expansion, le rayon du jet passe de $200 \mu\text{m}$ à $\sigma_{\text{jet}}(D) = 1,75 \text{ mm}$ bien inférieur au rayon de capture R_c du PMO 2. Les atomes sont par conséquent quasiment tous recapturés par le deuxième piège magnéto-optique en fin de course. Ce modèle permet de prédire la valeur de $\sigma_{\text{jet}}(z)$ quel que soit z comme on peut le constater sur la figure A.5.

A.2.6 Efficacité de transfert

Je reviens maintenant à l'estimation de l'efficacité de transfert discutée en section A.2.1 et présentée sur la figure A.3. Dans le cadre du modèle affiné que je viens de présenter, je peux recalculer une efficacité de transfert un peu dans le même esprit.

Comme on l'a vu au paragraphe précédent, il n'est pas absolument nécessaire de guider les atomes jusqu'au PMO 2 pour que l'ensemble du jet soit recapturé. Je reprends donc les deux conditions suivantes : (i) la vitesse d'arrivée doit être inférieure à la vitesse de capture du piège v_{capture} et (ii) la taille du nuage doit rester inférieure au rayon des faisceaux du PMO 2. Je calcule alors à nouveau l'efficacité $f\left(\frac{\sigma_{\text{jet}}(D)}{R_c}\right) \times f\left(\frac{v_{\text{jet}}(D)}{v_{\text{capture}}}\right)$ avec la fonction f déjà utilisée dans la section A.2.1, pour représenter le résultat en figure A.6.

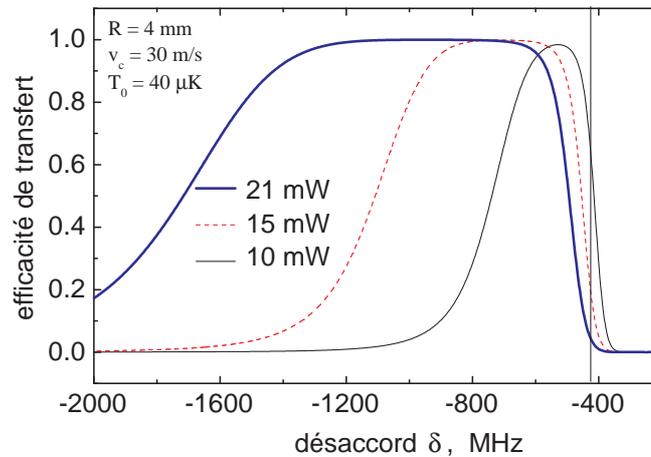


Figure A.6 – Efficacité du transfert (voir texte) en fonction du désaccord laser δ pour un laser pousseur de $300 \mu\text{m}$ de waist et différentes valeurs de puissance : 10 mW (trait fin, noir), 15 mW (pointillés rouges) et 21 mW (trait épais bleu). La vitesse de capture du PMO 2 a été fixée à $v_{\text{capture}} = 30 \text{ m/s}$, et son rayon de capture à $R_c = 4 \text{ mm}$. La température initiale du jet est prise égale à $T_0 = 40 \mu\text{K}$. Les données expérimentales correspondantes sont exposées sur la figure A.7.

Figure A.6 – Efficiency (see text) of the pushing-guiding processes of the laser beam versus laser detuning δ for a $300 \mu\text{m}$ waist laser beam with different laser power: 10 mW (thin solid line, black), 15 mW (dashed line, red) and 21 mW (thick solid line, blue). The maximal capture velocity in MOT2 has been fixed to $v_{\text{capture}} = 30 \text{ m/s}$, the initial temperature of the beam to $T_0 = 40 \mu\text{K}$ and the MOT2 beam radius to $R_c = 4 \text{ mm}$. The corresponding experimental data are shown on figure A.7.

Le modèle prédit un transfert efficace sur une gamme de désaccord allant de $-0,5$ à $-1,6 \text{ GHz}$ se réduisant lorsqu'on diminue la puissance du laser pousseur. Ces prédictions doivent être comparées aux résultats expérimentaux exposés sur la figure A.7. On observe un très bon accord qualitatif, et les principaux points clés sont restitués. Les deux frontières verticales de la zone d'efficacité maximale ont une origine différente : du côté des grands désaccords, l'efficacité chute à cause d'une augmentation trop importante du rayon du jet atomique, car le potentiel de guidage est plus faible. Du côté des petits désaccords par contre, on est plus proche de résonance et l'efficacité est li-

mitée par la vitesse finale du jet qui devient supérieure à la vitesse de capture du piège magnéto-optique d'arrivée. La théorie ne prédit pas la légère diminution d'efficacité à plus faible puissance car l'hypothèse du désaccord moyen $\bar{\delta}$ (section A.2.2) n'est plus valable dans ces conditions. En particulier, l'efficacité devrait tomber à zéro à résonance avec la transition ($F = 2 \rightarrow F' = 1$) située à $\delta/2\pi = -424$ MHz et marquée d'une ligne verticale sur la figure A.6.

A.3 Résultats expérimentaux

Dans cette dernière partie, je présenterai l'étude expérimentale des processus d'extraction et de guidage à comparer avec le modèle théorique précédent. On examine tout d'abord la dépendance du nombre d'atomes recapturés avec les paramètres du faisceau pousseur. On mesure ensuite le temps de transfert des atomes d'une chambre à l'autre et la vitesse moyenne du jet atomique. Au cours de ces expériences, la pression en rubidium dans la première chambre est fixe.

A.3.1 Paramètres du laser pousseur-guide

Les paramètres du faisceau pousseur que nous avons optimisés expérimentalement sont sa divergence, son waist, sa puissance et son désaccord en fréquence à la raie de transition ($2 \rightarrow 3$).

Divergence et waist.

Afin d'optimiser les caractéristiques du faisceau atomique nous avons analysé les rôles de la position et de la taille du waist du laser pousseur, qui sont liés entre autres à la divergence et à la force de poussée du laser. Il semble clair que le laser pousseur doit être divergent, afin que son effet soit significatif sur le PMO 1 sans qu'il ne perturbe toutefois le PMO 2. De plus, cette divergence induit un refroidissement adiabatique des atomes guidés pendant leur trajet.

On utilise une série de trois lentilles que l'on peut translater finement les unes par rapport aux autres pour mettre en forme et focaliser le laser pousseur à l'endroit voulu. La configuration optimale correspond à une focalisation légèrement en amont du premier piège magnéto-optique, bien que cette distinction soit un peu compliquée à faire dans notre expérience où le faisceau est si astigmatique qu'il se focalise 10 cm avant le PMO 1 selon une direction et 4,7 cm après le piège selon l'autre. La distance idéale entre le waist du laser et le centre du piège dépend ensuite de la taille du waist même et de la puissance du laser. Dans notre expérience, nous avons obtenu un transfert optimal pour des foyers situés en $z_{0,x} = 4,7$ cm et $z_{0,y} = -10$ cm et pour des waists respectifs selon ces directions $w_{0,x} = 179$ μm et $w_{0,y} = 120$ μm . Ces paramètres correspondent à un faisceau gaussien équivalent focalisé à une distance $|z_0| = 13$ cm avant le PMO 1 pour un waist $w_0 = 300$ μm (revoir § A.1). Dans cette approximation, le waist du laser au niveau du PMO 1 vaut $w(0) = 360$ μm et la divergence du faisceau est de l'ordre de 1,2 mrad.

En général, le transfert fonctionne correctement pour un faisceau pousseur focalisé avant le PMO 1, dont le diamètre à $1/e^2$ est inférieur à 1 mm dans le piège source et

dont la divergence est telle que le diamètre dans le piège de recapture soit inférieur à 3 mm.

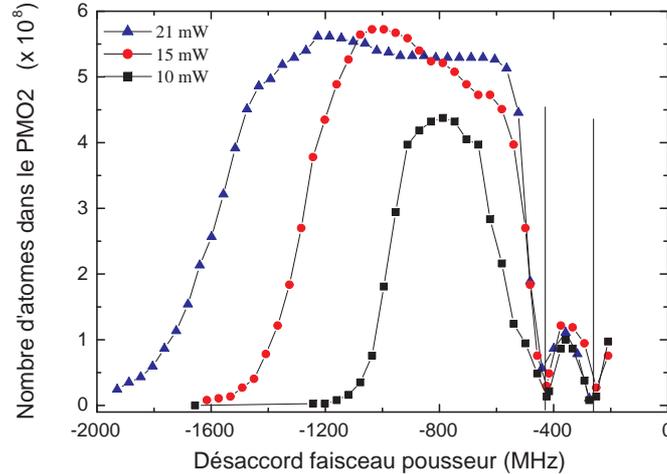


Figure A.7 — Nombre d’atomes recapturés dans le second PMO en fonction du désaccord en fréquence du faisceau pousseur pour différentes valeurs de puissance laser : 10 mW (carrés), 15 mW (cercles) et 21 mW (triangles). Le désaccord est mesuré par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb . De gauche à droite, les lignes verticales représentent les résonances avec les transitions vers les états excités $|5P_{3/2}, F' = 1\rangle$ et $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$.

Figure A.7 — Number of atoms recaptured in the lower MOT vs. pushing beam detuning for different optical powers : 10 mW (squares), 15 mW (circles), and 21 mW (diamonds). The detuning is measured relatively to the ^{87}Rb , $|5S_{1/2}, F' = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ cycling transition. From left to right, the vertical lines indicate the transitions to the excited states of ^{87}Rb , $|5P_{3/2}, F' = 1\rangle$ and $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$.

Désaccord et puissance.

Afin d’optimiser les conditions de transfert continu des atomes d’un piège à l’autre, nous avons étudié en détail l’influence de la fréquence optique du faisceau pousseur-guide (voir figure A.7). Pour un laser pousseur fonctionnant à résonance (correspondant à la situation optimale obtenue sur les montages proposés en références [85, 162]), le nombre maximal d’atomes dans le second piège est très inférieur à celui que l’on obtient en décalant la fréquence du laser loin vers le rouge de la transition. L’étude a été menée pour plusieurs valeurs de la puissance laser, et tout indique l’utilité de décaler la fréquence du laser de $\delta/2\pi = -700$ à -1500 MHz. Pour chaque valeur de puissance laser fixée, on observe une bande de fréquence de quelques centaines de mégahertz de largeur sur laquelle l’efficacité de transfert est à peu près constante et maximale. On remarque que dans notre gamme de paramètres, plus la puissance augmente, plus cette

bande s'élargit vers le rouge de la transition ($2 \rightarrow 3$).

En figure A.8, j'ai représenté le nombre d'atomes piégés dans le PMO 2 en régime stationnaire en fonction de la puissance du laser pousseur à désaccord fixe $\delta = -1$ GHz. Il semble évident qu'à désaccord fixé la meilleure efficacité de transfert est obtenue pour un laser pousseur aussi puissant que possible. Cependant le phénomène semble saturer quand tous les atomes sont efficacement guidés vers le second piège et que le taux d'extraction du PMO 1 doit avoisiner son taux de chargement. On peut d'ailleurs facilement imaginer qu'à plus forte puissance, l'efficacité commencerait à décroître, entre autres parce que les atomes seraient trop fortement accélérés pour être capturés dans le second piège et parce que la lumière du pousseur commencerait à perturber significativement le PMO 2. D'après le modèle qui a servi à établir l'équation (A.12), on a $v_{\text{jet}}(D) \geq v_{\text{capture}}$ pour une puissance du laser pousseur supérieure à 120 mW. En conclusion, on trouve que le meilleur chargement du PMO 2 est obtenu à la puissance laser la plus haute possible (dans la mesure du raisonnable) et, cette puissance donnée ($P_0 = 21$ mW), à la valeur de désaccord δ optimisant le flux, soit aux alentours de $\delta/2\pi = -1$ GHz.

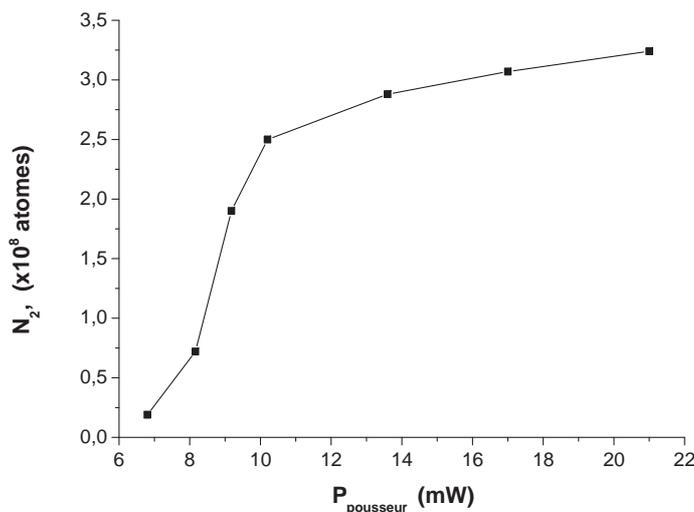


Figure A.8 — Nombre d'atomes N_2 piégés dans le PMO 2 en fonction de la puissance du laser pousseur à désaccord fixe $\delta/2\pi = -1$ GHz par rapport à la transition $2 \rightarrow 3$. Sur cette gamme de puissance, le transfert semble d'autant plus efficace que la puissance est grande, même si le système présente des signes de saturation. On imagine bien que si la puissance du pousseur devient trop importante, les atomes risquent d'être trop accélérés pour pouvoir être recapturés par le PMO 2.

