Condensat de Bose–Einstein, champs évanescents et piégeage bidimensionnel.

Table des matières

Introduction **7**

1 Condensation de Bose–Einstein en dimensions restreintes **9**
1.1 Condensation d'un gaz de bosons tridimensionnel 9
1.1.1 Gaz de bosons idéal 9
1.1.2 Effet des interactions 11
1.2 Vers les basses dimensions 12
1.3 Condensation d'un gaz de bosons unidimensionnel 12
1.4 Condensation d'un gaz de bosons bidimensionnel 12
1.4.1 Gaz bidimensionnel uniforme 12
1.4.2 Gaz bidimensionnel dans un piège harmonique 12

2 Obtention du condensat **15**
2.1 Description générale 15
2.2 L'enceinte à ultra-vide 17
2.3 Le système laser 19
2.4 Le contrôle informatique des séquences 24
2.5 Le double piège magnéto-optique 26
2.6 Le piège magnétique 29
2.7 Le refroidissement évaporatif et la condensation 33

3 Piégeage bidimensionnel par ondes évanescentes **35**
3.1 Le piège bidimensionnel à ondes évanescentes 38
3.1.1 Champ lumineux évanescent 38
3.1.2 Piège bidimensionnel 41
3.2 Chargement du piège à ondes évanescentes 47
3.2.1 Transfert magnétique 47
3.2.2 Ascenseur dipolaire 55
3.2.3 Conclusion 58
3.3 Réflexion et diffraction du condensat sur une onde évanescente 61
3.3.1 Le guide d'onde planaire 61

3.3.2 Production de l'onde évanescente 62
3.3.3 Mesure de l'intensité de l'onde évanescente 63
3.3.4 Expérience de réflexion du condensat 65
3.3.5 Interprétation 75
3.3.6 Diffraction du condensat dans le domaine temporel 77

4 Piégeage bidimensionnel dans un champ magnétique habillé 85
4.1 États habillés obtenus par couplage RF 86
4.1.1 Hamiltonien d'interaction 86
4.1.2 Repère tournant et états habillés 87
4.1.3 Condition de suivi adiabatique 90
4.2 Potentiels adiabatiques du piège habillé 92
4.3 Chargement du piège habillé 96
4.3.1 Mise en place du champ radiofréquence 97
4.3.2 Rampe de fréquence RF 97
4.4 Configuration expérimentale 99
4.4.1 Génération de l'onde radiofréquence 99
4.4.2 Séquences expérimentales 100
4.4.3 Mesure du couplage radiofréquence 101
4.5 Confinement dans le piège habillé 102
4.5.1 Fréquence d'oscillation transverse 103
4.5.2 Fréquences d'oscillation longitudinales 106
4.5.3 Anisotropie du piège, régime bidimensionnel 107
4.5.4 Adiabaticité lors du transfert 108
4.6 Durée de vie et chauffage 109
4.6.1 Collisions d'échange 109
4.6.2 Transitions Landau–Zener 110
4.6.3 Stabilité de la source radiofréquence 113
4.7 Stratégies pour la condensation 2D 116
4.8 Conclusion 118

Annexes

A L'imagerie 119
A.1 Principe de l'imagerie par absorption 119
A.2 Acquisition et traitement des images 121
A.3 Utilisation du mode « frame transfer » 122
A.4 Réglage et caractérisation du montage optique 123

B Obturateur rapide 127
B.1 Caractéristiques de l'obturateur 129
B.2 Exemples d'utilisation 131
B.2.1 Imagerie 131

B.2.2 Ouverture et fermeture de faisceaux ; impulsions 132

C Mesure du champ radiofréquence 135
C.1 Caractérisation de l'antenne de référence 135
C.2 Sonde de champ magnétique radiofréquence 137
C.3 Mesure de B_{RF} 139
C.4 Exemple : mesure du champ RF d'évaporation 140

D Le piège QUIC 143
D.1 Réalisation du piège 143
D.2 Coupure des courants 144
D.3 Stabilité du champ de biais 147

E Potentiel dipolaire 149
E.1 Atome à deux niveaux 149
E.2 Atome de rubidium 87 151

F Articles 155
Schemes for loading a Bose–Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap 157
Erratum 166
Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials . 168

Bibliographie 175

Introduction

xx [1] [2] [3]
Biblio [4]

Chapitre 1

Condensation de Bose–Einstein en dimensions restreintes

Ce chapitre expose succinctement le phénomène de condensation de Bose–Einstein d'un gaz atomique de bosons, dans l'espace à trois dimensions et dans le cas des dimensions restreintes. Le paragraphe 1.1 rappelle les résultats principaux obtenus à 3D pour un gaz idéal, ainsi que la description du condensat en présence d'interactions. Nous examinons ensuite (§ 1.2) les conditions que l'on doit imposer au gaz de bosons pour qu'il se comporte comme un gaz 1D ou 2D. La condensation en dimensions restreintes est décrite dans les deux derniers paragraphes, tout d'abord dans le cas unidimensionnel (§ 1.3), puis dans le cas bidimensionnel qui a motivé nos expériences (§ 1.4). Nous verrons que les propriétés d'un gaz de bosons dégénéré sont modifiées de façon spectaculaire lorsqu'il est contraint à évoluer à une ou à deux dimensions.

1.1 Condensation d'un gaz de bosons tridimensionnel

1.1.1 Gaz de bosons idéal

Considérons un gaz idéal — c'est à dire sans interactions — de N particules bosoniques identiques, confiné à trois dimensions dans une boîte de taille finie ou dans un potentiel harmonique. Dans la description grand-canonique, le nombre moyen $n(\epsilon_i)$ de particules dans un état d'énergie ϵ_i obéit à la statistique de Bose–Einstein [5] :

$$n(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_i - \mu)} - 1}\,, \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{1}{k_{\mathrm{B}} T}\,. \tag{1.1}$$

μ est le potentiel chimique de la distribution, qui est nécessairement inférieur à l'énergie du niveau fondamental ϵ_0. Il est lié à la température T par la condition de normalisation $N = \sum_i n(\epsilon_i)$. À une température donnée, le nombre moyen N' de particules dans les

états excités ($i > 0$) vaut

$$N' = \sum_{i>0} \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_i - \mu)} - 1} \quad < \quad N'_{\max} = \sum_{i>0} \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_i - \epsilon_0)} - 1} \, . \tag{1.2}$$

La somme définissant $N'_{\max}$ est convergente pour les potentiels que nous considérons, par conséquent le nombre de particules dans les états excités est borné supérieurement par $N'_{\max}(T)$. En revanche le nombre de particules N_0 pouvant se trouver dans le niveau fondamental n'est pas borné, puisque

$$N_0 \overset{\mu \to \epsilon_0}{\sim} \frac{k_{\mathrm{B}} T}{\epsilon_0 - \mu} \tag{1.3}$$

pour un niveau fondamental non dégénéré. Ainsi lorsque l'on se place à une température fixée et que l'on ajoute des particules au système jusqu'à dépasser le nombre maximum $N'_{\max}$ admissible dans les niveaux excités, on accumule obligatoirement au moins $N - N'_{\max}$ particules dans le niveau fondamental. De la même façon, si le nombre moyen de particules N est fixé et que l'on abaisse la température de la distribution, le nombre $N'_{\max}$ finit par être inférieur à N ce qui implique l'accumulation de particules dans le niveau fondamental.

Ce phénomène de saturation des niveaux excités se produit également dans la limite thermodynamique, qui consiste à faire tendre vers l'infini les dimensions caractéristiques du potentiel piégeant tout en maintenant la densité de particules constante. Dans cette limite, un gaz de N bosons voit sa population N_0 dans le niveau fondamental passer brusquement[1] de zéro à une quantité macroscopique, lorsqu'on abaisse sa température au-dessous d'une température T_c dépendant de la densité $\rho(\epsilon)$ des niveaux d'énergie. Il s'agit alors d'une véritable transition de phase : la *condensation de Bose–Einstein*.

Pour calculer la température de transition et le nombre de particules condensées on adopte généralement une description semi-classique, dans laquelle les niveaux d'énergie sont considérés suffisamment rapprochés pour pouvoir être traités de façon continue. Cette approche est valide lorsque l'écart entre les niveaux d'énergie est très faible devant l'énergie thermique $k_{\mathrm{B}} T$. On peut alors récrire N' et $N'_{\max}$ (1.2) selon

$$N' = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \frac{\rho(\epsilon)}{e^{\beta(\epsilon - \mu)} - 1} \, d\epsilon \quad < \quad N'_{\max} = \int_{\epsilon_0}^{\infty} \frac{\rho(\epsilon)}{e^{\beta(\epsilon - \epsilon_0)} - 1} \, d\epsilon \, , \tag{1.4}$$

où $\rho(\epsilon)$ est la densité d'états du potentiel considéré. Dans le cas du potentiel harmonique, le nombre de saturation vaut [6, 7]

$$N'_{\max} \simeq 1{,}202 \left(\frac{k_{\mathrm{B}} T}{\hbar \bar{\omega}} \right)^3 , \tag{1.5}$$

où $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ est la moyenne géométrique des fréquences du piège. La transition est atteinte lorsque $N = N'_{\max}$, ce qui donne la température de transition

$$k_{\mathrm{B}} T_c = 0{,}94 \, \hbar \bar{\omega} \, N^{1/3} \, . \tag{1.6}$$

1. $N_0(T)$ est une fonction continue, mais sa dérivée est discontinue.

Pour un nombre de particules de l'ordre de 10^5, on a $k_{\rm B}T_c \simeq 50\,\hbar\bar{\omega}$ ce qui montre que la condensation est un phénomène purement quantique ne pouvant être expliqué par la statistique de Boltzmann. Cela permet également de justifier l'approche semi-classique, sauf pour le cas particulier d'un piège très anisotrope dans lequel on peut avoir tout à la fois $k_{\rm B}T_c \gg \hbar\bar{\omega}$ et $k_{\rm B}T_c \lesssim \hbar\omega_i$ dans une direction i de fort confinement.

Au-dessus de T_c la distribution est très proche d'une distribution de Boltzmann ; au dessous de T_c, la fraction condensée évolue selon

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 . \tag{1.7}$$

À température nulle toutes les particules sont condensées et la fonction d'onde à N particules s'écrit sous la forme factorisée

$$\phi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, ..., \boldsymbol{r}_N) = \prod_{j=1}^{N} \phi_0(\boldsymbol{r}_j) \,, \tag{1.8}$$

où ϕ_0 est la fonction d'onde de l'état fondamental à une particule.

Dans le cas d'un gaz piégé dans une boîte cubique de côté L — ce qui à la limite thermodynamique $L \to \infty$, $n = N/L^3 = $cte correspond à un gaz homogène — on obtient une densité de saturation dans l'espace des phases $n'\,\lambda_{\rm dB}^3 = 2{,}612$, où $\lambda_{\rm dB}$ est la longueur d'onde de de Broglie thermique $\lambda_{\rm dB} = h/\sqrt{2\pi M k_{\rm B} T}$. La température de transition est $k_{\rm B}T_c = h^2\,(n/2{,}612)^{2/3}/(2\pi M)$, et la fraction condensée vaut $n_0/n = 1 - (T/T_c)^{3/2}$ pour $T \leq T_c$. Au contraire du cas harmonique où la condensation a lieu à la fois spatialement et dans l'espace des vitesses, dans le cas homogène la condensation a lieu uniquement dans l'espace des vitesses.

1.1.2 Effet des interactions

La description faite au paragraphe précédent ignore les interactions entre particules, qui ont un rôle important dans les expériences de condensation de gaz atomiques. Au-dessus de la température de transition, l'effet des interactions est essentiellement de maintenir une distribution quasi-thermique du nuage d'atomes, ce qui permet son refroidissement évaporatif jusqu'à la dégénérescence quantique[2]. Bien qu'ayant un rôle expérimental important, les interactions peuvent cependant être négligées en bonne approximation dans la distribution d'équilibre du nuage thermique, du fait de sa faible densité ($n \lesssim 10^{13}\,{\rm at/cm^3}$). Ce n'est pas le cas pour la fraction condensée, dont le profil spatial et la distribution en impulsion sont modifiés de façon importante par les interactions.

Un condensat à l'équilibre à température nulle en présence d'interactions peut être décrit assez précisément par une *fonction d'onde macroscopique* $\Psi_0(\boldsymbol{r})$ qui vérifie l'équation de Gross–Pitaevskii indépendante du temps [8, 9] :

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\,\Delta\Psi_0 + V_{\rm ext}(\boldsymbol{r})\,\Psi_0 + Ng|\Psi_0|^2\,\Psi_0 = \mu\,\Psi_0 \,. \tag{1.9}$$

2. Certaines espèces ont un taux élevé de collisions inélastiques, ce qui peut empêcher d'atteindre la condensation.

Dans cette expression $V_{\text{ext}}(\boldsymbol{r})$ est le potentiel du piège et $Ng|\Psi_0|^2$ un terme non-linéaire provenant des interactions entre les atomes du condensat. La constante d'interaction vaut $g = 4\pi\hbar^2 a/M$, où a est la longueur de diffusion dans l'onde s caractérisant les collisions à deux corps à très basse température [10]. L'équation de Gross-Pitaevskii est obtenue en supposant que tous les atomes occupent le même état à une particule et peuvent être traités comme un champ classique [11, 12] ; le potentiel d'interaction est modélisé par un potentiel de contact $V_{\text{int}}(\boldsymbol{r'} - \boldsymbol{r}) = g\,\delta(\boldsymbol{r'} - \boldsymbol{r})$. Cette approche de type « champ moyen » n'est valide que si le condensat est suffisamment dilué pour que la distance moyenne entre atomes soit grande devant la longueur de diffusion ($n_0 a^3 \ll 1$), et si le nombre d'atomes dans le condensat est élevé ($N_0 \gg 1$).

[corrélations entre particules, Bogoliubov, spectre des excitations dépendant de la dimension, Thomas-Fermi]

1.2 Vers les basses dimensions

Critères simples pour les dimensions restreintes.

1.3 Condensation d'un gaz de bosons unidimensionnel

1.4 Condensation d'un gaz de bosons bidimensionnel

1.4.1 Gaz bidimensionnel uniforme

1.4.2 Gaz bidimensionnel dans un piège harmonique

-(réalisations anisotropes)-

1) Films d'hydrogène

2) L'interaction avec un champ magnétique statique est utilisée pour réaliser des pièges très allongés (1D), avec des dispositifs macroscopiques [13–15] ou au voisinage de microstructures [Jakob, autres]. Cette dernière technique se prête également à la réalisation de guides d'ondes unidimensionnels [16] [Schmiedmayer Cornell Zimmermann]. Une interaction répulsive avec une surface magnétique est également possible [17, 18] (2D).

3) Un champ magnétique radiofréquence peut produire des potentiels adiabatiques confinant les atomes sur une surface équipotentielle d'un piège magnétique classique. Ce sujet fait l'objet du chapitre 4.

4) L'interaction dipolaire des atomes avec un champ lumineux désaccordé offre de nombreuses possibilités. Un faisceau laser unique peut produire un piège allongé [19] ou aplati [13], ou encore un guide d'onde [20] 1D selon le profil de l'intensité lumineuse et le signe du désaccord. On peut également utiliser les interférences entre plusieurs

faisceaux laser, ou l'onde stationnaire formée dans une cavité ; on obtient alors un réseau de micro-pièges dans l'espace libre. Comme la distance entre deux ventres (ou nœuds) du champ est de l'ordre de $\lambda_{\text{laser}}/2$, les micro-pièges peuvent être très confinants dans une direction (pièges 2D) [Italiens, Grimm lithium], deux directions (1D) [Phillips Esslinger] ou trois directions (0D) [idem a priori]. Enfin on peut utiliser une onde évanescente au voisinage d'une surface, [21]

[22]
[23] [24]
[25] [26] [27] [28]
[29]
Vortex LLL ou presque [30] [31] [32] [33]
Statistique fractionnaire 2D [34]
2D avec interactions [35] [36] [37] [38] [39] KT [40] [41] [42]
1D [43] [44] Lieb-L [45] [46] [47] [48] [49] [50] [51] [52]
2D-1D [53]

Chapitre 2

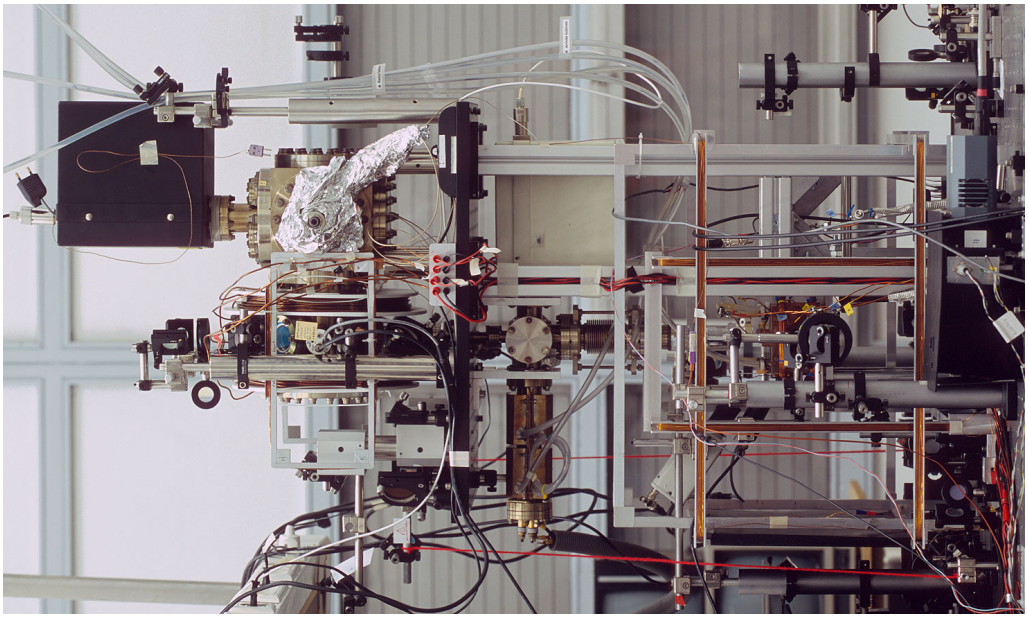
Obtention du condensat de Bose–Einstein

Ce chapitre présente le montage expérimental et les étapes successives qui nous ont permis d'aboutir à la condensation du gaz d'atomes de rubidium. Je donnerai tout d'abord une description générale de l'expérience (2.1), puis je passerai en revue l'enceinte à ultra-vide (2.2), le système laser (2.3), le contrôle informatique des séquences expérimentales (2.4), le double piège magnéto-optique (2.5), le piège magnétique (2.6) et l'évaporation radiofréquence (2.7) qui permet d'atteindre la transition de phase. Le système d'imagerie est détaillé dans l'annexe A.

2.1 Description générale

Nous utilisons un montage à deux pièges magnéto-optiques (figure 2.1) qui permet d'obtenir un nuage d'atomes froids dans un environnement d'ultra-vide poussé (quelques 10^{-11} mbar). Le premier piège, situé dans la partie supérieure de l'enceinte à vide, est alimenté par une vapeur de rubidium ; les atomes sont transférés en continu au second piège grâce à un faisceau laser pousseur, à travers un tube qui maintient un vide différentiel entre les parties supérieure et inférieure de l'enceinte. 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, jusqu'à la condensation de Bose–Einstein. Le condensat est ensuite utilisé pour les expériences de transport vers la surface d'un prisme diélectrique, de rebond sur une onde évanescente, ou de transfert dans le piège magnétique « habillé » d'une onde radiofréquence ; ces expériences sont décrites dans les chapitres suivants. Enfin, les atomes sont détectés à l'aide d'une caméra CCD[1] en imageant l'absorption d'un faisceau sonde.

1. *Charge-coupled device* (dispositif à transfert de charges).



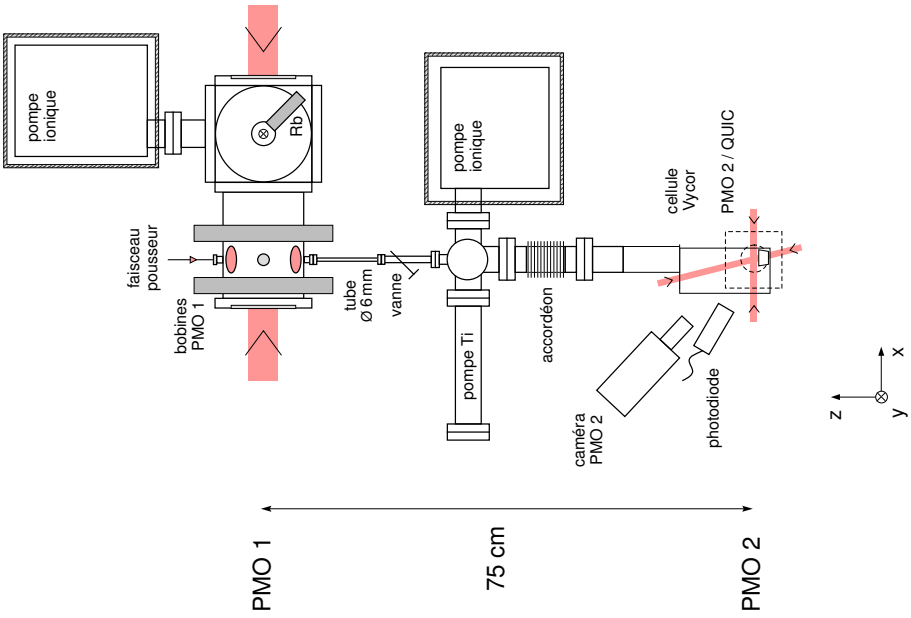


Figure 2.1 — Dispositif expérimental : l'enceinte à ultra-vide.
Experimental setup : the vacuum chamber.

2.2 L'enceinte à ultra-vide

Jusqu'à présent toutes les expériences de condensation utilisent le refroidissement évaporatif pour atteindre la transition de phase[2]. 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 $\Gamma_{\rm el} = n\sigma\bar{v}$, où n est la densité moyenne, σ la section efficace de collision et $\bar{v}$ la vitesse moyenne des atomes. L'efficacité du refroidissement évaporatif est limitée par les collisions avec le gaz résiduel contenu dans l'enceinte ainsi que par les collisions inélastiques entre les atomes piégés, aux taux respectifs $\Gamma_{\rm vide}$ et $\Gamma_{\rm inel}$. Les collisions avec le gaz résiduel conduisent essentiellement à une perte d'atomes, car les pièges conservatifs pour atomes neutres sont peu profonds. Le nombre d'atomes piégés diminue alors selon $\mathrm{d}N/\mathrm{d}t = -\Gamma_{\rm vide}\,N$, et la durée de vie $\tau_{\rm vide} = 1/\Gamma_{\rm vide}$ est inversement proportionnelle à la pression P du gaz résiduel[3] : $\tau_{\rm vide}[\mathrm{s}] \simeq 3.10^{-9}/P[\mathrm{mbar}]$. Les collisions inélastiques causent également des pertes et peuvent de plus être une source de chauffage du nuage piégé. Le régime d'emballement qui aboutit à la condensation ne peut être atteint que si le taux de collisions élastiques est suffisamment élevé ; pour des paramètres de piégeage et d'évaporation typiques, il faut satisfaire la condition initiale $\Gamma_{\rm el}(t=0) \geq 300\,(\Gamma_{\rm vide} + \Gamma_{\rm inel})$ [56, 57]. Dans le cas du rubidium piégé dans le sous-état $|5\mathrm{S}_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, les collisions inélastiques — principalement de la recombinaison à trois corps [58, 59] — ont un taux très faible jusqu'à la transition de phase [60], $\Gamma_{\rm inel} \simeq 1/(500\,\mathrm{s})$ à la densité typique de $10^{13}\,\mathrm{at\cdot cm^{-3}}$. La condition précédente se réduit donc à $\Gamma_{\rm el}(t=0) \geq 300\,\Gamma_{\rm vide}$.

Puisque le taux de thermalisation par collisions élastiques augmente avec la densité du nuage, un potentiel de piégeage très confinant permet d'appliquer des rampes d'évaporation très rapides. C'est le cas notamment des micro-pièges magnétiques dans lesquels la transition de phase peut être atteinte en moins d'une seconde grâce à un taux de collisions élastiques dépassant le kilohertz [61] ; une pression résiduelle de l'ordre de $10^{-9}\,\mathrm{mbar}$ est alors suffisante, elle correspond à une durée de vie $\tau_{\rm vide}$ des atomes piégés de quelques secondes. Dans les pièges magnétiques classiques moins confinants, une rampe d'évaporation dure en général au moins 15 s, ce qui impose un environnement d'ultra-vide à des pressions inférieures à $10^{-10}\,\mathrm{mbar}$.

La réalisation de pressions aussi basses conduit généralement à séparer le dispositif en deux sous-enceintes ; la première collecte les atomes à partir d'une vapeur et les

2. Le refroidissement évaporatif est en général la dernière étape du processus, cependant la condensation a également été obtenue de façon réversible par modification adiabatique du potentiel de piégeage [54]. Dans ce cas le refroidissement évaporatif n'est qu'une étape préalable.
3. Le durée de vie $\tau_{\rm vide}$ à $1/e$ du nuage piégé est reliée à la pression P du gaz résiduel de la façon suivante : le taux de collision par atome piégé vaut $\Gamma_{\rm vide} = n'\sigma'\bar{v}'$ 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 $n' = \frac{P}{k_{\rm B}T'}$ et $\bar{v}' = \sqrt{\frac{8\,k_{\rm B}T'}{\pi m'}}$, on obtient $\tau_{\rm vide} = \frac{\sqrt{\pi m' k_{\rm B} T'/8}}{\sigma' P}$ qui dépend de la masse et de la section efficace du gaz résiduel considéré (qui n'est pas nécessairement du rubidium). On adopte généralement la relation $\tau_{\rm vide}[\mathrm{s}] \simeq 3.10^{-9}/P[\mathrm{mbar}]$ [55].

transfère à la seconde où a lieu le refroidissement évaporatif dans un vide poussé[4]. De nombreuses configurations sont utilisées avec succès, parmi lesquelles le jet avec ralentissement Zeeman [65], le transport magnétique [66], et le double piège magnéto-optique [67–70]. C'est ce dernier dispositif que nous utilisons dans notre expérience.

L'enceinte à vide est construite à une extrémité de la table optique, le reste étant consacré au montage laser. Le pompage est réalisé par deux pompes ioniques 25 L/s blindées magnétiquement et une pompe à sublimation de titane (figure 2.1). Nous n'utilisons pas de jauge à vide pour simplifier le montage ; la qualité du vide est estimée grâce au courant des pompes ioniques après étuvage et à la durée de vie des atomes dans le piège magnétique. Les parties supérieure et inférieure de l'enceinte sont reliées par un tube long de 12 cm et de diamètre 6 mm qui maintient une différence de pression de plus de deux ordres de grandeur. Une vanne permet d'isoler les deux parties lorsqu'un élément du montage doit être modifié. La mise sous vide après fermeture de l'enceinte se fait par raccordement à un banc de pompage 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, pendant deux semaines. Lorsque la pression est inférieure à 2.10^{-8} mbar on met en route les pompes ioniques et le banc de pompage est déconnecté. L'étuvage se termine par une descente en température d'une dizaine d'heures.

La partie supérieure contient une vapeur de rubidium à environ 10^{-8} mbar qui alimente le premier piège magnéto-optique (PMO). La vapeur provient d'une ampoule de 1 g de rubidium chauffée à 150 °C, dans un tube qui peut être isolé par une vanne. La vapeur et les gaz résiduels sont évacués par la pompe ionique, qui est progressivement contaminée par le rubidium (son courant de pompage augmente lentement au cours des mois) sans que l'on constate une baisse de son efficacité[5]. Avant que l'ampoule contenant le rubidium soit brisée, le courant de pompage est de moins de 1 μA ce qui correspond à une pression résiduelle de 10^{-9} mbar.

La partie inférieure se termine par une cellule dans laquelle est réalisé le second piège magnéto-optique, chargé en continu par un flux d'atomes extraits du premier piège par le faisceau pousseur (voir § 2.5) ; les deux pièges sont distants de 75 cm. La cellule est 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} °C^{-1}) et résistance aux hautes températures (> 900 °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 parallélépipède de dimensions extérieures 70 mm (longueur) × 130 mm (hauteur) × 23 mm (épaisseur) qui s'insère entre les bobines du piège magnétique[6], soudée à un tube

4. Notons que 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 10^{-11} Torr durait 300 s [62]. Plus récemment les groupes de Claus Zimmermann à Tübingen [63] et de Ed Hinds à Londres [64] sont parvenus à réaliser des systèmes combinant dans une seule enceinte le chargement rapide d'un piège magnéto-optique à partir d'une source de rubidium impulsionnelle (*Rubidium dispenser*) et un excellent vide lors de la phase de piégeage magnétique : $\tau_{\text{vide}} > 100$ s .
5. Une augmentation de la pression du gaz résiduel dégraderait le chargement du premier piège magnéto-optique.
6. La longueur et la hauteur de la cellule sont choisies pour laisser un passage au faisceau quasi-vertical du second piège magnéto-optique (figure 2.1).

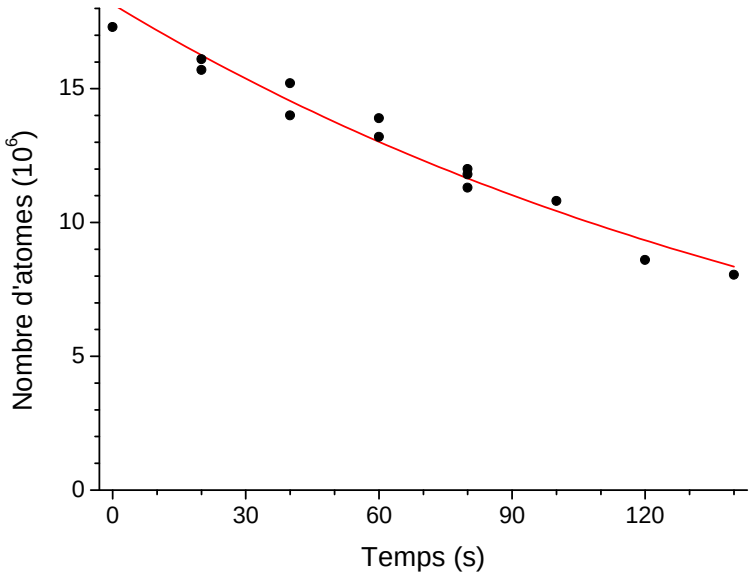


Figure 2.2 — Décroissance du nombre d'atomes dans le piège magnétique, due aux collisions avec le gaz résiduel. L'ajustement exponentiel donne $\tau_{\text{vide}} = 180\,\text{s}\,(\pm 12\,\text{s})$. Les mesures sont faites avec des nuages atomiques refroidis par évaporation afin d'éviter les pertes dues aux collisions avec la paroi de la cellule la plus proche.

Decay of the number of atoms in the magnetic trap due to background gas collisions. The exponential fit yields a 1/e lifetime $\tau_{\text{vac}} = 180\,s\,(\pm 12\,s)$, corresponding to a background pressure of about 2.10^{-11} mbar. The atomic samples have been pre-cooled to avoid losses on the nearest cell wall, 3.4 mm from the center of the magnetic trap. Before the activation of the Titanium sublimation pump, the lifetime was only 40 s.

de verre de diamètre 38 mm qui se termine par une jonction verre - métal et une bride au standard CF 40. Nous ajustons la position verticale de la cellule grâce à une liaison en accordéon. Le gaz résiduel est évacué par une pompe ionique et par une pompe à sublimation de titane. La pompe à sublimation de titane est activée en chauffant 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 la paroi intérieure de la pompe, en formant 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 180 s (figure 2.2), soit une pression résiduelle $P \simeq 2.10^{-11}$ mbar.

2.3 Le système laser

Le système actuel utilise uniquement des diodes laser [71], au nombre de six : quatre diodes *Sanyo* 70 mW, une diode *Yokogawa* DBR[7] 5 mW et une diode *Hitachi* 50 mW montée en cavité étendue. Le montage est schématisé sur la figure 2.3 qui indique les puissances lumineuses mesurées en fonctionnement normal ; les fréquences des faisceaux sont portées sur la figure 2.4. Chaque diode est suivie d'un isolateur optique −35 dB

7. Distributed Bragg reflector.

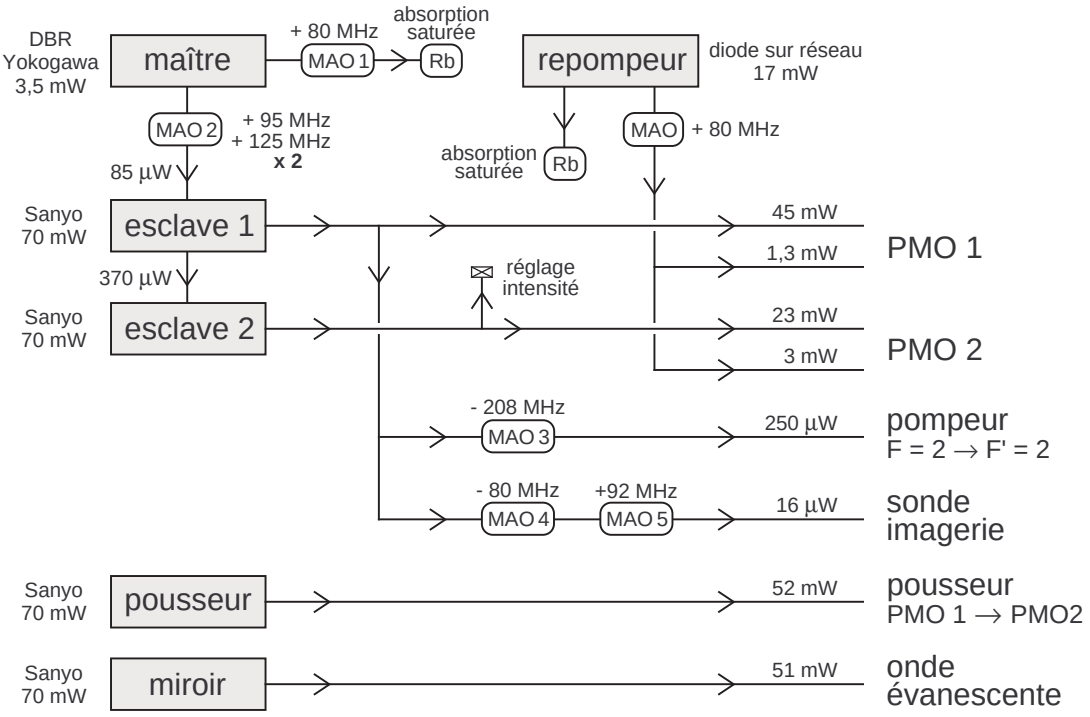


Figure 2.3 − Montage des diodes laser.