Figure A.8 — Number of recaptured atoms N_2 vs. pushing beam power at $\delta/2\pi = -1$ GHz detuning from the ^{87}Rb $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ transition. On this range of optical power, the transfer is improved as one increases the power, even though the atom number seems to saturate. One can guess that at too high optical power, the atoms would be accelerated so much that they cannot be recaptured by the second MOT anymore.

A.3.2 Vitesse du jet atomique

Pour une recapture efficace des atomes, le jet atomique doit être relativement lent et collimaté (section A.2.5). A l'issue du processus d'extraction et de guidage, les atomes atteignent le PMO 2 après un délai Δt . Ce temps de transfert entre les deux pièges a été mesuré de la façon suivante : le faisceau pousseur-guide est soudainement allumé alors que le PMO 1 est complètement chargé et le PMO 2 encore vide. Sur la photodiode qui enregistre la fluorescence du PMO 2 on observe immédiatement une brusque augmentation de signal due à la diffusion par la cellule de la lumière du pousseur, suivie quelques dizaines de millisecondes plus tard de l'apparition des premiers atomes (figure A.9).

Je présente en figure A.10 le délai Δt mesuré entre l'apparition de la lumière du laser et l'arrivée des premiers atomes en fonction de la puissance du laser pousseur. Comme le montre la figure, le modèle à deux niveaux (courbe du bas) n'est pas suffisant

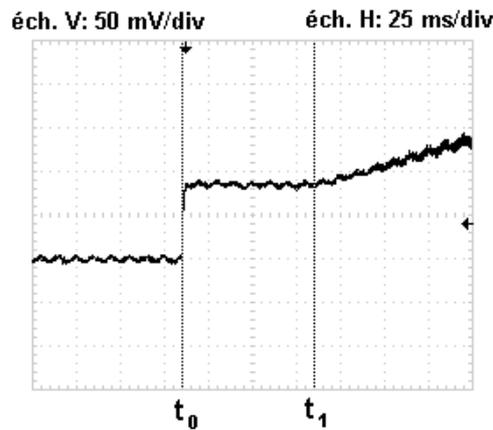


Figure A.9 – Mesure du temps de transit entre les deux pièges pour $\delta/2\pi = -1$ GHz et $P_0 = 14$ mW. Pour cela on observe sur un oscilloscope la lumière venant de la chambre du PMO 2 et collectée par une photodiode. Avant l'instant t_0 , le signal est constant et correspond à la diffusion des faisceaux du piège par les parois de la cellule. A l'instant t_0 on allume brusquement le laser pousseur et le signal lumineux augmente immédiatement du fait de la diffusion du faisceau pousseur par le fond de la cellule. Ce signal reste constant jusqu'à l'instant t_1 où les premiers atomes commencent à arriver et augmente ensuite lentement alors que le piège se charge. Le délai $\Delta t = (t_1 - t_0) \simeq 73$ ms correspond au temps de trajet des atomes entre les deux pièges et il dépend de la puissance du laser pousseur (figure A.10).

Figure A.9 – Measurement of the transfer time between the two traps for $\delta/2\pi = -1$ GHz and $P_0 = 14$ mW. For that purpose, we monitor on an oscilloscope the light coming out of the MOT2 cell and collected by a photodiode. Before $t = t_0$, the signal is constant and corresponds to the diffusion of the MOT2 beams by the cell walls. At t_0 , we suddenly switch on the pushing laser and the signal immediately increases due to the stray light of pushing beam at the cell bottom. The signal remains constant until t_1 when the first atoms arrive in MOT2 and slowly increases as the trap is loaded. The delay $\Delta t = (t_1 - t_0) \simeq 73$ ms corresponds to the transfer time of the atoms between the two MOTs and depends on the value of the pushing beam power P_0 (see figure A.10).

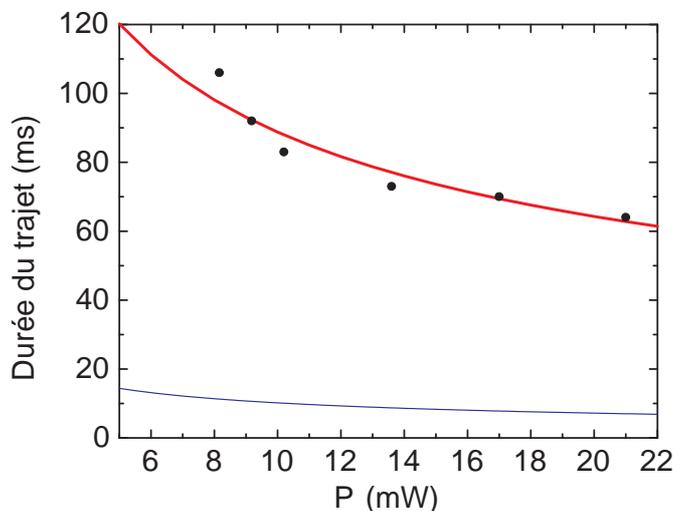


Figure A.10 — Résultats expérimentaux (points) et théoriques (courbes) pour la mesure du temps de transfert des atomes du premier au second piège en fonction de la puissance du faisceau pousseur. Le désaccord $\delta/2\pi$ est fixé à -1 GHz. Les calculs théoriques ont été menés pour le modèle à deux niveaux (trait bleu et fin, bas) et pour le modèle plus détaillé décrit ensuite (trait rouge et épais, haut). Pour ces calculs on a considéré un rayon de la zone de piégeage du PMO 1 de 10 mm.

Figure A.10 — Experimental (points) and theoretical (lines) results for the traveling time between MOT1 and MOT2 for different pushing beam powers. The beam is red-detuned by about 1 GHz from the cycling transition. The theoretical calculations are done for both the two-level model approximation (blue and thin, lower) and for the more detailed model described above (red and thick, upper). In these calculations the radius of MOT1 trapping region is 10 mm.

pour déduire avec précision la vitesse des atomes ; le délai Δt est fortement sous-estimé. Par contre, les équations A.12 et A.14 déduites du modèle théorique présenté au paragraphe A.2.3 semblent parfaitement décrire les résultats expérimentaux.

Du modèle, on déduit aussi la vitesse longitudinale finale du jet atomique $v_{\text{jet}}(0) \approx 13,5$ m/s. Cette vitesse d'arrivée est finalement assez peu différente de la vitesse moyenne du jet $\bar{v} = D/\Delta t = 11,2$ m/s, puisque la phase d'accélération a essentiellement lieu dans la zone du PMO 1 où les atomes restent dans l'état fondamental $F = 2$ grâce au faisceau repompeur².

2. On rappelle que l'effet de la gravité est pris en compte dans ce modèle, mais qu'il est négligeable.

A.4 Conclusion

Nous avons mis en place et étudié un montage de transfert continu d'atomes froids entre deux pièges magnéto-optiques. Ce montage a une géométrie similaire à celle proposée en [85, 162], mais la puissance laser étant plus élevée (quelques dizaines de mW), nous avons pu créer un guidage dipolaire partiel des atomes à grand désaccord ($\delta/2\pi \approx -1$ GHz). Grâce à la faible sensibilité du montage à la fréquence du faisceau pousseur, celle-ci n'a pas à être asservie (figure A.7). En plus d'être simple, ce montage est très robuste aux légers désalignements du faisceau pousseur et à ses variations d'intensité. Ce travail a par ailleurs été l'objet d'une collaboration avec une équipe de laboratoire Aimé Cotton ayant récemment adopté cette solution et dont les conclusions ont été réunies dans la référence [91].

Annexe **B**

Réalisation d'un générateur de signaux radiofréquence polyvalent et peu bruité

B.1 Besoins de l'expérience

Pour pouvoir mener nos expériences dans le piège habillé dans les meilleures conditions, nous avons besoin d'un synthétiseur radiofréquence de qualité et proposant de nombreuses options. Nous nous sommes d'abord dirigés vers une génération de fréquence analogique afin de créer une rampe de fréquence continue et sans à-coups. Mais on a vu au paragraphe 2.6.2 que pour produire une rampe de profil arbitraire avec de tels synthétiseurs, il fallait commander leur fréquence par une tension extérieure et que cela détériorait grandement leur qualité spectrale (surtout dans notre cas où l'excursion en fréquence est grande).

Nous avons donc opté pour une synthèse numérique de la fréquence (DDS¹). Dans ce cas, au cours de la rampe, la fréquence ne peut prendre qu'un nombre fini N de valeurs, renouvelée à intervalle de temps fixe. Plus le nombre N est important, plus la rampe sera lisse et plus le transfert sera adiabatique. On veut en particulier que chaque saut de fréquence soit très petit devant la fréquence d'oscillation verticale ω_{trans} du piège pour limiter le chauffage dipolaire. Il faut donc, dans l'hypothèse d'une rampe linéaire de 1 à 3 MHz, un nombre de points $N \geq \Delta\nu_{\text{rf}}/\omega_{\text{trans, min}}$ soit $N \geq 10^4$. Les synthétiseurs usuels commerciaux peuvent disposer d'un nombre de points comparable pour générer des rampes linéaires ou exponentielles, mais rarement pour des rampes arbitraires. par exemple, le *Stanford* DS345 que nous possédons ne propose dans ce cas que 1500 points, et de surcroît, quand la rampe est achevée, il ne peut conserver la fréquence finale et reproduit la rampe en boucle jusqu'à ce qu'on l'arrête.

Il a donc été décidé de produire notre propre synthétiseur de fréquence en collaboration avec Julien de Lapeyre de Bellair de l'atelier d'électronique [167]. Cet appareil basé

1. DDS : Direct Digital Synthesis.

sur la technologie DDS doit nous permettre de disposer d'au moins $N = 10^5$ valeurs de fréquence dans la gamme rf, enchaînées à intervalle de temps ajustable, voire variable au cours de la rampe elle-même. Il doit ensuite être capable de produire n'importe quelle allure de rampe et de maintenir indéfiniment la fréquence finale. Enfin, pour les raisons de chauffage et de durée de vie du piège évoquées aux paragraphes 2.6 et 2.7, ce synthétiseur doit posséder une stabilité en phase, en fréquence et en amplitude aussi bonnes que possible.

B.2 Description de l'appareil

Le synthétiseur de fréquence que nous avons conçu nous permet de produire une rampe radiofréquence arbitraire en générant successivement jusqu'à $N = 100000$ valeurs de fréquence comprises dans l'intervalle $0 \text{ Hz} \leq \nu_{\text{rf}} \leq 20 \text{ MHz}^2$. Le temps pendant lequel est maintenue chaque fréquence est ajustable et peut même varier au cours de la rampe. L'utilisateur fournit au système la liste des fréquences que celui-ci doit générer via un fichier texte contenant leurs valeurs décimales exprimées en Hz. Une fois que cette liste est stockée dans la mémoire du synthétiseur, la rampe est déclenchée par un simple signal TTL et la dernière fréquence du fichier est maintenue jusqu'à ce qu'un second TTL mette fin à l'émission.

Les composants utilisés pour mettre en œuvre ce processus ainsi que leur fonction et la manière dont ils interagissent sont décrits dans la suite cette partie.

B.2.1 Architecture globale

L'architecture globale du synthétiseur est schématisée en figure B.1. Le cœur du système est le composant numérique programmable AD9851 utilisant la technologie DDS [168]. Cet appareil combine des paramètres digitaux et une fréquence d'horloge analogique pour générer un signal sinusoïdal.

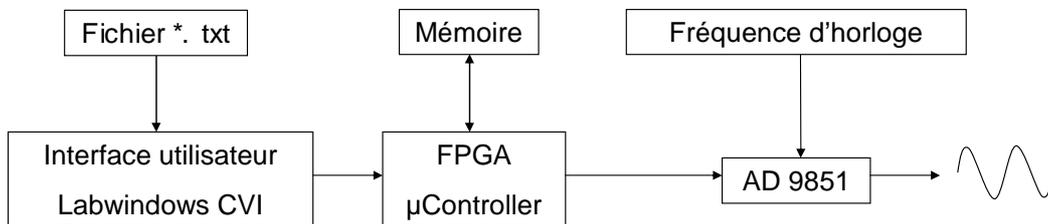


Figure B.1 — Architecture de l'appareil.

Figure B.1 — Layout of the system.

2. Il est possible d'augmenter la fréquence maximale simplement en augmentant la fréquence d'horloge f_h fournie au synthétiseur. Dans ce cas cependant, la résolution en fréquence est dégradée d'autant (voir équation (B.1)).

Tout est contrôlé via l'interface utilisateur du logiciel LabWindows CVI. L'utilisateur introduit un fichier texte contenant la liste des fréquences à générer. Chaque fréquence est traduite par le logiciel en une série de quatre octets compréhensibles par le DDS. A ceux-ci s'ajoutent deux octets supplémentaires pour imposer la phase du signal et le taux de rafraîchissement de la fréquence. Toutes ces informations sont transférées par port série à une carte FPGA³. Un micro-contrôleur intégré stocke les données dans la mémoire interne du FPGA. La séquence de transfert est alors terminée et la mémoire est prête à être lue. Une impulsion TTL externe déclenche alors le transfert des données de la mémoire vers le composant DDS. Celui-ci synthétise séquentiellement la liste de fréquences à l'aide d'un signal d'horloge sinusoïdal externe ultra-stable.