The laser diodes system. The master DBR diode and the repumping extended-cavity diode are locked on two saturated absorption spectroscopy setups. The diodes generating the pushing beam and the evanescent atomic mirror are free running, with spectral width 5 MHz FWHM. The mentioned laser powers are the actual measured values.

pour éviter les réinjections parasites[8]. Les sources de courant, les asservissements en température[9] et les détections synchrones ont été réalisés par l'atelier d'électronique du laboratoire.

La diode DBR « maître » a le rôle le plus important ; sa fréquence est stabilisée à 40 MHz d'un croisement de niveaux hyperfins (figure 2.4, au centre et à droite) par un montage de spectroscopie d'absorption saturée. La stabilisation est réalisée en modulant la fréquence d'un modulateur acousto-optique (MAO) (voir page 23). Le faisceau émis est ensuite décalé en fréquence par un MAO en double passage, ce qui lui permet de couvrir une plage de fréquence de $-0{,}5\,\Gamma$ à $-10{,}5\,\Gamma$ [10] par rapport à la transition $5S_{1/2}$, $F=2 \rightarrow 5P_{3/2}$, $F=3$, que nous noterons $(2 \rightarrow 3)$ dans ce chapitre pour alléger l'écriture. Ce faisceau 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

8. Un isolateur −60 dB est utilisé pour la diode DBR, qui s'est avérée particulièrement sensible.
9. Les boîtiers des diodes sont refroidis ou chauffés par des modules à effet Peltier.
10. $\Gamma = 2\pi \times 5{,}89$ MHz est la largeur spectrale 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 Γ	119
Compression, mélasse	PMO 2	$(2 \rightarrow 3)$ - 4,5 Γ	112
Pompage optique	Pompeur	$(2 \rightarrow 2)$	97
Imagerie	Sonde	$(2 \rightarrow 3)$ typ.	119,9 typ.

Tableau 2.1 — Fréquences des faisceaux dérivant de la diode DBR, et fréquences successives du deuxième modulateur acousto-optique lors d'une séquence typique.

This table lists the frequencies at which AOM 2 is driven during a typical experiment. All other AOMs are used at fixed frequencies.

totale à mi-hauteur) en émission libre[11], est réduite grâce à l'injection à celle de la diode DBR, 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 peut être utilisé à résonance $(2 \rightarrow 3)$ ou désaccordé jusqu'à $-8\,\Gamma$.

Dans cette configuration, les modulateurs acousto-optiques sont utilisés à des fréquences fixes, excepté celui du MAO 2 qui est commandé entre 95 MHz et 125 MHz au cours des séquences expérimentales (tableau 2.1).

La diode « repompeur » a pour rôle de repomper les atomes des deux pièges magnéto-optiques qui se désexcitent dans le niveau fondamental hyperfin $5S_{1/2}$, $F = 1$. Nous utilisons une diode *Hitachi* 50 mW intégrée dans un montage en cavité étendue TEC-100 du fabricant *Sacher Lasertechnik*, qui s'inspire du système décrit dans [73] : l'émission de la diode est affinée en fréquence par rétroaction optique, grâce à une cavité externe formée par la face arrière de la diode et un réseau utilisé dans l'ordre -1 (configuration de Littrow). La largeur spectrale d'émission est ainsi abaissée à environ 1 MHz (largeur sur quelques centaines de millisecondes en émission libre). Nous asservissons cette diode grâce à un montage de spectroscopie d'absorption saturée 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 (figure 2.3).

11. Cette largeur spectrale de 5 MHz mesurée pour les diodes *Sanyo* DL-7140-201S que nous utilisons dans l'expérience est tout à fait remarquable, s'agissant de diodes laser sans cavité externe ni réseau de Bragg intégré. Nous l'avons remarquée pour la première fois en chargeant un piège magnéto-optique avec la diode esclave 1 non injectée et non asservie en fréquence. La largeur spectrale a ensuite été mesurée en enregistrant un battement entre deux diodes sur une photodiode rapide. Olivier, Brigitte et Vincent ont réalisé un piège magnéto-optique utilisant uniquement deux de ces diodes — une pour les faisceaux de refroidissement, une pour le faisceau de repompage hyperfin [72] ; ce montage est complètement 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.

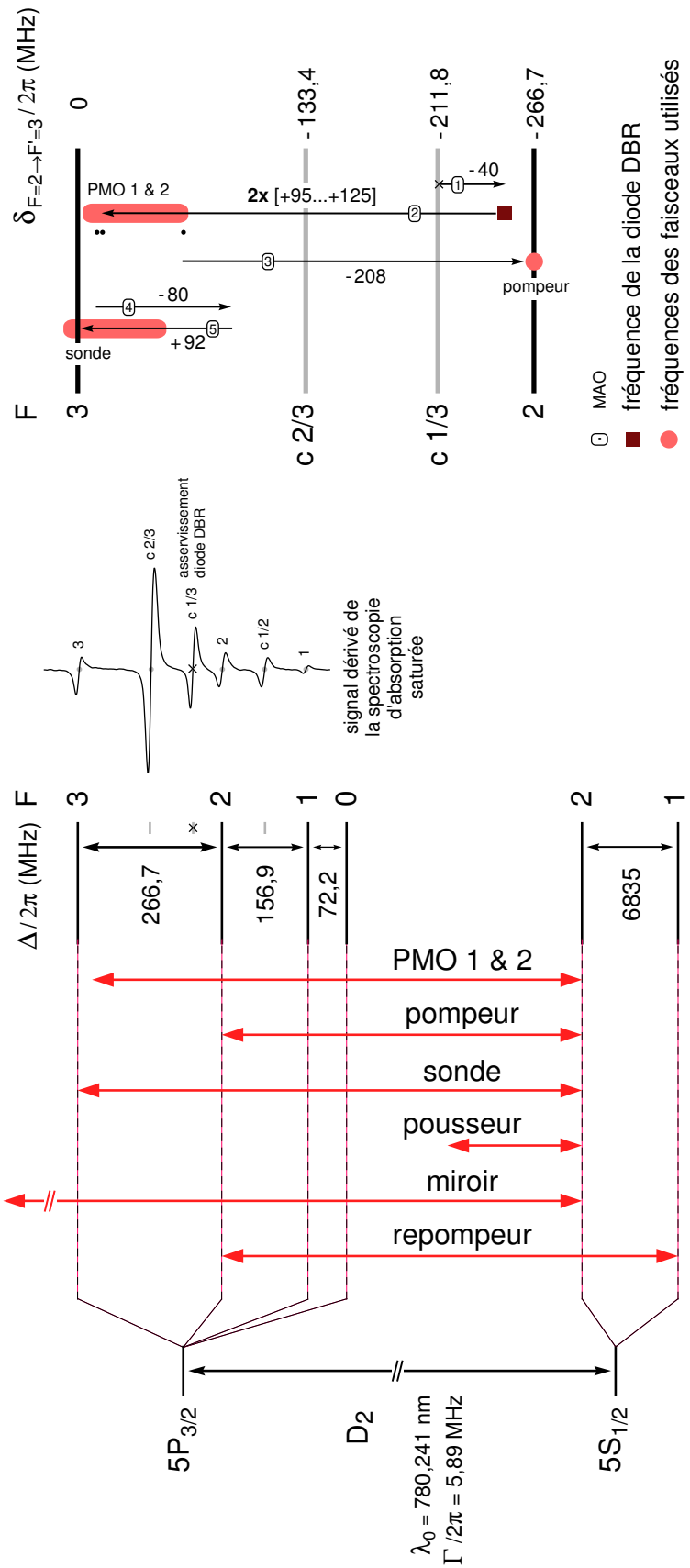


Figure 2.4 – À gauche : les fréquences des faisceaux utilisés dans l'expérience, portées sur un schéma des niveaux fins et hyperfins du rubidium 87 participant à la transition D_2 [74, 75]. Au milieu : signal dérivé du montage de spectroscopie d'absorption saturée, grâce auquel la diode maître DBR est asservie sur le croisement de niveaux $F = 1/F = 3$. À droite : détail de l'obtention des différentes fréquences à partir de la diode DBR, par rapport à la transition $5S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$, $F = 3$.

Left : frequencies of the laser beams, along with the relevant fine and hyperfine levels of ^{87}Rb. Center : signal of the saturated absorption spectroscopy setup used to lock the frequency of the master DBR laser. Right : successive AOMs shifts that produce the final frequencies, starting from the master laser.

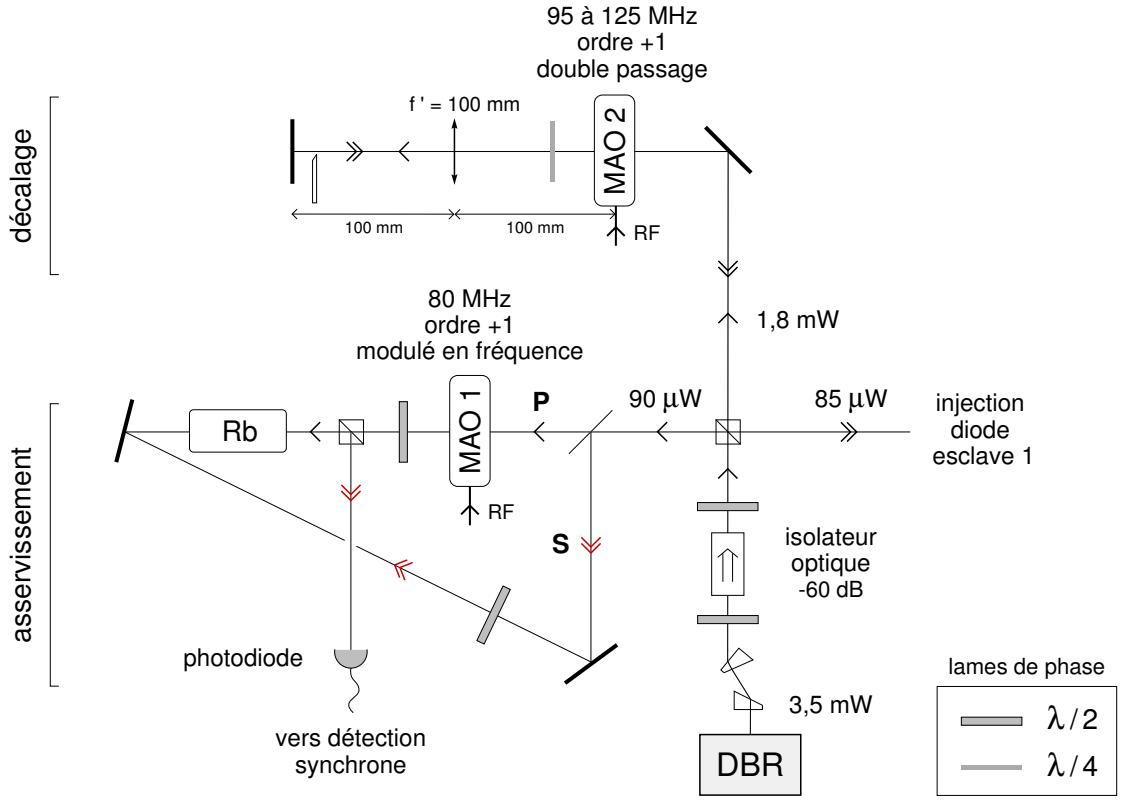


Figure 2.5 — Montage d'asservissement de la diode DBR (en bas) et de décalage en fréquence grâce à un modulateur acousto-optique en double passage (en haut).

Frequency stabilization and shifting of the DBR diode laser. The lower part is a saturated absorption setup in which the pumping beam **P** *is modulated with an AOM, allowing frequency stabilization of the laser with no modulation of the used beam. The upper part is a double-pass AOM setup that shifts the frequency of the beam injecting the MOT1 diode by an adjustable amount : 2 × [+95 … +125 MHz] (cf. tableau 2.1).*

Les faisceaux « pousseur » et « miroir » sont produits par des diodes Sanyo (voir la note 11). Elles ne sont pas asservies en fréquence car elles sont suffisamment désaccordées : $(2 \to 3) - 2{,}1\,\mathrm{GHz}$ pour la diode pousseur et au moins $(2 \to 3) + 1{,}5\,\mathrm{GHz}$ pour la diode miroir. Leurs fluctuations de fréquence au cours d'une expérience, de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, sont sans conséquence.

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 rapide (typiquement $20\,\mu\mathrm{s}$). Ces dispositifs ne sont cependant pas suffisants pour produire des impulsions lumineuses bien contrôlées ; pour cela nous utilisons les MAO 3 et 5 sur les faisceaux pompeur et sonde.

Stabilisation de la diode DBR. Le montage optique d'asservissement et de décalage en fréquence de la diode DBR est représenté sur la figure 2.5. Le faisceau est mis en forme par une paire de prismes anamorphoseurs pour corriger son ellipticité, puis traverse un isolateur optique $-60\,\mathrm{dB}$. Une puissance de $90\,\mu\mathrm{W}$ est prélevée pour

stabiliser la diode en fréquence grâce à un montage de spectroscopie d'absorption saturée sans élargissement Doppler [76,77], représenté au bas de la figure 2.5. Le faisceau est divisé 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 et en sens inverse ; son absorption est détectée par une photodiode. Dans cette configuration, les raies d'absorption saturée sont décalées de −40 MHz. L'asservissement est réalisé sur la raie de croisement des transitions $(2 \rightarrow 1)$ et $(2 \rightarrow 3)$ grâce au signal dérivé visible sur la figure 2.4.

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.

Le haut de la figure 2.5 correspond au montage du MAO 2 en double passage qui permet de décaler la fréquence du faisceau de la DBR avant l'injection de la diode esclave 1. La diode DBR émet avec un désaccord fixe de $-211{,}8 - 40 = -251{,}8$ MHz par rapport à la transition $(2 \rightarrow 3)$; le MAO 2 est commandé à différentes fréquences lors de la séquence expérimentale (tableau 2.1 et figure 2.4), 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. 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 (85 μW à la fréquence de piégeage magnéto-optique, en bord de plage) suffit à l'injection de la diode esclave 1.

2.4 Le contrôle informatique des séquences

Les expériences sont contrôlées par un ordinateur PC équipé de deux cartes *National Instruments*. Ces cartes produisent des séquences de tensions qui commandent les paramètres expérimentaux : fréquences des faisceaux lasers, courants des bobines du piège magnétique, etc. L'ordinateur de contrôle, que nous appellerons `PC-bec`, communique par port série et réseau local avec un second ordinateur `PC-caméra` dédié à l'acquisition et au traitement des images de la caméra CCD (annexe A).

La figure 2.6 schématise la configuration matérielle mise en œuvre pour le contrôle informatique des séquences expérimentales.

Les cartes *National Instruments* PCI-6713 et PCI-DIO-32HS sont commandées par le logiciel `Manip`, conçu par Jakob Reichel. Le principe est le suivant : l'utilisateur écrit

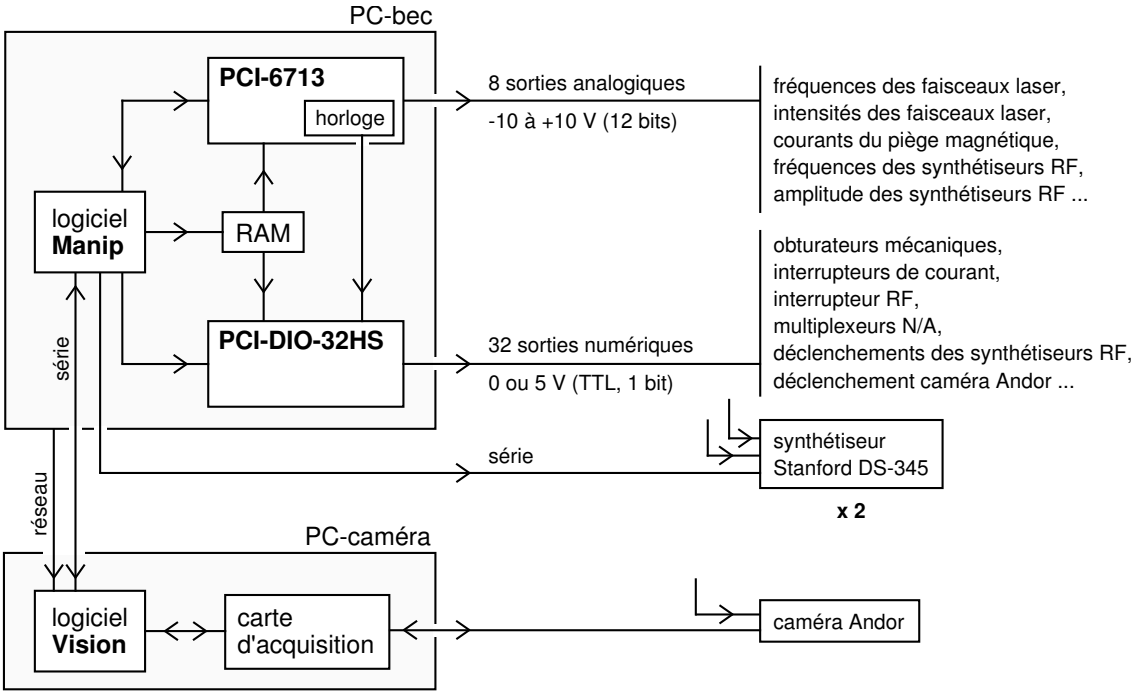


Figure 2.6 — Gestion informatique de l'expérience.

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.

une séquence expérimentale en suivant une syntaxe simple et flexible[12] ; cette séquence est interprétée par `Manip` qui calcule et stocke dans la mémoire vive de l'ordinateur (RAM) les valeurs que vont prendre au cours du temps les 8 sorties analogiques de la carte PCI-6713 et les 32 sorties numériques de la carte PCI-DIO-32HS. Puis la séquence est lancée : les deux cartes lisent en accès direct (DMA) la mémoire vive et actualisent seules leurs sorties à la cadence choisie, sans intervention du logiciel. Ce fonctionnement « asynchrone » garantit une excellente stabilité des séquences, qui ne sont pas tributaires de la rapidité de l'ordinateur[13]. Le signal d'horloge utilisé est celui généré par la carte PCI-6713 et acheminé à la PCI-DIO-32HS par un bus dédié, ce qui assure la parfaite synchronicité des sorties analogiques et numériques ($\delta t < 10\,\mathrm{ns}$). Le pas temporel de rafraîchissement des sorties peut être très bref, jusqu'à $1\,\mu\mathrm{s}$; nous avons utilisé une cadence de $100\,\mu\mathrm{s}$. Les séquences sont déclenchées une par une, ou par série au cours de laquelle des paramètres varient de façon programmée.

12. `Manip` a de nombreuses possibilités : on peut utiliser des fonctions de transfert arbitraires pour les sorties analogiques, exécuter des commandes de façon conditionnelle, programmer des profils de tension arbitraires, inclure des sous-séquences dans le fichier principal, etc. Le programme `Manip` est écrit en C++ et peut être modifié en fonction des besoins spécifiques (cartes supplémentaires, nouveaux instruments à contrôler...).
13. Les séquences sont dites asynchrones car leur déroulement n'est pas synchronisé avec le signal d'horloge de l'ordinateur : elles suivent leur propre cadence, sans être affectées par la charge du processeur de `PC-bec`.

Nous avons étendu les possibilités initiales de `Manip` pour l'adapter à notre expérience ; les principales améliorations sont les suivantes. Le logiciel peut gérer quatre ports série ; trois sont utilisés pour communiquer avec l'ordinateur `PC-caméra` et configurer deux synthétiseurs *Stanford* DS-345 qui produisent des rampes radiofréquence pour le refroidissement évaporatif et le piège magnétique habillé. La communication par port série se fait avant le lancement de la séquence asynchrone et au cours de celle-ci. Dans ce dernier cas, la carte PCI-6713 « appelle » le logiciel `Manip` à des instants prédéterminés de la séquence, par exemple juste avant la prise d'images dans le cas de la communication avec `PC-caméra`. Plus généralement, ces appels pré-programmés de la carte PCI-6713 peuvent être utilisés pour déclencher toute action de `Manip`, y compris l'actualisation de sorties contrôlées directement par le logiciel[14]. Ce système combine les avantages des fonctionnements asynchrone (grande précision temporelle) et synchrone (communication par port série ou réseau, réactivité à un événement extérieur[15]). Les fluctuations temporelles entre les instructions asynchrones et synchrones sont modérées, typiquement $\pm 100\,\mu$s. Ces fluctuations sont naturellement bien supérieures dans le cas d'une communication par port série, jusqu'à ± 20 ms.

La configuration utilisée s'est avérée très efficace et d'une utilisation simple, la seule difficulté étant de détecter les erreurs de raisonnement dans la conception des séquences temporelles parfois complexes !

2.5 Le double piège magnéto-optique

Le système à deux pièges magnéto-optiques permet d'obtenir un nombre important d'atomes piégés dans cellule inférieure où le vide est très poussé ($P \simeq 2.10^{-11}$ mbar, § 2.2). Les atomes sont capturés dans le premier piège magnéto-optique (PMO 1) à partir d'une vapeur de rubidium, et sont transférés en continu jusqu'au second piège magnéto-optique (PMO 2) sous l'action d'un faisceau pousseur (figure 2.7 ; voir aussi les figures 2.1 p.16 et 7 p.163).

Les faisceaux des pièges magnéto-optiques sont produits par deux diodes *Sanyo*, émettant à une fréquence commune réglable (voir le § 2.3 et la figure 2.3), de désaccord à résonance typique $\delta = -2{,}3\,\Gamma$. Chaque piège utilise six faisceaux contre-propageants en configuration σ^+-σ^- [78], générés à partir de trois faisceaux rétro-réfléchis pour le PMO 1, et indépendants pour le PMO 2. Un faisceau repompeur est également superposé à chaque piège magnéto-optique.

Les faisceaux du PMO 1 ont une puissance totale de 45 mW et un diamètre de 22 mm (diamètre à $I_{\max}/e^2$), valeurs élevées afin d'obtenir un bon taux de capture à partir de la vapeur de rubidium présente dans l'enceinte supérieure. L'un des faisceaux rétro-réfléchis est orienté selon l'axe x, et les deux autres sont dans le plan vertical yz,

14. Il s'agit alors de sorties exclues de la séquence asynchrone.

15. La séquence asynchrone peut également réagir à un événement extérieur : l'horloge de la PCI-6713 peut être déclenchée par un signal TTL externe, ainsi que suspendue et relancée par le même moyen, permettant la synchronisation de l'ensemble ou d'une partie de la séquence avec événement externe. Cette possibilité est utilisée lors de la synthèse de rampes radiofréquences arbitraires (chapitre 4).

orientés à 45° de l'axe z. Deux bobines d'axe x produisent au niveau du piège un champ magnétique quadrupolaire de gradients $B'_x = XXX\,\mathrm{G/cm}$, $B'_y = B'_z = B'_x/2$. **à modifier !**

Les faisceaux du PMO 2 ont une puissance totale de 23 mW et un diamètre de 12 mm. La puissance totale est ajustée pour optimiser le chargement du piège, et on équilibre les puissances des faisceaux individuellement, de telle sorte que la phase de mélasse optique qui succède au piégeage ne produise pas d'accélération du nuage. Le champ magnétique est produit par les bobines quadrupolaires du piège QUIC alimentées à basse intensité. Le gradient selon l'axe y des bobines vaut $B'_y = 21\,\mathrm{G/cm}$.

Transfert par faisceau pousseur désaccordé. Le faisceau pousseur est produit par une diode du même type, non asservie (note 11 p.21).

[67, 70, 79, 80] : 14 à 18 m/s ; [68] : 8m/s page 163.

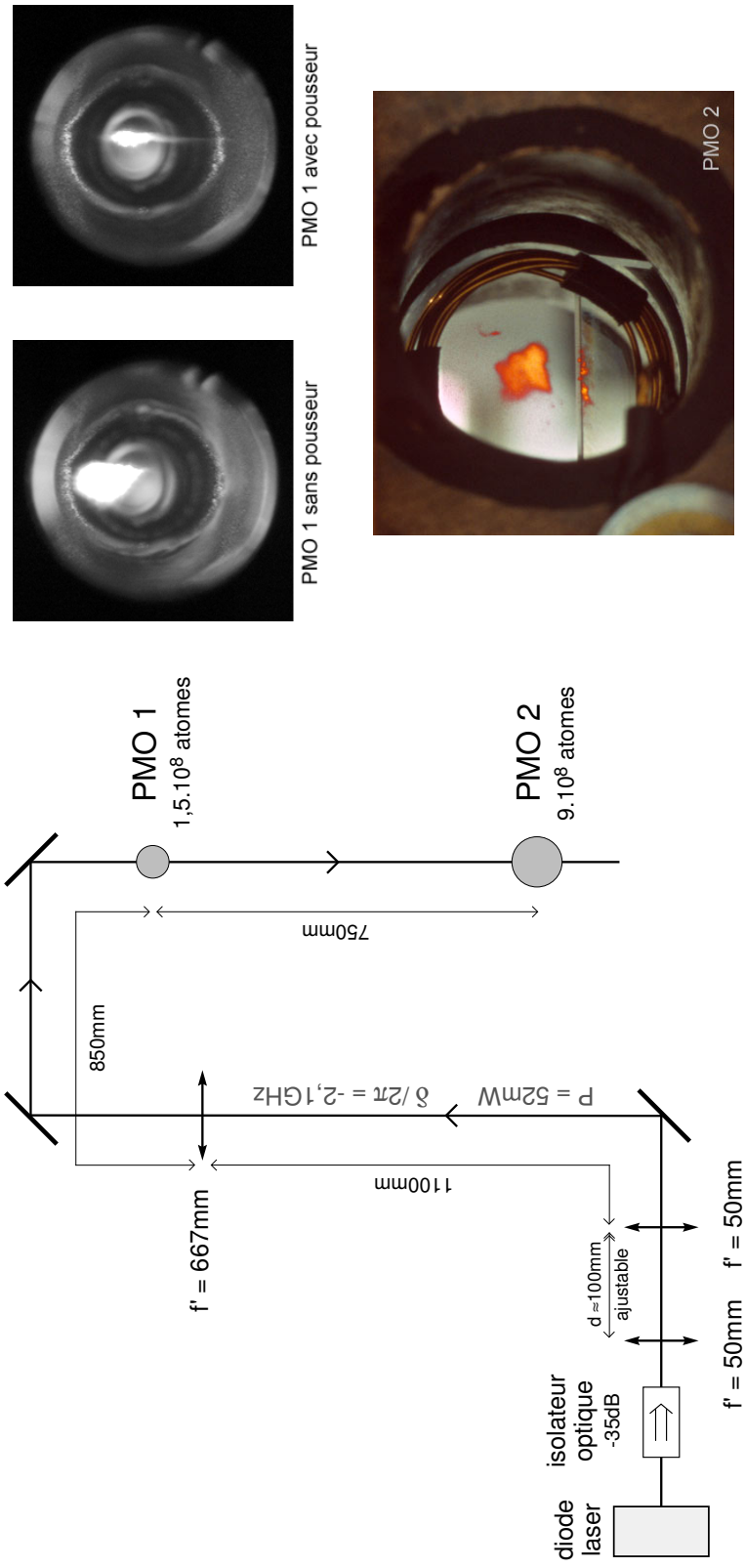


Figure 2.7 — *XXXXX. XXXXXX.*

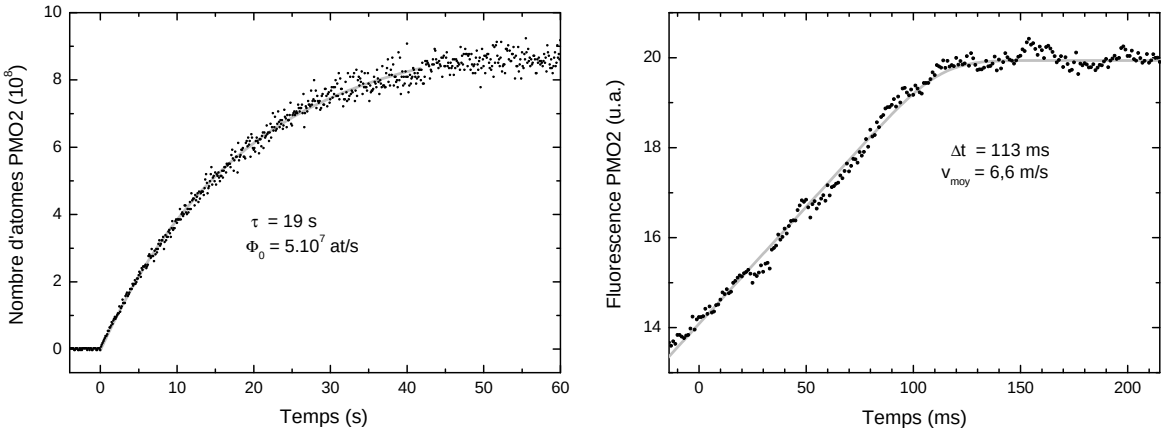


Figure 2.8 — xx.

xx.

XX
XX

2.6 Le piège magnétique

La dernière étape vers la condensation est le refroidissement évaporatif des atomes dans un piège conservatif dont on diminue progressivement la profondeur. Nous employons la technique la plus répandue actuellement, qui consiste à confiner les atomes dans un piège magnétique dans lequel ils subissent une évaporation par champ radiofréquence (§ 2.7).

Le piégeage magnétique repose sur l'interaction Zeeman $H_{\mathrm{Z}}(\mathbf{r})$ entre un atome et un champ magnétique inhomogène $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, qui s'écrit au premier ordre[16] en B :

$$H_{\mathrm{Z}}(\mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{B}(\mathbf{r}) \tag{2.1a}$$

$$= \frac{g_F\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}\,\mathbf{F}\cdot\mathbf{B}(\mathbf{r})\,, \tag{2.1b}$$

où $\boldsymbol{\mu} = -g_F\mu_{\mathrm{B}}\mathbf{F}/\hbar$ est le moment magnétique atomique, g_F le facteur de Landé de l'état considéré, μ_{B} le magnéton de Bohr[17] et $\mathbf{F}$ le moment cinétique de l'atome. La projection de $\boldsymbol{\mu}$ sur un axe de quantification a pour valeurs propres $-m_F g_F \mu_{\mathrm{B}}$ ($-F \leq m_F \leq F$).

La structure d'un champ magnétique statique interdisant la présence d'un maximum de B dans le vide[18], le piégeage n'est possible qu'au voisinage d'un minimum du champ et lorsque le moment magnétique atomique est antiparallèle au champ. Pour le ^{87}Rb dans son niveau fondamental 5S, les facteurs de Landé valent $g_{F=2} = 1/2$ et $g_{F=1} = -1/2$;

16. En champ fort le hamiltonien d'interaction n'est plus linéaire en B (effet Back–Goudsmit) [81]. L'approximation linéaire est valable tant que l'effet Zeeman est faible devant l'écart hyperfin.
17. $\mu_{\mathrm{B}} = e\hbar/(2\,m_e) = 9{,}27.10^{-24}\,\mathrm{J\cdot T^{-1}} = h \times 1{,}40\,\mathrm{MHz\cdot G^{-1}}$. Le gauss vaut $1\,\mathrm{G} = 10^{-4}\,\mathrm{T}$.
18. Cette impossibilité est l'objet du théorème de Wing [82]. Pour une revue des théorèmes de « non-piégeage », on pourra se reporter au cours [83].

les états pouvant être piégés sont donc, en choisissant l'axe de quantification aligné avec le champ local $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, $|F=2, m_F=2\rangle$, $|F=2, m_F=1\rangle$ [19] et $|F=-1, m_F=-1\rangle$ dont les déplacements Zeeman

$$U_{F,m_F}(\mathbf{r}) = m_F g_F \mu_\mathrm{B} \mathrm{B}(\mathbf{r}) \tag{2.2}$$

sont positifs. Dans l'expérience nous utilisons l'état doublement polarisé $|F=2, m_F=2\rangle$ qui permet un confinement plus efficace.

Un atome en mouvement voit un champ magnétique variable $\mathbf{B}(\mathbf{r}(t))$; son moment magnétique suit la direction du champ magnétique local si elle varie suffisamment lentement par rapport à la pulsation de Larmor [84, 85] : $\dot\theta(\mathbf{r}) \ll g_F\mu_\mathrm{B}\mathrm{B}(\mathbf{r})/\hbar$ où $\dot\theta = |\dot{\mathbf{B}}\wedge\mathbf{B}|/\mathrm{B}^2$ est la vitesse angulaire instantanée de $\mathbf{B}$ vue par l'atome en mouvement. Cette condition n'est plus respectée au voisinage d'un zéro de B, où les atomes subissent des transitions de Majorana vers des états Zeeman anti-piégeants et sont de ce fait expulsés du piège [86] ; en pratique un champ minimal de l'ordre du gauss permet l'évolution adiabatique du moment magnétique atomique [87, 88].

La configuration de Ioffe–Pritchard. La configuration de champ avec un minimum non nul la plus simple est celle dite de Ioffe–Pritchard [89], qui présente un champ axial parabolique $\mathrm{B}_x = \mathrm{B}_\mathrm{min} + \mathrm{B}''\,x^2/2$, et une dépendance radiale essentiellement quadrupolaire sauf près de l'axe x :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) \;=\; \mathrm{B}_\mathrm{min}\begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix} + \mathrm{B}'\begin{pmatrix}0\\y\\-z\end{pmatrix} + \frac{\mathrm{B}''}{2}\begin{pmatrix}x^2-\frac{1}{2}(y^2+z^2)\\-xy\\-xz\end{pmatrix}\,. \tag{2.3}$$

L'axe x est axe de symétrie pour $\mathbf{B}$, et axe de révolution pour B et U_{F,m_F}. Le potentiel radial comporte deux régimes selon la température du nuage piégé ; si le nuage d'atomes de moment $\mu = m_F g_F \mu_\mathrm{B}$ (en valeur absolue) a une température $k_\mathrm{B}T \gg \mu\mathrm{B}_\mathrm{min}$, le potentiel exploré est harmonique selon x avec la courbure $\mu\mathrm{B}''$, et pratiquement linéaire selon la coordonnée radiale ρ avec le gradient $\mu\mathrm{B}'$: $U(z,\rho) \simeq \mu\,(\mathrm{B}''z^2/2 + \mathrm{B}'\rho)$. Lorsque la température vérifie $k_\mathrm{B}T \ll \mu\,\mathrm{B}_\mathrm{min}$, les atomes n'explorent plus que la partie harmonique du potentiel radial : $U(z,\rho) \simeq \mu\,(\mathrm{B}_\mathrm{min} + \mathrm{B}''z^2/2 + \mathrm{B}''_\rho\,\rho^2/2)$, avec $\mathrm{B}''_\rho = \mathrm{B}'^2/\mathrm{B}_\mathrm{min} - \mathrm{B}''/2$. Les fréquences[20] d'oscillations correspondantes sont

$$\begin{aligned}\omega_x &= \sqrt{\frac{\mu}{M}\,\mathrm{B}''}\\ \omega_\perp &= \sqrt{\frac{\mu}{M}\left(\frac{\mathrm{B}'^2}{\mathrm{B}_\mathrm{min}} - \frac{\mathrm{B}''}{2}\right)} \simeq \sqrt{\frac{\mu}{M}\,\frac{\mathrm{B}'^2}{\mathrm{B}_\mathrm{min}}}\,.\end{aligned} \tag{2.4}$$

L'anisotropie du potentiel est en général assez marquée, avec $\omega_\perp \gg \omega_x$. La fréquence transverse $\omega_\perp$ peut être contrôlée grâce au biais B_min ; sa valeur est toutefois limitée par la dépolarisation des atomes au voisinage du centre du piège.

19. L'état $|F=2, m_F=0\rangle$ a également un déplacement Zeeman positif en champ fort [59].
20. Par abus de langage on emploiera souvent dans ce mémoire 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.

Le piège QUIC. Nous piégeons les atomes dans la configuration Ioffe–Pritchard produite par un piège magnétique de type « QUIC » (*quadrupole and Ioffe configuration*) ; ce piège s'inspire de l'original mis au point dans le groupe de Ted Hänsch à Munich [90]. Le piège QUIC est une combinaison de trois bobines : deux bobines identiques réalisant un champ quadrupolaire et une petite bobine appelée « bobine de Ioffe » (figure 2.9) qui permet de passer du champ quadrupolaire à la configuration de Ioffe–Pritchard. Ce piège est plus compact que la configuration traditionnelle [91] ; il réduit fortement l'intensité des courants nécessaires ainsi que la dissipation thermique associée, ce qui simplifie le dispositif de refroidissement. L'annexe D décrit la réalisation du piège QUIC, la coupure du champ magnétique ainsi que la stabilité du potentiel.

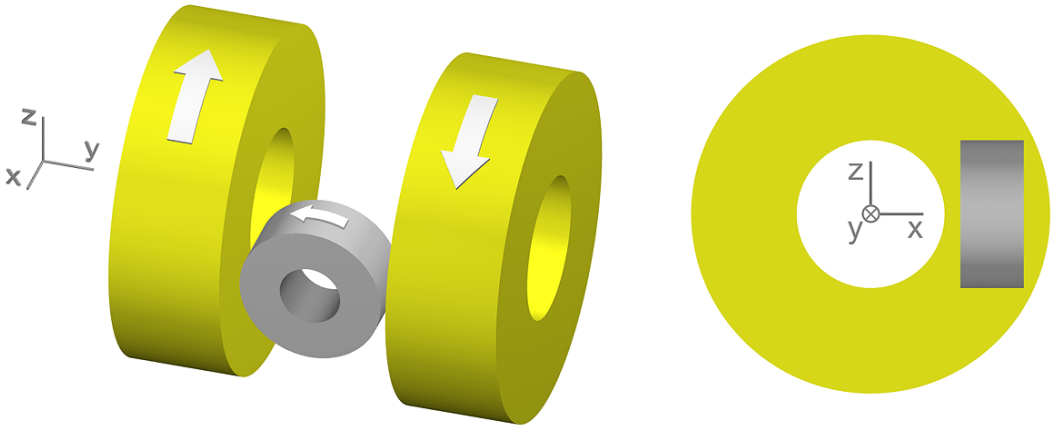


Figure 2.9 — Le piège magnétique QUIC. Les flèches indiquent le sens des courants dans les bobines quadrupolaires et Ioffe. L'échelle est donnée par la longueur des axes, 1 cm.

The QUIC trap consists of a pair of quadrupole coils, plus a small Ioffe coil that provides a non-zero minimum of the B-field. The currents flow according to the arrows' directions. The 1 cm axes give the dimensions of the coils.

Le courant nominal est de 30 A pour les bobines quadrupolaires et de 44 A pour la bobine de Ioffe. Le champ obtenu a un minimum $B_{min} = 1{,}85\,G$ situé à $x = 6{,}9\,mm$ du centre du quadrupôle, un gradient $B' = 223\,G/cm$ et une courbure $B'' = 260\,G/cm^2$. La figure 2.10 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 plans[21]. La géométrie des surfaces iso-B est particulièrement importante dans la réalisation du piège magnétique « habillé » par une onde radiofréquence, décrite au chapitre 4.

Mesure des fréquences d'oscillation.

(en cours de rédaction)

21. Le champ QUIC est calculé en sommant les contributions des spires constituant les bobines. Le champ produit par une spire en un point quelconque est rappelé dans [92].

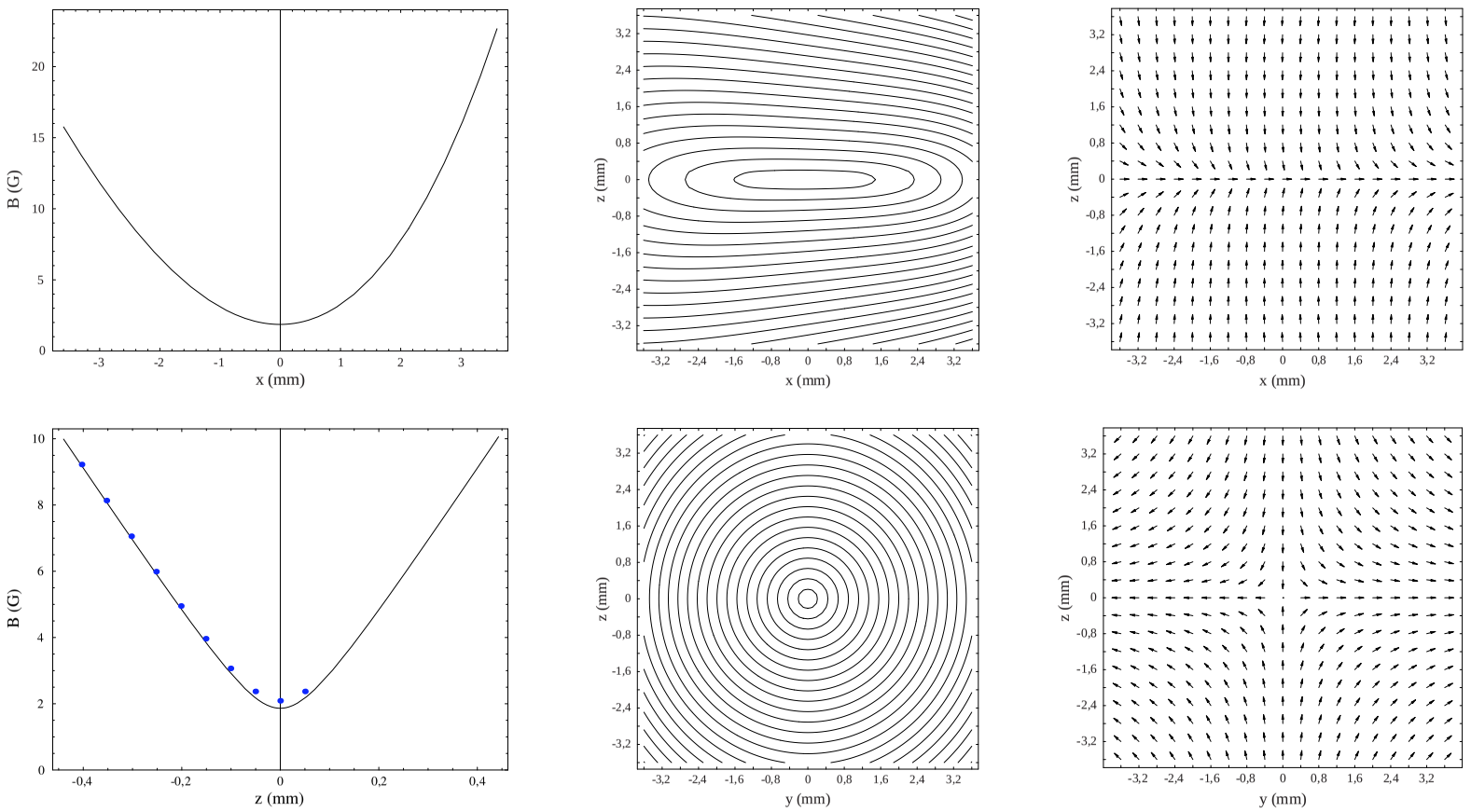


Figure 2.10 — Champ magnétique du piège QUIC (calcul). À gauche : champ selon les axes Ox (en haut) et Oz (en bas). Au centre : lignes iso-B dans les plans Oxz (en haut) et Oyz (en bas), tracées tous les 5 G. À droite : direction du champ magnétique dans ces plans. Le prisme est situé à $z = -3{,}6$ mm et la paroi verticale la plus proche à $x = 3{,}4$ mm.

Computed magnetic field in the QUIC trap. Left : field along the Ox (top) and Oz (bottom) axes. The points on the lower curve are measurements taken with a Hall field probe. Center : iso-B lines in the Oxz (top) and Oyz (bottom) vertical planes. Subsequent lines are spaced by 5 G. Right : direction of the B field in these respective planes. The upper surface of the dielectric prism lies at $z = -3.6$ mm and the nearest cell wall is at $x = 3.4$ mm, next to the Ioffe coil.

2.7 Le refroidissement évaporatif et la condensation

(en cours de rédaction)

Chapitre 3

Piégeage bidimensionnel par ondes évanescentes

La possibilité de piéger des atomes avec les forces dipolaires combinées de deux ondes lumineuses évanescentes à la surface d'un diélectrique a été suggérée en 1991 par Ovchinnikov, Shul'ga et Balykin [93]. La première onde évanescente, dite « rouge », a une fréquence inférieure à une transition atomique ($\delta_{\text{rouge}} < 0$) et attire les atomes vers la surface du diélectrique où son intensité est maximale, tandis que la seconde onde évanescente dite « bleue » ($\delta_{\text{bleue}} > 0$) repousse les atomes de la surface avec une portée inférieure à celle de l'onde rouge (figure 3.1). De plus le faisceau attractif a un diamètre inférieur à celui du faisceau répulsif, ce qui permet le confinement latéral des atomes.

La décroissance de chaque onde évanescente a lieu sur une distance de l'ordre de $\lambda/2\pi < 1\,\mu$m, conduisant à des gradients d'intensité lumineuse très élevés selon la

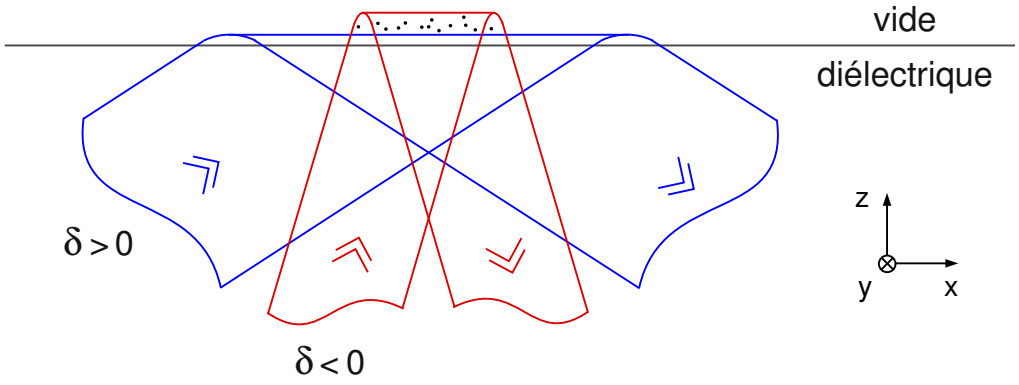


Figure 3.1 — Principe du piège dipolaire à ondes évanescentes, d'après [93].

Principle of the surface trap using two evanescent light waves, following [93]. The blue-detuned ($\delta > 0$) laser beam produces a short-range repulsive wall, preventing the atoms from reaching the surface where they would be lost; the red-detuned ($\delta < 0$) laser beam confines the atoms towards the surface and in the x, y directions.

direction z perpendiculaire à la surface. Selon les directions x et y parallèles à la surface, les gradients d'intensité lumineuse proviennent des profils transverses des faisceaux utilisés. Si on choisit des faisceaux suffisamment larges, on obtient un potentiel piégeant très anisotrope (aplati) avec des fréquences d'oscillation[1] vérifiant $\omega_z \gg \omega_x, \omega_y$.

Dans la réalisation d'un piège dipolaire optique, l'expérimentateur est limité par la puissance laser disponible. Le potentiel dipolaire U_{dip} produit par une onde lumineuse suffisamment désaccordée de résonance est proportionnel à son intensité I et inversement proportionnel à son désaccord, $U_{\text{dip}} \propto I/\delta$; le taux d'émission spontanée de photons par les atomes varie quant à lui selon $\Gamma_{\text{spont}} \propto I/\delta^2$ (voir l'annexe E). Ainsi, diminuer le désaccord des faisceaux conduit à un piège plus confinant mais moins conservatif. Il faut donc trouver un compromis entre les caractéristiques recherchées — profondeur, raideur et anisotropie du potentiel — et le taux d'émission spontanée. Nous verrons dans ce chapitre qu'il est possible de réaliser un piège à ondes évanescentes dont les caractéristiques typiques sont une profondeur de $10\,\mu$K, une fréquence transverse de 30 kHz, des fréquences longitudinales de 50 Hz et un taux d'émission spontanée de 5 photons/s.

Le chargement d'un piège de surface à ondes évanescente est *a priori* problématique, puisque ni les processus de refroidissement laser habituels, ni les pièges magnétiques macroscopiques ne produisent des échantillons atomiques aussi anisotropes (plats) et proches d'une surface. La procédure employée dans le groupe de Rudi Grimm à Innsbruck est de refroidir des atomes de césium, lâchés depuis un piège magnéto-optique, dans un premier piège de surface [94,95]. Ce piège est formé par une onde évanescente répulsive faiblement désaccordée et un faisceau cylindrique creux produisant un « mur » dipolaire latéral. Le mécanisme de refroidissement de ce piège est un effet Sisyphe gravito-optique [96, 97] qui tire parti de la différence entre les déplacements lumineux des deux niveaux hyperfins fondamentaux lorsque les atomes rebondissent dans l'onde évanescente (le niveau hyperfin inférieur est repoussé plus fortement par l'onde évanescente que ne l'est le niveau hyperfin supérieur, pour lequel le désaccord est plus grand). Une fois cette étape de refroidissement terminée, l'onde évanescente initiale est remplacée par une onde répulsive très désaccordée puis, après une phase de compression latérale et de refroidissement évaporatif à l'aide d'un faisceau dipolaire vertical, l'onde évanescente attractive est branchée en 50 ms. Par ce processus, 10^5 atomes non polarisés sont transférés dans le piège de surface de fréquences $\omega_z/2\pi = 10$ kHz, $\overline{\omega_{x,y}}/2\pi = 50$ Hz [98]. La dernière étape est un refroidissement évaporatif qui permet d'atteindre une densité maximale dans l'espace des phases de 0,1 ; la population de l'état fondamental transverse est alors de 63%, avec $k_{\text{B}}T \simeq \hbar\omega_z$ [2].

Une autre possibilité de chargement du piège à ondes évanescentes, reposant également sur un processus Sisyphe entre deux niveaux hyperfins fondamentaux, a été

1. Par abus de langage on emploiera souvent dans ce mémoire 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.
2. L'équipe de Rudi Grimm a également réalisé un condensant bidimensionnel de césium [21] dans un piège gravito-optique à onde évanescente répulsive, en polarisant les atomes dans le sous-état Zeeman le plus bas et en ajustant leur longueur de diffusion grâce au champ magnétique. Le confinement vertical provient de l'onde répulsive et de la gravité.

proposée par Pierre Desbiolles et Jean Dalibard [99]. Il s'agit de transférer des atomes alcalins en chute libre directement dans le piège de surface, dont l'onde rouge a un faible désaccord *positif* pour l'état hyperfin supérieur initial, et un désaccord négatif pour l'état hyperfin inférieur. Lorsqu'ils pénètrent dans les ondes évanescentes, les atomes voient tout d'abord un miroir répulsif puisque les deux ondes ont des désaccords positifs pour l'état hyperfin supérieur ; puis ils subissent une transition Raman spontanée à la hauteur du point de rebroussement et se désexcitent dans les niveaux hyperfins fondamentaux. Une simulation numérique montre qu'avec les paramètres retenus, environ 20% des atomes incidents se désexcitent dans le niveau hyperfin inférieur et sont piégés dans l'état fondamental transverse du piège. Le faible désaccord de l'onde rouge conduit néanmoins à un taux d'émission spontanée élevé dans le piège dipolaire, de l'ordre de 500 photons/s, à moins d'augmenter rapidement le désaccord et la puissance de ce faisceau à l'issue de la phase de chargement.

À ma connaissance cette proposition n'a pas encore été réalisée expérimentalement ; cependant un schéma analogue a été utilisé dans l'équipe de Tilman Pfau pour transférer des atomes d'argon métastable dans une onde optique stationnaire formant un guide d'onde atomique bidimensionnel [100, 101]. La structure interne de l'argon permet de découpler l'état final des ondes évanescentes servant à stopper les atomes et à les charger dans l'onde stationnaire [102] ; le temps de vie observé est de 150 ms, correspondant au taux d'émission spontanée dans le guide d'onde. Robert Spreeuw *et al.* [103] ont proposé une expérience du même type utilisant l'atome de rubidium 87, piégé dans une onde stationnaire dans le niveau $F = 2$ du fondamental après avoir rebondi dans $F = 1$ sur une onde évanescente répulsive. Pour obtenir un faible taux d'émission spontanée, les atomes piégés doivent être découplés de l'onde évanescente répulsive en ajustant précisément sa polarisation.

Lorsque j'ai débuté ma thèse il était prévu de réaliser le piège à ondes évanescentes à la surface d'un guide d'onde planaire déposé sur un prisme. Ce guide d'onde est constitué de deux couches minces diélectriques qui exaltent l'intensité des ondes évanescentes grâce à un comportement résonnant. Le but recherché était de pouvoir utiliser des sources laser de puissance modérée. L'exaltation des ondes évanescentes a lieu à des longueurs d'onde et des angles d'incidences spécifiques, correspondant à l'excitation de modes du guide par le faisceau incident. Ces contraintes se sont avérées défavorables pour la réalisation d'un piège bidimensionnel suffisamment conservatif, et nous nous sommes finalement tournés vers un support diélectrique non traité et des sources laser plus puissantes. Le paragraphe 3.1 décrit les caractéristiques du piège évanescent à la surface du prisme diélectrique envisagé. Nous proposons au paragraphe 3.2 deux méthodes de chargement de ce piège à partir d'un condensat 3D, et nous les étudions à l'aide de simulations numériques. L'une de ces méthodes requiert le transport magnétique du condensat jusqu'au prisme, étape que nous avons réalisée expérimentalement (§ 3.2.1). Nous n'avons pas pu réaliser le piège à ondes évanescentes durant ma thèse ; cependant nous avons utilisé le prisme traité présent dans le montage pour des expériences de rebond de condensat sur une onde évanescente répulsive. La modulation temporelle du désaccord à résonance de cette onde a également permis d'observer la diffraction du condensat lors du rebond. Ces expériences sont l'objet du paragraphe 3.3.

3.1 Le piège bidimensionnel à ondes évanescentes

Dans cette partie je donne l'expression générale d'un champ lumineux évanescent polarisé TE ou TM à la surface d'un diélectrique (§ 3.1.1), puis je décris les paramètres choisis pour le pièges à ondes évanescente ainsi que le potentiel obtenu, incluant la force de van der Waals (§ 3.1.2). Le potentiel dipolaire d'un atome dans un champ lumineux est rappelé dans l'annexe E, dans le cas simplifié d'un atome à deux niveaux et pour le rubidium 87 dans son niveau fondamental.

3.1.1 Champ lumineux évanescent

Nous nous intéressons au champ évanescent produit à l'interface diélectrique – vide par une onde plane monochromatique incidente dans le plan Oxz, avec un angle θ supérieur à l'angle critique θ_c défini par $n \sin\theta_c = 1$, où n est l'indice du diélectrique ; cette situation est décrite sur la figure 3.2, tracée dans le plan d'incidence.

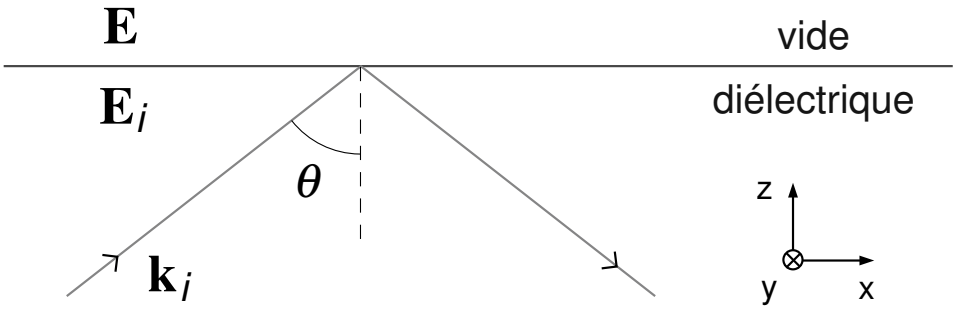


Figure 3.2 — L'onde incidente avec un angle $\theta > \theta_c$ subit une réflexion totale.

Total internal reflexion of the incident wave for $\theta > \theta_c$ ($n \sin\theta_c = 1$).

L'onde incidente a une fréquence ω, elle se propage dans le diélectrique avec un vecteur d'onde $\mathbf{k}_i = n\, k_0\, (\sin\theta\, \hat{\boldsymbol{e}}_x + \cos\theta\, \hat{\boldsymbol{e}}_z)$ et une polarisation $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i$ [3] :

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathcal{E}_i}{2}\, \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i\, e^{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + \text{c.c.} \tag{3.1}$$

Dans le cas d'une polarisation TE (transverse électrique) le champ électrique est orienté perpendiculairement au plan d'incidence, $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i = \hat{\boldsymbol{e}}_y$. Pour une polarisation TM (transverse magnétique) le champ électrique est dans le plan d'incidence, $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i = \cos\theta\, \hat{\boldsymbol{e}}_x - \sin\theta\, \hat{\boldsymbol{e}}_z$. Une polarisation quelconque se décompose selon ses composantes TE et TM puisqu'elles

3. Les notations utilisées sont les suivantes. $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{c}$ est la norme du vecteur d'onde du faisceau dans le vide. Les vecteurs sont en caractères gras ; $\mathbf{E}_i$ est le champ électrique réel, l'amplitude $\mathcal{E}_i$ est un scalaire complexe. $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i$ est un vecteur complexe normé, perpendiculaire à la direction de propagation : $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i^{\,*} = 1$, $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_i \cdot \mathbf{k}_i = 0$. L'indice i distingue l'onde incidente de l'onde évanescente. La permittivité diélectrique du vide est notée ε_0.

correspondent à deux polarisations linéaires orthogonales de l'onde incidente (appelées aussi s et p, ou $\perp$ et $\parallel$).

L'onde évanescente s'écrit de façon générale :

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, z, t) = \frac{\mathcal{E}}{2}\,\hat{\boldsymbol{\epsilon}}\,e^{i(\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}-\omega t)-\kappa z} + \text{c.c.} \tag{3.2}$$

où $\mathbf{K}$ et $\mathbf{R} \equiv x\hat{\boldsymbol{e}}_x + y\hat{\boldsymbol{e}}_y$ sont dirigés parallèlement à la surface du diélectrique. L'onde est progressive le long de la surface du diélectrique et exponentiellement décroissante selon la direction perpendiculaire, avec une longueur caractéristique κ^{-1}. $\mathbf{K}$ et κ sont indépendants de la polarisation incidente, ils sont donnés par les relations de Snell–Descartes[4],

$$\begin{aligned} K_x &= k_{i,\,x} = n\,k_0 \sin\theta \\ K_y &= k_{i,\,y} = 0 \\ \kappa &= \sqrt{|\mathbf{K}|^2 - k_0^2} = k_0\sqrt{n^2\sin^2\theta - 1}\;. \end{aligned} \tag{3.3}$$

En revanche les formules de Fresnel montrent que $\mathcal{E}$ et $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$ dépendent de la polarisation incidente. Avant d'en donner les valeurs, définissons l'*intensité effective* dans le vide :

$$I_{\text{eff}} \equiv \varepsilon_0\,c\,\left\langle\,|\mathbf{E}|^2\,\right\rangle_{\text{T}} = \varepsilon_0\,c\,\mathcal{E}\mathcal{E}^*/2\;. \tag{3.4}$$

Cette expression est en accord avec celle qui définit l'intensité d'une onde progressive : $I \equiv |\,\langle\,\mathbf{S}\,\rangle_{\text{T}}\,|$, où $\mathbf{S} = \frac{1}{\mu_0}\,\mathbf{E}\wedge\mathbf{B}$ est le vecteur de Poynting de l'onde et $\langle\,\rangle_{\text{T}}$ la valeur moyenne temporelle[5,6]. L'intérêt de cette définition est que l'on peut exprimer les déplacements lumineux atomiques en fonction de l'intensité effective I_{eff} (E.11, E.13), car elle est toujours proportionnelle à $\left\langle\,|\mathbf{E}|^2\,\right\rangle_{\text{T}}$ ce qui n'est pas le cas de I dans une onde stationnaire ou évanescente. Par exemple dans une onde purement stationnaire $\langle\,\mathbf{S}\,\rangle_{\text{T}}$ et I sont uniformément nuls, tandis que $\left\langle\,|\mathbf{E}|^2\,\right\rangle_{\text{T}}$ et I_{eff} ne le sont pas.

Définissons aussi la base sphérique $\{\hat{\boldsymbol{e}}_+, \hat{\boldsymbol{e}}_0, \hat{\boldsymbol{e}}_-\}$ utile pour exprimer les polarisations σ^+, π et σ^- relatives à la direction $\hat{\boldsymbol{e}}_y$,

$$\begin{aligned} \hat{\boldsymbol{e}}_+ &= \frac{-1}{\sqrt{2}}\,(\hat{\boldsymbol{e}}_z + i\,\hat{\boldsymbol{e}}_x) \\ \hat{\boldsymbol{e}}_0 &= \hat{\boldsymbol{e}}_y \\ \hat{\boldsymbol{e}}_- &= \frac{1}{\sqrt{2}}\,(\hat{\boldsymbol{e}}_z - i\,\hat{\boldsymbol{e}}_x)\;. \end{aligned} \tag{3.5}$$

Les amplitudes et polarisations des ondes évanescentes TE et TM sont les suivantes[7],

4. Les résultats sont donnés sans démonstration ; on peut se reporter à [104], chapitre I.
5. Nous utilisons ici la définition de l'intensité couramment adoptée en physique atomique. Il ne s'agit pas de l'*intensité lumineuse* du système SI, ni de son équivalent énergétique.
6. L'onde plane (3.1) a une intensité $I_i = n\,\varepsilon_0\,c\,\left\langle\,|\mathbf{E}|^2\,\right\rangle_{\text{T}} = n\,\varepsilon_0\,c\,\mathcal{E}_i\mathcal{E}_i^*/2$. Les définitions de I et I_{eff} donnent donc la même valeur pour une onde progressive dans le vide ($n = 1$).
7. Les déphasages ϕ_{TE} et ϕ_{TM} sont donnés par :
$$e^{i\phi_{\text{TE}}} = \frac{\sqrt{n^2-1}}{n\cos\theta + i\sqrt{n^2\sin^2\theta - 1}}\;,\quad e^{i\phi_{\text{TM}}} = \frac{\sqrt{n^2-1}\sqrt{n^2\sin^2\theta - \cos^2\theta}}{\cos\theta + i\,n\sqrt{n^2\sin^2\theta - 1}}\;.$$

polarisation TE :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^{\mathrm{TE}} &= \frac{2n\cos\theta}{\sqrt{n^2-1}}\, e^{i\phi_{\mathrm{TE}}}\, \mathcal{E}_i \\ \hat{\boldsymbol{\epsilon}}^{\mathrm{TE}} &= \hat{\boldsymbol{e}}_y = \hat{\boldsymbol{e}}_0 \end{aligned} \tag{3.6}$$

polarisation TM :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^{\mathrm{TM}} &= \frac{2n\sqrt{2n^2\sin^2\theta-1}}{\sqrt{n^2-1}\sqrt{n^2\mathrm{tg}^2\theta-1}}\, e^{i\phi_{\mathrm{TM}}}\, \mathcal{E}_i \\ \hat{\boldsymbol{\epsilon}}^{\mathrm{TM}} &= \frac{1}{\sqrt{2n^2\sin^2\theta-1}}\left(-i\sqrt{n^2\sin^2\theta-1}\,\hat{\boldsymbol{e}}_x + n\sin\theta\,\hat{\boldsymbol{e}}_z\right). \end{aligned} \tag{3.7}$$

Ces expressions sont obtenues à partir des formules de Fresnel [104]. On voit que l'onde incidente TM, polarisée linéairement, donne naissance à une onde évanescente polarisée elliptiquement. Cette polarisation peut être décomposée selon ses composantes $\sigma^{\pm}$:

$$\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^{\mathrm{TM}} = \frac{1}{\sqrt{4n^2\sin^2\theta-2}}\left[\left(\sqrt{n^2\sin^2\theta-1}-n\sin\theta\right)\hat{\boldsymbol{e}}_+ + \left(\sqrt{n^2\sin^2\theta-1}+n\sin\theta\right)\hat{\boldsymbol{e}}_-\right]. \tag{3.8}$$

Les facteurs de transmission en intensité effective entre le faisceau incident et l'onde évanescente TE ou TM valent

$$\begin{aligned} T^{\mathrm{TE}} &= \frac{I_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{TE}}}{I_i} = \frac{1}{n}\left|\frac{\mathcal{E}^{\mathrm{TE}}}{\mathcal{E}_i}\right|^2 = \frac{1}{n}\frac{4n^2\cos^2\theta}{n^2-1} \\ T^{\mathrm{TM}} &= \frac{I_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{TM}}}{I_i} = \frac{1}{n}\left|\frac{\mathcal{E}^{\mathrm{TM}}}{\mathcal{E}_i}\right|^2 = \frac{1}{n}\frac{4n^2(2n^2\sin^2\theta-1)}{(n^2-1)(n^2\mathrm{tg}^2\theta-1)}. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Ces facteurs sont tracés sur la figure 3.3 en fonction de l'angle d'incidence θ. L'indice $n = 1{,}51$ choisi pour le calcul est celui du verre BK7 aux longueurs d'onde 778 et 1064 nm. Les angles retenus pour le piège de surface (§ 3.1.2) sont portés sur les courbes : 50° pour le faisceau bleu (778 nm, polarisation TE, $T^{\mathrm{TE}} = 1{,}95$) et 43° pour le faisceau rouge (1064 nm, polarisation TM, $T^{\mathrm{TM}} = 5{,}38$). La figure montre également pour comparaison les facteurs de transmission corrigés du facteur d'obliquité $\cos\theta$; ces courbes correspondent à l'utilisation éventuelle d'une lentille cylindrique d'axe horizontal pour focaliser le faisceau incident, de façon à obtenir une zone évanescente circulaire de taille constante. Ce type de montage est intéressant si des angles d'incidence élevés sont envisagés.

Écrivons maintenant l'intensité effective dans l'onde évanescente lorsque le faisceau incident est gaussien TEM_{00}, de puissance P et de rayon w [8] :

$$I_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{TE,TM}}(x,y,z) = T^{\mathrm{TE,TM}}\; P\; \frac{2}{\pi\, w^2}\; e^{-2\,\dfrac{(x\cos\theta)^2+y^2}{w^2} - 2\,\kappa z} \tag{3.10}$$

en prenant l'origine des coordonnées au centre de la tache évanescente. Le terme $\cos\theta$ provient de la « coupe » oblique que fait la surface dans le faisceau incident.

8. On appelle *rayon* w d'un faisceau gaussien la distance à l'axe à laquelle $I/I_{\max} = 1/e^2$. Sa valeur minimale w_0 appelée *rayon de ceinture* (ou *de pincement*) est atteinte au col du faisceau.