B.2.2 Description des composants

AD9851

Le AD9851 est un composant basé sur la technologie de synthèse digitale directe de fréquence (DDS). C'est en fait un synthétiseur programmable intégré. Il contient un accumulateur de phase, un convertisseur phase/amplitude, un convertisseur analogique/numérique 10 bits rapide intégré et nécessite une horloge de référence externe [168]. Sa fréquence d'horloge et sa fréquence de sortie maximales sont de 180 MHz et 70 MHz. A chaque incrémentation du signal d'horloge, le DDS calcule la phase du signal qu'il convertit en une tension et reproduit ainsi point à point le signal sinusoïdal radiofréquence (figure B.2).

Carte FPGA

Le FPGA *Xilinx* Spartan-3 [169] XC3S200 dispose de 200000 portes logiques synchronisées par une horloge interne à 50 MHz. De plus, il est relié à une mémoire SRAM⁴ asynchrone rapide de 1 mégaoctet. Ce FPGA est un composant très bon marché. Il est configuré par un logiciel écrit en langage VHDL⁵ qui compile un compteur d'adresse, des machines d'état et un micro-contrôleur gratuit. La carte FPGA possède de nombreuses entrées et sorties qui peuvent être configurées TTL. Elle utilise aussi deux UART⁶ afin de pouvoir communiquer par port série.

Micro-contrôleur Pico Blaze

Pico Blaze est un microcontrôleur 8-bit gratuit, virtuel (écrit en VHDL) et d'architecture RISC⁷. Il est optimisé pour les familles de FPGA *Xilinx* Spartan-3, Virtex-II et Virtex-II Pro. Il peut gérer jusqu'à 1 million d'informations par seconde (MIPS). Pico Blaze est intégré dans le FPGA et ne requiert pas de ressource externe (alimentation, horloge...).

-
3. FPGA : Field Programmable Gate Array. C'est une matrice de portes logiques dont les connexions sont reprogrammables à l'infini.
 4. SRAM : Static Random Access Memory. C'est un type de mémoire vive dont le contenu est conservé tant qu'elle est alimentée.
 5. VHDL : Very High Speed Integration Circuit Hardware Description Language.
 6. UART : Universal Asynchronous Receiver Transmitter (écrit RX/TX en VHDL). C'est une sorte de mémoire qui prévient l'utilisateur quand elle contient des données.
 7. RISC : Reduced Instruction Set Computer.

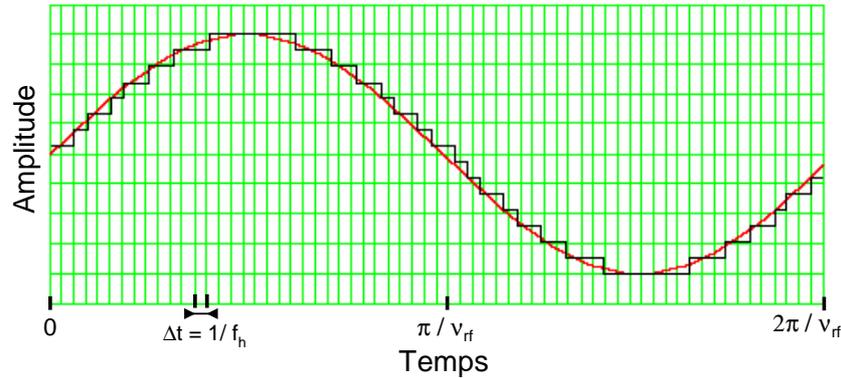


Figure B.2 — Exemple de reconstitution d'une onde sinusoïdale de fréquence ν_{rf} (trait rouge fin) à l'aide d'un convertisseur numérique/analogique 4 bits (trait noir crénelé). La sortie du DDS est rafraîchie au taux $\Delta t = 1/f_h$. Le signal généré sera d'autant plus proche de la sinusoïde idéale que la résolution du convertisseur sera grande et que ν_{rf} sera petit devant f_h .

Figure B.2 — Exemple of reconstruction of a sine wave at frequency ν_{rf} (smooth red trace) by a 4-bit digital/analogic converter (quantized black trace). The output of the DDS is renewed every $\Delta t = 1/f_h$. The generated signal is all the closer to the ideal sine wave than the resolution of the converter is high and that ν_{rf} is small as compared to f_h .

Signal d'horloge

La fréquence d'horloge f_h est un paramètre clé dont dépendent à la fois le bruit de phase du synthétiseur et sa fréquence de sortie maximale $\nu_{\text{rf,max}}$. Comme le DDS échantillonne la fréquence d'horloge, le théorème de Shannon [170] impose $\nu_{\text{rf,max}} < f_h/2$. En pratique, plus la fréquence d'horloge est grande, plus le bruit de phase en sortie est faible.

Le signal d'horloge utilisé sur notre expérience provient de la sortie de référence à 10 MHz d'un synthétiseur *Stanford DS-345* amélioré par un oscillateur à bas bruit de phase OCXO⁸ de la marque *ERC*, modèle *EROS-750-SBR-4*. Comme ces fréquences d'horloge sont très proches de la fréquence maximale souhaitée en sortie, on génère à partir de ce signal une horloge six fois plus rapide en utilisant un multiplicateur de fréquence interne au composant *AD9851*. On a donc finalement $f_h = 60$ MHz.

Logiciel d'utilisation

Un logiciel a été développé en C avec *CVI LabWindows* pour contrôler le synthétiseur. Ce logiciel génère les octets à envoyer au système à partir du fichier *.txt* contenant la liste de fréquences qu'on lui fournit et envoie ces octets par port série au *FPGA*. L'autre fonction du programme est de définir l'intervalle de temps entre deux valeurs de la fréquence rf. Afin de pouvoir générer des rampes de toutes sortes en optimisant le nombre maximal de valeurs de la fréquence $N = 100000$ à notre disposition, nous nous sommes donné la possibilité de séparer la liste des fréquences en 10 groupes de

8. OCXO : Oven Controlled Crystal Oscillator. Son bruit de phase a été mesuré à $S_\phi(1\text{Hz}) = -100 \text{ dB.rad}^2/\text{Hz}$.

taille ajustable dont on peut imposer le pas temporel indépendamment. Par exemple on pourra imposer un pas temporel de $10 \mu\text{s}$ sur les 50000 premiers points pour effectuer la rampe, puis maintenir la fréquence finale pendant deux secondes en imposant un pas temporel de 2 s au point suivant, et enfin produire une rampe descendante symétrique nous ramenant vers le QUIC en utilisant les derniers points et un pas de $10 \mu\text{s}$ à nouveau.

B.3 Performances

La résolution, la largeur de raie et les densités spectrales de bruit du synthétiseur ont été mesurées pour être confrontées aux besoins de l'expérience. Les résultats obtenus sont présentés dans la suite de ce paragraphe.

B.3.1 Résolution

La résolution en fréquence du synthétiseur DDS est principalement limitée par l'échantillonnage numérique de la fréquence synthétisée. Il s'agit d'une erreur déterministe et systématique qui vient de l'impossibilité de numériser la fréquence exactement demandée sur 32 bits. En effet, la fréquence en sortie du synthétiseur ν_{rf} est donnée par :

$$\nu_{\text{rf}} = f_h \times \frac{M}{2^{32}}, \quad (\text{B.1})$$

où f_h est la fréquence d'horloge et M le mot binaire codant la fréquence souhaitée sur 32 bits. Comme $f_h = 60 \text{ MHz}$, l'erreur maximale de précision due à la numérisation de la fréquence vaut $\delta\nu_{\text{rf}} = f_h/2^{32} = 14 \text{ mHz}$.

On peut cependant affirmer qu'une fréquence sera générée par le DDS sans erreur de numérisation pour tous les mots binaires M tels que le résultat de l'équation (B.1) est un nombre entier de hertz. Cette condition peut s'écrire :

$$M = n \times 2^{(32-p)}, \quad (\text{B.2})$$

où n est un entier quelconque, et où p est la puissance de 2 dans la décomposition en facteurs premiers de la fréquence d'horloge f_h exprimée en hertz. Dans notre cas $f_h = 2^8 \times 3 \times 5^7 \text{ Hz}$, donc pour toute fréquence vérifiant $M = n \times 2^{24}$, soit :

$$\nu_{\text{rf}} = n \times 234375 \text{ Hz}, \quad (\text{B.3})$$

avec n entier, le signal sera reproduit sans erreur de numérisation par le DDS.

B.3.2 Troncature de la phase

Comme nous l'avons indiqué plus haut, le fichier .txt de données fourni au synthétiseur contient l'expression décimale écrite en Hz des fréquences ν_{rf} à générer pendant la rampe. Ces valeurs doivent être des nombres entiers. Elles sont ensuite codées sur 32 bits par le logiciel d'utilisation puis stockées dans la mémoire du DDS. Cependant, lors

de la conversion phase/amplitude, le DDS AD9851 ne fait le calcul de la phase qu'à partir des 14 bits de poids fort codant pour la fréquence car gérer la totalité des 32 bits lui demanderait beaucoup trop de ressources (référence [171], page 19). La perte d'information provoquée par cette troncature peut faire apparaître du bruit de phase sur le signal généré et donc des fréquences supplémentaires dites « fantômes ». Cependant, la fréquence du signal n'est pas dénaturée : l'accumulateur de phases du DDS contient toujours toutes les valeurs exactes de la phase codées sur 32 bits, et tous les 2^{32-14} pas d'horloge, la phase calculée après troncature redevient égale à la phase exacte.

Il existe néanmoins des valeurs de la fréquence dont l'expression décimale M peut être codée uniquement sur les 14 bits de poids fort et dont les 18 autres bits ne sont par conséquent que des 0. C'est le cas si le rapport $M/2^{18}$ est un entier, soit pour toutes les fréquences vérifiant :

$$\nu_{\text{rf}} = n \times \frac{f_h}{2^{14}} \quad (\text{B.4})$$

où n est un nombre entier.

Néanmoins, pour pouvoir être entrée dans notre fichier .txt, cette fréquence doit correspondre à un nombre entier de hertz et doit donc aussi vérifier la condition (B.3). Cette-dernière étant plus contraignante, c'est elle seule que l'on retiendra.

Dans le cas où la fréquence vérifie la relation (B.3), la troncature de la phase n'entraînera aucun bruit supplémentaire. C'est pourquoi pour la fréquence finale de notre rampe on choisira de préférence l'une de ces fréquences « magiques », en l'occurrence $\nu_{\text{rf}} = 3,75$ MHz.

B.3.3 Densité spectrale de bruit

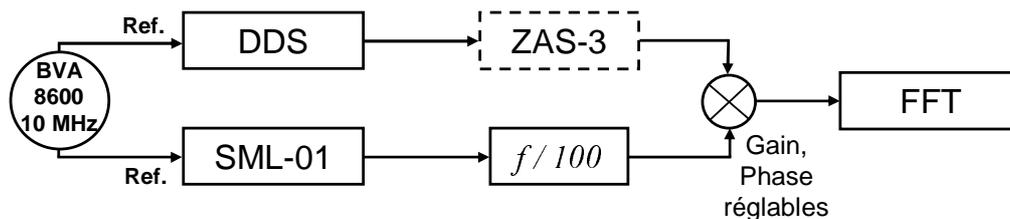


Figure B.3 — Schéma du banc de mesure des spectres de bruit du DDS. Le déphasage introduit par le mélangeur de signaux est adapté selon que l'on souhaite mesurer un bruit de phase ou d'amplitude.

Figure B.3 — Noise spectrum measurement bench. The dephasing introduced by the mixer can be adjusted, depending if one wants to measure the phase noise or the intensity noise on the Fourier spectrum analyser (FFT).

Nous avons enregistré la densité spectrale de bruit de notre DDS fonctionnant à fréquence donnée ν_{rf} en mesurant le bruit de son signal de battement à fréquence nulle avec un signal de référence. Le schéma du banc de mesure est représenté en figure B.3.

On vient de voir que pour toutes les fréquences ne vérifiant pas la condition (B.3), le DDS introduisait une erreur de numérisation $\delta\nu_{\text{rf}} \leq 14$ mHz dépendant de la valeur de ν_{rf} . La mesure pouvant durer plusieurs dizaines de minutes, il faut pouvoir compenser cette erreur pour observer proprement un battement qui soit réellement à fréquence nulle. Il nous faut donc une résolution de l'ordre du mHz sur le signal radiofréquence de référence. Pour cela, nous avons utilisé un synthétiseur analogique *Rohde & Schwarz* SML-01. Celui-ci génère une onde sinusoïdale à une fréquence $\nu_{RS} = 100 \times \nu_{\text{rf}}$ avec une résolution de 100 mHz. Cette fréquence est ensuite divisée par 100 et l'on obtient une fréquence $\nu'_{RS} = \nu_{\text{rf}}$ avec une résolution de 1 mHz.

Tous les synthétiseurs sont synchronisés sur une référence de fréquence externe à 10 MHz provenant d'un oscillateur à quartz ultra-stable *Oscilloquartz* BVA-8600. Les deux signaux d'amplitudes identiques A_0 et de fréquences identiques ν_{rf} mais déphasés de ϕ sont recombinaés au niveau du mélangeur pour donner en sortie un signal :

$$A_0 \cos(2\pi\nu_{\text{rf}}t) \cos(2\pi\nu_{\text{rf}}t + \phi) = \frac{A_0}{2} [\cos \phi + \cos(4\pi\nu_{\text{rf}}t)] . \quad (\text{B.5})$$

La composante oscillant rapidement à $2\nu_{\text{rf}}$ est filtrée et l'on ne garde que la composante continue $A_0 \cos \phi$ qui est analysée par l'analyseur de spectre de Fourier (FFT⁹).