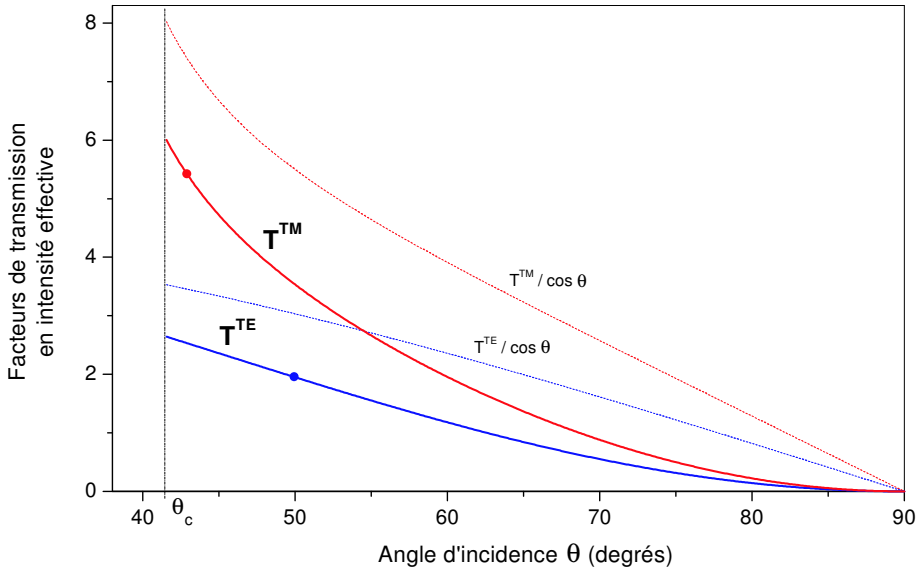


Figure 3.3 — Facteurs de transmission en intensité effective pour une onde évanescente TE ou TM en fonction de l'angle d'incidente θ sur le dioptre diélectrique – vide, avec $n = 1{,}51$ ($\theta_c = 41{,}5^\circ$). Les facteurs corrigés du facteur d'obliquité $\cos\theta$ sont tracés en traits fins.

Transmission factors in effective intensity for TE and TM evanescent waves as a fonction of the incidence angle θ, with $n = 1.51$ corresponding to BK7 glass at both wavelengths (thick lines). Also shown are these factors corrected for the tilt factor $\cos\theta$, corresponding to the situation in which the evanescent zone is kept circular by optical means (thin lines).

3.1.2 Piège bidimensionnel

Cette partie donne le potentiel total du piège bidimensionnel, somme des déplacements lumineux des deux faisceaux et de l'interaction de van der Waals avec la surface, puis discute du caractère bidimensionnel du gaz d'atomes piégés dans un tel potentiel. Examinons tout d'abord la configuration expérimentale considérée.

Le support du piège est un prisme en verre BK7, d'indice 1,51 aux longueurs d'onde utilisées. Les faisceaux « rouge » et « bleu » entrent et sortent par les faces latérales du prisme et forment les ondes évanescentes sur sa face supérieure[9] (figure 3.4). Les longueurs d'onde $\lambda_{r,b}$ et puissances $P_{r,b}$ choisies correspondent aux lasers disponibles : 3 W à 1064 nm pour le faisceau rouge et 500 mW à 778 nm pour le faisceau bleu[10].

9. Le prisme doit être suffisamment long pour laisser passer les faisceaux verticaux du PMO 2. Ses angles sont choisis pour éviter que des réflexions parasites ne viennent perturber le piège bidimensionnel. Nous étudions également la possibilité de former le piège 2D directement sur le fond d'une cellule à vide réalisée spécialement. Le fond de cette cellule est en silice synthétique *Heraeus* Suprasil 1 choisi pour l'absence de bulles ; sa rugosité spécifiée est de 5 Å RMS.
10. Le faisceau rouge sera réalisé par un laser Nd:YVO_4 (néodyme - vanadate) 7 W de marque *Azura laser*, le faisceau bleu par un laser accordable Ti:Sa (titane - saphir) 1 W *Tekhnoscan* pompé par un laser Nd:YVO_4 doublé à 532 nm 10 W *Spectra Physics*. La puissance du faisceau bleu retenue dans le calcul est inférieure à la puissance nominale pour prendre en compte les pertes le long du trajet optique (injection de fibre optique, réflexions parasites). La puissance utilisée pour le faisceau rouge est ajustée en fonction de celle du faisceau bleu.

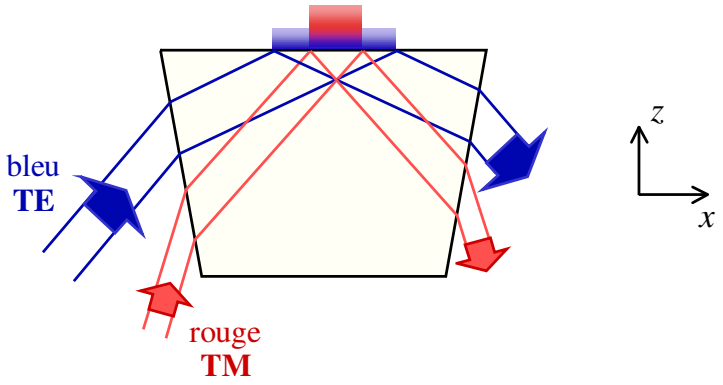


Figure 3.4 — Configuration expérimentale.

Experimental setup using a BK7 prism.

Les polarisations des faisceaux sont choisies TM pour le faisceau rouge et TE pour le faisceau bleu ; les déplacements lumineux correspondants sont scalaires, c'est à dire indépendants de la direction du moment cinétique de l'atome (§ E.2). Un potentiel piégeant scalaire est préférable pour une étude générale : si le déplacement lumineux a une partie vectorielle, il peut se produire des transitions non adiabatiques entre les sous-états Zeeman $|F=2, m_F\rangle$ lors du chargement du piège, à moins que la direction du moment cinétique atomique soit précisément contrôlée au cours du processus.

Calculons les déplacements lumineux des ondes évanescentes rouge et bleue pour le rubidium 87 dans l'état $|5S_{1/2}, F=2\rangle$. Pour cela on utilise la formule générale (E.13) donnée dans l'annexe E, en tenant compte des désaccords et polarisations choisis. On note δ_r et δ_b les désaccords des ondes rouge et bleue par rapport à la transition D_2.

Potentiel dipolaire de l'onde rouge. L'onde rouge à $\lambda_r = 1064\,\text{nm}$ étant très désaccordée des transitions D_2 à 780 nm et D_1 à 795 nm, elle ne résout pas la structure fine de l'atome et agit sur la transition $j=0 \to j'=1$ (annexe E, p.153). Le déplacement lumineux est donc scalaire quelle que soit la polarisation de l'onde évanescente. La polarisation est choisie TM car son coefficient de transmission en intensité est supérieur à celui de la polarisation TE (figure 3.3). On suppose que le faisceau incident est gaussien de rayon w_r ; le déplacement lumineux de l'onde rouge s'écrit

$$\begin{aligned} U_r(\mathbf{r}) &= \frac{I_{\text{eff, r}}(\mathbf{r})}{2\,I_{\text{sat}}}\,\frac{\Gamma}{4\,\delta_r}\,\hbar\Gamma \;\equiv\; U_{r,\max}\; e^{-2\,\dfrac{(x\cos\theta_r)^2+y^2}{w_r^2}\,-\,2\,\kappa_r z} \\ U_{r,\max} &= T^{\text{TM}}\,P_r\,\frac{2}{\pi\,w_r^2}\,\frac{1}{2I_{\text{sat}}}\,\frac{\Gamma}{4\,\delta_r}\,\hbar\Gamma\,, \end{aligned} \tag{3.11}$$

où $U_{r,\max} < 0$ est le déplacement lumineux à la surface du diélectrique et au centre du faisceau.

Potentiel dipolaire de l'onde bleue. La puissance disponible pour l'onde bleue étant plus faible que celle de l'onde rouge, il est nécessaire de se placer plus près de

résonance. On choisit $\lambda_b = 778\,\mathrm{nm}$ pour conserver un taux de diffusion de photons raisonnable. Le désaccord reste grand devant la structure hyperfine du niveau excité le plus proche $5P_{3/2}$, mais pas devant l'écart Δ_{SF} de structure fine séparant les niveaux $5P_{3/2}$ et $5P_{1/2}$. Par conséquent le potentiel dipolaire (E.13) conserve en général une partie vectorielle, à moins que l'onde évanescente ne soit polarisée linéairement. On fait le choix d'une polarisation purement TE, seule possibilité pour obtenir une onde évanescente polarisée linéairement (3.6). Le déplacement lumineux de l'onde bleue est alors scalaire :

$$\begin{aligned} U_b(\mathbf{r}) &= \frac{I_{\mathrm{eff,\,b}}(\mathbf{r})}{2\,I_{\mathrm{sat}}} \left(\frac{1}{3}\,\frac{\Gamma}{4(\delta_b+\Delta_{\mathrm{SF}})} + \frac{2}{3}\,\frac{\Gamma}{4\,\delta_b}\right)\hbar\Gamma \;\equiv\; U_{b,\max}\, e^{-2\,\dfrac{(x\cos\theta_b)^2+y^2}{w_b^2} - 2\,\kappa_b z} \\ U_{b,\max} &= T^{\mathrm{TE}}\,P_b\,\frac{2}{\pi\,w_b^2}\,\frac{1}{2I_{\mathrm{sat}}} \left(\frac{1}{3}\,\frac{\Gamma}{4(\delta_b+\Delta_{\mathrm{SF}})} + \frac{2}{3}\,\frac{\Gamma}{4\,\delta_b}\right)\hbar\Gamma\,. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Pour obtenir un potentiel piégeant dans la direction verticale, il faut choisir une longueur de décroissance pour l'onde rouge supérieure à celle de l'onde bleue ($\kappa_b > \kappa_r$) ; ceci implique que le déplacement lumineux maximum de l'onde bleue doit être supérieur à celui de l'onde rouge ($U_{b,\max} > U_{r,\max}$). Avec un tel choix de paramètres, la combinaison des potentiels dipolaires des ondes rouge et bleue présente un profil vertical analogue à un potentiel de Morse[11], répulsif à courte distance et attractif à longue distance. Pour que le potentiel piégeant ait une profondeur convenable, on est conduit à choisir des dimensions transverses pour l'onde bleue supérieures à celles de l'onde rouge, bien que ceci ne soit pas une condition strictement nécessaire à l'existence du piège.

Interaction de van der Waals avec le diélectrique. Le piège dipolaire étant très proche de la surface du diélectrique il faut prendre en compte la force de van der Waals, qui attire chaque atome vers le diélectrique. Cette force peut s'interpréter comme l'interaction du dipôle électrique atomique avec le champ qu'il produit, reflété par le diélectrique de permittivité relative $\varepsilon_r(\omega)$. Les atomes dans le piège dipolaire sont essentiellement dans leur état fondamental $|f\rangle$ et n'ont donc pas de dipôle électrique permanent. La force de van der Waals provient alors des fluctuations du dipôle $\langle f|D_{xy,z}^2|f\rangle$. À courte distance le potentiel d'interaction est celui établi par Lennard-Jones [106, 107] en négligeant le temps de propagation du champ créé par le dipôle instantané (calcul électrostatique) :

$$U_{\mathrm{LJ}}(z) \;=\; -\frac{1}{16\pi\varepsilon_0}\,\frac{1}{z^3}\sum_e \left(\frac{\varepsilon_r(\omega_{fe})-1}{\varepsilon_r(\omega_{fe})+1}\,|\langle e|D_z|f\rangle|^2\right)\,. \tag{3.13}$$

La somme porte sur les états électroniques excités ; dans le cas du rubidium on peut négliger les transitions autres que D_2 et D_1 [107] et supposer l'indice du diélectrique approximativement constant entre 780 nm et 795 nm ; nous le noterons n. Le potentiel

11. Le potentiel de Morse d'une liaison moléculaire s'écrit $E(r) = De^{-2a(r-r_0)} - 2De^{-a(r-r_0)}$ [105].

de Lennard-Jones devient alors

$$U_{\mathrm{LJ}}(z) \;=\; -\frac{n^2-1}{n^2+1}\,\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{\langle f|D^2|f\rangle}{12}\,\frac{1}{z^3}\;. \tag{3.14}$$

Pour le rubidium dans le niveau orbital fondamental 5S, $\langle f|D^2|f\rangle = 28{,}2\,e^2a_0^2$ où $-e$ est la charge de l'électron et a_0 le rayon de Bohr.

Lorsque la distance à la surface n'est plus négligeable devant les longueurs d'onde des transitions en jeu — plus précisément devant $\lambda\!\!\!^{-} = k_0^{-1}$ — le délai de propagation du champ du dipôle instantané doit être pris en compte et la dépendance en $1/z^3$ n'est plus valable. Casimir et Polder [108,109] font un calcul valable à distance quelconque[12] dans le cadre de l'électrodynamique quantique et établissent notamment une dépendance asymptotique en $1/z^4$ ($z \gg \lambda\!\!\!^{-}$) du potentiel réel $U_{\mathrm{QED}}(z)$. Le centre du piège dipolaire à ondes évanescentes se situe dans le domaine intermédiaire $z \simeq \lambda\!\!\!^{-}$ où il n'existe pas d'expression analytique de $U_{\mathrm{QED}}(z)$. Arnaud Landragin [107] donne une correction au potentiel de Lennard-Jones (3.14) qui permet une approximation de $U_{\mathrm{QED}}(z)$ à 0,6% près dans le domaine $0 \leq z \leq 10\,\lambda\!\!\!^{-}$:

$$U_{\mathrm{QED}}(z) \;\simeq\; f(z/\lambda\!\!\!^{-})\,U_{\mathrm{LJ}}(z) \tag{3.15}$$

$$f(u) \;=\; 0.987\left(\frac{1}{1+1.098\,u} - \frac{0.00493\,u}{1+0.00987\,u^3-0.00064\,u^4}\right)\;. \tag{3.16}$$

Nous utilisons cette expression pour calculer le potentiel de van der Waals.

Caractéristiques du piège. Le choix des paramètres des faisceaux du piège est un compromis entre l'anisotropie que l'on souhaite élevée et plusieurs contraintes, en premier lieu le taux de diffusion de photons qui doit être maintenu à un niveau acceptable (typiquement moins de 10 photons par seconde). En pratique c'est la puissance disponible pour l'onde bleue qui limite les performances du piège ; cette onde doit être suffisamment intense pour vaincre la force attractive de van der Waals à courte distance, ce qui limite le diamètre du faisceau utilisable. Les paramètres de l'onde rouge, y compris la puissance utilisée, sont fortement liés à ceux choisis pour l'onde bleue ; plusieurs jeux de paramètres sont possibles selon le taux de diffusion de photons toléré. Les valeurs retenues pour les paramètres des faisceaux sont données dans le tableau 3.1. Le support en BK7 d'indice relativement bas $n = 1{,}51$ permet essentiellement de réduire la force de van der Waals[13].

Le potentiel résultant est représenté sur la figure 3.5, selon la direction verticale (à gauche) et en coupe dans le plan yz (à droite). La partie attractive à longue distance est due à l'onde rouge, l'onde bleue formant quant à elle un « mur » répulsif de

12. Le calcul de Casimir et Polder est fait en considérant une surface parfaitement réfléchissante ; le résultat est analogue pour un diélectrique.

13. À titre d'exemple, en passant d'un verre LaSFN9 (flint borosilicate) d'indice $n = 1{,}83$ au BK7 (crown borosilicate) d'indice $n = 1{,}51$, la force de van der Waals diminue de 28% et l'intensité dans l'onde évanescente bleue polarisée TE augmente de 4%. L'intensité dans l'onde évanescente rouge polarisée TM diminue de 15%, mais on n'est pas limité par la puissance disponible pour ce faisceau. Pour ces évaluations on adapte les angles d'incidence $\theta_{r,\,b}$ en fonction de l'indice considéré, de façon à conserver les longueurs de décroissance $\kappa_{r,\,b}^{-1}$ du tableau 3.1.

Faisceau	$P_{r,b}$ (W)	$w_{r,b}$ (μm)	$\lambda_{r,b}$ (nm)	$\theta_{r,b}$ ($^\circ$)	$\kappa_{r,b}^{-1}$ (nm)	$U_{\max r,b}$ (MHz)
rouge	3	170	1064	43	688	$-0{,}96$
bleu	0,5	190	778	50	213	3,33

Tableau 3.1 — Paramètres choisis pour les faisceaux du piège dipolaire.

Parameters for the red and blue trapping beams. The decay lengths $\kappa_{r,b}^{-1}$ and maximum light shifts $U_{\max r,b}$ are deduced from the first parameters. The BK7 substrate has an index $n = 1.51$ at wavelengths 1064 and 778 nm (critical angle $\theta_c = 41.5^\circ$).

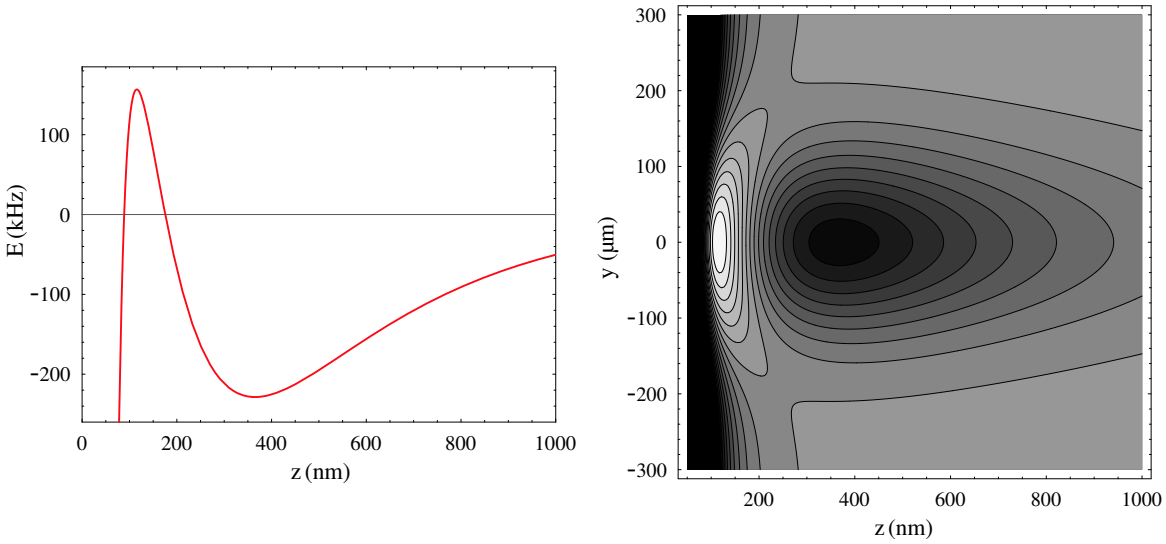


Figure 3.5 — Potentiel du piège dipolaire bidimensionnel, incluant la force de van der Waals et la gravité. À gauche : potentiel en fonction de z pour $x = y = 0$. À droite : coupe dans le plan yz ; les équipotentielles sont espacées de 25 kHz et positionnées de façon à mettre en évidence les points-cols, à -11 kHz.

2D trapping potential plotted with the values presented in table 3.1. Left : cut along z for $x = y = 0$. The red-detuned evanescent wave produces the long-range attractive potential, whereas the blue-detuned evanescent wave acts as a repulsive wall at short distances. The attractive van der Waals potential is dominant very close to the surface ($z < 100$ nm). Right : contour plot in the yz plane. Subsequent contours are spaced by 25 kHz ; darker shades correspond to lower energies. Horizontal confinement is achieved thanks to the Gaussian transverse profile of the red beam. The photon scattering rate at the center of the trap is 3.9 photons/s, essentially due to the blue beam.

hauteur maximale $U_{\max} = 160$ kHz [14] à $z = 110$ nm ; aux distance inférieures, la force de van der Waals l'emporte. Le fond du piège est situé à $z_0 = 370$ nm de la surface. La profondeur de 220 kHz (soit 10,6 μK) est donnée par la différence entre le fond du piège $U_0 = -230$ kHz et le potentiel $U_{\text{col}} = -10$ kHz aux points-cols situés en $x = 0$, $y = \pm 190$ nm, $z = 240$ nm, visibles sur la coupe dans le plan yz. À proximité du mini-

14. Dans cette partie on donnera les énergies en unités de fréquence : $E[\text{Hz}] = E[\text{J}]/h$.

mum U_0 , le potentiel est essentiellement harmonique dans les directions horizontales x et y, tandis qu'il s'écarte rapidement de l'approximation parabolique dans la direction verticale. Les fréquences d'oscillation sont néanmoins une bonne indication de l'anisotropie du potentiel : $\omega_x/2\pi = 47\,\mathrm{Hz}$, $\omega_y/2\pi = 63\,\mathrm{Hz}$ et $\omega_z/2\pi = 27\,\mathrm{kHz}$. Les rapports d'anisotropie valent 570 selon x et 430 selon y ; cette différence est due à l'inclinaison des faisceaux incidents.

- modif -

Les fréquences d'oscillation du piège conduisent à un nombre maximum d'atomes condensés à deux dimensions $N_{\mathrm{BEC}}^{\mathrm{2D}} = 1{,}2.10^6$ (voir la référence [13] et le chapitre 1). Le potentiel chimique vaut $\mu_{\mathrm{3D}} = 10\,\mathrm{kHz}$ ou $\mu_{\mathrm{3D}} = 4\,\mathrm{kHz}$ pour 10^5 ou 10^4 atomes condensés, respectivement, ce qui est notablement inférieur à l'espacement entre niveaux donné par la fréquence d'oscillation transverse $\omega_z/2\pi = 27\,\mathrm{kHz}$. On peut donc obtenir dans ce piège un condensat bidimensionnel comprenant un nombre d'atomes facilement détectable.

En revanche on ne pourra observer un gaz thermique 2D qu'avec un nombre maximum d'atomes $N_{\mathrm{cl}}^{\mathrm{2D}} = 2{,}5.10^5$, inférieur à $N_{\mathrm{BEC}}^{\mathrm{2D}}$. La température de transition vaut $T_c = 900\,\mathrm{nK} = 19\,\mathrm{kHz} \times h/k_{\mathrm{B}}$ pour 10^5 atomes et $T_c = 400\,\mathrm{nK} = 9\,\mathrm{kHz} \times h/k_{\mathrm{B}}$ pour 10^4 atomes, ce qui signifie qu'un gaz thermique dans ce piège n'aura un caractère bidimensionnel que près du seuil de la condensation 2D.

Le taux de diffusion de photons dans le piège est raisonnable : $3{,}9\,\mathrm{s}^{-1}$. Il est essentiellement dû à l'onde répulsive, qui est diffusée au taux de 3,8 photons par seconde et par atome.

3.2 Chargement du piège à ondes évanescentes

Notre projet est de transférer le condensat produit dans le piège magnétique QUIC, 3,6 mm au-dessus du prisme, dans le piège de surface. Nous avons étudiés deux processus de transfert, qui sont tous deux non dissipatifs afin d'éviter de chauffer le condensat par émission spontanée de photons.

3.2.1 Transfert magnétique

Cette méthode procède essentiellement en deux étapes : le centre du piège magnétique QUIC est tout d'abord déplacé jusqu'à la surface diélectrique, puis le piège 2D est branché adiabatiquement. Le déplacement du piège magnétique est réalisé grâce à des bobines de champ supplémentaires. Lorsque le condensat arrive près de la surface, l'onde évanescente « bleue » (répulsive) est allumée pour éviter de perdre les atomes par contact avec le diélectrique. Puis l'onde évanescente « rouge » (attractive) est allumée progressivement, ce qui comprime le nuage selon la direction verticale. Lorsque l'onde rouge atteint sa puissance finale, les atomes sont dans les potentiels combinés du piège magnétique (translaté) et du piège dipolaire. Enfin le champ magnétique est éteint lentement, ce qui achève la procédure de chargement du piège de surface[15].

Déplacement du condensat jusqu'à la surface

La première étape du transfert magnétique a été réalisée expérimentalement. Nous superposons au champ magnétique du piège QUIC (2.3) un champ vertical homogène $\mathbf{B}_{\text{shift}}$ qui translate verticalement le centre du piège. Ce champ est produit par deux bobines supplémentaires d'axe vertical placées autour du piège QUIC, de part et d'autre des faisceaux horizontaux du second piège magnéto-optique. Les bobines sont identiques, connectées en série, et produisent dans la zone de piégeage un champ homogène vertical $\mathbf{B}_{\text{shift}} = \lambda I_{\text{shift}}\, \hat{\boldsymbol{e}}_z$, avec $\lambda \simeq -4\,\text{G/A}$. Le déplacement du piège magnétique jusqu'au prisme est effectué en appliquant aux bobines une rampe de courant de 0 à 20 A (figure 3.6, à gauche), tout en abaissant progressivement le courant dans les bobines quadrupolaires de 30 à 28,5 A. La durée typique des rampes effectuées est de 100 ms.

La composante transverse $\mathbf{B}_\perp$ du champ QUIC est essentiellement celle d'un quadrupôle linéaire d'axes y et z, $\mathbf{B}_\perp \simeq \text{B}'(0, y, -z)$, avec un gradient $\text{B}' = 223\,\text{G/cm}$ (§ 2.6) ; le champ supplémentaire $\mathbf{B}_{\text{shift}}$ translate ce champ verticalement à raison de $180\,\mu\text{m/A}$. La composante longitudinale $\text{B}_x = \text{B}_{\min} + (\text{B}''/2)\big(x^2 - (y^2+z^2)/2\big)$ n'est pas affectée par le champ $\mathbf{B}_{\text{shift}}$; elle est parabolique de courbure positive, avec un champ de biais positif sur la ligne $(x, 0, 0)$ puis négatif pour $z < -2\,\text{mm}$ (à 1,6 mm du prisme). Lorsqu'on applique une rampe de courant aux bobines supplémentaires, le centre du piège se translate verticalement jusqu'au point où le champ de biais s'annule ; le minimum de champ se scinde alors en deux minima de champ nul (figure 3.6, à droite) qui

15. Il faut cependant maintenir un champ magnétique non nul pour que l'échantillon atomique reste polarisé, et ne pas perdre en densité dans l'espace des phases par transitions non-adiabatiques entre sous-niveaux Zeeman.

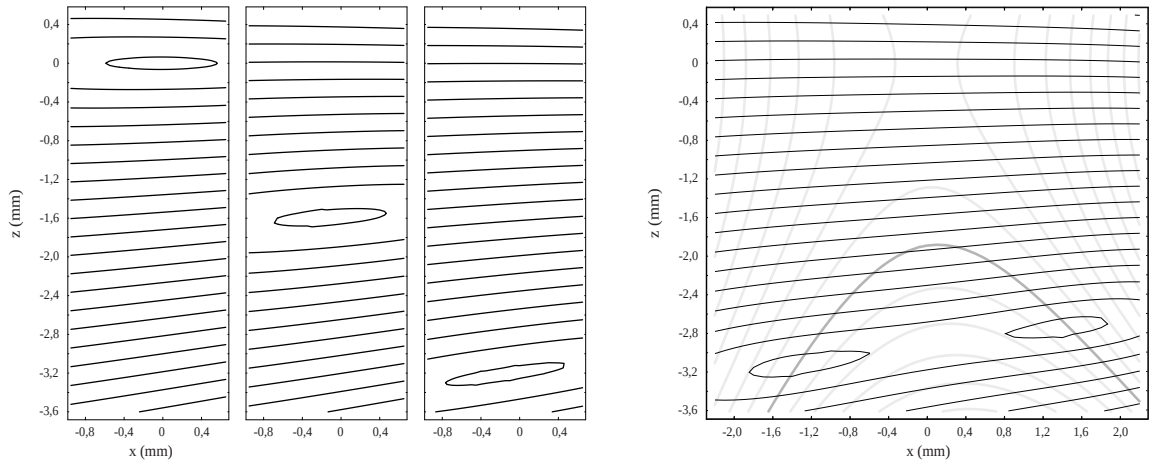


Figure 3.6 — À gauche : lignes iso-B montrant le déplacement du piège magnétique lorsqu'on applique une rampe de courant aux bobines d'axe vertical, tout en réduisant le champ quadrupolaire. À droite : séparation en deux minima de champ nul suivant la ligne $\mathrm{B}_x(\mathbf{r}) = 0$ (trait gris foncé) lorsque le champ quadrupolaire est maintenu constant.

Left : iso-B lines showing the vertical shift of the trap when ramping up a vertical homogeneous magnetic field, while reducing the quadrupole field by 5%. Right : when the quadrupole field is not reduced, the trap separates into two minima that follow the $B_x(\boldsymbol{r}) = 0$ line.

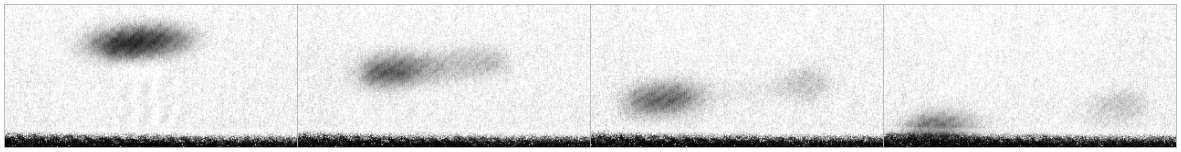


Figure 3.7 — Séparation d'un nuage thermique lors de son transport vers le prisme, lorsque le champ quadrupolaire n'est pas atténué. Images 3,9 mm × 1,9 mm.

Splitting of a thermal cloud when the quadrupole field is kept constant during the ramp.

suivent la ligne $\mathrm{B}_x(x, 0, z) = 0$. Cet effet est montré sur la figure 3.7, lors du transport d'un nuage thermique. La séparation s'accompagne d'une perte d'atomes, vraisemblablement par dépolarisation près des zéros du champ[16]. Pour éviter cette séparation, on réduit au cours du déplacement le courant dans les bobines quadrupolaires de 30 A à 28,5 A ; ainsi le champ de biais reste constamment positif.

La figure 3.8 montre le transport d'un condensat jusqu'au prisme. Dans cette expérience les atomes sont perdus lorsque le piège atteint le prisme (pour $I_{\mathrm{shift}} = 20{,}2$ A) car l'onde évanescente bleue est absente ; nous n'avons pas observé de pertes d'atomes au cours du transport. On remarque sur les figures 3.6 et 3.8 que le piège s'incline progressivement lors de son déplacement. Cette inclinaison aura pour effet d'augmenter

16. Cette configuration à deux minima de champ nul est analogue à la configuration de Ioffe–Pritchard avec un biais négatif. Dans l'expérience [110], un champ tournant a été superposé à un double piège de ce type pour supprimer les pertes par dépolarisation.

la fréquence d'oscillation ω_x du piège magnétique combiné au piège de surface, avant l'extinction du champ magnétique. Ceci est vraisemblablement peu gênant puisque la vitesse d'extinction du champ magnétique est limitée par la fréquence ω_y (voir le § suivant). Notons qu'il serait possible d'obtenir un piège magnétique translaté horizontal au niveau du prisme, en abaissant la bobine de Ioffe de $\Delta z = -3\,\mathrm{mm}$ — dans ce cas le piège QUIC serait légèrement incliné, *a priori* sans que cela porte à conséquence dans la production du condensat.

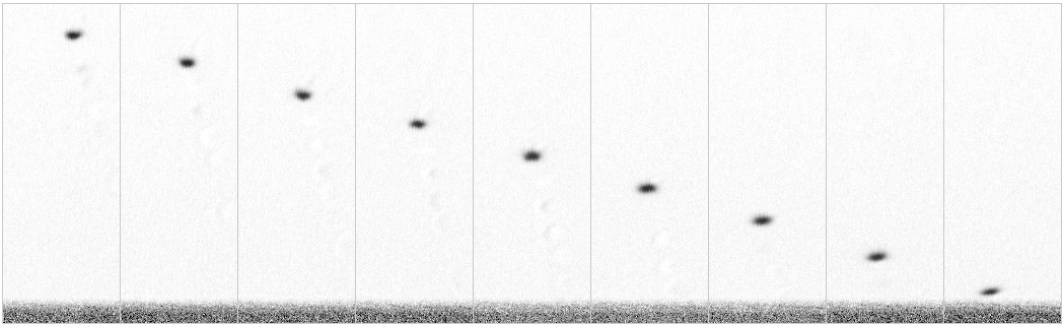


Figure 3.8 — Transport d'un condensat depuis le piège QUIC jusqu'au prisme. Chaque image est prise après un temps de vol de 5 ms. Dimensions des images : 1,4 mm × 3,8 mm.

Magnetic transportation of a BEC over 3.6 mm, from the QUIC trap down to the surface of the prism. The condensate is eventually lost by contact with the surface in the absence of a repulsive evanescent beam (not shown).

Nous nous sommes assurés que le condensat n'est pas détruit lors de son déplacement. Pour cela nous faisons une analyse par temps de vol, après avoir effectué 90% du déplacement vers le prisme. La rampe de courant dure 90 ms réparties en une phase d'accélération constante de 40 ms, une phase de déplacement à vitesse constante de 10 ms et une phase de décélération constante de 40 ms. À la fin du déplacement le centre du piège est à environ 360 μm du prisme. Le courant des bobines d'axe vertical est alors coupé et les atomes évoluent pendant 3 ms dans le champ magnétique QUIC, ce qui a pour effet de les lancer vers le haut. Puis le champ QUIC est coupé à son tour et on enregistre un image en absorption après 20 ms de temps de vol supplémentaires. La figure 3.9 compare le temps de vol d'un condensat relaché du piège QUIC (à gauche) à celui obtenu après déplacement jusqu'au prisme (à droite). Il n'y a pas d'excitation notable du condensat, on peut donc considérer que le déplacement du condensat jusqu'au prisme est adiabatique. Le nombre d'atomes plus faible sur l'image de droite n'est pas dû à des pertes pendant le transport, mais aux variations du nombre d'atomes condensés dans le piège QUIC (voir l'annexe § D) ainsi qu'à des transitions vers les autres sous-états Zeeman lors de la coupure du champ vertical. Les différents paquets atomiques ne sont pas visibles sur cette portion d'image car ils sont séparés spatialement par effet Stern–Gerlach.

Nous avons également produit un condensat directement dans le piège translaté

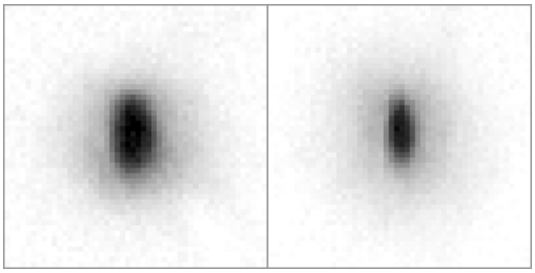


Figure 3.9 — Condensats après un temps de vol de 20 ms. À gauche le condensat est relâché depuis le piège QUIC ; à droite il est relâché depuis le piège magnétique translaté, après avoir subi une accélération vers le haut durant 3 ms. Dimensions des images : 610 μm × 610 μm.

Time of flight images showing the adiabaticity of the magnetic transportation of the BEC. Left : the BEC is released from the QUIC trap. Right : the BEC is produced in the QUIC trap and transported as close as 360 μm to the prism. It is then accelerated upward during 3 ms in the bare QUIC field and its momentum distribution is probed after a 20 ms time of flight ; no excitations are visible. The reduced number of atoms is due to variations in the initial atom number in the BEC and to non-adiabatic transitions between the Zeeman sublevels during the upwards acceleration phase.

près du prisme, en effectuant le déplacement dans les dernières secondes de la phase de refroidissement évaporatif[17] ; la distance à parcourir jusqu'au piège de surface est ainsi fortement réduite.

Chargement du piège bidimensionnel

La seconde étape n'a pas été mise en œuvre car le prisme diélectrique présent actuellement dans l'enceinte à vide ne permet pas d'obtenir un piège dipolaire conservatif (voir § 3.3). Cette étape a été simulée numériquement pour s'assurer qu'un transfert adiabatique du condensat est possible en un temps inférieur au taux de diffusion de photons des atomes dans le piège dipolaire. Demascoth Kadio est l'auteur de cette simulation numérique ; j'en présente ici le principe et les résultats (voir également [111]).

La simulation calcule l'évolution à trois dimensions d'un condensat d'un million d'atomes au cours de l'évolution du potentiel, en utilisant l'équation de Gross–Pitaevskii dépendante du temps. La fonction d'onde macroscopique initiale $\psi(t = 0)$ décrit le condensat dans l'état fondamental[18] d'un potentiel formé par le piège magnétique translaté, centré en $z = 0$, et par l'onde évanescente bleue. L'onde rouge est alors branchée progressivement avec un profil $1 - e^{-(t/\tau)}$ et atteint sa valeur nominale après une durée T_{rampe} qui varie d'une simulation à l'autre. Le potentiel attractif de van der Waals (3.15)

17. Pour cette expérience nous déplaçons le piège magnétique en 6 s, à 9 s de la fin du piégeage magnétique. L'évaporation radiofréquence se poursuit durant 3 s à la position finale.
18. L'état fondamental GPE est calculé en faisant évoluer une fonction d'onde initiale en temps imaginaire [111]. La densité obtenue correspond à une distribution de Thomas–Fermi.

est branché artificiellement en même temps que l'onde rouge[19]. La simulation se termine à un instant final t_{fin} supérieur à T_{rampe} : on laisse évoluer la distribution atomique dans le piège hybride (dipolaire plus magnétique) jusqu'à un état quasi-stationnaire. L'extinction du potentiel magnétique n'est pas simulée[20].

Le potentiel magnétique est choisi harmonique, et isotrope pour réduire le temps de calcul. Sa fréquence d'oscillation est $\omega_0/2\pi = 300\,\text{Hz}$, correspondant à une période d'oscillation $T_{\text{osc}} = 3{,}3\,\text{ms}$; il est centré en $z = 0$. Les longueurs de décroissance des ondes évanescentes bleue et rouge sont $\kappa_b^{-1} = 220\,\text{nm}$ et $\kappa_r^{-1} = 510\,\text{nm}$. Leurs déplacements lumineux maximaux sont $U_{b,\,\text{max}} = 5{,}4\,\text{MHz}$ et $U_{r,\,\text{max}} = -1{,}4\,\text{MHz}$. Le piège dipolaire seul a pour fréquences d'oscillation $\omega_z/2\pi = 30\,\text{kHz}$ selon la direction verticale et $\omega_x/2\pi = 30\,\text{Hz}$, $\omega_y/2\pi = 64\,\text{Hz}$ dans le plan horizontal. Son minimum est situé 350 nm au-dessus de la surface du diélectrique. - modif -

Adiabaticité. L'évolution du condensat est adiabatique si les variations du potentiel piégeant sont suffisamment lentes, plus précisément si les fréquences d'oscillation selon chaque direction vérifient le critère [112] [21] :

$$\left|\frac{\partial\omega}{\partial t}\right| \ll \omega^2 \,. \tag{3.17}$$

Comme le potentiel magnétique a des fréquences d'oscillation horizontales beaucoup plus élevées que celles du piège dipolaire ($\omega_0 \gg \omega_x, \omega_y$), ces fréquences évoluent peu lors du branchement de l'onde évanescente rouge (de ω_0 à $\sqrt{\omega_0^2 + \omega_{x,y}^2}$). Le critère d'adiabaticité est donc facilement respecté dans ces directions. Selon la direction verticale au contraire, la fréquence d'oscillation est accrue d'un facteur 100, ce qui limite la rapidité du branchement de l'onde rouge à $T_{\text{rampe}} \gg 1/\omega_0$[22].

Les résultats principaux de la simulation numérique sont montrés sur la figure 3.11. Les courbes de la colonne de gauche (a) représentent l'état initial ($t = 0$), celles du centre (b) et de droite (c) les états finaux pour $T_{\text{rampe}} = 0{,}3\,\text{ms}$ et $t_{\text{fin}} = 2{,}3\,\text{ms}$ (b),

19. Cette procédure simplifie le calcul de la fonction d'onde initiale sans fausser notablement la simulation, car le potentiel de van der Waals n'est sensible que lorsque le nuage est comprimé par l'onde rouge.
20. Cette extinction a toutefois été simulée dans le cas d'un transfert adiabatique, voir p.53.
21. Ce critère n'est pas valable *stricto sensu* pour un condensat, dans lequel les interactions de champ moyen modifient et couplent les modes d'oscillation dans les différentes directions [113–115]. En particulier la modification lente d'une fréquence d'oscillation élevée peut provoquer des excitations dans les directions de faible confinement, maintenues constantes. Dans notre cas le critère d'adiabaticité (3.17) pose une contrainte liée à la fréquence la plus basse du système lors de son évolution (ω_0), et reste par conséquent une bonne indication de l'adiabaticité du processus (*n.b.* : l'interaction de champ moyen ne crée pas de mode d'oscillation de fréquence inférieure à la plus basse des fréquences du piège).
22. Dans le cas d'une rampe effectuée à rapport $|\dot\omega|/\omega^2 \equiv \varepsilon$ constant ($\varepsilon \ll 1$), le temps mis pour passer de la pulsation ω_0 à une pulsation ω_f vaut $T_{\text{rampe}} = \dfrac{|\omega_f - \omega_0|}{\varepsilon\,\omega_f\,\omega_0}$. Si $\omega_f \gg \omega_0$, la durée de la rampe est limitée par la pulsation initiale : $T_{\text{rampe}} \simeq \dfrac{1}{\varepsilon\,\omega_0}$. Si les pulsations sont voisines, soit $\omega_f \equiv (1+\alpha)\,\omega_0$ avec $\alpha \ll 1$, la rampe est beaucoup plus brève : $T_{\text{rampe}} \simeq \dfrac{\alpha}{\varepsilon\,\omega_0}$.

et $T_{\text{rampe}} = 32\,\text{ms}$ et $t_{\text{fin}} = 42\,\text{ms}$ (c). Les courbes en trait gras montrent la densité d'atomes intégrée selon les directions x et y (figures du haut $a : z$ à $c : z$) ou intégrée selon les directions x et z (figures du bas $a : y$ à $c : y$). Les courbes en trait fin représentent le potentiel le long de la verticale passant par le centre du piège. On dilate verticalement les courbes de densité atomique $a : z$ et $b : z$ d'un facteur 6 par rapport à la densité $c : z$, très piquée. Le potentiel initial (figure $a : z$) est composé d'un « mur » répulsif à courte distance (onde évanescente bleue) et d'une partie lentement variable (piège magnétique et gravité). Sur les figures $b : z$ et $c : z$ le potentiel n'est pas tracé à courte distance pour une meilleure lisibilité. Ce potentiel est visible sur la figure 3.5.

Avec un temps de branchement de 32 ms (c), très supérieur à la période d'oscillation T_{osc}, le condensat est presque entièrement transféré dans le piège dipolaire. Sous l'effet de la compression verticale, le condensat s'étale dans le plan horizontal où la croissance du potentiel est plus lente.

Au contraire, pour un temps de branchement très bref de 0,3 ms (b), seule une petite partie des atomes est transférée dans le piège dipolaire. La courbe de densité selon z présente trois contributions : deux pics d'amplitudes très différentes ainsi qu'un fond étendu. Le premier petit pic est centré sur le minimum de potentiel du piège dipolaire, il correspond aux atomes qui ont été transférés dans le piège. Le second pic est situé au bord supérieur du piège dipolaire ; nous l'interprétons de la façon suivante. Le minimum de potentiel du piège initial est situé au bord du piège final. Au moment où l'onde rouge est branchée, les atomes qui étaient au fond du piège initial, avec une vitesse quasi-nulle, acquièrent brutalement une énergie approximativement égale à la profondeur du piège dipolaire. Il peuplent alors une fine bande d'états excités et se localisent essentiellement aux points tournants du potentiel. Près de la surface le potentiel répulsif bleu est très raide et ces atomes sont réfléchis en un temps très bref. Un seul pic de densité est donc visible, au niveau du point tournant supérieur (à droite sur la figure 3.11 $b : z$) où le potentiel varie beaucoup plus doucement. Lorsqu'on augmente le temps de branchement T_{rampe} l'importance relative des deux pics s'inverse, à mesure que l'efficacité du transfert augmente (figure 3.10). Le fond étendu correspond aux atomes qui n'ont pas été notablement affectés par le branchement de l'onde rouge ; ils étaient situés plus haut que la zone ou s'est formé le piège dipolaire. On remarque que la distribution selon y ($b : y$) est voisine de la distribution initiale ($a : y$), en raison de la trop faible compression verticale produite par le branchement rapide.

La figure 3.10 montre l'efficacité du transfert en fonction du temps de branchement T_{rampe} ; chaque croix correspond au résultat d'une simulation numérique. Pour évaluer l'efficacité de transfert, on ajuste sur le profil de densité intégrée $\eta_z(z)$ le pic correspondant aux atomes transférés par une gaussienne (un profil de Thomas–Fermi n'est pas justifié dans le cas général) et on rapporte son aire au nombre total d'atomes. L'efficacité de transfert croît de façon non-linéaire avec le temps de branchement. Pour $T_{\text{rampe}} = 32\,\text{ms}$, la distribution finale est extrêmement proche de l'état fondamental du potentiel final (dipolaire plus magnétique) : le transfert est adiabatique. On peut considérer d'après cette courbe qu'un temps de branchement de 20 ms suffit à réaliser un transfert adiabatique. Une simulation supplémentaire a montré que si le transfert adiabatique est suivi d'une extinction lente du potentiel magnétique, l'anisotropie de

la distribution augmente : la densité selon z devient encore plus piquée, tandis que le nuage s'étale dans la direction horizontale. Ceci est dû au plus faible confinement horizontal du piège dipolaire ($\omega_x/2\pi = 30\,\mathrm{Hz}$, $\omega_y/2\pi = 64\,\mathrm{Hz}$) par rapport au piège hybride ($\omega_{x,y}/2\pi \simeq 300\,\mathrm{Hz}$). - modif -

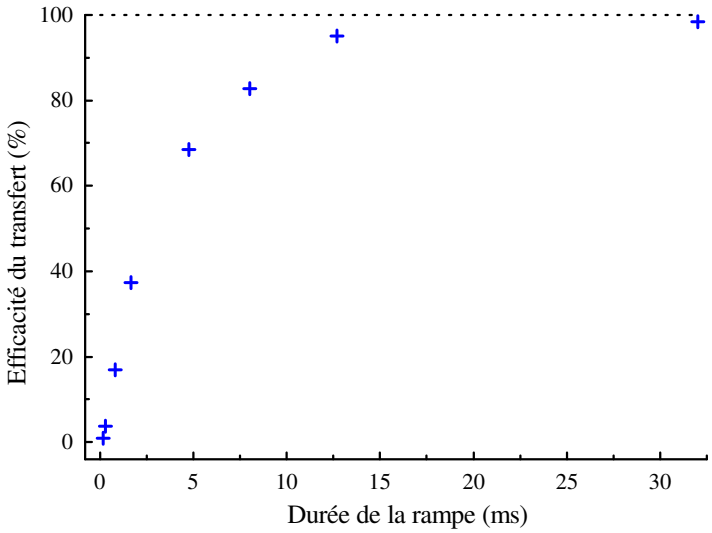


Figure 3.10 — Efficacité du transfert du condensat dans le piège de surface pour différentes durées de branchement de l'onde évanescente rouge.

Transfer efficiency of the BEC into the surface trap as a function of the ramping time of the attractive evanescent wave. The crosses represent numerical results.

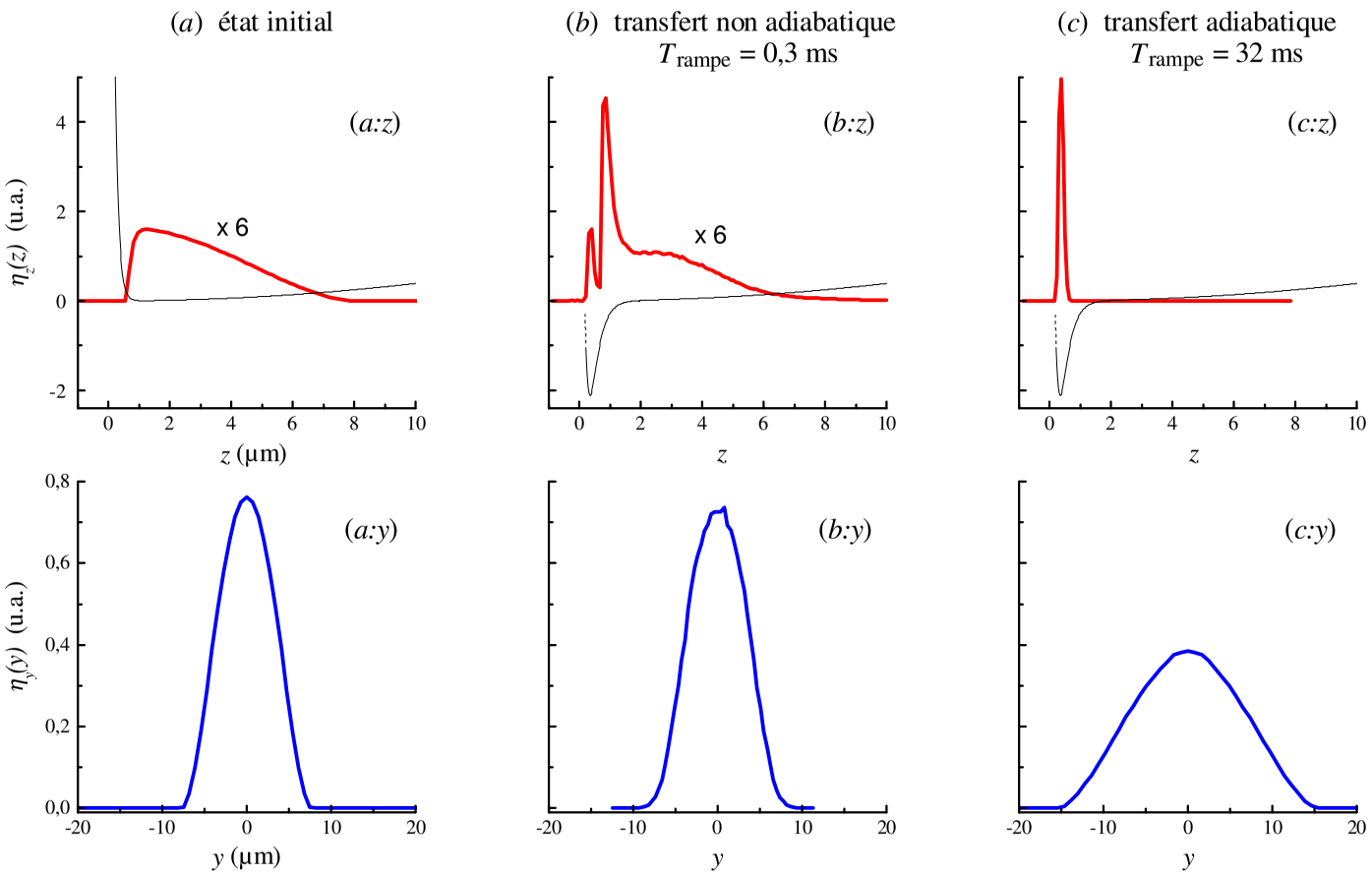


Figure 3.11 — Simulations numériques du transfert magnétique d'un condensat dans le piège évanescent bidimensionnel.

Numerical simulations of the loading of a BEC into the 2D evanescent light trap. The initial state (a) is the ground state of a hybrid trap combining the repulsive evanescent wave and a magnetic harmonic trap centered at the surface ; the attractive evanescent wave is then ramped up in a time T_{rampe} *. Thick curves show the spatial density integrated along* x *and* y *(upper figures* $a:z$ *to* $c:z$*) and along* x *and* z *(lower figures* $a:y$ *to* $c:y$*). Thin curves depict the trapping potential. The final density distributions with* $T_{\text{rampe}} = 0.3\,ms$ *(b) and* $T_{\text{rampe}} = 32\,ms$ *(c) correspond to non-adiabatic and adiabatic loadings, respectiveley.*

3.2.2 Ascenseur dipolaire

La seconde méthode envisagée utilise une onde stationnaire en mouvement pour transporter les atomes du piège magnétique jusqu'au piège de surface (figure 3.12). Le processus se décompose en trois étapes.

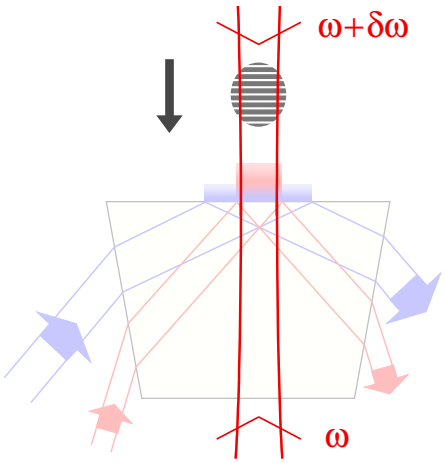


Figure 3.12 — Principe de l'ascenseur dipolaire.

An " atomic lift " may be used to transport the BEC from the magnetic trap to the surface trap. Atoms are loaded at the anti-nodes of a red-detuned standing wave produced by two counter-propagating laser beams, with identical linear polarizations. Once the magnetic trap is off, the standing wave is translated downwards by shifting the phase of one of the two beams.

i. Le condensat, confiné dans le piège magnétique, est chargé dans les ventres d'une onde stationnaire verticale dont la fréquence est désaccordée vers le rouge de la transition D_2, puis le champ magnétique est éteint. Notons que les atomes restent piégés horizontalement en raison du profil gaussien de l'onde stationnaire.

ii. L'onde stationnaire est translatée vers la surface du prisme en décalant au cours du temps la phase d'un de ses deux bras contre-propageants. Les « tranches » de condensat atteignent le piège évanescent et s'y déversent une par une (figure 3.13).

iii. Lorsque la dernière tranche a été chargée, l'onde stationnaire est éteinte et les atomes sont dans le piège de surface.

Cette méthode s'apparente à différentes expériences réalisées dans d'autres groupes. Le transport dans une onde stationnaire a été réalisé dans l'équipe de Dieter Meschede [116] avec un atome unique sur un trajet horizontal de plusieurs millimètres, ainsi que dans l'équipe de Michael Chapman [117] où des atomes sont transportés verticalement sur une distance de 15 mm. Le transport d'un condensat par ce moyen est également envisagé dans l'équipe de Tilman Esslinger. L'accumulation de plusieurs nuages atomiques ultrafroids dans un unique puits de potentiel a été réalisée dans l'équipe de

Jakob Reichel [118] sur une « puce à atomes », après une phase de transport dans des micropièges magnétiques.

Pour réaliser l'onde stationnaire, on peut utiliser une diode laser à $\lambda_{\text{asc}} = 830\,\text{nm}$ émettant une puissance de 30 mW répartie entre les deux faisceaux. Avec un rayon de pincement $w_0 = 90\,\mu\text{m}$, la longueur de Rayleigh $z_{\text{R}} = \pi w_0^2/\lambda = 30{,}7\,\text{mm}$ est très supérieure à la distance au prisme ($h_0 = 3{,}6\,\text{mm}$) ; on peut donc négliger la divergence du faisceau. Dans cette configuration le potentiel dipolaire de l'onde stationnaire a une profondeur de 60 kHz (soit $2{,}9\,\mu\text{K}$), une fréquence d'oscillation horizontale $\omega_h/2\pi = 60\,\text{Hz}$ ($= 1/17\,\text{ms}$) et une fréquence d'oscillation verticale $\omega_v/2\pi = 28\,\text{kHz}$ ($= 1/36\,\mu\text{s}$). Le taux de diffusion est de 0,12 photon par seconde ($t_\varphi = 8\,\text{s}$). Le décalage en phase peut être obtenu grâce à deux modulateurs acousto-optiques et un montage électronique spécifique [116, 119].

L'ensemble du processus de transfert doit être adiabatique pour éviter de chauffer les atomes. La première étape ne devrait pas être critique ; le chargement adiabatique de condensats dans des réseaux dipolaires 1D a déjà été réalisé dans plusieurs groupes [120–123]. L'extinction du champ magnétique doit être effectuée en quelques ω_h^{-1} pour être adiabatique, ce qui n'est pas restrictif. Notons que, comme pour la première méthode de transfert, il faut maintenir un champ magnétique durant le reste du processus pour que l'échantillon atomique reste polarisé.

L'onde stationnaire est ensuite mise en mouvement jusqu'à atteindre la vitesse v_1, qui peut être élevée grâce au fort confinement vertical[23]. Lorsque les paquets d'atomes atteignent le piège de surface, la vitesse doit être réduite à une valeur v_2 car le potentiel piégeant les atomes se déforme rapidement. Selon la direction verticale z, la modification du potentiel est assez complexe, comme nous le verrons au paragraphe suivant. Dans les directions horizontales x et y, un paquet d'atomes voit les fréquences d'oscillation évoluer de ω_h à typiquement $\omega_{\max} = (\omega_h^2 + \omega_{x,y}^2)^{1/2}$ à son arrivée dans le dernier puits, puis osciller entre $\omega_{\max}$ et $\omega_{x,y}$ au cours du chargement des paquets suivants. Ces « respirations » successives du potentiel dans le plan horizontal sont une contrainte sévère[24] pour l'adiabaticité.

Le transfert par ascenseur dipolaire a été étudié qualitativement dans notre équipe grâce à deux simulations numériques. La première simulation concerne l'étape (i) ; je ne la décrirai pas en détail car cette étape n'est pas la plus difficile du transfert. La simulation montre qu'un condensat de 10^5 atomes est chargé quasi-adiabatiquement dans l'onde stationnaire avec un branchement de l'onde en 20 ms suivi d'une extinction du piège magnétique en 60 ms. Une quinzaine de puits de potentiel sont peuplés.

La seconde simulation traite l'étape (ii), dans laquelle le nuage atomique acheminé par l'onde en mouvement est transféré dans le piège de surface. Le principe du cal-

23. On peut prendre comme critère d'adiabaticité que l'accélération a subie par les atomes ne dépasse pas 1/10 de l'accélération maximale $a_{\max} = \omega_v^2/(2k_0)$ que l'onde stationnaire mise en mouvement peut communiquer aux atomes. Ce critère donne $a \leq 200\,\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$. Si cette première phase du transfert se fait à accélération puis décélération constantes, la vitesse v_1 peut atteindre $v_1 = \sqrt{a\,h_0} = 0{,}8\,\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, où $h_0 = 3{,}6\,\text{mm}$ est l'altitude initiale du condensat. Les atomes atteignent le prisme après $t_1 = 2\sqrt{h_0/a} = 9\,\text{ms} \ll t_\varphi$.

24. La condition (3.17) impose les limites typiques $v_2 \ll \dfrac{\lambda}{2}\dfrac{\omega_{x,y}^2}{\pi(\omega_{\max} - \omega_{x,y})}$.

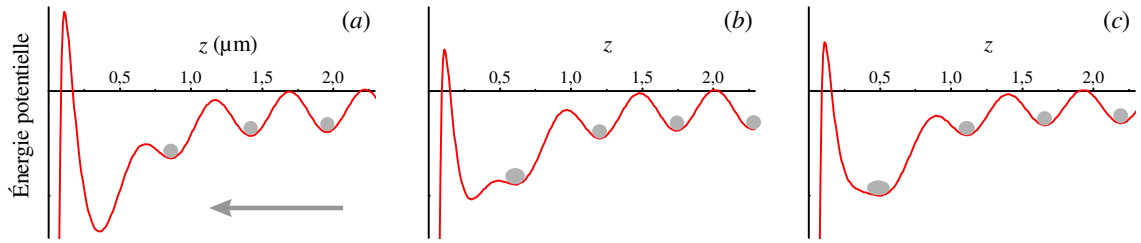


Figure 3.13 — Transfert des paquets atomiques dans le piège de surface.

The atomic lift at different phases between the two arms : (a) $\varphi = 0.6\,\pi$, (b) $\varphi = 1.5\,\pi$, (c) $\varphi = 1.8\,\pi$. As they reach the surface, atomic packets are transferred one after another into the surface trap, where they accumulate. When the loading is complete the atomic lift is switched off adiabatically, leaving the atoms in the 2D surface trap.

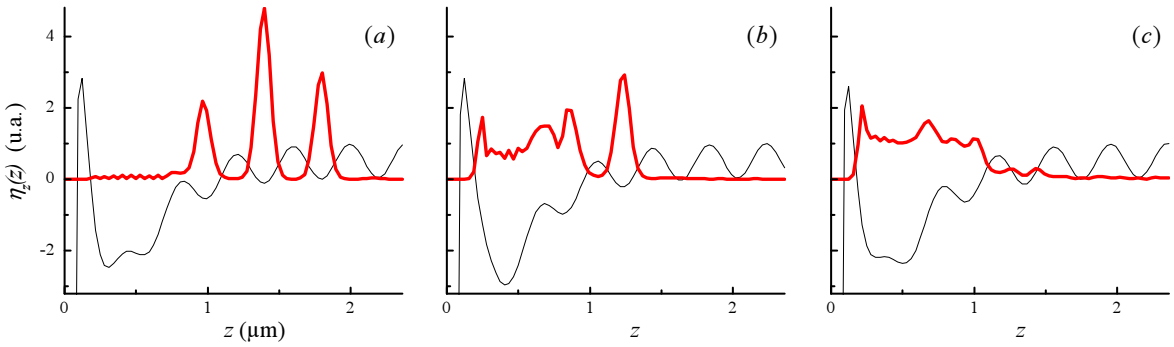


Figure 3.14 — Simulations numériques du transfert par ascenseur dipolaire.

Results of the numerical simulations of the atomic lift : integrated spatial density along x and y as a function of z (thick curve) at three evolution times : (a) $t = 5.8\,ms$; (b) $t = 13.3\,ms$; (c) $t = 22.3\,ms$. The resulting transfer is non-adiabatic, due to the spilling of the atoms into the last potential well, and to the breathing of the trap in the xy plane.

cul est analogue à celui utilisé dans le § 3.2.1 et utilise l'équation de Gross–Pitaevskii (GPE) tridimensionnelle. L'état initial à $t = 0$ est un condensat de 10^5 atomes dans l'état fondamental GPE pour le potentiel de l'onde stationnaire avec $\lambda_{\text{asc}} = 800\,\text{nm}$, superposé à un potentiel harmonique 1D selon z. Ce potentiel reproduit la situation (i) dans laquelle les atomes sont chargés depuis le piège magnétique dans l'onde stationnaire. De $t = 0$ à $t = 1{,}1\,\text{ms}$ le potentiel 1D centré à $3{,}4\,\mu\text{m}$ au-dessus de la surface est éteint progressivement, tandis que le piège de surface est branché. À cet instant les atomes peuplent plusieurs ventres de l'onde stationnaire ; avec une fréquence d'oscillation verticale initiale de 300 Hz, une quinzaine de ventres sont peuplés. Cependant pour réduire le temps de calcul on adopte un potentiel 1D de fréquence d'oscillation 1,6 kHz de façon à peupler seulement trois ventres de l'onde[25]. Puis la phase des deux faisceaux verticaux est décalée de façon à obtenir les vitesses successives $v_1 = 1{,}1\,\text{mm/s}$ et $v_2 = 76\,\mu\text{m/s}$.

25. Le potentiel final de l'onde en mouvement n'est pas affecté par cette procédure.

Les résultats de la simulation numérique sont montrés sur la figure 3.14, où la densité intégrée selon x et y est tracée en fonction de z à trois instants du transfert ; le potentiel y est superposé en trait fin. À $t = 5{,}8\,\mathrm{ms}$ (a), le premier ventre peuplé atteint le bord supérieur du dernier puits, qui coïncide avec le piège 2D. À $t = 13{,}3\,\mathrm{ms}$ (b), deux paquets sont accumulés dans le dernier puits. À $t = 22{,}3\,\mathrm{ms}$ (c), le dernier ventre peuplé est transféré. Le profil de densité montre que cette étape (ii) du transfert excite fortement le nuage d'atomes ; on ne pourra pas aboutir à un peuplement important de l'état fondamental du piège 2D après extinction de l'onde stationnaire (étape (iii), non simulée). En plus des respirations du potentiel dans le plan horizontal évoquées au paragraphe précédent, on peut identifier sur la figure 3.14 d'autres causes de chauffage. D'une part les courbes de (a) et (b) montrent que lorsqu'un paquet atomique arrive à la hauteur du piège 2D, la barrière de potentiel qui le confinait selon z s'abaisse et laisse les atomes se déverser dans le piège 2D en peuplant des états excités. D'autre part les atomes accumulés dans le piège voient le potentiel évoluer et se déplacer selon z. Ces effets peuvent être minimisés en ajustant les paramètres de l'onde stationnaire de façon à avoir pour ses puits de potentiel les mêmes profondeur et fréquence d'oscillation verticale que celles du piège de surface.

3.2.3 Conclusion

Dans cette partie nous avons décrit deux méthodes pour transférer un condensat depuis dans le piège magnétique QUIC jusqu'au piège bidimensionnel évanescent.

La première méthode repose sur le transport magnétique du condensat, suivi du branchement progressif du piège 2D. L'étape de transport magnétique a été réalisée expérimentalement et nous nous sommes assurés de son adiabaticité. La seconde étape a fait l'objet d'une simulation numérique et indique qu'un branchement de l'onde attractive du piège en environ 30 ms devrait permettre un transfert adiabatique dans le piège bidimensionnel. Dans cette simulation le potentiel magnétique considéré est isotrope de fréquence $\omega_0/2\pi = 300\,\mathrm{Hz}$; expérimentalement, une des fréquences horizontales du piège magnétique translaté est notablement plus faible, $\omega_{0x}/2\pi \simeq 30\,\mathrm{Hz}$, ce qui devrait ralentir le processus. Par ailleurs l'étape d'extinction devra être lente devant les périodes d'oscillation finales du piège de surface, soit en $T_{\mathrm{ext}} \gg 30\,\mathrm{ms}$. Cette méthode semble réalisable expérimentalement ; une des difficultés est de faire coïncider les positions des pièges magnétique et évanescent. Pour cela on peut agir sur la répartition des courants dans les bobines du piège QUIC, ce qui déplace le piège dans la direction x, et ajouter des bobines produisant un champ orienté selon y.

La seconde méthode consiste en un déversement dans le piège de surface du condensat chargé dans les ventres d'une onde stationnaire attractive. L'avantage d'une telle méthode est que les paquets d'ondes sont déjà dans un potentiel très anisotrope, assez bien adapté au potentiel final. De plus la fréquence d'oscillation verticale élevée permet un transport très rapide jusqu'à la surface. Néanmoins le mécanisme de transfert de l'onde stationnaire au piège de surface introduit des déformations de potentiel importantes, à la fois pour les atomes qui se déversent dans le piège 2D et pour ceux qui y sont déjà stockés. L'adiabaticité du transfert par ce processus semble difficilement envisageable dans des durées inférieures à celle imposée par le taux de diffusion de

photons dans le piège de surface [111].

La première méthode est donc la plus indiquée. Notons que la profondeur du piège dipolaire, environ $10\,\mu$K, autorise le transfert d'un nuage thermique suivi d'un refroidissement jusqu'à la dégénérescence quantique par évaporation [98]. L'observation des atomes piégés peut se faire en éteignant l'onde rouge attractive, tout en branchant un gradient de champ magnétique avec les bobines quadrupolaires ; le nuage est alors accéléré vers le haut et peut être imagé après un temps de vol.

3.3 Réflexion et diffraction du condensat sur une onde évanescente

Dans cette partie nous présentons des expériences de réflexion et de diffraction dans le domaine temporel d'un condensat sur une onde évanescente répulsive. L'idée d'utiliser une onde évanescente répulsive comme miroir à atomes a été proposée par Cook et Hill en 1982 [124]. Les premières réalisations ont lieu en 1987 en incidence rasante avec un jet atomique thermique [125, 126] puis en 1990 en incidence normale avec des atomes relâchés depuis un piège magnéto-optique [127]. Une cavité gravitationnelle à atomes neutres utilisant un miroir évanescent concave est obtenue en 1993 [128], qui est utilisée en 1995 pour l'observation de la diffraction atomique dans le domaine temporel en modulant l'intensité du potentiel réflecteur [69, 129], puis pour la réalisation d'un interféromètre atomique [130–132]. Les miroirs à atomes ont permis d'étudier la force de van der Waals [133, 134], et de mettre en évidence l'extrême sensibilité de l'onde atomique aux imperfections du potentiel réflecteur [135–137].