Si l'on veut observer les fluctuations de phase $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ du signal émis par le DDS, on fixe $\phi_0 = -\pi/2$ et l'on analyse par FFT le signal :

$$\frac{A_0}{2} \cos(\phi_0 + \delta\phi) \simeq \frac{A_0}{2} \delta\phi , \quad (\text{B.6})$$

en développant au premier ordre. Si ensuite on souhaite observer les fluctuations d'amplitude δA_0 du DDS, il suffit de fixer le déphasage à $\phi = 0$ pour obtenir au premier ordre :

$$\frac{A_0 + \delta A_0}{2} \cos \phi \simeq \frac{A_0 + \delta A_0}{2} . \quad (\text{B.7})$$

En ajustant la différence de phase entre le DDS et le *R&S* de référence à $\phi = -\pi/2$, on a enregistré le bruit de phase $S_\phi(f)$ du battement pour deux valeurs de la fréquence porteuse $\nu_{\text{rf},1} = 3$ MHz et $\nu_{\text{rf},2} = 3,75$ MHz. Celui-ci est ensuite traduit en bruit relatif de fréquence $S_y(f)$ selon la formule [172] :

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_{\text{rf}}^2} S_\phi(f) , \quad (\text{B.8})$$

où f est la fréquence de Fourier, ν_{rf} est la porteuse et $y(t) = (f/\nu_{\text{rf}})\delta\phi(t)$. La densité spectrale de puissance (DSP) de bruit relatif de fréquence est ensuite représentée en figure B.4, en bas. On observe $S_\phi = -78$ dB.rad²/Hz et $S_y = -200$ dB/Hz pour $f = 1$ Hz. Cet excès de bruit en comparaison avec le signal de référence apparaît principalement entre 1 Hz et 1 kHz. A la fréquence « magique » $\nu_{\text{rf},2}$, où les effets de troncature de la phase disparaissent, la DSP de bruit de phase descend à -110 dB.rad²/Hz à $f = 1$ Hz, ce qui correspond à un bruit relatif de fréquence $S_y = -240$ dB/Hz.

9. FFT : Fast Fourier Transform.

Bien sûr, pour pouvoir considérer que c'est bien le DDS que l'on analyse, il faut que le bruit introduit par le synthétiseur de référence soit faible devant le bruit du système à analyser. C'est pourquoi on a choisi comme référence le synthétiseur *R&S* SML-01 que l'on a au préalable testé sur le même banc de mesure avec un synthétiseur deuxième *R&S* SML-01 identique (figure B.4). On trouve dans ce cas $S_\phi = -110$ dB.rad²/Hz et $S_y = -240$ dB/Hz à 1 Hz.

Le DDS fonctionnant à une fréquence « magique » (équation (B.3)) est donc au moins aussi performant que le *R&S* SML-01 fonctionnant à fréquence fixe, chacun d'eux n'étant plus bruité que de 5 dB par rapport au quartz ultra-stable BVA-8600 utilisé comme horloge. On remarque que l'effet de la troncature de phase est important, mais que les performances du DDS restent très bonnes pour nos applications même à $\nu_{\text{rf}} = 3$ MHz.

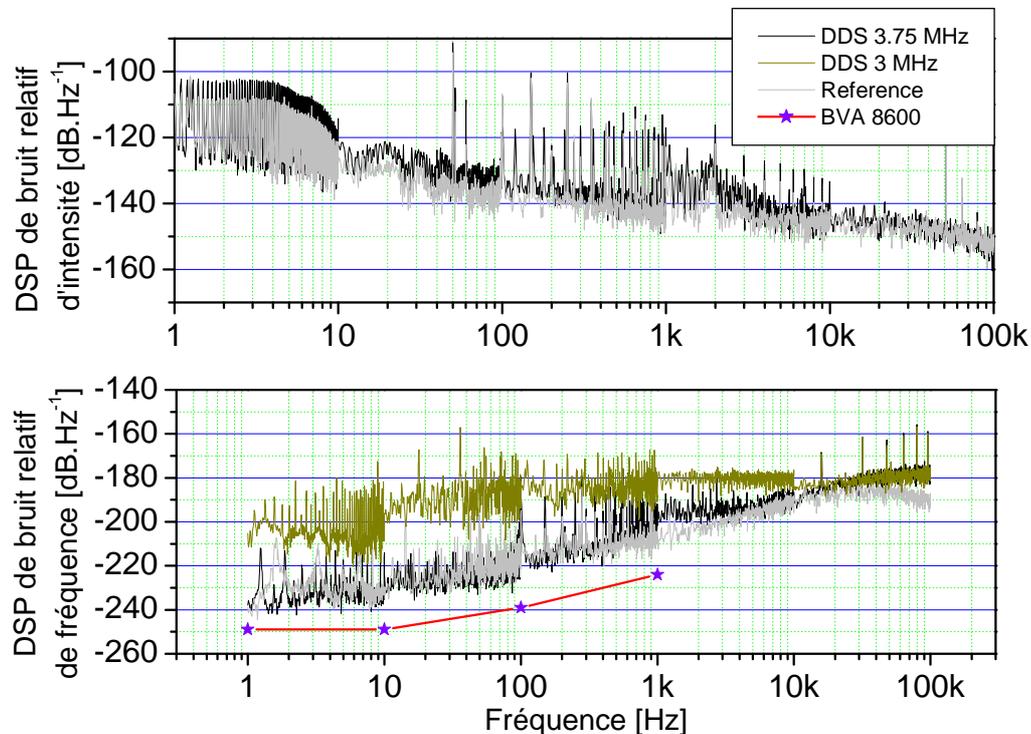


Figure B.4 — Densité spectrale de puissance du bruit relatif d'amplitude (en haut) et de fréquence (en bas).

Figure B.4 — PSD of relative intensity noise (upper plot) and PSD of relative frequency noise (lower plot). We plotted for comparison the phase noise specifications of the BVA-8600 quartz oscillator. Averaging = 100. FFT's sampling frequency = 200 kHz. The low-pass filter cutting frequency of the mixer was set to 200 kHz also.

A partir des données représentées en figure B.4, et en supposant un profil lorentzien de la raie, on déduit une largeur à mi-hauteur du signal inférieure à 30 mHz à la fréquence porteuse $\nu_{\text{rf}} = 3$ MHz. On a obtenu des résultats similaires pour des fréquences

ν_{rf} allant de 1 à 5 MHz.

La DSP de bruit relatif d'amplitude S_I a été enregistrée sur le même banc de mesure en imposant simplement un déphasage $\phi = 0$ entre le signal issu du DDS et le signal de référence. Le spectre enregistré est très proche du spectre de référence. On mesure $S_I(1\text{Hz}) = -120$ dB/Hz dont on déduit un bruit relatif d'intensité $RIN = 3,7 \times 10^{-7}$.

Sur l'expérience, l'amplitude du signal radiofréquence est ajustée par un atténuateur rf programmable *Mini-Circuits ZAS-3*, contrôlé par une sortie analogique de la carte *National Instruments PCI-6713*. Nous avons donc aussi effectué les mesures de bruit d'amplitude décrites ci-dessus en présence de l'atténuateur dans ces conditions habituelles d'utilisation. Nous avons alors trouvé un bruit relatif d'amplitude majoré de 5,1 dB, soit un nouveau bruit relatif d'intensité $RIN = 1,2 \times 10^{-6}$.

Paramètres	Min.	Max.	Unités
Dynamique	0	20	MHz
Largeur à mi-hauteur		30	mHz
Erreur numérique	0	14	mHz
Pas temporel	1	ajustable	μs
Nombre de points	1	100 000	
$S_\phi(1\text{Hz})$ @3 MHz	-	-78	dB.rad ² /Hz
$S_\phi(1\text{Hz})$ @3.75 MHz	-	-110	dB.rad ² /Hz
$S_I(1\text{Hz})$	-	-120	dB./Hz

Tableau B.1 – Performances de l'appareil pour $f_h = 60$ MHz.

Tableau B.1 – Performances of the device with $f_h = 60$ MHz.

On a vu aux paragraphes 2.6.2 et 2.6.3 que pour évaluer le chauffage des atomes dû aux instabilités de fréquence et d'amplitude du champ rf il fallait connaître les valeurs de $S_y(\omega_{\text{trans}})$ et $S_I(2\omega_{\text{trans}})$, où $\omega_{\text{trans}}/2\pi$ est la fréquence d'oscillation des atomes dans la direction transverse au piège. L'expression de cette fréquence est donnée par l'expression (2.37) et vaut $\omega_{\text{trans}}/2\pi = 1540$ Hz dans les expériences de chauffage considérées dans la partie 2.6. On a relevé ici les valeurs $S_y(\omega_{\text{trans}}) = -180$ dB/Hz et $S_I(2\omega_{\text{trans}}) = -142$ dB/Hz qui ont été utilisées dans le corps de la thèse.

Note : Pour les expériences décrites dans la partie 2.6, le signal d'horloge provenait du cristal OCXO de référence du synthétiseur *Stanford* dont le bruit de phase a été mesuré à $S_\phi(1\text{Hz}) = -100$ dB.rad²/Hz, soit 15 dB au-dessus des caractéristiques du BVA-8600. Le bruit de phase du DDS fonctionnant à fréquence magique synchronisé sur le cristal du *Stanford* est donc décalé de 15 dB vers le haut. Cependant ce bruit supplémentaire est négligeable par rapport au bruit introduit par la synthèse de fréquence lorsque le DDS fonctionne à une fréquence ν_{rf} quelconque et les valeurs de bruit que l'on obtiendrait avec le *Stanford* comme référence sont équivalentes à celles mesurées avec le BVA-8600.

Calcul du potentiel chimique dans le piège en anneau

Dans cette annexe, je proposerai un calcul détaillé du potentiel chimique dans l'approximation de Thomas-Fermi pour notre piège en anneau en fonction de la dimensionnalité du nuage. Le potentiel piégeant est considéré comme harmonique.

C.1 Régime tridimensionnel

Abordons tout d'abord le cas 3D. La densité atomique du condensat est liée au potentiel de piégeage (équation 3.15) via :

$$n_{3\text{D}}(\rho, z) = \frac{\mu_{3\text{D}} - \frac{1}{2}M\omega_\rho^2(\rho - r_0)^2 - \frac{1}{2}M\omega_z^2 z^2}{g_{3\text{D}}} \quad (\text{C.1})$$

dans la région de l'espace où cette quantité est positive. Cette zone est définie par $(\rho - r_0)^2/R_\rho^2 + z^2/R_z^2 < 1$ où R_ρ et R_z sont reliés à $\mu_{3\text{D}} = \frac{1}{2}M\omega_\rho^2 R_\rho^2 = \frac{1}{2}M\omega_z^2 R_z^2$. Du fait de l'invariance rotationnelle du piège, la densité ne dépend pas de l'angle polaire θ . Le potentiel chimique est alors donné par normalisation au nombre total d'atomes de la densité atomique intégrée :

$$N = 2\pi \int_{-R_z}^{R_z} dz \int_{r_0 - R_\rho \sqrt{1 - \frac{z^2}{R_z^2}}}^{r_0 + R_\rho \sqrt{1 - \frac{z^2}{R_z^2}}} \rho d\rho n_{3\text{D}}(\rho, z) \quad (\text{C.2})$$

ou, après les changements de variable $u = (\rho - r_0)/R_\rho$ et $v = z/R_z$

$$\frac{Ng_{3\text{D}}}{\mu_{3\text{D}}} = 2\pi r_0 R_z R_\rho \int_{-1}^1 dv \int_{-\sqrt{1-v^2}}^{+\sqrt{1-v^2}} du \left(1 + \frac{R_\rho}{r_0} u\right) (1 - v^2 - u^2). \quad (\text{C.3})$$

Le terme en R_ρ/r_0 s'annule après intégration sur u pour raison de parité, alors que le terme précédent est multiplié par deux. Après intégration on trouve donc :

$$Ng_{3\text{D}} = \pi^2 r_0 R_\rho R_z \mu_{3\text{D}}. \quad (\text{C.4})$$

Ce qui mène à l'expression suivante pour le potentiel chimique d'un gaz dégénéré confiné dans le piège en anneau dans le régime 3D :

$$\mu_{3D} = \hbar\bar{\omega} \sqrt{\frac{2Na}{\pi r_0}}. \quad (\text{C.5})$$

Pour en arriver là, nous avons utilisé les expressions de R_ρ et R_z données plus haut, le paramètre d'interaction $g_{3D} = 4\pi\hbar^2 a/M$ et la moyenne géométrique des fréquences d'oscillations $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_\rho\omega_z}$.

C.2 Régime bidimensionnel

Si maintenant le degré de liberté vertical (z) est gelé, le gaz pénètre dans le régime bidimensionnel. La fonction d'onde du condensat est alors le produit de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique selon l'axe z (de taille $l_z = \sqrt{\hbar/(M\omega_z)}$) et d'une fonction d'onde 2D dans le plan horizontal xOy . Cette dernière doit bien sur satisfaire l'équation de Thomas-Fermi 2D.

L'expression du potentiel chimique doit être calculée en intégrant la densité surfacique du nuage. Dans l'approximation harmonique, elle est déduite de cette équation :

$$n_{2D}(\rho) = \frac{\mu_{2D} - \frac{1}{2}M\omega_\rho^2(\rho - r_0)^2}{g_{2D}} \quad (\text{C.6})$$

pour ρ tel que cette expression reste positive. Ici, la constante de couplage d'interaction 2D est donnée par $g_{2D} = g_{3D}/(\sqrt{2\pi}l_z) = 2\sqrt{2\pi}\hbar^2 a/(Ml_z)$ [148]. De nouveau, si R_ρ est tel que $\mu_{2D} = \frac{1}{2}M\omega_\rho^2 R_\rho^2$, on peut écrire :

$$\frac{Ng_{2D}}{\mu_{2D}} = 2\pi r_0 R_\rho \int_{-1}^1 du \left(1 + \frac{R_\rho}{r_0}u\right)(1 - u^2). \quad (\text{C.7})$$

Pour raison de parité, on obtient $Ng_{2D} = \frac{8\pi}{3}r_0 R_\rho \mu_{2D}$. En utilisant la relation liant R_ρ à μ_{2D} et l'expression du paramètre d'interaction g_{2D} , l'expression du potentiel chimique en deux dimensions s'écrit :

$$\mu_{2D} = \hbar\bar{\omega} \left(\frac{\omega_\rho}{\omega_z}\right)^{1/6} \left(\frac{3Na}{4\sqrt{\pi}r_0}\right)^{2/3}. \quad (\text{C.8})$$

C.3 Régime unidimensionnel

Pour un gaz dégénéré dans le régime unidimensionnel, le mouvement est gelé à la fois dans les directions transverse (z) et radiale (ρ). La fonction d'onde dans ces deux directions est donc celle de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique d'extensions respectives l_z verticalement et $l_\rho = \sqrt{\hbar/(M\omega_\rho)}$ radialement.

Le système est homogène, donc l'état fondamental a une densité linéique uniforme le long de l'anneau $n_{1D} = N/(2\pi r_0)$, dans l'approximation de Thomas-Fermi, et on

a $g_{1D}n_{1D} = \mu_{1D}$. Le paramètre d'interaction est donné par $g_{1D} = g_{3D}/(2\pi l_z l_\rho) = 2\hbar^2 a/(Ml_z l_\rho)$ [148]. On obtient directement le potentiel chimique 1D de ce système d'équations :

$$\mu_{1D} = \hbar\bar{\omega} \frac{Na}{\pi r_0}. \quad (\text{C.9})$$

Annexe D

Solution Thomas-Fermi pour le piège habillé

Au cours du chargement du piège en anneau, avant que le réseau optique ne soit appliqué, le potentiel de piégeage est celui du piège radiofréquence habillé en présence de gravité tel qu'il a déjà été décrit dans la partie 2.2, mais cette fois-ci dans le cas d'un champ magnétique statique quadrupolaire d'axe vertical. Afin d'estimer la proportion d'atomes du condensat reposant au fond de la bulle rf qui pourra être transférée dans un puits unique du réseau optique, on est amené ici à chercher une solution dans l'approximation de Thomas-Fermi pour le condensat dans le piège habillé. Ainsi, la densité du condensat vérifie la relation $n(r,\theta) = (\mu - V(r,\theta))/g_{3D}$ là où ce terme est positif, avec $g_{3D} = 4\pi\hbar^2 a/M$. En reprenant l'équation (3.9) pour $U_0 = 0$ (puisque que les lasers sont encore éteints), on approxime alors le potentiel ressenti par les atomes par :

$$V(r,\theta) = \frac{1}{2}M\omega_{\text{trans}}^2(r - R)^2 + MgR(1 - \cos\theta), \quad (\text{D.1})$$

où les coordonnées r et θ sont définies sur la figure D.1.

Ce potentiel décrit un confinement fort sur une coquille de rayon de courbure local R . Pour la configuration de champ décrite dans la partie 3.1 on peut écrire $R = 4z_0 = 2r_0$ du fait de la courbure des ellipsoïdes iso-B. La fréquence d'oscillation autour de la surface iso-B ω_{trans} a aussi la valeur locale définie au fond de la coquille rf déjà décrite et on la considèrera indépendante de la distance au centre du piège r et de l'angle θ . Cette indépendance n'est pas strictement vraie car le couplage effectif et le gradient de champ magnétique varient avec θ . Par exemple, pour un couplage rf donné et pour l'ellipsoïde iso-B décrite au paragraphe 3.1, la pulsation ω_{trans} au fond du piège vaut deux fois la fréquence de piégeage radiale dans l'anneau ω_ρ définie dans l'équation (3.13) car α est multiplié par deux. La déformation de la coquille par la gravité est aussi négligée. Elle dépend de la position mais on s'attend à ce qu'elle soit faible pour des paramètres expérimentaux réalistes.

Pour obtenir le potentiel chimique nous allons utiliser l'approximation d'un piège harmonique à trois dimensions. En effet, la coquille est déjà approximée par un potentiel

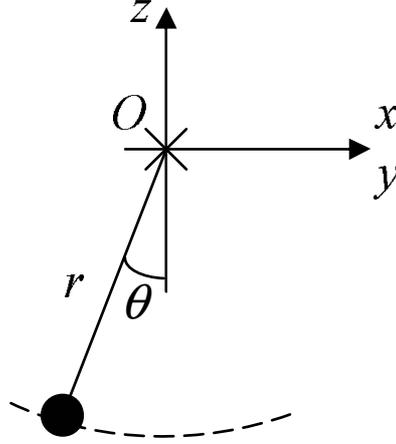


Figure D.1 – Système de coordonnées utilisé dans cette annexe. Le vecteur \mathbf{r} de longueur r et incliné d'un angle θ par rapport à l'axe vertical z indique la position de l'atome par rapport au point fixe O . Ce point est situé à une distance $R - z_0$ à la verticale du centre du piège quadrupolaire. L'atome oscille dans l'épaisseur d'une calotte de courbure local $R = 4z_0 = 2r_0$.

Figure D.1 – Coordinate system used in this annex. The vector \mathbf{r} indicates the position of the atom regarding to point O . This point is situated at distance $R - z_0$ above the center of the quadrupole trap. This vector has a modulus r and is tilted by an angle θ from the vertical axis z . The atom oscillates within the thickness of an egg-shell presenting a local radius of curvature $R = 4z_0 = 2r_0$.

harmonique radial, et la valeur maximale de θ (pour les paramètres proposés dans le tableau 3.1) est de 0,07 rad, ce qui nous autorise à considérer la partie angulaire aussi comme harmonique. La fréquence angulaire $\omega_{1,2}$ correspond à la fréquence d'un pendule pesant $\omega_{1,2} = \sqrt{g/R} = \sqrt{g/(4z_0)}$. On peut donc utiliser le résultat harmonique tridimensionnel standard [27]

$$\mu = \frac{\hbar\tilde{\omega}}{2} \left(\frac{15Na}{a_0} \right)^{2/5}, \quad (\text{D.2})$$

où $\tilde{\omega} = (g\omega_{\text{trans}}/R)^{1/3}$ est la moyenne géométrique des fréquences d'oscillation et $a_0 = \sqrt{\hbar/M\tilde{\omega}}$. Le potentiel chimique obtenu à partir de toutes ces approximations concorde très bien avec une intégration numérique et il est utilisé, avec la solution de Thomas-Fermi, pour estimer le nombre d'atomes chargés dans le potentiel optique.

En effet, on obtient à partir de cette expression de μ et en utilisant les paramètres rassemblés dans le tableau 3.1 les rayons Thomas-Fermi $R_{\text{trans}} = 0,30 \mu\text{m}$ dans la direction transverse à la bulle, et $R_{1,2} = 28 \mu\text{m}$ dans les deux directions longitudinales. De ces deux paramètres on déduit l'épaisseur totale $e_c = 2R_{\text{trans}}$ et le diamètre $l_c = 2R_{1,2}$ d'un condensat de $N = 10^5$ atomes piégé au fond du potentiel habillé. Pour obtenir une idée de l'effet de la courbure sur la dimension verticale du condensat piégé, on considère qu'il remonte jusqu'à une hauteur où le potentiel chimique compense juste

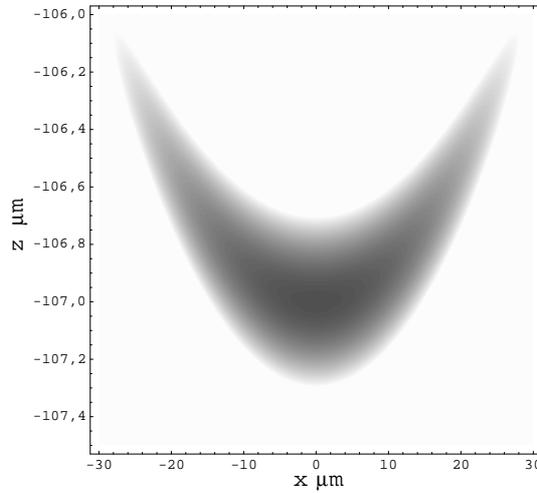


Figure D.2 — Coupe dans le plan vertical xOz de la densité atomique. La direction verticale est dilatée d'un facteur 40. La densité est calculée pour $N = 10^5$ atomes à partir du potentiel donné par l'équation (D.1) et de l'expression du potentiel chimique (D.2).

Figure D.2 – 2D plot in the vertical plane xOz of the atomic density. The vertical direction is stretched by a factor 40. The density is calculated for $N = 10^5$ atoms from the potential given by equation (D.1) and the chemical potential given by (D.2).

la gravité :

$$h_c = \frac{\mu}{Mg}. \quad (\text{D.3})$$

Toujours avec les mêmes paramètres, on en déduit une hauteur $h_c = 0,92 \mu\text{m}$. La densité spatiale atomique d'un condensat piégé calculée à partir des formules (D.1) et (D.2) est représentée en coupe dans le plan vertical xOz sur la figure D.2. Cette figure indique clairement qu'il est important de prendre en compte la remontée du nuage due à la courbure du potentiel pour le chargement de l'onde stationnaire.

Une intégration de la densité atomique ainsi obtenue sur l'intervalle $z_s \pm \lambda/4$ permet d'estimer le pourcentage d'atomes du condensat que l'on peut charger dans un site de l'onde stationnaire verticale centré en $z = z_s$. Pour $z_s = z_0$, on obtient au mieux 49 % des atomes d'atomes chargés dans le disque central et environ trois anneaux externes peuplés dans des proportions bien inférieures. Le chargement peut être optimisé en décalant l'onde stationnaire vers le haut de 170 nm environ. On obtient dans ce cas 63 % des atomes dans le disque central. Tous ces résultats correspondent très bien aux calculs numériques effectués par Barry Garraway pour évaluer l'efficacité du chargement lors de l'allumage de l'onde stationnaire lumineuse [138].

Bibliographie

- [1] E.G.M. VAN KEMPEN, S.J.J.M.F. KOKKELMANS, D.J. HEINZEN et B.J. VERHAAR, “Interisotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments”. *Phys. Rev. Lett.* **88** (9), 093 201, 1–4 (2002).
- [2] A. EINSTEIN, “Quantentheorie des einatomigen idealen Gases”. *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, 261–267 (1924).
- [3] A. EINSTEIN, “Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung”. *Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.*, 3–14 (1925).
- [4] S.N. BOSE, “Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese”. *Z. Phys.* **26**, 178–181 (1924).
- [5] D.S. HALL, “Bose-Einstein condensates in trapped dilute gases”. *Am. J. Phys.* **71** (7), 649–660 (2003).
- [6] M.H. ANDERSON, J.R. ENSHER, M.R. MATTHEWS, C.E. WIEMAN et E.A. CORNELL, “Observation of Bose–Einstein condensation in a dilute atomic vapor”. *Science* **269**, 198–201 (1995).
- [7] K.B. DAVIS, M.-O. MEWES, M.R. ANDREWS, N.J. VAN DRUTEN, D.S. DURFEE, D.M. KURN et W. KETTERLE, “Bose–Einstein condensation in a gas of sodium atoms”. *Phys. Rev. Lett.* **75** (22), 3969–3973 (1995).
- [8] C.C. BRADLEY, C.A. SACKETT, J.J. TOLLETT et R.G. HULET, “Evidence of Bose–Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions”. *Phys. Rev. Lett.* **75** (9), 1687–1690 (1995). Erratum : *ibid.* **79** (6), 1170 (1997).
- [9] D.G. FRIED, WILLMANN L. KILLIAN, T.C. AND, D. LANDHUIS, S.C. MOSS, D. KLEPPNER et T.J. GREYTAK, “Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen”. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
- [10] G. MODUGNO, G. FERRARI, G. ROATI, R.J. BRECHA, A. SIMONI et M. INGUSCIO, “Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling”. *Science* **294**, 1320–1322 (2001).
- [11] T. WEBER, J. HERBIG, M. MARK, H.-C. NÄGERL et R. GRIMM, “Bose-Einstein condensation of cesium”. *Science* **299**, 232–235 (2003).