Par ailleurs la modulation spatiale de l'onde évanescente, obtenue par interférence avec une onde contre-propageante, a permis d'observer la diffraction spatiale d'atomes tant en incidence rasante [138–140] qu'en incidence normale [107,141,142] ; les processus physiques en jeu diffèrent selon l'angle d'incidence auquel la diffraction est obtenue [143–145].

Le plan de cette partie est le suivant. Le support de l'onde évanescente répulsive est décrit au paragraphe 3.3.1 ; puis nous présentons la production de l'onde évanescente (§ 3.3.2) et la mesure de son intensité par une première expérience de réflexion atomique (§ 3.3.3). Le paragraphe 3.3.4 est consacré à l'expérience de réflexion du condensat sur l'onde évanescente, et à sa modélisation cinématique grâce à une simulation numérique. Le paragraphe suivant 3.3.5 tente de donner une interprétation à la réflexion atomique diffuse observée. Enfin le paragraphe 3.3.6 expose les expériences de diffraction du condensat dans le domaine temporel.

3.3.1 Le guide d'onde planaire

Pour les expériences de réflexion et de diffraction du condensat, nous avons utilisé un prisme placé dans l'enceinte à vide ; ce prisme était prévu initialement pour la réalisation d'un piège bidimensionnel à ondes évanescentes. Le prisme est dans un verre *Schott* LaSFN15 à haut indice ($n = 1{,}86$) ; sa face supérieure est recouverte d'un traitement diélectrique à deux couches ; la première couche est à bas indice (SiO_2, $n = 1{,}46$, $e = 400\,\text{nm}$) pour réaliser un « gap » optique, la seconde a un indice élevé (TiO_2, $n = 2{,}3$, $e = 360\,\text{nm}$) et forme un guide d'onde optique planaire. Le but du traitement est d'exalter l'intensité lumineuse des ondes évanescentes [146–150], afin de pouvoir réaliser un piège 2D avec des sources laser de puissances modérées (diodes laser, MOPA). Lorsque l'onde lumineuse incidente a une fréquence et un angle d'incidence qui satisfont à la condition de résonance du guide d'onde pour la polarisation TE ou

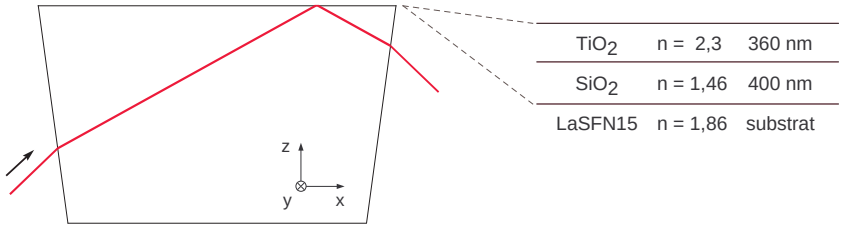


Figure 3.15 — Prisme utilisé dans l'expérience de réflexion atomique (hauteur : 12,5 mm, largeur : 20,5 mm), revêtu d'un traitement en couches minces sur sa face supérieure, réalisant un guide d'onde optique planaire.

Prism used in the atom mirror experiment, coated with two dielectric layers acting as a planar optical waveguide, designed to enhance the evanescent light field. We create the repulsive evanescent wave on the right part of the prism, at the position where the BEC falls after being released from the QUIC trap, 3.60 mm above. The evanescent wave has an elliptic shape in the plane of the prism, with $1/e^2$ diameters $D_x = 440\,\mu m$ and $D_y = 170\,\mu m$.

TM de l'onde, le guide est injecté à travers le gap par couplage évanescent[26].

La condition de résonance restreint le choix possible des angles d'incidence et des désaccord des faisceaux utilisés. Le choix fait initialement pour les paramètres du guide d'onde rend difficile la réalisation d'un piège dipolaire conservatif. En effet la condition de résonance impose, en pratique, que l'onde bleue soit proche de la transition D_2, ce qui entraîne un taux de diffusion de photons élevé. C'est pourquoi nous avons décidé de réaliser le piège bidimensionnel à la surface d'un prisme non traité, qui laisse plus de liberté dans le choix des paramètres des faisceaux et du piège (§ 3.1).

Les expériences de réflexion du condensat ont pour but de sonder le champ lumineux produit par une seule onde évanescente répulsive à la surface du guide d'onde. Dans ces expériences le champ évanescent est très peu désaccordé de la résonance atomique ($1\,\mathrm{GHz} \leq \delta_b/2\pi \leq 10\,\mathrm{GHz}$), cependant l'émission spontanée reste négligeable du fait de la brièveté du passage d'un atome dans l'onde évanescente : le temps d'interaction typique entre l'atome et l'onde évanescente vaut $\tau = 0{,}35\,\mu\mathrm{s}$ et le nombre moyen de photons diffusés par atome lors de la réflexion vaut $\overline{n}_\varphi \simeq 44\,\Gamma/\delta_b \ll 1$ [27].

3.3.2 Production de l'onde évanescente

Nous utilisons une diode laser *Sanyo* 70 mW, modèle DL-7140-201S. La largeur spectrale de cette diode est d'environ 5 MHz (§ 2.3), ce qui permet de l'employer telle quelle, sans cavité externe ni injection par un laser maître. La diode est stabilisée

26. La structure du guide d'onde planaire est voisine de celle d'une cavité résonante [149]. Dans cette analogie, le gap correspond au miroir d'entrée de la cavité, et l'interface guide–vide correspond à un miroir de sortie parfaitement réfléchissant.

27. Le temps caractéristique d'interaction est donné par $\tau = (\kappa\,|v_{i,z}|)^{-1}$, où κ est la constante de décroissance de l'onde évanescente (3.3) et $v_{i,z}$ est la vitesse verticale incidente des atomes. Dans notre expérience $\kappa = 1{,}33\,k_0 = (93\,\mathrm{nm})^{-1}$ et $v_{i,z} = -26{,}6\,\mathrm{cm/s}$, soit $\tau = 0{,}35\,\mu\mathrm{s}$. La probabilité d'émission spontanée lors de la réflexion vaut $\overline{n}_\varphi = \dfrac{M|v_{i,z}|}{\hbar\kappa}\,\dfrac{\Gamma}{\delta_b}$ [127, 151], soit ici $\overline{n}_\varphi \simeq 44\,\dfrac{\Gamma}{\delta_b}$.

en température, mais nous ne l'asservissons pas en fréquence ; elle est alimentée par une source de courant libre. Les dérives de la fréquence d'émission sont de l'ordre de quelques dizaines de MHz sur plusieurs heures, ce qui est négligeable dans nos expériences car nous nous plaçons à des désaccords à résonance supérieurs au GHz. Comme nous n'avons pas besoin d'une grande précision sur la fréquence émise, celle-ci est mesurée simplement avec le courant de la diode, après un étalonnage. Par cette méthode on obtient une erreur de mesure maximale d'environ 100 MHz.

Le faisceau laser est polarisé linéairement selon l'axe y et injecte le mode TE du guide d'onde, avec un angle d'incidence de 63,4° (l'angle calculé à partir des spécifications du guide vaut 67,5°). Nous repérons l'injection du guide d'onde par la présence de lumière diffusée à la surface du prisme ; l'injection du guide se traduit également par une perte de puissance de 21% mesurée dans le faisceau réfléchi. Le faisceau laser est focalisé au niveau de la surface ; ses diamètres de ceinture sont $2w_y = 170\,\mu$m dans la direction y et $2w_v = 200\,\mu$m dans le plan vertical d'incidence (valeurs à $I/I_{\max} = 1/e^2$ et à 10% près). Le faisceau se projette sur la surface du prisme en une tache elliptique dont les petit et grand axes ont pour diamètres respectifs $D_y = 170\,\mu$m et $D_x = 440\,\mu$m.

Pour les expériences de réflexion atomique, les positions relatives de l'onde évanescente et du condensat doivent être ajustées précisément. En effet le condensat à l'instant de la réflexion forme un ellipsoïde de diamètres $\Delta y = \Delta z = 180\,\mu$m et $\Delta x = 70\,\mu$m ; on a donc $\Delta y \simeq D_y$. Le réglage des positions est optimisé en fonction du nombre d'atomes qui rebondissent. La position de l'onde évanescente est ajustée finement avec le dernier miroir avant la cellule ; la position du condensat selon l'axe x peut être ajustée en modifiant le délai d'extinction de la bobine de Ioffe : ce délai détermine l'accélération que le condensat subit selon $-x$ au début de sa chute (voir l'annexe D).

L'onde évanescente n'est allumée que pendant une courte durée de 2,2 ms afin de minimiser les effets de diffusion de photons pendant la chute du condensat[28]. Cette fenêtre temporelle est centrée sur l'instant de la réflexion, $t_{\text{reb}} = 27{,}1$ ms. La durée totale du rebond est d'environ 0,7 ms ; le condensat lâché depuis le centre du piège QUIC $z_0 = 3{,}60$ mm au-dessus de la surface du prisme, a une vitesse incidente verticale $v_{i,z} = -26{,}6$ cm/s et une dimension verticale $\Delta z_i = 180\,\mu$m à l'instant de le réflexion. Il possède également une vitesse horizontale $v_x = -3{,}0$ cm/s qui lui est communiquée par le gradient du champ Ioffe au début de la chute libre. La réflexion a lieu à incidence quasi-normale : $\theta_i = 112$ mrad = 6,4°.

3.3.3 Mesure de l'intensité de l'onde évanescente

Afin de mesurer l'intensité lumineuse de l'onde évanescente à la surface du guide d'onde, nous mesurons le seuil de puissance lumineuse incidente nécessaire à la réflexion des atomes, pour un désaccord donné. Nous faisons rebondir un condensat sur l'onde désaccordée de $\delta_b/2\pi = +2{,}1$ GHz $= +350\,\Gamma/2\pi$ par rapport à la transition D_2.

28. L'obturation du faisceau est obtenue en plaçant un électroaimant Harting équipé d'une lamelle métallique au point focal d'un télescope à deux lentilles de focale $f' = +50$ mm. La brève ouverture du faisceau a lieu lors du rebond de la lamelle à la position basse du dispositif.

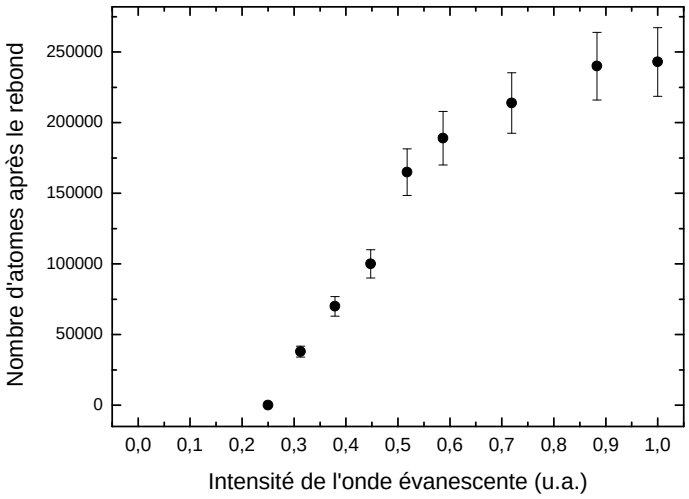


Figure 3.16 — Nombre d'atomes après la réflexion du condensat, lorsqu'on atténue l'intensité lumineuse de l'onde évanescente.

Number of atoms bouncing off the evanescent wave as its intensity is lowered. The evanescent wave intensity I_{max} may be computed knowing the bouncing threshold $I = 0.25\, I_{max}$.

On atténue progressivement l'intensité lumineuse de l'onde évanescente[29] et l'on repère le seuil à partir duquel plus aucun atome n'est réfléchi. Le résultat de l'expérience est montré sur la figure 3.16 : le seuil de réflexion est atteint lorsque l'intensité lumineuse dans l'onde évanescente vaut 0,25 fois l'intensité maximale. Les barres d'erreurs indiquent l'ordre de grandeur des fluctuations du nombre d'atomes condensés avant la réflexion, d'une expérience à l'autre.

Pour interpréter ce résultat on écrit le potentiel réflecteur total auquel sont soumis les atomes, somme du déplacement lumineux de l'onde bleue et du potentiel attractif de van der Waals :

$$U_{\mathrm{refl}} = U_b + U_{\mathrm{vdW}} \,. \tag{3.18}$$

Le déplacement lumineux U_b est calculé selon la formule (3.12), en faisant l'approximation d'un désaccord à résonance grand devant la structure hyperfine de l'état excité ($\delta_b \gg \Delta'_{\mathrm{SHF}}$), ce qui donne un déplacement lumineux scalaire indépendant du sous-état Zeeman $|F=2, m_F\rangle$ [30]. Le déplacement lumineux dû à la transition D_1 n'est pas pris en compte car le désaccord de l'onde évanescente est très petit devant l'écart de structure fine ($\delta_b \ll \Delta_{\mathrm{SF}}$). L'interaction de van der Waals est calculée selon la formule approchée (3.15). Le potentiel réflecteur présente un maximum selon z, dont la valeur et la

29. L'intensité lumineuse de l'onde évanescente est abaissée en faisant tourner progressivement la polarisation linéaire du faisceau incident de TE à TM, à l'aide d'une lame de phase demi-onde. Seule la composante TE se couple dans le guide planaire et forme l'onde évanescente ; l'intensité maximale est obtenue pour un faisceau incident polarisé purement TE.

30. Dans notre expérience les atomes au moment de la réflexion sont vraisemblablement dans l'état $|F=2, m_F=+2\rangle$ ou dans l'état $|F=2, m_F=-2\rangle$ en prenant l'axe y comme axe de quantification du moment cinétique. En effet la procédure de coupure du piège QUIC évite les transitions non-adiabatiques entre sous-états Zeeman (annexe D) et le champ directeur au moment de la réflexion est orienté selon y (annexe A). Nous n'avons cependant pas confirmé cette hypothèse par une mesure expérimentale de l'état de la polarisation atomique à l'instant du rebond.

position dépendent de l'intensité lumineuse de l'onde évanescente. On ajuste numériquement l'intensité lumineuse de façon à se placer au seuil de réflexion, pour lequel le maximum du potentiel réflecteur total vaut l'énergie cinétique incidente $U_{\text{cin}} = M\,\text{g}\,z_0$.

Le calcul donne[31] au seuil de réflexion une intensité maximale dans l'onde évanescente $I_{\text{max, seuil}} = 5{,}2.10^5\,\text{W/m}^2$; l'intensité maximale dans l'onde évanescente non atténuée vaut donc $I_{\text{max}} = 2{,}1.10^6\,\text{W/m}^2$. La prise en compte de l'interaction de van der Waals est très importante pour ce calcul [107, 133] ; si on l'ignore on trouve que le rebond au seuil de réflexion s'effectue au contact du prisme, pour une intensité lumineuse 5,8 fois inférieure à l'intensité calculée en considérant le potentiel réflecteur total.

Nous avons fait une seconde expérience pour compléter celle-ci, consistant à mesurer le seuil de la réflexion du condensat lorsqu'on augmente le désaccord à résonance δ_b, avec un faisceau incident polarisé purement TE. Nous avons trouvé le seuil à $\delta_b/2\pi = +8{,}9\,\text{GHz}$, ce qui correspond à une intensité maximale $I_{\text{max}} = 2{,}2.10^6\,\text{W/m}^2$, en accord à 6% près avec la valeur fournie par la première expérience.

La valeur de I_{max} peut être comparée avec l'intensité que l'on obtiendrait en utilisant un prisme non traité, afin de connaître le facteur d'exaltation du guide d'onde planaire. On trouve[32] une intensité maximale pour un prisme nu de $1{,}7.10^6\,\text{W/m}^2$, dont on déduit le facteur d'exaltation du guide d'onde, qui vaut seulement 1,23 contre environ 500 attendus. Nous n'avons pas identifié avec certitude l'origine de cet écart ; nous retenons l'hypothèse d'une forte diffusion dans le guide d'onde, due à une structure inhomogène de la couche mince réalisant le guide d'onde (voir § 3.3.5).

3.3.4 Expérience de réflexion du condensat

Nous avons observé la réflexion d'un condensat d'environ 200 000 atomes, lâché depuis l'altitude $z_0 = 3{,}60\,\text{mm}$ sur l'onde évanescente désaccordée à $\delta_b/2\pi = +1{,}5\,\text{GHz}$. Le nuage après la réflexion s'élargit rapidement selon la direction x comme on le constate sur la figure 3.17, dès les premières millisecondes suivant la réflexion à $t_{\text{reb}} = 27{,}1\,\text{ms}$. La diffusion a dans cette direction a un écart-type en vitesse $\sigma_{v_x} = 6{,}6\,v_{\text{rec}}$ (figure 3.19), mesuré après ajustement de la distribution horizontale par une gaussienne[33]. L'angle

31. Les paramètres du calcul sont le désaccord $\delta_b = 2\pi \times 2{,}1\,\text{GHz}$, la constante de décroissance évanescente $\kappa_b = 1{,}33\,k_0$ et l'indice de la couche diélectrique supérieure $n_{\text{TiO}_2} = 2{,}3$. Pour le calcul de la force de van der Waals on considère que la couche diélectrique supérieure remplit le demi-espace $z < 0$. Le maximum du potentiel réflecteur total vaut $1{,}30\,\hbar\Gamma$, il est atteint à l'altitude $z = 0{,}48\,\lambda = 60\,\text{nm}$.
32. La puissance du faisceau avant de pénétrer dans la cellule est de 51 mW ; après réflexions partielles sur les parois de la cellule ($\theta_i = 43{,}5^\circ$, $n_{\text{vycor}} = 1{,}458$), 43,4 mW atteignent le prisme et 37,3 mW sont transmis ($\theta_i = 36^\circ$, $\theta_t = 18{,}3^\circ$, $n_{\text{LaSFN15}} = 1{,}863$. Remarquons que la section transverse du faisceau dans le plan vertical est dilatée d'un facteur $\cos\theta_t/\cos\theta_i = 1{,}17$ à l'entrée dans le prisme). Le coefficient de transmission à l'onde évanescente vaut $T^{\text{TE}} = 0{,}60$. Le faisceau incident sous la surface avec l'angle $\theta_i = 63{,}4^\circ$ a pour rayons de ceinture $w_y = 85\,\mu\text{m}$ et $w_v = 100\,\mu\text{m}$, ce qui donne finalement l'intensité maximale $I_{\text{eff}} = 1{,}69.10^6\,\text{W/m}^2$ dans l'onde évanescente. Ce calcul ignore d'éventuelles pertes supplémentaires par absorption ou diffusion.
33. Cette ajustement est très bon pour des temps de vol jusqu'à 49 ms. Ensuite le nuage sort partiellement du champ enregistré par la caméra.

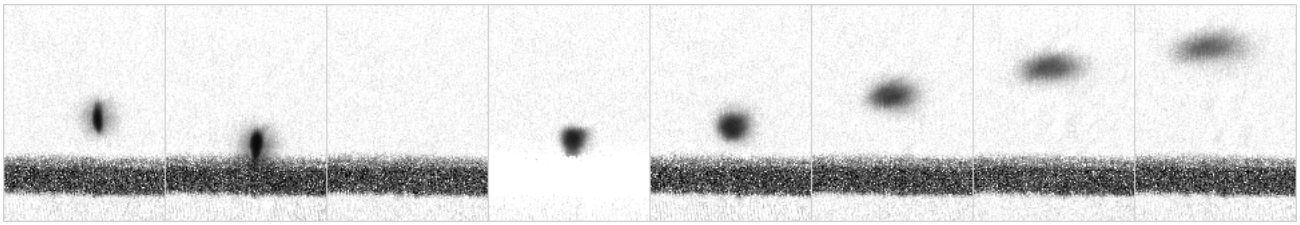


Figure 3.17 — Réflexion du condensat sur l'onde évanescente répulsive. Images aux temps de vol 25 à 32 ms, espacées de 1 ms. La réflexion se produit à $t_{\mathrm{reb}} = 27{,}1$ ms. L'aspect de l'image prise à $t = 28$ ms provient de la présence du faisceau répulsif durant l'exposition. Dimensions des images : 1,46 mm × 1,95 mm.

Reflection of a BEC on the repulsive evanescent wave detuned by $\delta_b/2\pi = +1{,}5$ GHz. The time of flight ranges from 25 ms to 32 ms, in 1 ms steps. The reflection occurs in 0.7 ms, centered at $t = 27.1$ ms. One notices a fast diffusion of the atomic cloud in the horizontal x direction, that originates neither in photon scattering ($\overline{n}_\varphi = 0.13$) nor in the curvature of the atomic mirror. The absorption picture at 28 ms is taken while the evanescent wave is still on, which explains the bright appearance of the prism surface.

de diffusion du vecteur vitesse correspondant à cet écart-type est de 147 mrad = 8,4°, juste après la réflexion. La diffusion observée ne provient pas de l'émission spontanée lors de la réflexion, car le nombre moyen de photons diffusés par un atome lors de son interaction avec l'onde évanescente vaut $\overline{n}_\varphi = 0{,}13$ et peut être négligé[34]. Elle ne provient pas non plus de la courbure du miroir évanescent, qui donne un élargissement angulaire négligeable puisque inférieur à $8/(\kappa_b D_x) = 1{,}7$ mrad = 0,1° [148]. La diffusion dans la direction y ne peut pas être observée directement avec notre système d'imagerie, cependant on peut l'estimer à partir de la largeur verticale de la distribution (ce point est abordé au paragraphe *Anisotropie de la diffusion*, page 72).

Lorsqu'on examine l'évolution du nuage d'atomes aux temps plus longs il apparaît progressivement une distribution en arc de cercle, bien visible sur les figures 3.18 et 3.21. Ceci indique que la diffusion subie par les atomes lors de leur réflexion sur l'onde évanescente est élastique, c'est à dire que l'énergie cinétique est conservée. En effet la conservation de l'énergie cinétique est équivalente à la conservation de la norme du vecteur vitesse d'un atome, incident sur l'onde évanescente puis réfléchi : $|\vec{v_r}| = |\vec{v_i}|$. Dans cette hypothèse le vecteur $\vec{v_r}$ doit être distribué sur une sphère de rayon $|\vec{v_i}|$, centrée en $\vec{v_r} = \vec{0}$ (figure 3.20, à gauche). Lorsque le temps de vol après la réflexion est tel que la dispersion des positions à l'instant t_{reb} de la réflexion devient négligeable devant la dispersion des vitesses après la réflexion à ${t_{\mathrm{reb}}}^+$ multipliée par le temps de vol $t - t_{\mathrm{reb}}$, on observe essentiellement la distribution des vitesses à ${t_{\mathrm{reb}}}^+$, à laquelle se superpose le mouvement de chute libre $z(t) = -\mathrm{g}\,t^2/2$ qui introduit une translation verticale. La distribution de vitesses en arc de cercle que nous observons s'inscrit sur

à modifier !

34. La probabilité d'émission spontanée par atome lors de la réflexion $\overline{n}_\varphi = \dfrac{M|v_{i,z}|}{\hbar\kappa}\,\dfrac{\Gamma}{\delta}$ (note 27) est indépendante du déplacement lumineux maximal. Cette expression est obtenue en négligeant l'effet de la force de van der Waals, ce qui est une approximation raisonnable pour l'expérience décrite, dans laquelle la plupart des atomes est réfléchie loin du seuil de réflexion (§ 3.3.3).

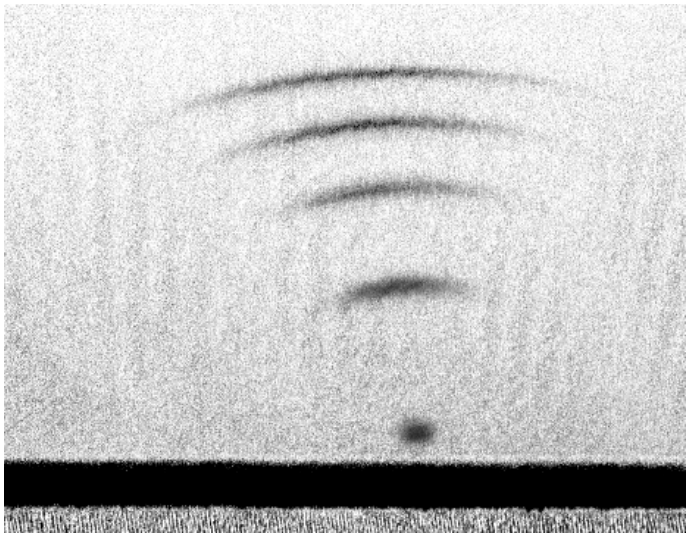


Figure 3.18 — Addition des images en absorption obtenues pour des temps de vol de 29, 34, 39, 44 et 49 ms, soit 2, 7, 12, 17 et 22 ms après la réflexion du condensat.

Sum of the absorption pictures taken at time of flight 29, 34, 39, 44 and 49 ms, that is 2, 7, 12, 17 and 22 ms after the reflection of the BEC. Dimensions of the image : 5.6 mm × 4.4 mm.

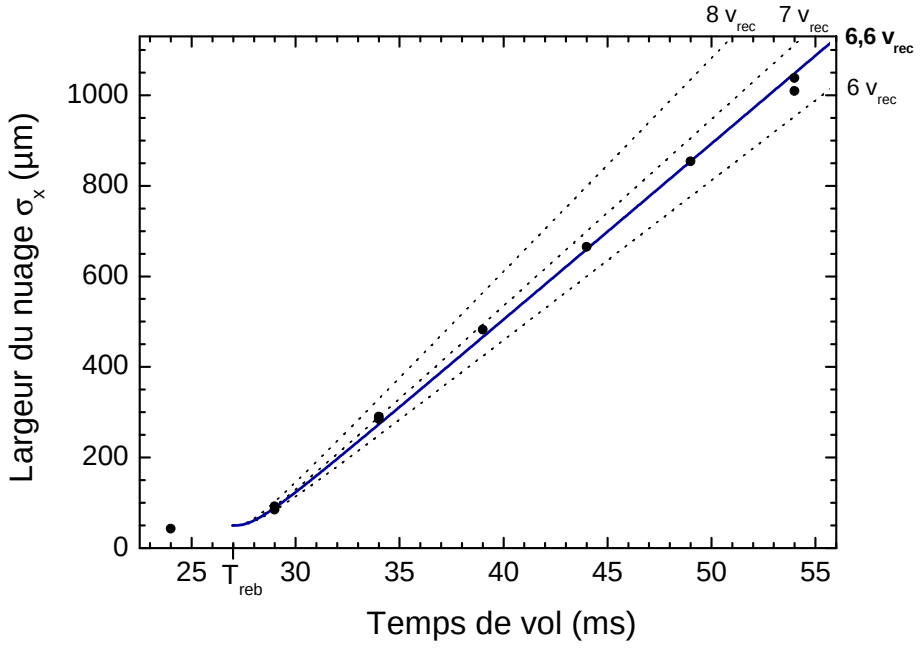


Figure 3.19 — Largeur du nuage après la réflexion. L'écart-type horizontal évolue selon $\sigma_x{}^2(t) = \sigma_x{}^2(t_{\rm reb}) + \sigma_{v_x}{}^2 (t - t_{\rm reb})^2$, avec un écart-type en vitesse ajusté à $\sigma_{v_x} = 6{,}6\, v_{\rm rec}$. Les temps de vol à 29 ms, 34 ms et 54 ms comportent chacun deux réalisations expérimentales.

Increase in the RMS width of the cloud along x after the reflection. The horizontal distribution of the cloud is fitted properly with a Gaussian ; one finds a standard deviation for the diffused velocity $\sigma_{v_x} = 6.6\, v_{\rm rec}$, where $v_{\rm rec}$ is the single-photon recoil velocity.

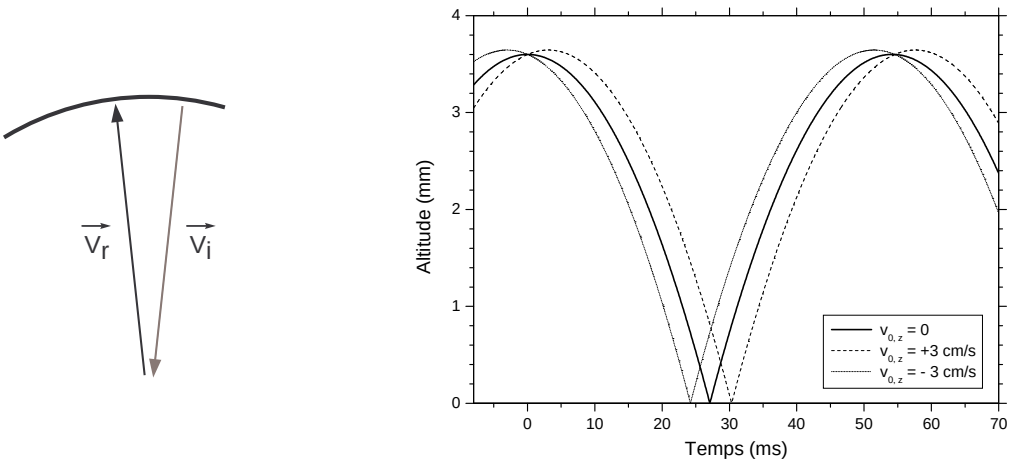


Figure 3.20 — À gauche : réflexion du vecteur vitesse incident, accompagnée d'une diffusion élastique. À droite : trajectoires de particules groupées en $z_0 = 3{,}60\,\text{mm}$ à $t = 0$, pour des vitesses verticales initiales 0 et $\pm\,3\,\text{cm/s}$, montrant la focalisation verticale.

Left : reflection and elastic diffusion of the incident atomic velocity. Right : trajectories of particles with initial ($t = 0$) vertical velocities 0 and $\pm\,3\,cm/s$ corresponding to a thermal cloud at $10\,\mu K$ (and much larger than those of a BEC). The particles are refocused after one bouncing period, as observed in the experiment.

une sphère centrée sur la vitesse nulle, et correspond donc à une diffusion élastique.

Notons qu'au sommet de la trajectoire, une partie des atomes dépasse l'altitude initiale z_0. Cet effet provient de la composante initiale $v_x = -3{,}0\,\text{cm/s}$, qui permet à la vitesse verticale $v_z({t_\text{reb}}^+)$ des atomes après la réflexion d'excéder la valeur $v_z({t_\text{reb}}^-) = \sqrt{2\text{g}\,z_0}$ atteinte avant la réflexion. On trouve au temps de vol $t = 54\,\text{ms}$ une altitude maximale $z_\text{max} \simeq 3{,}60\,\text{mm} + 49\,\mu\text{m}\,(\pm 6\,\mu\text{m})$, en accord avec la valeur prédite $z_\text{max} = \big({v_z}^2({t_\text{reb}}^-) + {v_x}^2({t_\text{reb}}^-)\big)/(2\text{g}) = 3{,}60\,\text{mm} + 46\,\mu\text{m}$.

Une aspect frappant des images montrant l'évolution du nuage atomique après la réflexion (figure 3.21) est la focalisation verticale de la distribution lorsque le sommet de la trajectoire est atteint, vers $t = 54\,\text{ms}$. On peut se demander si cet effet est dû à la faible dispersion de vitesse verticale du condensat (environ 3,5 mm/s) ou à un effet cinématique qui serait observable avec une distribution initiale thermique. On peut montrer simplement que des particules regroupées à une altitude initiale z_0 et lâchées avec les vitesses verticales 0 et $\pm\,v_{0,z}$ se focalisent après un temps $2\,t_\text{reb}\big(1 + v_{0,z}^2/(4\text{g}\,z_0)\big)$ proche de la période $2\,t_\text{reb} = 2\sqrt{2z_0/\text{g}}$. La distribution dont les vitesses initiales sont comprises entre $-v_{0,z}$ et $+v_{0,z}$ se focalise approximativement au temps intermédiaire $t \simeq 2\,t_\text{reb}\big(1 + \frac{1}{2}v_{0,z}^2/(4\text{g}\,z_0)\big)$, pour lequel la hauteur totale du nuage est voisine de :

$$\Delta z = v_{0,z}\,2\,t_\text{reb}\,\frac{v_{0,z}^2}{4\,\text{g}\,z_0}\,. \tag{3.19}$$

Cette hauteur est inférieure d'un facteur $8\,\text{g}\,z_0/v_{0,z}^2$ à la largeur qu'aurait la distribution après une chute libre de même durée. Prenons l'exemple d'un nuage thermique à

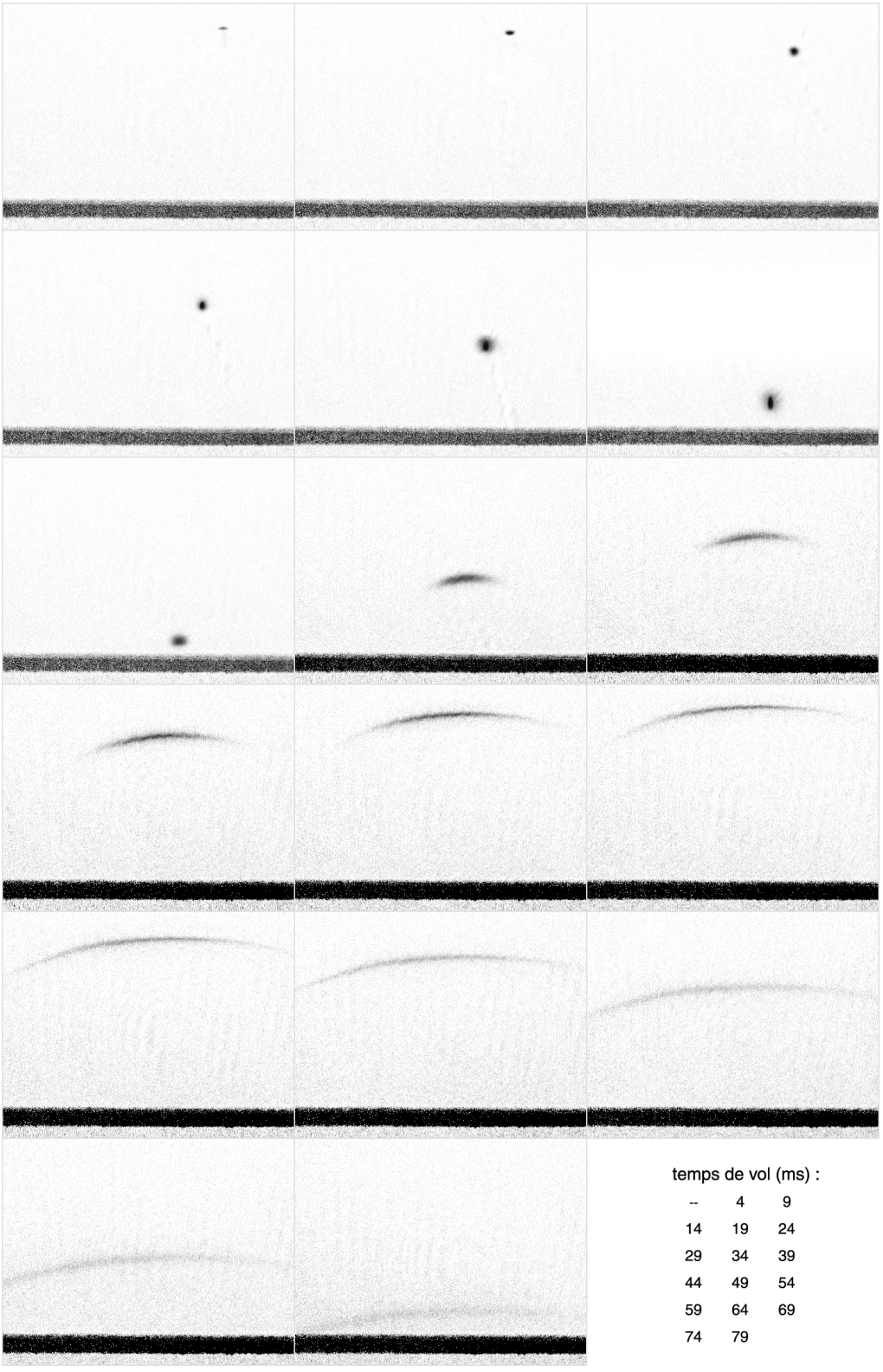


Figure 3.21 — Réflexion diffuse d'un condensat d'environ 200 000 atomes sur une onde évanescente répulsive.
Diffuse reflection of a Bose–Einstein condensate of about 200 000 atoms on a repulsive evanescent wave with $\delta_b/2\pi = 1.5\,GHz$. The BEC is released 3.60 mm above the dielectric surface. Each absorption image is 5.66 mm (width) × 4.39 mm (height).