- [12] A. ROBERT, O. SIRJEAN, A. BROWAEYS, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C.I. WESTBROOK et A. ASPECT, “A Bose-Einstein condensation of metastable atoms”. *Science* **292**, 461–464 (2001).
- [13] F. PEREIRA DOS SANTOS, J. LÉONARD, J. WANG, C.J. BARRELET, F. PERALES, E. RASEL, UNNIKRISHNAN C.S., M. LEDUC et C. COHEN-TANNOUJJI, “Bose-Einstein condensation of metastable helium”. *Phys. Rev. Lett.* **86** (16), 3459–3462 (2001).
- [14] Y. TAKASU, K. MAKI, K. KOMORI, T. TAKANO, HONDA K., T. KAMAKURA, T. YABUSAKI et Y. TAKAHASHI, “Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms”. *Phys. Rev. Lett.* **91** (4), 040 404, 1–4 (2003).
- [15] A. GRIESMAIER, J. WERNER, S. HENSLER, J. STUHLER et PFAU T., “Bose-Einstein condensation of chromium”. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 160 401, 1–4 (2005).
- [16] M. GREINER, C.A. REGAL et D.S. JIN, “Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas”. *Nature* **426**, 537–540 (2003).
- [17] S. JOCHIM, M. BARTENSTEIN, A. ALTMAYER, G. HENDL, S. RIEDL, C. CHIN, J.H. DENSCHLAG et R. GRIMM, “Bose-Einstein condensation of molecules”. *Science* **302**, 2101–2103 (2003).
- [18] T. BOURDEL, L. KHAYKOVICH, J. CUBIZOLLES, J. ZHANG, F. CHEVY, M. TEICHMANN, L. TARRUELL, KOKKELMANS S.J.J.M.F. et C. SALOMON, “Experimental study of the BEC-BCS crossover region in lithium 6”. *Phys. Rev. Lett.* **93** (5), 050 401, 1–4 (2004).
- [19] M.S. ANDREWS, C.G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D.S. DURFEE, D.M. KURN et W. KETTERLE, “Observation of interference between two Bose-Einstein condensates”. *Science* **275**, 637–641 (1997).
- [20] J. STENGER, S. INOUE, A.P. CHIKKATUR, D.M. STAMPER-KURN, D.E. PRITCHARD et W. KETTERLE, “Bragg spectroscopy of a Bose-Einstein condensate”. *Phys. Rev. Lett.* **82** (23), 4569–4573 (1999).
- [21] E.W. HAGLEY, L. DENG, M. KOZUMA, M. TRIPPENBACH, Y.B. BAND, M. EDWARDS, M. DOERY, P.S. JULIENNE, K. HELMERSON, S.L. ROLSTON et W.D. PHILLIPS, “Measurement of the coherence of a Bose-Einstein condensate”. *Phys. Rev. Lett.* **83** (16), 3112–3115 (1999).
- [22] I. BLOCH, T.W. HÄNSCH et T. ESSLINGER, “Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition”. *Nature* **403**, 166–170 (2000).
- [23] M.-O. MEWES, M.R. ANDREWS, D.M. KURN, D.S. DURFEE, C.G. TOWNSEND et W. KETTERLE, “Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms”. *Phys. Rev. Lett.* **78** (4), 582–585 (1997).
- [24] I. BLOCH, T.W. HÄNSCH et T. ESSLINGER, “Atom laser with a cw output coupler”. *Phys. Rev. Lett.* **82** (15), 3008–3011 (1999).
- [25] Y. LE COQ, J.H. THYWISS, S.A. RANGWALA, F. GERBIER, S. RICHARD, G. DELANNOY, P. BOUYER et A. ASPECT, “Atom laser divergence”. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 170 403, 1–4 (2001).

- [26] Y. CASTIN et R. DUM, “Bose-Einstein condensates in time dependent traps”. *Phys. Rev. Lett.* **77** (27), 5315–5319 (1996).
- [27] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L.P. PITAEVSKII et S. STRINGARI, “Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases”. *Rev. Mod. Phys.* **71** (3), 463–512 (1999).
- [28] P. KAPITZA, “Viscosity of liquid helium below the λ -point”. *Nature* **141**, 74 (1938).
- [29] J.F. ALLEN et MISENER A.D., “Flow of liquid helium II”. *Nature* **141**, 75 (1938).
- [30] LONDON F., “The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy”. *Nature* **141**, 643 (1938).
- [31] M.R. MATTHEWS, B.P. ANDERSON, P.C. HALJAN, D.S. HALL, E.A. CORNELL et C.E. WIEMAN, “Vortices in a Bose-Einstein condensate”. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498–2501 (1999).
- [32] K.W. MADISON, F. CHEVY, W. WOHLLEBEN et J. DALIBARD, “Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensate”. *Phys. Rev. Lett.* **84** (5), 806–809 (2000).
- [33] W. KETTERLE, D.S. DURFEE et D.M. STAMPER-KURN, “Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates”. Dans *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXL*, édité par M. INGUSCIO, S. STRINGARI et C.E. WIEMAN, pages 67–176, IOS Press Ohmsha (1999).
- [34] M. TINKHAM, *Introduction to superconductivity*. McGraw-Hill (1996).
- [35] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T.W. HÄNSCH et I. BLOCH, “Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms”. *Nature* **415**, 39–44 (2002).
- [36] M. ALBIEZ, R. GATI, J. FÖLLING, S. HUNSMANN, M. CRISTIANI et M.K. OBERTHALER, “Direct observation of tunneling and nonlinear self-trapping in a single bosonic Josephson junction”. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 010 402,1–4 (2005).
- [37] L. PRICOUPENKO, H. PERRIN et M. OLSHANII (éditeurs) *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low dimensions, Les Houches 2003*. J. Phys. IV (2004).
- [38] V. BAGNATO et D. KLEPPNER, “Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps”. *Phys. Rev. A* **44** (11), 7439–7441 (1991).
- [39] W. KETTERLE et N.J. VAN DRUTEN, “Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions”. *Phys. Rev. A* **54** (1), 656–660 (1996).
- [40] A. GÖRLITZ, J.M. VOGELS, A.E. LEANHARDT, C. RAMAN, T.L. GUSTAVSON, J.R. ABO-SHAER, A.P. CHIKKATUR, S. GUPTA, S. INOUE, T. ROSENBLAND et W. KETTERLE, “Realization of Bose-Einstein condensates in lower dimensions”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (13), 130 402, 1–4 (2001).

- [41] F. SCHRECK, L. KHAYKOVICH, K.L. CORWIN, G. FERRARI, T. BOURDEL, J. CUBIZOLLES et C. SALOMON, “Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (8), 080 403,1–4 (2001).
- [42] D. RYCHTARIK, B. ENGESER, H.-C. NÄGERL et R. GRIMM, “Two-dimensional Bose-Einstein condensate in an optical surface trap”. *Phys. Rev. Lett.* **92** (17), 173 003, 1–4 (2004).
- [43] K. VON KLITZING, G. DORDA et M. PEPPER, “New method for high-accuracy determination of the fine structure constant based on the quantized Hall resistance”. *Phys. Rev. Lett.* **45** (6), 494–497 (1980).
- [44] R.B. LAUGHLIN, “Nobel lecture : Fractional quantization”. *Rev. Mod. Phys.* **71** (4), 863–874 (1999).
- [45] H.L. STORMER, D.C. TSUI et T.C. GOSSARD, “The fractionnal quantum Hall effect”. *Rev. Mod. Phys.* **71**, S298–S305 (1999).
- [46] B. PAREDES, P. FEDICHEV, J.I. CIRAC et P. ZOLLER, “1/2-anyons in small atomic Bose-Einstein condensates”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (1), 010 402, 1–4 (2001).
- [47] N.R. COOPER, N.K. WILKIN et J.M.F. GUNN, “Quantum phases of vortices in rotating Bose-Einstein condensates”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (12), 120 405, 1–4 (2001).
- [48] V. BEREZINSKII, “Destruction of long-range order in one-dimensional systems having a continuous symmetry group, 2 - quantum systems”. *Sov. Phys. JETP-USSR* **34**, 610 (1972).
- [49] J.M. KOSTERLITZ et D.J. THOULESS, “Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems”. *J. Phys. C : Solid State Phys.* **6**, 1181–1203 (1973).
- [50] D.J. BISHOP et J.D. REPPY, “Study of the superfluid transition in two-dimensional ^4He films”. *Phys. Rev. Lett.* **40** (26), 1727–1730 (1978).
- [51] A.I. SAFONOV, S.A. VASILYEV, I.S. YASNIKOV, I.I. LUKASHEVICH et S. JAAKOLA, “Observation of quasicondensate in two-dimensional atomic hydrogen”. *Phys. Rev. Lett.* **81** (21), 4545–4548 (1998).
- [52] Z. HADZIBABIC, P. KRÜGER, M. CHENEAU, B. BATTELIER et J. DALIBARD, “Berezinskii-Kosterlitz-Thouless crossover in a trapped atomic gas”. *Nature* **441**, 1118–1121 (2006).
- [53] D.S. PETROV, G.V. SHLYAPNIKOV et J.T.M. WALRAVEN, “Phase-fluctuating 3D Bose-Einstein condensates in elongated traps”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (5), 050 404, 1–4 (2001).
- [54] S. DETTMER, D. HELLWEG, P. RYTTY, J.J. ARLT, W. ERTMER, K. SENGSTOCK, D.S. PETROV, G.V. SHLYAPNIKOV, H. KREUTZMANN, L. SANTOS et M. LEWENSTEIN, “Observation of phase fluctuations in elongated Bose-Einstein condensates”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (16), 160 406, 1–4 (2001).
- [55] S. RICHARD, F. GERBIER, J.H. THYWISS, M. HUGBART, P. BOUYER et A. ASPECT, “Momentum spectroscopy of 1D phase fluctuations in Bose-Einstein condensates”. *Phys. Rev. Lett.* **91** (1), 010 405, 1–4 (2003).

- [56] B. PAREDES, A. WIDERA, V. MURG, O. MANDEL, S. FÖLLING, I. CIRAC, G.V. SHLYAPNIKOV, T.W. HÄNSCH et I. BLOCH, “Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice”. *Nature* **429**, 277 (2004).
- [57] T. KINOSHITA, T. WENGER et D.S. WEISS, “Observation of a one dimensional Tonks-Girardeau gas”. *Science* **305**, 1125–1128 (2004).
- [58] M. GIRARDEAU, “Relationship between systems of impenetrable bosons and fermions in one dimension”. *J. Math. Phys.* **1**, 516–523 (1960).
- [59] M. OLSHANII, “Atomic scattering in the presence of an external confinement and a gas of impenetrable bosons”. *Phys. Rev. Lett.* **81** (5), 938–941 (1998).
- [60] V. DUNJKO, V. LORENT et M. OLSHANII, “Bosons in cigar-shaped traps : Thomas-Fermi regime, Tonks-Girardeau regime, and in between”. *Phys. Rev. Lett.* **86** (24), 5413–5416 (2001).
- [61] W. HÄNSEL, P. HOMMELHOFF, T.W. HÄNSCH et J. REICHEL, “Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip”. *Nature* **413**, 498–501 (2001).
- [62] H. OTT, J. FORTÁGH, G. SCHLOTTERBECK, A. GROSSMANN et C. ZIMMERMANN, “Bose-Einstein condensation in a surface microtrap”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (23), 230 401, 1–4 (2001).
- [63] 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).
- [64] F. BLOCH, “Superfluidity in a ring”. *Phys. Rev. A* **7**, 2187–2191 (1973).
- [65] G.M. KAVOULAKIS, Y. YU, M. ÖGREN et S.M. REIMANN, “Superfluidity in a gas of strongly interacting bosons”. [cond-mat/0510315](#) (2005).
- [66] J.A. SAUER, M.D. BARRETT et M.S. CHAPMAN, “Storage ring for neutral atoms”. *Phys. Rev. Lett.* **87** (27), 270 401, 1–4 (2001).
- [67] A.S. ARNOLD et E. RIIS, “Bose-Einstein condensates in ‘giant’ toroidal magnetic traps”. *J. Mod. Opt.* **49** (5/6), 959–964 (2002).
- [68] A.S. ARNOLD, “Adaptable-radius, time-orbiting magnetic ring trap for Bose-Einstein condensates”. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **37**, L29–L33 (2004).
- [69] S. WU, W. ROOIJAKKERS, P. STRIEHL et M. PRENTISS, “Bidirectional propagation of cold atoms in a ‘stadium’ magnetic guide”. *Phys. Rev. A* **70**, 013 409, 1–5 (2004).
- [70] A.S. ARNOLD, C.S. GARVIE et E. RIIS, “A large magnetic storage ring for Bose-Einstein condensates”. [cond-mat/0506142](#) (2005).
- [71] S. GUPTA, K.W. MURCH, K.L. MOORE, T.P. PURDY et D.M. STAMPER-KURN, “Bose-Einstein condensation in a circular waveguide”. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 143 201, 1–4 (2005).
- [72] E. COURTADE, O. HOUDE, J.-F. CLÉMENT, P. VERKERK et D. HENNEQUIN, “Dark optical lattice of rings for cold atoms”. *Phys. Rev. A* **74**, 031 403(R), 1–4 (2006).

- [73] O. ZOBAY et B.M. GARRAWAY, “Two-dimensional atom trapping in field-induced adiabatic potentials”. *Phys. Rev. Lett.* **86** (7), 1195–1198 (2001).
- [74] Y. COLOMBE, *Condensat de Bose-Einstein, champs évanescents et piégeage bi-dimensionnel*. Thèse de doctorat, Université Paris 13 (2004).
- [75] A.M. STEANE, M. CHOWDHURY et C.J. FOOT, “Radiation force in the magneto-optical trap”. *J. Opt. Soc. Am. B* **9** (12), 2142–2158 (1992).
- [76] C. COHEN-TANNOUDJI, *Atomes ultra-froids - Piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif*. Cours de physique atomique et moléculaire, Collège de France, année 1996-1997, www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/.
- [77] D. GUÉRY-ODELIN, *Dynamique collisionnelle des gaz d'alcalins lourds : du refroidissement évaporatif à la condensation de Bose-Einstein*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (1998).
- [78] J. SÖDING, D. GUÉRY-ODELIN, P. DESBIOLLES, F. CHEVY, H. INAMORI et J. DALIBARD, “Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate”. *Appl. Phys. B* **69**, 257–261 (1999).
- [79] M.P.A. JONES, C.J. VALE, D. SAHAGUN, B.V. HALL et E.A. HINDS, “Spin coupling between cold atoms and the thermal fluctuations of a metal surface”. *Phys. Rev. Lett.* **91** (8), 080 401, 1–4 (2003).
- [80] J. PRODAN, A. MIGDALL, W.D. PHILLIPS, I. SO, H. METCALF et J. DALIBARD, “Stopping atoms with laser light”. *Phys. Rev. Lett.* **54** (10), 992–995 (1985).
- [81] M. GREINER, I. BLOCH, T.W. HÄNSCH et T. ESSLINGER, “Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance”. *Phys. Rev. A* **63**, 031 401, 1–4 (2001).
- [82] H.J. LEWANDOWSKI, D.M. HARBER, D.L. WHITAKER et E.A. CORNELL, “Simplified system for creating a Bose-Einstein condensate”. *JLTP* **132** (5/6), 309 (2003).
- [83] C.J. MYATT, N.R. NEWBURY, R.W. GHRIST, S. LOUTZENHISER et C.E. WIEMAN, “Multiply loaded magneto-optical trap”. *Opt. Lett.* **21** (4), 290–292 (1996).
- [84] A. STEANE, P. SZRIFTGISER, P. DESBIOLLES et J. DALIBARD, “Phase modulation of atomic de Broglie waves”. *Phys. Rev. Lett.* **74** (25), 4972–4975 (1995).
- [85] W. WOHLLEBEN, F. CHEVY, K. MADISON et J. DALIBARD, “An atom faucet”. *Eur. Phys. J. D* **15**, 237–244 (2001).
- [86] C. WIEMAN et L. HOLLBERG, “Using diode lasers for atomic physics”. *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1), 1–20 (1991).
- [87] W. DEMTRÖDER, *Laser spectroscopy - Basic concepts and instrumentation*. Springer, troisième édition (2002).
- [88] K.B. MACADAM, A. STEINBACH et C. WIEMAN, “A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb”. *Am. J. Phys.* **60** (12), 1098–1111 (1992).

- [89] O. MORIZOT, *Conception et construction d'un piège magnéto-optique alimenté par un distributeur séquentiel de rubidium*. Stage de fin d'études de l'École Supérieure d'Optique (2003).
- [90] E.L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU et D.E. PRITCHARD, "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure". *Phys. Rev. Lett.* **59** (23), 2631–2634 (1987).
- [91] E. DIMOVA, O. MORIZOT, G. STERN, C.L. GARRIDO ALZAR, A. FIORETTI, V. LORENT, D. COMPARAT, H. PERRIN et P. PILLET, "Continuous transfer and laser guiding between two cold atom traps". *Eur. Phys. J. D* **42**, 299–308 (2007).
- [92] C.G. TOWNSEND, N.H. EDWARDS, C.J. COOPER, K.P. ZETIE, C.J. FOOT, A.M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN et J. DALIBARD, "Phase-space density in the magneto-optical trap". *Phys. Rev. A* **52** (2), 1423–1440 (1995).
- [93] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER et YU.B. OVCHINNIKOV, "Optical dipole traps for neutral atoms". *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95–170 (2000).
- [94] B.H. BRANSDEN et C.J. JOACHAIN, *Physics of atoms and molecules*. Prentice Hall (2003).
- [95] W.H. WING, "On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields". *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181–199 (1984).
- [96] E. MAJORANA, "Atomi orientati in campo magnetico variabile". *Nuovo Cimento* **9**, 43–50 (1932).
- [97] I.I. RABI, N.F. RAMSEY et J. SCHWINGER, "Use of rotating coordinates in magnetic resonance problems". *Rev. Mod. Phys.* **26** (2), 167–171 (1954).
- [98] C.V. SUKUMAR et D.M. BRINK, "Spin-flip transitions in a magnetic trap". *Phys. Rev. A* **56** (3), 2451–2454 (1997).
- [99] D.E. PRITCHARD, "Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy". *Phys. Rev. Lett.* **51** (15), 1336–1339 (1983).
- [100] T. ESSLINGER, I. BLOCH et T.W. HÄNSCH, "Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap". *Phys. Rev. A* **58** (4), R2664–R2667 (1998).
- [101] T. BERGEMAN, G. EREZ et H.J. METCALF, "Magnetostatic trapping fields for neutral atoms". *Phys. Rev. A* **35** (4), 1535–1546 (1987).
- [102] H.F. HESS, "Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen". *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [103] N. MASUHARE, J.M. DOYLE, J.C. SANDBERG, D. KLEPPNER, T.J. GREYTAK, H.F. HESS et KOCHANSKI G.P., "Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen". *Phys. Rev. Lett.* **61** (8), 935–938 (1988).
- [104] Y. COLOMBE, E. KNYAZCHYAN, O. MORIZOT, B. MERCIER, V. LORENT et H. PERRIN, "Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials". *Europhys. Lett.* **67** (4), 593–599 (2004).
- [105] A. MESSIAH, *Mécanique quantique*. Dunod (2003).

- [106] T. SCHUMM, S. HOFFERBERTH, L.M. ANDERSSON, S. WILDERMURTH, I. GROTH, S. ANDBAR-JOSEPH, S. SCMIEDMAYER et P. J.KRÜGER, “Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip”. *Nature Physics* **1**, 57 (2005).
- [107] I. LESANOVSKY, T. SCHUMM, S. HOFFERBERTH, L.M. ANDERSSON, P. KRÜGER et J. SCMIEDMAYER, “Adiabatic radio-frequency potentials for the coherent manipulation of matter waves”. *Phys. Rev. A* **73**, 033 619, 1–5 (2006).
- [108] YU.B. OVCHINNIKOV, S.V. SHUL’GA et V.I. BALYKIN, “An atomic trap based on evanescent light waves”. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **24**, 3173–3178 (1991).
- [109] I. BOUCHOULE, M. MORINAGA, C. SALOMON et D.S. PETROV, “Cesium gas strongly confined in one dimension : sideband cooling and collisional properties”. *Phys. Rev. A* **65**, 033 402, 1–12 (2002).
- [110] S. BURGER, F.S. CATALIOTTI, C. FORT, P. MADDALONI, F. MINARDI et M. INGUSCIO, “Quasi-2D Bose-Einstein condensation in an optical lattice”. *Europhys. Lett.* **57** (1), 1–6 (2002).
- [111] O. MORSCH, M. CRISTIANI, J.H. MÜLLER, D. CIAMPINI et E. ARIMONDO, “Free expansion of a Bose-Einstein condensate in a one-dimensional optical lattice”. *Phys. Rev. A* **66**, 021 601 (R), 1–4 (2002).
- [112] I. BOUCHOULE, *Refroidissement par bandes latérales d’atomes de césium et quelques applications*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2000).
- [113] T.A. SAVARD, K.M. O’HARA et J.E. THOMAS, “Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps”. *Phys. Rev. A* **56** (2), R1095–R1098 (1997).
- [114] M.E. GEHM, K.M. O’HARA, T.A. SAVARD et J.E. THOMAS, “Dynamics of noise-induced heating in atom traps”. *Phys. Rev. A* **58** (5), 3914–3921 (1998).
- [115] D.S. ELLIOTT, R. ROY et S.J. SMITH, “Extracavity laser band-shape and bandwidth modification”. *Phys. Rev. A* **26** (1), 023 616, 1–4 (1982).
- [116] J.L. HALL, M. TAUBMAN et J. YE, “Laser stabilization”. Dans *OSA Handbook IV, Chapitre 27*, pages 1–24 (2002).
- [117] D.J. HEINZEN, “Ultracold atomic interactions”. Dans *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXL*, édité par M. INGUSCIO, S. STRINGARI et C.E. WIEMAN, pages 351–390, IOS Press Ohmsha (1999).
- [118] K.-A. SUOMINEN, E. TIESINGA et P.S. JULIENNE, “Nonadiabatic dynamics in evaporative cooling of trapped atoms by a radio-frequency field”. *Phys. Rev. A* **58** (5), 3983–3992 (1998).
- [119] A.J. MOERDIJK, B.J. VERHAAR et T.M. NAGTEGAAL, “Collisions of dressed ground-state atoms”. *Phys. Rev. A* **53** (6), 4343–4351 (1996).
- [120] N.V. VITANOV et K.-A. SUOMINEN, “Time-dependent control of ultracold atoms in magnetic traps”. *Phys. Rev. A* **56** (6), R4377–R4380 (1997).

- [121] O. ZOBAY et B.M. GARRAWAY, “Atom trapping and two-dimensional Bose-Einstein condensates in field-induced adiabatic potentials”. *Phys. Rev. A* **69**, 023 605, 1–15 (2004).
- [122] O. ZOBAY et B.M. GARRAWAY, “Properties of coherent matter-wave bubbles”. *Acta Physica Slovaca* **50** (3), 359–367 (2000).
- [123] A. BROWAEYS, A. ROBERT, O. SIRJEAN, J. POUPARD, S. NOWAK, D. BOIRON, C.I. WESTBROOK et A. ASPECT, “Thermalization of magnetically trapped metastable helium”. *Phys. Rev. A* **64**, 034 703, 1–4 (2001).
- [124] G.A. BIRD, *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows*. Clarendon, Oxford Univ. Press (1994).
- [125] Z. FICEK et H.S. FREEDHOFF, “Fluorescence and absorption by a two-level atom in a bichromatic field with one strong and one weak component”. *Phys. Rev. A* **53**, 4275–4287 (1996).
- [126] C. COHEN-TANNOUJDI et S. REYNAUD, “Simultaneous saturation of two atomic transitions sharing a common level”. *J. Phys. B : At. Mol. Phys.* **10**, 2311–2331 (1977).
- [127] C.L. GARRIDO ALZAR, H. PERRIN, B.M. GARRAWAY et V. LORENT, “Evaporative cooling in a radio-frequency trap”. *Phys. Rev. A* **74**, 053 413, 1–10 (2006).
- [128] J. FORTÁGH A. GÜNTHER S. KRAFT C. MARZOK S. SLAMA C. ZIMMERMANN PH.W. COURTEILLE, B. DEH, “Highly versatile atomic micro traps generated by multifrequency magnetic field modulation”. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **39**, 1055–1064 (2006).
- [129] M. WHITE, H. GAO, M. PASIENSKI et B. DEMARCO, “Bose-Einstein condensates in rf-dressed adiabatic potentials”. *Phys. Rev. A* **74**, 023 616, 1–4 (2006).
- [130] D.S. PETROV, G.V. SHLYAPNIKOV et J.T.M. WALRAVEN, “Regimes of quantum degeneracy in trapped 1D gases”. *Phys. Rev. Lett.* **85** (18), 3745–3749 (2000).
- [131] I. SHVARCHUCK, CH. BUGGLE, D.S. PETROV, K. DIECKMANN, M. ZIELONKOWSKI, M. KEMMANN, T.G. TIECKE, W. VON KLITZING, G.V. SHLYAPNIKOV et J.T.M. WALRAVEN, “Bose-Einstein condensation into nonequilibrium states studied by condensate focusing”. *Phys. Rev. Lett.* **89** (27), 270 404, 1–4 (2002).
- [132] H. MORITZ, T. STÖFERLE, M. KÖHL et T. ESSLINGER, “Exciting collective oscillations in a trapped 1D gas”. *Phys. Rev. Lett.* **91** (25), 250 402, 1–4 (2003).
- [133] B. LABURTHE TOLRA, K.M. O’HARA, J.H. HUCKANS, W.D. PHILLIPS, S.L. ROLSTON et J.V. PORTO, “Observation of reduced three-body recombination in a correlated 1D degenerate Bose gas”. *Phys. Rev. Lett.* **92** (19), 190 401, 1–4 (2004).
- [134] E.M. WRIGHT, J. ARLT et K. DHOLAKIA, “Toroidal optical dipole traps for atomic Bose-Einstein condensates using Laguerre-Gaussian beams”. *Phys. Rev. A* **63**, 013 608, 1–7 (2000).