Figure 3.22 – Simulation numérique de la réflexion diffuse. Les temps de vols sont identiques à ceux de la figure 3.21.
Numerical simulation of the diffuse reflection shown on figure 3.21. Atoms are treated as classical particles which encounter a diffuse elastic reflection ; the scattering process is gaussian and anisotropic, $\sigma_{v_x} = 6.6\, v_{\mathrm{rec}}$ *in the incidence plane* (Oxz).

$10\,\mu$K, dont la dispersion en vitesse typique est $v_{0,z} \simeq 3\,$cm/s, et une hauteur initiale $z_0 = 3{,}60\,$mm (figure 3.20, à droite). Le nuage se focalise près du sommet de la trajectoire sur une hauteur d'environ $\Delta z \simeq 10\,\mu$m, ce qui est inférieur d'un facteur 300 à la largeur que l'on obtiendrait après une chute libre, $\Delta z_{\text{c.l.}} \simeq 3\,$mm.

Il apparaît donc que la focalisation observée au sommet de la trajectoire n'est pas due à la finesse de la distribution de vitesse du condensat, et qu'elle doit se produire également avec des distributions thermiques. Nous avons confirmé ceci par des expériences de réflexion de nuages thermiques, en devant cependant nous limiter à des températures de quelques μK. Au-delà de ces températures, la taille du nuage thermique lorsqu'il atteint le prisme est beaucoup plus grande que les dimensions de l'onde évanescente, et la fraction des atomes réfléchis est trop faible pour pouvoir être détectée efficacement.

Simulation numérique. Pour vérifier l'hypothèse d'une diffusion élastique et tenter d'en extraire les caractéristiques, nous avons effectué une simulation numérique. Le résultat est présenté sur la figure 3.22 et rend compte de l'évolution de la distribution que l'on observe expérimentalement après la réflexion (figure 3.21). La simulation, écrite en C++, considère un ensemble de particules ponctuelles sans interaction, représentant chacune un certain nombre d'atomes[35]. À l'instant initial $t = 0$, les particules sont regroupées en un point, au centre du piège QUIC. On assigne à chaque particule une vitesse initiale appartenant à une grille d'échantillonnage tridimensionnelle, et un nombre d'atomes, selon une distribution qui reproduit approximativement le profil du condensat lorsqu'il atteint le prisme[36]. À cette distribution s'ajoute une vitesse horizontale d'ensemble $v_x = -30\,$mm/s. Puis on calcule la position de chaque particule après un temps d'évolution t déterminé et on fait une image en densité optique du nuage obtenu, selon un axe de projection faisant dans le plan yz un angle de $1{,}7^\circ$ avec l'axe y, de façon à reproduire nos conditions expérimentales.

- modif -

- modif -

Lors de la première phase de chute libre ($t < t_{\text{reb}}$ [37]), la position d'une particule est calculée directement grâce à ses position et vitesse initiales. Remarquons que ce calcul est purement balistique et ne prend pas en compte les interactions entre atomes. La simulation ne reproduit donc pas précisément l'évolution du condensat observée expérimentalement dans les premières millisecondes du temps de vol ; en particulier il

35. Le nombre d'atomes par particule n'est pas nécessairement entier, et peut être inférieur à 1.

36. Les premières simulations ont été effectuées avec une distribution de vitesse thermique. Pour simuler le rebond du condensat j'ai conservé une distribution thermique dans les directions horizontales x et y, car le profil exact avant la réflexion selon ces directions n'a pas d'influence visible sur la distribution spatiale après la réflexion, qui est l'objet de la simulation. En effet selon la direction y la largeur de la distribution de vitesse initiale est trop faible pour pouvoir être détectée par l'imagerie qui est orientée dans cette direction à $1{,}7^\circ$ près ; selon la direction x la différence entre la distribution réelle et la distribution thermique choisie de largeur $\sigma_v = 1{,}1\,$mm/s est masquée par la forte diffusion du vecteur vitesse incident à l'instant du rebond ($\sigma_{v_x} = 39\,$mm/s). En revanche dans la direction verticale z j'ai adopté la distribution prise asymptotiquement par un condensat initialement dans le régime de Thomas-Fermi (voir [152] et le § 2.7) car la différence avec une distribution thermique est visible jusque quelques millisecondes après la réflexion, aussi bien expérimentalement qu'avec la simulation. La distribution de vitesse initiale s'écrit sous la forme factorisée $p(v_x,v_y,v_z) = p_{\text{th}}(v_x)\,p_{\text{th}}(v_y)\,p_{\text{c}}(v_z)$, ce qui simplifie la simulation. $p_{\text{th}}(v) = 1/(\sigma_v\sqrt{2\pi})\,\exp[-1/2\,(v/\sigma_v)^2]$ et $p_{\text{c}}(v) = 3/(8\pi\delta v)[1-(v/\delta v)^2]^{3/2}$, avec $\delta v = 5{,}5\,$mm/s.

37. L'instant de la réflexion t_{reb} est calculé pour chaque particule.

n'y a pas d'inversion d'anisotropie sous l'effet de l'énergie de champ moyen.

La réflexion de chaque particule sur l'onde évanescente répulsive est traitée de la façon suivante. Chaque particule donne naissance à de nouvelles particules dont les vitesses à l'instant ${t_{\rm reb}}^+$ suivant la réflexion[38] sont distribuées de façon à reproduire le processus de diffusion. Plus précisément, la composante horizontale de la vitesse atomique $v_x({t_{\rm reb}}^-)$ subit une diffusion gaussienne avec un écart-type $\sigma_{v_x} = 6{,}6\, v_{\rm rec} = 39\,\mathrm{mm/s}$ correspondant à celui mesuré expérimentalement (figure 3.19). Puis la composante $v_z({t_{\rm reb}}^+) > 0$ de chaque particule-fille est calculée pour satisfaire à l'hypothèse d'une réflexion élastique :

$$v_z({t_{\rm reb}}^+) = \sqrt{v_z^2({t_{\rm reb}}^-) + v_x^2({t_{\rm reb}}^-) - v_x^2({t_{\rm reb}}^+)}\ . \tag{3.20}$$

L'étape suivante consiste à calculer les positions des particules-filles après la seconde
- modif - phase de chute libre ($t_{\rm reb} < t \lesssim 3\, t_{\rm reb}$), à partir de leurs positions et vitesses à l'instant ${t_{\rm reb}}^+$. Enfin la position des particules est projetée selon l'axe du faisceau sonde afin de calculer l'image en absorption du nuage atomique simulé. Pour chaque image à $t > t_{\rm reb}$ de la figure 3.22, le programme calcule 35.10^6 trajectoires de particules-filles.

- modif - Notons que dans cette simulation la diffusion est anisotrope, puisqu'il n'y a pas de diffusion de la vitesse horizontale selon la direction y. Ce modèle simplifié accélère le calcul et suffit dans un premier temps à reproduire l'essentiel du phénomène : les distributions obtenues par la simulation sont proches des observations expérimentales, et confirment l'hypothèse d'une diffusion élastique du condensat sur l'onde évanescente.

Anisotropie de la diffusion. Nous avons fait des simulations complémentaires afin de savoir s'il est possible, à partir des images expérimentales présentées sur la figure 3.21, de différencier une diffusion qui s'effectuerait uniquement dans la direction x (direction comprise dans le plan d'incidence Oxz du faisceau laser), d'une diffusion qui
- modif - aurait lieu de façon isotrope dans le plan Oxy du prisme. Pour cela on ajoute une diffusion dans la direction y lors du rebond, selon un profil gaussien d'écart-type σ_{v_y}. Cette diffusion est introduite selon le même principe que la diffusion selon x : les particules-filles voient leur vitesse horizontale diffusée selon x et y avec des poids reproduisant deux profils gaussiens. Puis leur vitesse verticale est calculée avec la formule (3.20) — en y incluant les termes supplémentaires $v_y^2({t_{\rm reb}}^-)$ et $v_y^2({t_{\rm reb}}^+)$ — correspondant à un processus élastique. Comme nous allons le voir, le résultat de ces simulations montre qu'une coupe dans la direction transverse de la densité optique a un profil différent pour les deux cas extrêmes que sont une diffusion anisotrope se produisant uniquement selon x, et une diffusion isotrope se produisant selon x et y avec $\sigma_{v_x} = \sigma_{v_y}$. On peut le comprendre en faisant un raisonnement simplifié dans lequel on néglige la dispersion des vitesses du condensat au moment de la réflexion, ainsi que la composante v_x [39] : la répartition atomique dans l'espace après une diffusion 1D dans la direction x évoluera vers un arc de cercle, alors que la répartition après une diffusion 2D isotrope dans le plan xy évoluera vers une portion de sphère. Ces deux distributions ont un aspect

38. Le processus de réflexion est supposé instantané ; les notations ${t_{\rm reb}}^-$ et ${t_{\rm reb}}^+$ permettent de distinguer les vitesses avant et après la réflexion.

39. L'angle d'incidence du condensat sur le prisme n'est pas nul du fait de cette composante : $\theta_i = 6{,}4^\circ$. On reste cependant à incidence quasi-normale.

différent lorsqu'on examine leur densité colonne selon la direction y. Dans le cas de la diffusion 1D, le profil transverse est symétrique de part et d'autre du maximum de densité ; au contraire dans le cas de la diffusion 2D isotrope, le profil transverse montre une asymétrie marquée avec une décroissance rapide pour les altitudes supérieures à celle du maximum de densité et une décroissance lente pour les altitudes inférieures, en raison de la symétrie cylindrique autour de z de la distribution atomique.

La figure 3.23 montre trois graphiques comprenant chacun le même profil expérimental au temps de vol 69 ms, ainsi qu'un profil simulé (en trait fin). À gauche la simulation fait l'hypothèse d'une diffusion 1D ($\sigma_{v_x} = 6{,}6\, v_{\mathrm{rec}}$ et $\sigma_{v_y} = 0$), à droite celle d'une diffusion 2D isotrope ($\sigma_{v_x} = \sigma_{v_y} = 6{,}6\, v_{\mathrm{rec}}$). Au centre la situation envisagée est 2D anisotrope, intermédiaire entre les cas précédents : $\sigma_{v_x} = 6{,}6\, v_{\mathrm{rec}}$ et $\sigma_{v_y} = 3{,}3\, v_{\mathrm{rec}}$. Les trois simulations prennent en compte l'émission spontanée de $\overline{n}_\varphi = 0{,}13$ photon lors de la réflexion ainsi que la résolution du système d'imagerie, dont les écarts-types selon z valent respectivement 49 μm (pour ce temps de vol $t = 69$ ms) et 19 μm [40]. On tient également compte de l'inclinaison de 1,7° de l'axe du faisceau laser d'imagerie par rapport à l'horizontale. Il n'y a pas de paramètre libre d'ajustement, autre que la position exacte du maximum de densité (dépendant de l'altitude initiale des atomes) et le nombre d'atomes réfléchis.

Au vu de ces résultats nous pensons pouvoir exclure l'hypothèse d'une diffusion 2D isotrope ($\sigma_{v_x} = \sigma_{v_y}$) lors de la réflexion sur l'onde évanescente. La diffusion selon y est moins prononcée que la diffusion selon x ; il est cependant difficile de donner une mesure précise de σ_{v_y}. Pour cela une analyse systématique des données aux différents temps de vol serait nécessaire.

40. La diffusion moyenne de 0,13 photon spontané par atome est prise en compte de façon approchée, en convoluant le résultat de la simulation avec une gaussienne d'écart-type $(t - t_{\mathrm{reb}})\, \sigma_{v_z}$ tel que $\frac{1}{2} M \sigma_{v_z}^2 = \overline{n}_\varphi \frac{E_{\mathrm{rec}}}{3}$, où E_{rec} est l'énergie de recul. Pour simuler la réponse percussionnelle de l'imagerie on applique une convolution supplémentaire avec une gaussienne d'écart-type 19 μm.

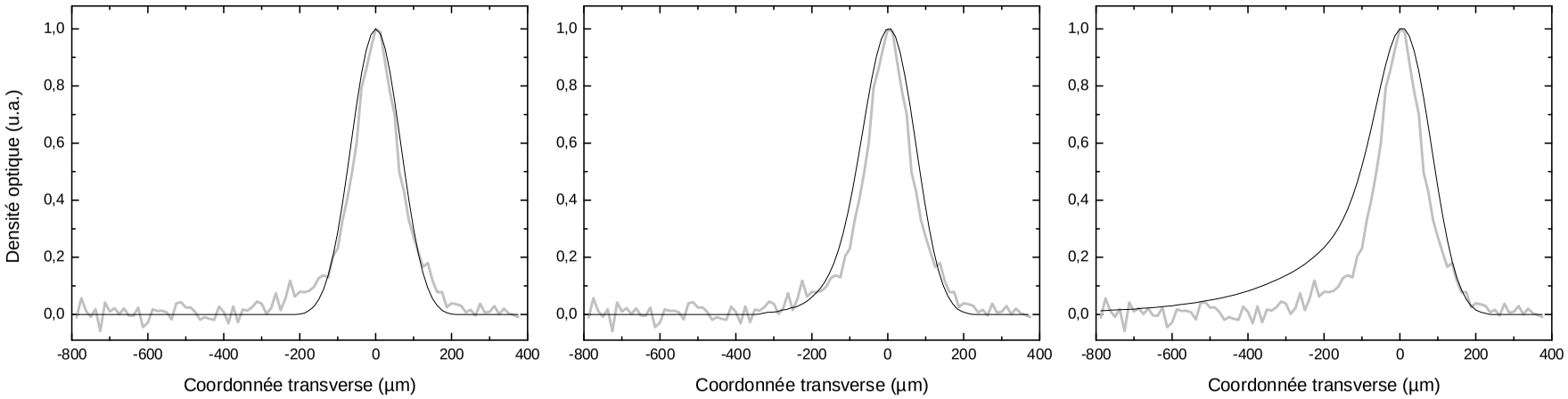


Figure 3.23 — Simulations numériques montrant l'anisotropie de la diffusion dans le plan du prisme xy. Le profil transverse du nuage d'atomes après un temps de vol de 69 ms est porté sur les trois graphiques (ligne grise). À gauche : simulation avec l'hypothèse d'une diffusion 1D dans la direction x, donnant un profil symétrique. À droite : simulation numérique pour une diffusion 2D, isotrope dans le plan xy. Au centre : situation intermédiaire de diffusion 2D anisotrope dans le plan xy.

Numerical simulations of the BEC reflection, indicating that the diffusion process is anisotropic in the xy plane of the prism. All three graphs show the same experimental optical density profile (gray, thick line). This profile is obtained for the time of flight 69 ms of figure 3.21, along the transverse direction of the distribution. The simulated curves (thin line) assume a 1D diffusion along the x direction (left graph), an isotropic 2D diffusion in the xy plane (right graph), or an intermediate 2D anisotropic diffusion in the xy plane (center graph). This shows that an isotropic diffusion process in the xy plane cannot account for the experimental data.

The only fitted parameters of the simulations are the exact position of the maximum of the optical density, and the total number of reflected atoms. The spontaneous emission during the bounce is taken into account knowing the detuning of the evanescent wave. The resolution of the imagery and the 1.7° slope of the probe beam are included as well. In the simulations, the diffusion is assumed to have a Gaussian distribution along one direction (x, left graph) or two directions (x and y, right and center graphs), and its standard deviation along x is $\sigma_{v_x} = 6.6\, v_{\mathrm{rec}}$, *as measured from the data of figure 3.19.*

3.3.5 Interprétation

Nous avons vu que la réflexion du condensat sur l'onde évanescente s'accompagne d'une forte diffusion élastique. L'extrême sensibilité d'une onde atomique aux irrégularités du potentiel dipolaire d'une onde évanescente répulsive a été mise en évidence dans le groupe d'Alain Aspect [135]. Les irrégularités du potentiel proviennent de la lumière diffusée par la rugosité du substrat qui interfère avec l'onde évanescente principale (non diffusée)[41] [137, 153]. Ce mécanisme transfère la rugosité[42] σ du support matériel au potentiel réflecteur, qui acquiert une rugosité effective σ_{eff} du même ordre de grandeur que σ. Plus précisément, la rugosité effective vérifie $\sigma_{\text{eff}} \lesssim \bar{\sigma}\, e^{\kappa z_{\text{reb}}}$, où $\bar{\sigma}$ est la rugosité de la surface aux fréquences spatiales dans lesquelles l'efficacité de diffusion atomique est élevée — de l'ordre de quelques k_0 [153]. La rugosité effective augmente avec l'altitude z_{reb} du point de rebroussement. L'observation d'une réflexion atomique spéculaire requiert que la rugosité de l'onde évanescente soit très inférieure à la longueur d'onde de de Broglie des atomes incidents, et par conséquent que la rugosité du substrat soit très faible : $\sigma \ll \lambda_{\text{dB}}$.

La diffusion atomique sur ce potentiel accidenté peut être vue de façon classique comme le rebond de particules sur un miroir effectif[43] dont le profil est rugueux : les variations dans la pente du miroir se traduisent par une dispersion des angles de réflexion des particules. Néanmoins cette interprétation classique ne permet pas de comprendre l'apparition d'une composante de réflexion purement spéculaire lorsque la rugosité diminue. Il s'agit là d'un phénomène typiquement ondulatoire, dont une description corpusculaire des atomes ne peut rendre compte. Une réflexion essentiellement spéculaire d'atomes de rubidium ultra-froids a pu être observée sur un prisme superpoli, de rugosité 0,07 nm [136].

Du point de vue quantique, l'interprétation la plus appropriée de la diffusion atomique sur un miroir évanescent dépend du modèle que l'on adopte. L'article de Carsten Henkel *et al.* intitulé *Diffuse atomic reflection at a rough mirror* [137] analyse le processus de diffusion en appliquant deux approximations différentes pour l'onde atomique, correspondant à des situations physiques distinctes. Tout d'abord la réflexion est traitée dans l'approximation de Born, ce qui suppose que la composante atomique diffusée est faible. Pour obtenir ce régime il faut également que l'onde évanescente soit peu diffusée par le substrat. Dans cette approche la diffusion atomique s'interprète par l'échange de photons entre l'onde évanescente principale et les ondes optiques diffusées, lors de transitions Raman stimulées de l'atome d'un état d'impulsion à un autre. Puis la réflexion est traitée dans l'approximation d'un réseau de phase mince [144], ce qui permet notamment d'étudier le régime de réflexion diffuse où la proportion d'atomes réfléchis spéculairement est faible. Dans cette seconde approche, la diffusion correspond au profil irrégulier du front d'onde atomique après sa réflexion sur l'onde évanescente, formé par les phases accumulées au cours du passage dans l'onde évanescente (ces phases

41. Il peut également se produire des interférences entre l'onde évanescente et de la lumière parasite diffusée ou réfléchie à d'autres endroits du montage.
42. La rugosité σ est généralement définie comme l'écart-type de l'altitude de la surface.
43. Le miroir effectif est la surface de rebroussement des atomes, pour une énergie cinétique incidente donnée.

dépendent du déplacement lumineux local, donc de la rugosité du potentiel). Lorsque la réflexion est complètement diffuse et que le profil du substrat peut être modélisé par une distribution aléatoire gaussienne, la distribution de vitesse après réflexion est gaussienne dans le plan xy.

Comparaison avec d'autres expériences. La réflexion que nous avons observée en faisant chuter le condensat d'une hauteur $z_0 = 3{,}60\,\mathrm{mm}$ (§ 3.3.4) est entièrement diffuse, avec une distribution de vitesses gaussienne dans la direction x. L'écart-type est $\sigma_{v_x} = 6{,}6\,v_{\mathrm{rec}}$ pour une vitesse incidente quasi-normale, $|v_{i,z}| = 26{,}6\,\mathrm{cm/s} = 45\,v_{\mathrm{rec}}$. La longueur d'onde de de Broglie incidente vaut dans cette expérience $\lambda_{\mathrm{dB}} = h/p = h/(M\sqrt{2\mathrm{g}\,z_0}) = 17{,}3\,\mathrm{nm}$. Nous avons également fait une expérience semblable en déplaçant auparavant le piège magnétique à $z_0 = 2{,}05\,\mathrm{mm}$ de la surface du prisme. La réflexion observée est là aussi entièrement diffuse et gaussienne selon x, avec $\sigma_{v_x} = 5{,}4\,v_{\mathrm{rec}}$ pour une vitesse incidente $|v_{i,z}| = 20{,}1\,\mathrm{cm/s} = 34\,v_{\mathrm{rec}}$, et $\lambda_{\mathrm{dB}} = 23\,\mathrm{nm}$.

La largeur totale à mi-hauteur correspondante vaut $\Delta v_x = 15{,}5\,v_{\mathrm{rec}}$, très supérieure à celles observées dans le groupe d'Alain Aspect avec différents substrats [135] : la valeur maximale observée était $\Delta v_x = 5\,v_{\mathrm{rec}}$, atteinte avec un prisme de rugosité 0,25 nm et pour une vitesse incidente $v_i = 59\,\mathrm{cm/s} = 100\,v_{\mathrm{rec}}$.

Afin de tenter de comprendre l'origine de cette très forte diffusion, nous avons fait analyser la surface de notre prisme en microscopie à force atomique (figure 3.24). L'image de la surface montre une rugosité de 3,1 nm et une structure colonnaire de la
- modif - couche supérieure du traitement diélectrique (couche de TiO_2). Nous pensons que cette structure inhomogène entraîne une forte diffusion lumineuse dans le guide d'onde, ce qui expliquerait d'une part le très faible coefficient d'exaltation de la structure (§ 3.3.3) et d'autre part la diffusion atomique anormalement élevée, du fait des composantes évanescente et propagative de la lumière diffusée. Nous n'avons cependant pas pu relier de façon quantitative l'observation de la surface du traitement et l'amplitude de la diffusion atomique.

- modif - **Anisotropie de la diffusion atomique.** L'origine de l'anisotropie dans la diffusion atomique, mise en évidence au paragraphe 3.3.4, n'a pas pu être identifiée avec certitude. La diffusion dans l'approximation de Born analysée par Carsten Henkel [137] présente une anisotropie, avec une largeur selon x (direction contenue dans le plan d'incidence du laser) supérieure à la largeur selon y. Cela s'explique par l'absorption ou l'émission stimulée, au cours du processus de diffusion, d'un photon dans l'onde évanescente principale, dont la composante réelle du vecteur d'onde est orientée selon x, alors que l'échange de photon avec une onde diffusée par la rugosité du substrat se fait statistiquement de façon isotrope. Nous nous trouvons cependant dans des conditions éloignées de ce régime de faible diffusion.

Dans le régime de forte diffusion, analysé en faisant l'approximation d'un réseau de phase mince, la diffusion est également anisotrope, avec une largeur supérieure selon x [153]. On peut attribuer cette anisotropie à la diminution du contraste des franges d'interférence entre l'onde évanescente principale et la lumière diffusée, lorsque celle-ci est émise dans une direction proche de y. En effet la polarisation de la lumière diffusée dépend de la direction dans laquelle elle est émise [137], et elle ne peut pas interférer avec l'onde évanescente TE dans la direction y perpendiculaire au plan d'incidence.

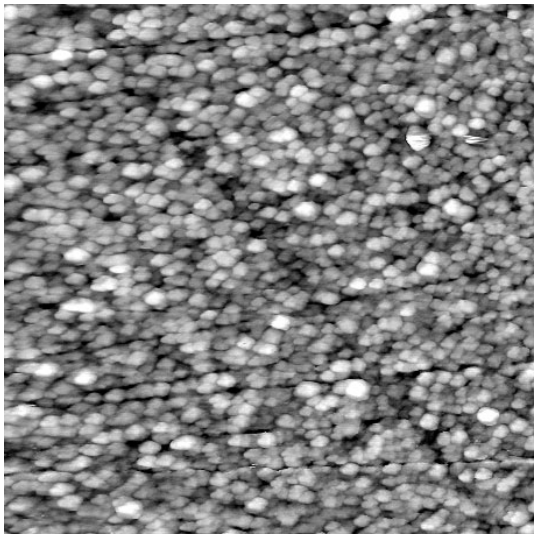


Figure 3.24 — Image en microscopie à force atomique de la surface du prisme, montrant la croissance colonnaire du traitement en couches minces. La rugosité est de 3,1 nm (RMS). L'écart maximal d'altitudes dans cette image est de 16 nm. Les colonnes ont une dimension transverse typique de 90 nm. Dimensions de la surface analysée : $4\,\mu\text{m} \times 4\,\mu\text{m}$. Analyse réalisée par Éric Charron (Laboratoire d'optique des solides, Université Pierre et Marie Curie).

AFM image of the surface of our coated prism, showing the columnar growth of the TiO_2 waveguide layer. The typical width of the columns is 90 nm and the RMS roughness is 3.1 nm. The analysed area is $4\,\mu m \times 4\,\mu m$. We believe that the corrugations and the inhomogeneous structure of the waveguide are the origin of the poor evanescent wave amplification, and of the diffuse atomic reflection on a rough dipole potential.

Les modulations du front d'onde atomique reproduisent cette anisotropie de la distribution d'intensité lumineuse, ce qui correspond à une distribution d'impulsion plus large dans la direction x. Remarquons toutefois que les ondes lumineuses diffusées dans les directions proches de y peuvent intervenir dans le processus de diffusion même sans interférer avec l'onde évanescente principale, par transitions Raman entre sous-niveaux Zeeman[44]. La situation est donc assez complexe, et il est difficile de donner une interprétation précise à l'anisotropie observée sans une étude plus poussée [154].

3.3.6 Diffraction du condensat dans le domaine temporel

Nous avons réalisé des expériences de diffraction du condensat dans le domaine temporel, en le faisant rebondir sur l'onde évanescente modulée à une fréquence $\Omega/2\pi$ de quelques centaines de kHz. La diffraction du condensat s'explique par le caractère ondulatoire des atomes et se manifeste par l'apparition de bandes latérales de part et d'autre de l'onde porteuse, aux énergies $E_i + n\,\hbar\Omega$ (E_i étant l'énergie de l'onde incidente, et n un entier positif ou négatif). La diffraction atomique dans le domaine

44. Les sous-niveaux Zeeman sont quasi-dégénérés, et détectés ensemble par l'imagerie.

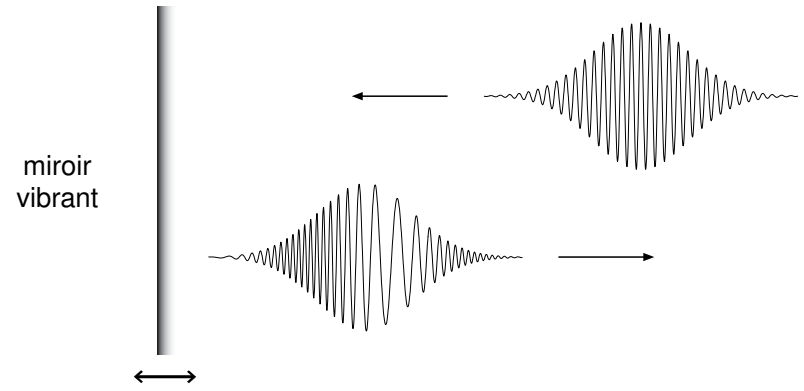


Figure 3.25 — Réflexion d'un paquet d'ondes sur un miroir vibrant.

Reflection of a wavepacket off an oscillating mirror. The phase of the wave is modulated, giving birth in the frequency domain to sidebands on both sides of the carrier, at frequencies $\omega + n\,\Omega$ *(*ω *is the wave's incident frequency,* Ω *is the oscillation frequency of the mirror,* $n \in \mathbb{Z}^*$*). If the propagation medium is dispersive — as vacuum is for atomic waves — the modulated wavepacket will spatially separate into new wavepackets corresponding to its frequency components. This phenomenon is called "diffraction in the time domain".*

temporel a été observée auparavant en 1994 dans l'équipe de Jean Dalibard [69], avec des atomes de césium issus d'un piège magnéto-optique ; la thèse de Pascal Szriftgiser y est en partie consacrée [131] [45]. Avant de décrire nos résultats expérimentaux, rappelons tout d'abord le principe de la diffraction dans le domaine temporel d'une onde sur un miroir vibrant, dans le cas d'un potentiel réflecteur infiniment raide puis dans le cas d'un potentiel exponentiellement décroissant.

Diffraction en temps par un potentiel réflecteur vibrant infiniment raide. Considérons un paquet d'ondes quasi-monochromatique se propageant à la vitesse de groupe v_g vers les z décroissants, et de profil spatial donné par une fonction réelle f dont l'étalement est supposé très supérieur à la longueur d'onde $2\pi/k$:

$$\psi_i(z,t) = \exp i(-kz - \omega t)\; f(-z - v_\mathrm{g} t)\,. \tag{3.21}$$

Dans le cas d'une onde de matière, $k = |p_i|/\hbar$ et $\omega/2\pi = E_i/h$ sont respectivement le vecteur d'onde de de Broglie et la fréquence de de Broglie, et la vitesse de groupe vaut $v_\mathrm{g} = |p_i|/M$. Ce paquet d'ondes est incident sur une barrière de potentiel (figure 3.25) infiniment raide — c'est à dire un miroir parfait — s'écrivant $U(z \leq z_\mathrm{m}) = +\infty$, $U(z > z_\mathrm{m}) = \mathrm{cte}$, dont l'altitude z_m oscille sinusoïdalement au cours du temps selon

$$z_\mathrm{m}(t) = z_\mathrm{M} \sin(\Omega t)\,. \tag{3.22}$$

On suppose que la vitesse du miroir est toujours très inférieure à la vitesse de phase de l'onde ($\Omega z_\mathrm{M} \ll \omega/k$), ce qui correspond à une situation quasi-stationnaire, et que l'amplitude totale du mouvement du miroir est très petite par rapport à l'étalement

45. Notons que la diffraction dans le domaine temporel de particules matérielles a également été observée sur un faisceau de neutrons [155] (voir également [156]).

du paquet d'ondes. Le potentiel réflecteur $U(z,t)$ impose la condition $\psi(z_\mathrm{m},t)=0$, ce qui entraîne l'existence d'une onde réfléchie s'écrivant

$$\psi_r(z,t) \simeq \exp i(kz-\omega t-2kz_\mathrm{M}\sin(\Omega t)+\pi)\, f(z-v_\mathrm{g}t)\,. \tag{3.23}$$

L'onde réfléchie voit donc sa phase modulée à la fréquence de vibration Ω du potentiel réflecteur. La partie oscillante de $\psi_r(z,t)$ peut se décomposer selon une porteuse à la fréquence ω et des bandes latérales aux fréquences $\omega+n\,\Omega$ ($n\in\mathbb{Z}^*$) :

$$\exp i\big(kz-\omega t-2kz_\mathrm{M}\sin(\Omega t)\big) = \exp i(kz-\omega t)\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(2kz_\mathrm{M})\exp(-in\Omega t)\,. \tag{3.24}$$

où J_n est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n. Le poids de la porteuse ($n=0$) ou d'une bande latérale d'ordre n est donné pour une onde de matière par

$$\mathcal{P}(n) = |J_n(2kz_\mathrm{M})|^2\,. \tag{3.25}$$

En réalité l'équation (3.23) est une solution approchée, valable pour des instants proches de l'instant de réflexion, et la solution valable également aux temps longs est[46]

$$\psi_r(z,t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(2kz_\mathrm{M})\,\exp i[k_n z-(\omega+n\Omega)t+\pi]\, f(z-v_{\mathrm{g},n}\,t)\,, \tag{3.26}$$

expression dans laquelle les k_n et $v_{\mathrm{g},n}$ sont liés aux fréquences $\omega+n\Omega$ par la relation de dispersion du milieu dans lequel l'onde se propage. Dans le cas d'une onde de matière se propageant dans le vide, l'énergie du paquet d'ondes d'ordre n vaut $E_{r,n}=\hbar(\omega+n\Omega)$, soit encore :

$$\frac{p_{r,n}^2}{2M} = \frac{p_i^2}{2M} + n\,\hbar\Omega\,. \tag{3.27}$$

En particulier, si l'écart d'énergie entre les ordres successifs est petit devant l'énergie de l'onde incidente $\hbar\Omega \ll p_i^2/(2M)$, le transfert d'impulsion du miroir vibrant à l'ordre n vaut

$$\Delta p_n \simeq n\frac{\hbar\Omega\, M}{p_i} \tag{3.28}$$

et les différents paquets d'ondes s'éloignent les uns des autres à la vitesse relative $\hbar\Omega/p_i$. Ce phénomène de séparation après une modulation de la phase de l'onde incidente est l'analogue dans le domaine temporel de la diffraction habituelle, d'où la dénomination *diffraction dans le domaine temporel*.