- [135] A. HOPKINS, B. LEV et H. MABUCHI, “Proposed magneto-electrostatic ring trap for neutral atoms”. *Phys. Rev. A* **70**, 053 616, 1–4 (2004).
- [136] S. STOCK, Z. HADZIBABIC, B. BATTELIER, M. CHENEAU et J. DALIBARD, “Observation of phase defects in quasi-two-dimensional Bose-Einstein condensates”. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 190 403, 1–4 (2005).
- [137] S. STOCK, *Quantized vortices in a Bose-Einstein condensate : thermal activation and dynamic nucleation*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2006).
- [138] O. MORIZOT, Y. COLOMBE, V. LORENT, H. PERRIN et B. GARAWAY, “A ring trap for ultracold atoms”. *Phys. Rev. A* **74**, 023 617, 1–10 (2006).
- [139] D.A. STECK, *Rubidium 87 D-line data* (2003). Document disponible en ligne, <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/>.
- [140] A.M. REY, *Ultra-cold bosonic atoms in optical lattices*. Thèse de doctorat, University of Maryland (2004).
- [141] H. FUKUYAMA, R.A. BARI et H.C. FOGEDBY, “Tightly bound electrons in a uniform electric field”. *Phys. Rev. B* **8** (12), 5579–5586 (1973).
- [142] M. BEN DAHAN, *Transport et relaxation d’atomes de césium : oscillations de Bloch et résonance de diffusion*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (1997).
- [143] W.M. LIU, W.B. FAN, W.M. ZHENG, J.Q. LIANG et S.T. CHUI, “Quantum tunneling of Bose-Einstein condensates in optical lattices under gravity”. *Phys. Rev. Lett.* **88** (17), 170 408, 1–4 (2002).
- [144] G. MODUGNO, E. DEMIRENDES, F. FERLAINO, H. OTT, G. ROATI et M. INGUSCIO, “Atom interferometry in a vertical optical lattice”. *Fortschr. Phys.* **52** (11-12), 1173–1179 (2004).
- [145] Y. COLOMBE, D. KADIO, M. OLSHANII, B. MERCIER, V. LORENT et H. PERRIN, “Schemes for loading a Bose-Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap”. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S155–S163 (2003).
- [146] M. HUGBART, J.A. RATTER, F. GERBIER, A.F. VARÓN, S. RICHARD, J.H. THYWISS, D. CLÉMENT, P. BOUYER et A. ASPECT, “Coherence length of an elongated condensate - a study by matter-wave interferometry”. *Eur. Phys. J. D* **35** (1), 155–164 (2005).
- [147] D. HELLWEG, L. CACCIAPUOTI, M. KOTTKE, T. SCHULTE, K. SENGSTOCK, W. ERTMER et J.J. ARLT, “Measurement of the spatial correlation function of phase fluctuating Bose-Einstein condensates”. *Phys. Rev. Lett.* **91** (1), 010 406, 1–4 (2003).
- [148] D.S. PETROV, D.M. GANGARDT et G.V. SHLYAPNIKOV, “Low-dimensional trapped gas”. Dans *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low dimensions, Les Houches 2003*, édité par L. PRICOUPENKO, H. PERRIN et M. OLSHANII, pages 3–44, J. Phys. IV (2004).
- [149] L. TONKS, “The complete equation of state of one, two and three-dimensional gases of hard elastic spheres”. *Phys. Rev.* **50** (10), 955–963 (1936).

- [150] M.D. GIRARDEAU, “Permutation symmetry of many-particle wave functions”. *Phys. Rev.* **139** (2B), B500–B508 (1965).
- [151] O. MORIZOT, C.L. GARRIDO ALZAR, V. LORENT et H. PERRIN, “Trapping and cooling of rf-dressed atoms in a quadrupole magnetic field”. *Soumis à Europhys. Lett.* (2007).
- [152] M. ALBIEZ, *Observation of nonlinear tunneling of a Bose-Einstein in a single Josephson junction*. Thèse de doctorat, University of Heidelberg (2005).
- [153] H. MÜLLER, S.-W. CHIOU, Q. LONG et S. CHU, “Phase-locked, low-noise, frequency agile Titanium-Sapphire lasers for simultaneous atom interferometers”. *Opt. Lett.* **31**, 202–204 (2006).
- [154] J. JAVANAINEN, S.M. PAIK et S.M. YOO, “Persistent currents in a toroidal trap”. *Phys. Rev. A* **58** (1), 580–583 (1998).
- [155] L. SALASNICH, A. PAROLA et L. REATTO, “Bosons in a toroidal trap : ground state and vortices”. *Phys. Rev. A* **59** (4), 2990–2995 (1999).
- [156] J. BRAND et W.P. REINHARDT, “Generating ring currents, solitons and vortices by stirring a Bose-Einstein condensate in a toroidal trap”. *J. Phys. B* **34**, L113–L119 (2001).
- [157] J. JAVANAINEN et Y. ZHENG, “Perturbing a persistent current with an external potential”. *Phys. Rev. A* **63** (6), 063 610, 1–8 (2001).
- [158] E. NUGENT, D. MCPEAKE et J.F. MCCANN, “Superfluid toroidal currents in atomic condensates”. *Phys. Rev. A* **68**, 063 606, 1–8 (2003).
- [159] A.B. BHATTACHERJEE, E. COURTADE et E. ARIMONDO, “Rotational bosonic current in a quasi-condensate confined in an optical toroidal trap”. *J. Phys. B* **37**, 4397–4404 (2004).
- [160] C. BUGGLE, J. LÉONARD, W. VON KLITZING et J.T.M. WALRAVEN, “Interferometric determination of the s and d -wave scattering amplitudes in ^{87}Rb ”. *Phys. Rev. Lett.* **93** (17), 173 202, 1–4 (2004).
- [161] Z.T. LU, K.L. CORWIN, M.J. RENN, M.H. ANDERSON, E.A. CORNELL et C.E. WIEMAN, “Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap”. *Phys. Rev. Lett.* **77** (16), 3331–3334 (1996).
- [162] L. CACCIAPUOTI, A. CASTRILLO, M. DE ANGELIS et G.M. TINO, “A continuous cold atomic beam from a magneto-optical trap”. *Eur. Phys. J. D* **15**, 245–249 (2001).
- [163] L. PRUVOST, D. MARESCAUX, O. HOUDE et DUONG H.T., “Guiding and cooling of atoms in a dipole guide”. *Opt. Commun.* **166**, 199–209 (1999).
- [164] K. SZYMANIEC, H.J. DAVIES et C.S. ADAMS, “An atomic fountain guided by a far off-resonance laser beam”. *Europhys. Lett.* **45**, 450–455 (1999).
- [165] B.T. WOLSCHRIJN, R.A. CORNELUSSEN, R.J.C. SPREEUW et H.B. VAN LINDEN VAN DEL HEUVELL, “Guiding of cold atoms by a red-detuned laser beam of moderate power”. *New J. Phys.* **4**, 69 (2002).

- [166] O. HOUDE, *Réalisation d'éléments d'optique atomique : études d'un guide, d'une lame séparatrice dipolaire et d'un miroir concave magnétique*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (2002).
- [167] O. MORIZOT, J. DE LAPEYRE DE BELLAIR, F. WIOTTE, O. LOPEZ, P.-E. POTTIE et H. PERRIN, “Agile low phase noise radio-frequency sine wave generator applied to experiments on ultracold atoms”. [arXiv: 0704. 1974v1](https://arxiv.org/abs/0704.1974v1) (2007).
- [168] E. MURPHY et C. SLATTERY, “Analog devices : Ask the application engineer_33 all about direct digital synthesis”. www.analog.com/library/analogDialogue/archives/38-08/dds.pdf.
- [169] www.xilinx.com/products/silicon_solutions/fpgas/spartan_series/spartan3_fpgas/
- [170] C.E. SHANNON, “Communication in the presence of noise”. *Proc. Institute of Radio Engineers* **37** (1), 10–21 (1949). Réédité dans : Proc. IEEE, Vol. 86, No. 2, (Feb 1998).
- [171] “Analog devices : A technical tutorial on digital signal synthesis”. www.analog.com/UploadedFiles/Tutorials/450968421DDS_Tutorial_rev12-2-99.pdf.
- [172] C. AUDOIN et J. VANIER, *The quantum physics of atomic frequency standards, volume 1*. A.E. Bailey (1989).

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué d'octobre 2003 à septembre 2006 au Laboratoire de Physique des Lasers de l'Université Paris XIII, dans l'équipe COMETA dirigée par Vincent Lorent. Je remercie Christian Chardonnet et Charles Desfrancois, qui se sont succédés à la direction du laboratoire au cours de cette période, de m'y avoir accueilli et de m'avoir permis de bénéficier d'un environnement scientifique et d'installations remarquables. Je remercie aussi Vincent Lorent de m'avoir proposé ce sujet de thèse passionnant et de m'avoir toujours laissé le champ libre dans mon travail.

Je remercie Hélène Perrin qui a supervisé cette thèse. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour son dynamisme, sa disponibilité et son intelligence. Son enthousiasme a été essentiel au bon déroulement de ma thèse. Je tiens également à la remercier pour le temps investi dans les corrections de ce manuscrit. Je suis heureux de pouvoir lui dire combien j'ai apprécié travailler sous sa direction.

Je souhaite témoigner ma reconnaissance à Paul-Eric Pottie ainsi qu'à Laurent Longchambon qui nous ont rejoint un peu plus tard et dont la présence a beaucoup apporté à l'équipe. Je les remercie pour leur soutien moral en plus du soutien technique considérable que m'a apporté Polo.

Le montage expérimental présenté dans ce manuscrit a en très grande partie été mis en place par Vincent, Hélène, Brigitte Mercier et Yves Colombe, avant que je ne le développe moi-même au cours de ma thèse avec l'aide de Paul-Eric.

Je remercie Barry M. Garraway et Maxim Olshanii avec qui notre équipe a collaboré pendant ma thèse pour les discussions passionnées et les contacts chaleureux que nous avons pu avoir.

Je remercie profondément Elena Knyazchyan qui a commencé sa thèse en même temps que moi. Ensemble, nous avons dû faire fonctionner l'expérience tous seuls pendant presque un an. Ça n'a pas toujours été facile entre nous, mais je pense qu'on s'en est bien sorti et je suis fier aujourd'hui de pouvoir la compter parmi mes amies.

Je remercie Olivier Lopez, Julien de Lapeyre de Bellair et Fabrice Wiotte de l'atelier d'électronique pour leur incroyable disponibilité, leur patience et l'efficacité de leur travail. Ils ont énormément contribué à la réussite de ces expériences. Je souhaite aussi remercier à ce titre Gérard Bacquet et Michel Fosse de l'atelier de mécanique, ainsi

que Thierry Billeton de l'atelier d'optique.

Je remercie Martine Alsters, Sabine Barbut et Nathalie Froger qui m'ont incroyablement simplifié la vie et m'ont aidé à remplir chaque papier administratif avec patience et pédagogie.

Je remercie tous ceux qui m'ont accueilli au laboratoire pour m'y avoir rendu la vie plus agréable. Merci à Polo et Xaurert, Lolo Vernac, Sébastien C., Bruno L-T., Sébastien F., Isabelle, Jacques Baudon, Francisco, Olivier Gorceix, Gillette, Katarzyna, Bruno Lucas, Arnaud, Radu, Quentin, Khelifa, JC, Hakim, Laurent. Je remercie enfin Michèle Leduc pour son extrême bienveillance à mon égard.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur Jacques Vigué de m'avoir fait l'honneur de présider la commission qui a examiné ma thèse. Je remercie également Messieurs Daniel Hennequin et Wolf von Klitzing d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon mémoire. Je les remercie pour leurs remarques et corrections ainsi que pour les discussions scientifiques que nous avons eues. Je remercie également Jean-Claude Keller et Jakob Reichel d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Enfin je remercie tous ceux qui ont eu la tâche terrible et ingrate de me soutenir durant ma thèse. C'est pour eux et par eux que j'en suis venu à bout :

Je remercie toute ma famille et particulièrement mon père, ma mère, Baptiste, Fanny et ma grand-mère. Parce qu'il reste encore des endroits doux et chauds.

Je remercie Mickaël, mon meilleur psychopote. Qu'il ne cesse jamais de m'étonner.

Je remercie MarcO et Stouf. Quand le rire est la meilleure des thérapies après la Leffe.

Je remercie Charly qui vient de s'engager à son tour dans une thèse. Parce que notre petit concours ne peut pas se terminer sur un 4 à 3.

Very special thanks to Jules Grucker for completely unfruitful - and therefore necessary - discussions. Merci à sa PACSette, miss Bromet'. Alain pour tous, et tous pour Alain ! Je remercie Mister Athanasios the Second Greatest for being such a μαλακκ. Parce que « vous avez vraiment des yeux magnifiques mademoiselle » et que Tranquille la vie !

Je remercie Karen et Marie qui ont su pousser les arts de la Comédie et de la Danse plus loin que quiconque auparavant. Et bien sûr parce qu'elles me font mourir de rire.

Je remercie mes Nice People : Johan, Dam's, Stéphane, Brice et Louison. Rendez-vous le 31 novembre 2009 à 11h55 devant Masséna, les gars.

Je remercie Céline qui ne m'a pas facilité la tâche, mais l'a rendue d'autant plus passionnante. Merci de m'avoir ouvert les yeux, même si c'était à la hache.

Je remercie Isabelle qui m'a soutenu jusqu'au coup de sifflet final, et même pendant les arrêts de jeu. Parce que si elle était un tout petit peu plus à l'ouest, elle aurait les pieds dans l'eau. Je t'adore.

Et puis il y a les autres que je ne saurais oublier mais que j'ai tout juste assez de place pour remercier ici : Isabel, Afef, Crapaud, Francis, Antoine et David, l'équipe C comme..., Hervé Raynaud, Matthieu G. et tout le groupe, Thibault Vogt, Guillaume Stern et Vincent Josse parce qu'il y a aussi des physiciens sympas, Milie et Ana, Jicéo, Félix, l'équipe de Montesson et des environs, Géraldine, Lobster, Jamie, Nono et Aude qui croyait que j'allais l'oublier.

MERCI.