Diffraction en temps par un potentiel exponentiellement décroissant. Dans nos expériences les atomes sont réfléchis par une onde évanescente répulsive, dont le potentiel décroît exponentiellement selon la direction z (3.12). Un tel potentiel modulé à la fréquence Ω avec une profondeur ε s'écrit :

$$U(z,t) = U_0\left[1+\varepsilon\,\sin(\Omega t)\right]\,\exp(-2\kappa z)\,, \tag{3.29}$$

46. Dans le cas d'une onde atomique les trajectoires des différents paquets d'ondes seront bien entendu affectées par la gravité, mais ceci peut être pris en compte indépendamment du problème de la réflexion sur le miroir vibrant, qui se produit en un temps extrêmement bref (voir p. 62).

ce qui revient à le faire osciller selon z à la fréquence Ω. Si la profondeur de modulation est faible ($\varepsilon \ll 1$), le potentiel s'écrit sous la forme

$$U(z,t) \;=\; U_0 \exp\big[\, -2\kappa \big(z - z_{\mathrm{M}} \sin(\Omega t) \big) \big]\,, \tag{3.30a}$$

$$\text{avec} \quad z_{\mathrm{M}} \;=\; \frac{\varepsilon}{2\kappa}\,. \tag{3.30b}$$

Comme dans le cas précédent l'onde réfléchie est modulée en phase à la fréquence de vibration du miroir, ce qui crée des bandes latérales de fréquences $\omega + n\,\Omega$ autour de la porteuse. Les impulsions correspondantes sont à nouveau données par la relation (3.27). En revanche l'expression (3.25) donnant l'efficacité de diffraction n'est, en général, plus valable[47] ; l'expression de la modulation de phase — et par conséquent le poids des bandes latérales — est beaucoup plus compliqué à établir que pour le cas du potentiel infiniment raide. En effet la longueur d'onde d'une onde incidente sur un miroir évanescent stationnaire varie continûment au cours du processus de réflexion du fait des décélération et accélération successives, ce qui n'est pas le cas avec le potentiel infiniment raide.

Deux approches théoriques de ce problème sont exposées dans l'article *A modulated mirror for atomic interferometry* de Carsten Henkel *et al.* [132]. La première se place dans l'approximation de Born, et calcule le taux de transition de l'onde non perturbée vers les différents ordres de diffraction supposés peu peuplés. Dans la seconde approche, la modulation de phase est calculée dans l'approximation semi-classique le long de la trajectoire de l'atome réfléchi sur le potentiel exponentiel. Les paramètres utilisés dans nos expériences les placent hors du domaine de validité de l'approximation de Born (première approche) car nous avons observé une efficacité de diffraction de la porteuse vers les bandes latérales dépassant 80%. En revanche nous allons voir que l'approche semi-classique est bien adaptée à nos paramètres expérimentaux.

Pour que l'approche semi-classique soit valide, l'impulsion des atomes incidents doit vérifier $|p_i| \gg \hbar\kappa$, ce que l'on peut récrire sous la forme $\lambda_{\mathrm{dB}} \ll 2\pi\,\kappa^{-1}$. Cette condition est remplie par nos expériences, dans lesquelles les atomes sont relâchés depuis des hauteurs $z_0 = 3{,}60\,\mathrm{mm}$ et $z_0 = 2{,}05\,\mathrm{mm}$, et ont une longueur d'onde de de Broglie incidente $\lambda_{\mathrm{dB}} = h/p = h/(M\sqrt{2\mathrm{g}\,z_0})$ valant respectivement 17 nm et 23 nm, bien inférieure à la longueur caractéristique $2\pi\,\kappa^{-1} = 585\,\mathrm{nm}$ liée à l'onde évanescente. Une seconde condition de validité de l'approche semi-classique décrite dans [132] est que la trajectoire atomique soit peu perturbée par la modulation du potentiel, ce qui nécessite soit une période de modulation très petite devant la durée de la réflexion atomique $2\pi/\Omega \ll M/(\kappa\,|p_i|)$ [48], soit une faible profondeur de modulation $\varepsilon \ll 1$. Nous sommes dans ce second cas, puisque la profondeur de modulation utilisée vaut au maximum $\varepsilon = 7{,}8\%$. L'approche semi-classique de Carsten Henkel *et al.* [132] est donc bien

47. Si la longueur d'onde de de Broglie des atomes incidents est très grande devant la longueur de décroissance de l'onde évanescente ($\lambda_{\mathrm{dB}} \gg \kappa^{-1}$), le potentiel répulsif est vu comme un mur raide et l'efficacité de diffraction selon les différents ordres est celle établie en (3.25). Nous sommes loin de ce régime (voir p. 80) qui est très difficile à atteindre expérimentalement pour des atomes à incidence quasi-normale.

48. Lorsque la modulation a une fréquence très élevée, l'atome suit la trajectoire non perturbée à laquelle se superpose un micro-mouvement [132].

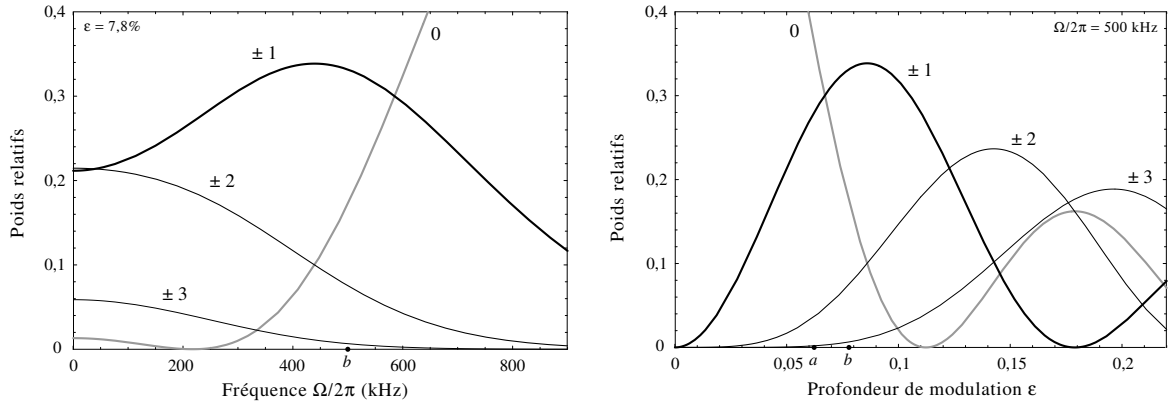


Figure 3.26 — Poids relatifs dans l'ordre zéro et dans les six premiers ordres de diffraction, en fonction de la fréquence de modulation du miroir évanescent (à gauche) et de la profondeur de modulation (à droite). Les points a et b correspondent aux paramètres expérimentaux des expériences correspondantes de la figure 3.27.

Relative weight distribution over the carrier and the six first sidebands of an atomic wavepacket reflected off an evanescent mirror which is modulated in time, plotted against the modulation frequency (left) and the modulation depth (right). These curves are calculated with a semiclassical model [132] for Rubidium atoms released 3.60 mm above an oscillating evanescent mirror of field decay length $\kappa^{-1} = 93$ nm. The values at points a and b are those used for the corresponding experiments shown in figure 3.27.

adaptée à nos conditions expérimentales. Elle conduit à une efficacité de diffraction s'exprimant selon

$$\mathcal{P}(n) \;=\; \Big|\, J_n\big[\,\varepsilon\,\frac{|p_i|}{\hbar\kappa}\,\beta(Q)\big]\,\Big|^2, \tag{3.31a}$$

$$\text{avec} \qquad Q \;=\; \frac{\Omega\, M}{\kappa\,|p_i|} \tag{3.31b}$$

$$\text{et} \quad \beta(x) \;=\; \frac{\frac{\pi}{2}\,x}{\sinh(\frac{\pi}{2}\,x)}\;. \tag{3.31c}$$

Notons que la parfaite symétrie entre ordres de diffraction opposés $\pm n$ dans (3.31a) n'est pas un résultat exact mais la conséquence d'une approximation utilisée dans le calcul. La figure 3.26 trace $\mathcal{P}(|n| \leq 3)$ en fonction de la fréquence et de la profondeur de la modulation du potentiel, pour des atomes de rubidium relâchés 3,60 mm au-dessus du miroir évanescent dont la longueur de décroissance vaut $\kappa^{-1} = 93$ nm. La figure de gauche est tracée pour une profondeur de modulation $\varepsilon = 7{,}8\%$ et la figure de droite pour une fréquence de modulation $\Omega/2\pi = 500$ kHz.

Lorsque l'on augmente la fréquence de modulation Ω, le transfert d'impulsion de l'onde évanescente aux différents ordres de diffraction augmente et il devient donc de plus en plus facile de les résoudre spatialement après un temps de vol. Néanmoins les formules (3.31b) et (3.31c) ainsi que la figure 3.26 montrent que l'efficacité de diffraction diminue à haute fréquence, typiquement au-delà d'une fréquence de coupure donnée par l'inverse du temps d'interaction de l'atome avec l'onde évanescente $\Omega_c = (\kappa\,|v_i|)^{-1} = \tau^{-1}$, soit dans notre cas $\Omega_c \simeq 450$ kHz.

Expériences de diffraction du condensat dans le domaine temporel. Le montage utilisé pour les expériences de diffraction du condensat est identique à celui servant à la réflexion (§ 3.3.1 et § 3.3.2). Nous nous plaçons au désaccord à résonance $\delta_0/2\pi = +2{,}1\,\mathrm{GHz}$ pour lequel les atomes sont réfléchis loin de la surface, ce permet de négliger le potentiel de van der Waals (3.15) dans le potentiel réflecteur (3.18)[49]. La modulation temporelle (3.29) du potentiel dipolaire U_{refl} de l'onde évanescente est obtenue en appliquant une modulation au courant I de la diode :

$$I(t) = I_0 + \Delta I \sin(\Omega t)\,. \tag{3.32}$$

La modulation du courant entraîne d'une part une modulation de la puissance $P(t)$ du faisceau émis, et d'autre part une modulation de son désaccord à résonance $\delta(t)$. Ces deux effets concourent à la modulation temporelle du potentiel réflecteur avec des profondeurs de modulation respectives ε_P et ε_δ :

$$\begin{aligned}
P(t) &= P_0 + \Delta P \sin(\Omega t)\,, && \text{(3.33a)}\\
\delta(t) &= \delta_0 + \Delta\delta \sin(\Omega t)\,, && \text{(3.33b)}\\
U_{\mathrm{refl}}(z,t) &= U_0 \left[1 + (\varepsilon_P + \varepsilon_\delta)\, \sin(\Omega t)\right] \exp(-2\kappa z) && \text{(3.33c)}\\
\text{avec}\quad \varepsilon_P &= \Delta P / P_0 && \text{(3.33d)}\\
\text{et}\quad \varepsilon_\delta &\simeq -\Delta\delta/\delta_0 \quad \text{pour } \Delta\delta \ll \delta_0\,. && \text{(3.33e)}
\end{aligned}$$

Les relations (3.33d) et (3.33e) proviennent de la variation du déplacement lumineux selon $U \propto P/\delta$ [50]. La profondeur de modulation ε_P est mesurée directement avec une photodiode. Pour mesurer la profondeur de modulation ε_δ due à la modulation du désaccord, nous mesurons à fréquence nulle le rapport $\Delta\delta/\Delta P$ grâce à un montage de spectroscopie d'absorption saturée, et nous supposons que ce rapport reste identique à la fréquence Ω. Au désaccord à résonance $\delta_0/2\pi = +2{,}1\,\mathrm{GHz}$ nous obtenons une profondeur de modulation ε_P très inférieure à ε_δ, $\varepsilon_P \simeq +\varepsilon_\delta/25$. On peut donc la négliger et considérer que $\varepsilon = \varepsilon_\delta$: dans nos expériences la modulation du potentiel réflecteur est essentiellement due à la modulation du désaccord, et non à la modulation de la puissance lumineuse de l'onde évanescente.

La figure 3.27 présente le résultat de trois expériences de diffraction d'un condensat, effectuées avec des hauteurs de chute et des profondeurs de modulation différentes. Les paramètres utilisés sont résumés dans le tableau 3.2. Dans les deux premières expériences (*a* et *b*) le condensat est relâché depuis le centre du piège QUIC, 3,60 mm au-dessus de la surface du prisme ; dans la troisième (*c*) il est auparavant translaté dans le piège magnétique jusqu'à 2,05 mm de la surface, grâce aux bobines d'axe vertical (§ 3.2.1). La profondeur de modulation vaut $\varepsilon = 6{,}2\%$ pour l'expérience *a*, et $\varepsilon = 7{,}8\%$ pour les expériences *b* et *c*, ce qui correspond à une amplitude de vibration du potentiel valant respectivement $z_{\mathrm{M}} = 2{,}9\,\mathrm{nm}$ et $z_{\mathrm{M}} = 3{,}6\,\mathrm{nm}$. La fréquence de modulation est

49. Dans ces expériences la hauteur de chute maximale est $z_0 = 3{,}60\,\mathrm{mm}$, pour laquelle le point de rebroussement classique est à l'altitude $z_r \simeq 150\,\mathrm{nm}$. On a alors $U_{\mathrm{vdW}}(z_r) \simeq U_b(z_r)/40$, ce qui permet de négliger le potentiel de van der Waals : $U_{\mathrm{refl}}(z) \simeq U_b(z)$.

50. Nous négligeons ici la structure hyperfine de l'état excité $5P_{3/2}$ devant le désaccord à résonance $\delta_0/2\pi = +2{,}1\,\mathrm{GHz}$. La transition D_1 n'est pas prise en compte car $\delta \ll \Delta_{\mathrm{SF}}$ (voir p. 64).

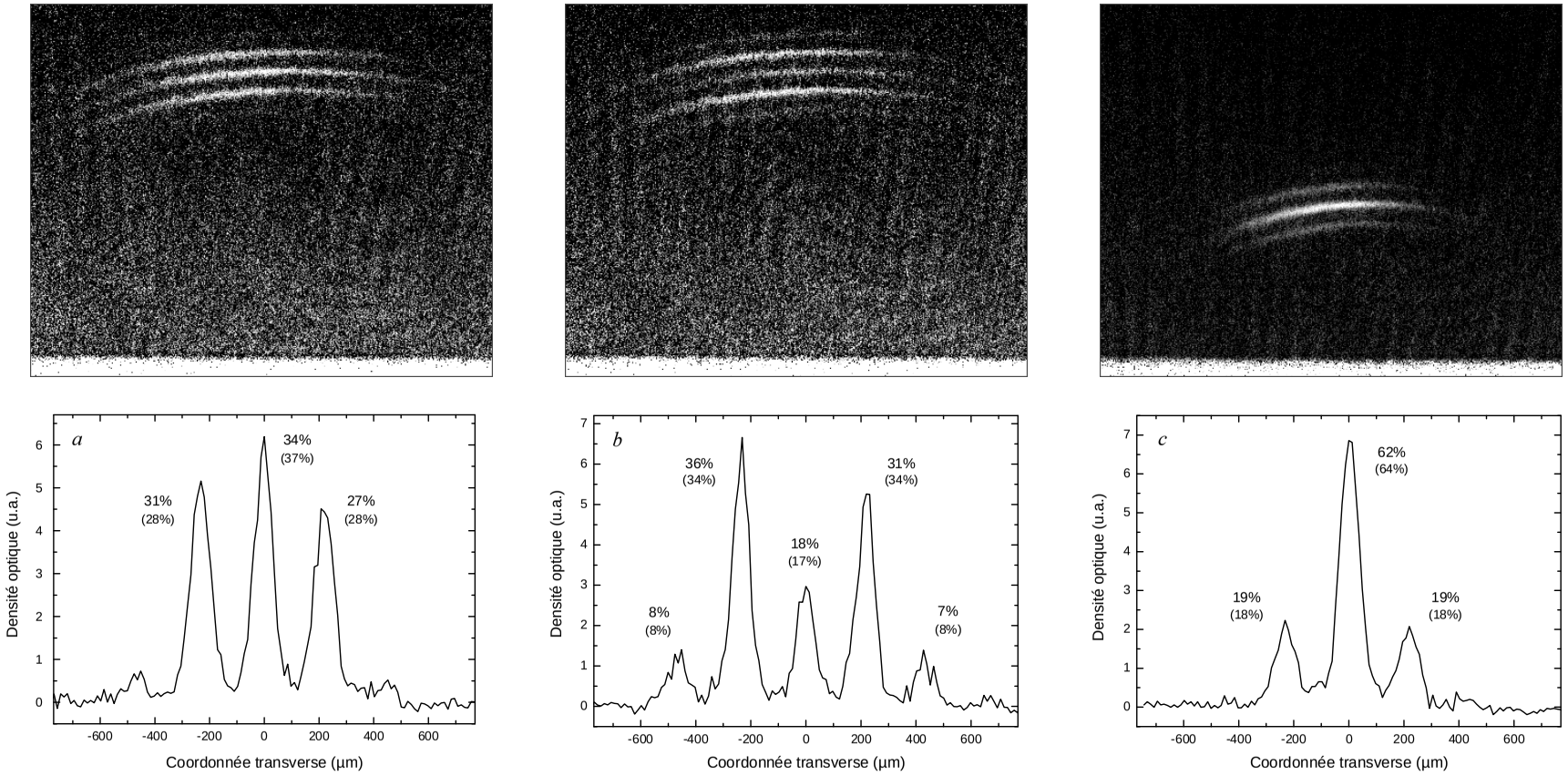


Figure 3.27 — Diffraction dans le domaine temporel d'un condensat de 200 000 atomes sur une onde évanescente répulsive vibrante, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 3.2. Les poids relatifs dans les différents ordres de diffraction sont portés sur les figures, ainsi que les prévisions théoriques entres parenthèse.

Diffraction in the time domain of a BEC on a vibrating repulsive evanescent wave (each absoption image is the result of a single experimental run). In a and b the BEC is released 3.60 mm above the prism; in c it is first brought 2.05 mm above the prism with additional magnetic coils. XXX

expérience	a	b	c
fréquence de modulation $\Omega/2\pi$ (kHz)	500	500	500
désaccord à résonance $\delta_0/2\pi$ (GHz)	+2,1	+2,1	+2,1
modulation du désaccord $\Delta\delta/2\pi$ (MHz)	130	163	163
profondeur de modulation ε	6,2%	7,8%	7,8%
hauteur de chute z_0 (mm)	3,60	3,60	2,05
temps de vol (ms)	27+27	27+27	20,5+19,5

Tableau 3.2 — Paramètres expérimentaux des expériences de diffraction a, b et c.

Experimental parameters used for the three atomic diffraction experiments of figure 3.27.

ordre de diffraction	-2	-1	0	+1	+2
position attendue pour a et b (μm)	-479	-235	0	+228	+449
mesure expérience a (μm)	-463	-235	0	+218	+431
mesure expérience b (μm)	-464	-230	0	+222	
position attendue pour c (μm)		-228	0	+216	
mesure expérience c (μm)		-233	0	+215	

Tableau 3.3 — Positions relatives des ordres de diffraction.

xxxx

identique, $\Omega/2\pi = 500\,\text{kHz}$, et permet de séparer clairement les différents ordres de diffraction après un temps de vol de 27 ms (a et b) ou de 19,5 ms (c) après la réflexion sur l'onde évanescente modulée.

La répartition des atomes dans les différents ordre de diffraction est mesurée, et les poids relatifs sont portés sur les figures. Les valeurs portées entre parenthèses sont les poids $\mathcal{P}(n)$ calculés avec la formule (3.31a) ; ce calcul utilise les valeurs mesurées expérimentalement pour la profondeur de modulation. On constate un excellent accord entre les poids mesurés et ceux prévus dans l'approche semi-classique [132]. Il semble y avoir une légère asymétrie de la répartition en faveur des ordres -1 pour les expériences a et b, qu'il faudrait confirmer par des mesures supplémentaires.

Les positions relatives des ordres de diffraction dans la direction transverse sont mesurées et portées dans le tableau 3.3, et comparées avec la valeur attendue à partir de l'échange d'énergie quantifié $n\,\hbar\Omega$ avec l'onde évanescente (3.27). Ici encore l'accord entre l'expérience et la théorie est très bon.

Chapitre 4

Piégeage bidimensionnel dans un champ magnétique habillé

Ce chapitre présente la réalisation d'un nouveau type de piégeage pour atomes neutres, proposé en 2001 par Oliver Zobay et Barry M. Garraway dans un article intitulé *Two-dimensional atom trapping in field-induced adiabatic potentials* [157]. Le principe est le suivant : les atomes piégés dans un champ magnétique statique inhomogène sont « habillés » par un champ magnétique radiofréquence (RF) qui couple les sous-états Zeeman. Les potentiels adiabatiques obtenus présentent un croisement évité à l'endroit où a lieu la résonance entre l'onde radiofréquence et les sous-niveaux Zeeman ; l'état habillé supérieur résultant du couplage possède un minimum de potentiel au niveau du croisement évité, c'est à dire le long d'une surface de champ magnétique constant (surface iso-B). Ces surfaces sont des coquilles qui entourent le centre du piège magnétique et dont les dimensions croissent avec la fréquence de l'onde RF. Dans le piège habillé, le mouvement des atomes est contraint dans la direction perpendiculaire à la surface iso-B, et libre dans les directions parallèles, uniquement soumis à la gravité qui rassemble les atomes dans la partie inférieure de la coquille. La raideur du potentiel est déterminée dans la direction transverse de fort confinement par le gradient du champ magnétique et l'intensité du champ radiofréquence, et dans les directions longitudinales par la courbure de la surface iso-B et la gravité. Les fréquences d'oscillation correspondantes peuvent être ajustées en modifiant l'amplitude ou la fréquence du champ RF, ce qui permet d'obtenir un confinement très anisotrope.

Le piège habillé peut être chargé avec des atomes confinés initialement dans le piège magnétique, en effectuant une rampe de fréquence croissante avec l'onde RF. On peut ainsi envisager d'obtenir un condensat dans le régime 2D, soit en produisant un condensat 3D dans le piège magnétique avant de le transférer dans le piège habillé, soit en le produisant directement dans le piège habillé par évaporation d'un ensemble thermique préalablement transféré.

Nous avons réalisé le piège habillé dans le champ magnétique du QUIC combiné à un champ magnétique RF de fréquence variable. Je détaillerai tout d'abord les états habillés obtenus par couplage des sous-états Zeeman avec le champ radiofréquence

(§ 4.1), puis les potentiels adiabatiques correspondant à ces états, dans le piège magnétique QUIC (§ 4.2). Le paragraphe 4.3 décrit la procédure de chargement du piège habillé à partir des atomes piégés magnétiquement. Le montage expérimental utilisé est décrit au paragraphe 4.4, ainsi que les paramètres expérimentaux typiques. Les paragraphes 4.5 et 4.6 présentent les caractéristiques principales du piège habillé : ses fréquences d'oscillation et la durée de vie des atomes piégés. Au paragraphe 4.7 nous examinons la possibilité d'atteindre la condensation dans le régime bidimensionnel dans ce piège. Nos résultats expérimentaux sont décrits au cours des paragraphes 4.2 à 4.7. Le dernier paragraphe (§ 4.8) conclut ce chapitre.

4.1 États habillés obtenus par couplage RF

Dans cette partie je décris les états habillés d'un atome dans un piège magnétique statique, obtenus par couplage des sous-états Zeeman avec une onde radiofréquence. Le raisonnement conduit est valable de façon générale pour toutes les espèces piégées dans un champ magnétique statique par effet Zeeman linéaire. Il est appliqué au fur et à mesure à nos conditions expérimentales, c'est à dire à l'atome de rubidium 87 dans le niveau hyperfin $F=2$ du niveau fondamental $5S_{1/2}$, confiné dans un piège magnétique QUIC. L'atome est piégé initialement dans le sous-état Zeeman $|F=2, m_F=2\rangle$ puis on applique le champ magnétique radiofréquence qui couple les différents sous-états $|m_F\rangle$.

4.1.1 Hamiltonien d'interaction

Notons $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ le champ du piège magnétique statique[1] au point $\mathbf{r}$, et $\mathbf{B}_{\mathrm{RF}}\cos(\omega t)$ le champ magnétique radiofréquence que l'on suppose polarisé linéairement et homogène sur l'étendue du piège magnétique. Le hamiltonien d'interaction entre le moment magnétique atomique et le champ magnétique total $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ s'écrit (voir § 2.6) :

$$
\begin{aligned}
H(\mathbf{r},t) &= \frac{g_F\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}\,\mathbf{F}\cdot\mathbf{B}(\mathbf{r},t) && \text{(4.1a)}\\
&= \frac{g_F\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}\,\mathbf{F}\cdot\big[\mathbf{B}_0(\mathbf{r})+\mathbf{B}_{\mathrm{RF}}\cos(\omega t)\big] && \text{(4.1b)}\\
&= \frac{g_F\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}\,\mathrm{F}_Z\big[\mathrm{B}_0(\mathbf{r})+\mathrm{B}_{\mathrm{RF},Z}(\mathbf{r})\cos(\omega t)\big]+\frac{g_F\mu_{\mathrm{B}}}{\hbar}\,\mathrm{F}_X\,\mathrm{B}_{\mathrm{RF},X}(\mathbf{r})\cos(\omega t)\,, && \text{(4.1c)}
\end{aligned}
$$

où l'on a appelé Z la direction locale du champ statique $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ et X la direction perpendiculaire contenant la composante transverse du champ radiofréquence. $\mathbf{F}$ est l'opérateur moment cinétique total, F_Z et F_X sont ses projections selon Z et X. On suppose que, en l'absence de couplage RF, le champ directeur $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ est suffisamment élevé pour que le moment cinétique de l'atome en mouvement suive adiabatiquement ses changements d'orientation (§ 2.6). La direction de $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ n'apparaît donc pas explicitement dans l'expression (4.1c).

La composante $\mathrm{B}_{\mathrm{RF},Z}(\mathbf{r})\cos(\omega t)$ parallèle au champ statique ne couple pas les sous-états Zeeman du niveau hyperfin considéré, car elle ne peut induire que des transitions

1. Ce champ est simplement noté $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ dans les autres chapitres du mémoire.

π, avec $\Delta m_F = 0$ [2]. C'est la composante transverse $\mathrm{B}_{\mathrm{RF},X}(\mathbf{r})\cos(\omega t)$ qui couple les différents sous-états Zeeman ; en effet une polarisation linéaire transverse se décompose à parts égales selon les polarisations σ^+ et σ^-, dont l'une induit des transitions $\Delta m_F = \pm 1$ près de résonance. Si le facteur de Landé g_F est positif (respectivement négatif), c'est la polarisation σ^+ (respectivement σ^-) qui couple les sous-niveaux $|m_F\rangle$ (figure 4.1). Pour obtenir un couplage élevé, il faut donc que le champ RF soit dirigé le plus perpendiculairement possible au champ statique.

Nous verrons que dans notre expérience, les atomes se trouvent initialement au centre du piège QUIC puis s'en éloignent ($z < 0$) au cours de leur transfert dans le piège habillé, tout en restant proches du plan Oxz. Le champ $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ vu par les atomes est donc orienté tout d'abord selon x, direction du champ de biais du piège QUIC, puis bascule essentiellement dans la direction z (figure 2.10, à droite). Ce qui signifie que l'axe Z du repère local $(OXYZ)$ pointe d'abord selon x, puis selon z ; nous choisissons d'orienter la bobine qui crée le champ RF selon l'axe y (figure 2.9), ainsi le champ RF demeure toujours quasi-perpendiculaire au champ directeur $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ [3].

Puisque nous négligeons, de façon générale, la composante RF longitudinale, le hamiltonien s'écrit

$$H(t) \;=\; \Omega_0\,\mathrm{F}_Z \;+ 2\,\Omega\,\mathrm{F}_X\cos(\omega t)\,, \tag{4.2}$$

$$\text{avec}\quad \mathrm{F}_Z = \hbar\begin{pmatrix} 2 & & & & \\ & 1 & & \mathrm{O} & \\ & & 0 & & \\ & \mathrm{O} & & -1 & \\ & & & & -2 \end{pmatrix} \quad\text{et}\quad \mathrm{F}_X = \hbar\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\frac{3}{2}} & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{4.3}$$

où l'on s'est placé dans la base des états propres de F_Z, pour un spin 2. Ω_0 et Ω sont les pulsations de Rabi associées respectivement au champ statique et au champ de couplage radiofréquence, définies par convention dans ce mémoire comme : **- modif -**

$$\hbar\Omega_0 \;=\; g_F\mu_\mathrm{B}\mathrm{B}_0\,, \qquad \hbar\Omega \;=\; \frac{1}{2}\,g_F\mu_\mathrm{B}\mathrm{B}_\mathrm{RF}\,. \tag{4.4}$$

Le facteur 1/2 dans la définition de Ω correspond au couplage par une seule des composantes $\sigma^\pm$ de l'onde radiofréquence. Pour alléger l'écriture, la notation $\mathrm{B}_{\mathrm{RF},X}(\mathbf{r})$ est abrégée en B_RF, sans considérer nécessairement que le champ RF est perpendiculaire au champ directeur. La dépendance en $\mathbf{r}$ de Ω_0, Ω, F_Z, F_X et H est implicite.

4.1.2 Repère tournant et états habillés

L'évolution du système se calcule simplement en se plaçant dans le repère tournant autour de l'axe Z à la pulsation ω du champ radiofréquence [85]. Pour cela on introduit

2. Des transitions $\Delta m_F = 0$ entre niveaux hyperfins sont par ailleurs exclues car les fréquences $\omega/2\pi$ utilisées pour le couplage entre sous-états Zeeman, typiquement de 1 à 10 MHz, sont très inférieures à l'écart entre niveaux hyperfins (6,8 MHz pour le ^{87}Rb).
3. Ceci n'est plus vrai lors de la réalisation de « bulles » avec des nuages chauds (§ 4.3).

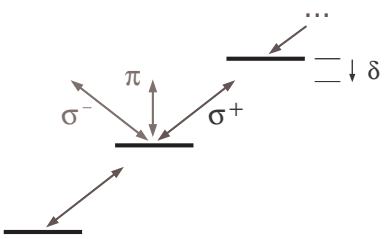


Figure 4.1 − Couplage des sous-niveaux Zeeman par la composante σ^+ de l'onde RF, dans le cas $g_F > 0$ correspondant à notre expérience ($F = 2$, $g_F = 1/2$).

The Zeeman substates are coupled by the transverse σ^+ componant of the RF wave, when $g_F > 0$. There is no coupling by the longitudinal π componant of the RF wave; coupling by the σ^- componant is neglected in the rotating wave (quasi-resonant) approximation.

l'opérateur

$$R_Z(-\omega t) \;=\; e^{i\omega t \mathrm{F}_Z/\hbar} \tag{4.5}$$

qui effectue une rotation d'angle $-\omega t$ autour de l'axe Z [4]. Appelons $\Psi(t)$ le spineur de coordonnées $\psi_m(t)$ ($-2 \leq m \leq 2$ dans notre expérience), solution de $i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = H(t)\Psi$, et $\Phi(t)$ le spineur obtenu par rotation de $\Psi(t)$ d'un angle $-\omega t$ autour de Z :

$$\Phi(t) \;=\; R_Z(-\omega t)\Psi(t)\,. \tag{4.6}$$

Ce spineur obéit à l'équation d'évolution $i\hbar\frac{\partial\Phi}{\partial t} = H'(t)\Phi$, où le hamiltonien $H'(t)$ vaut

$$\begin{aligned}
H'(t) \;&=\; R_Z(-\omega t)H(t)R_Z^\dagger(-\omega t) + i\hbar\,\frac{\partial R_Z}{\partial t}(-\omega t)R_Z^\dagger(-\omega t) && \text{(4.7a)}\\
&=\; R_Z(-\omega t)H(t)R_Z^\dagger(-\omega t) - \omega\mathrm{F}_Z && \text{(4.7b)}\\
&=\; -\delta\,\mathrm{F}_Z + 2\,\Omega\,\cos(\omega t)\,R_Z(-\omega t)\mathrm{F}_X R_Z^\dagger(-\omega t) && \text{(4.7c)}\\
&=\; -\delta\,\mathrm{F}_Z + 2\,\Omega\,\cos(\omega t)\left[\mathrm{F}_X\cos(\omega t) - \mathrm{F}_Y\sin(\omega t)\right] && \text{(4.7d)}\\
&=\; -\delta\,\mathrm{F}_Z + \Omega\,\mathrm{F}_X + \Omega\,\mathrm{F}_X\cos(2\omega t) - \Omega\,\mathrm{F}_Y\sin(2\omega t)\,, && \text{(4.7e)}
\end{aligned}$$

en notant δ le désaccord entre la pulsation radiofréquence et l'écart entre sous-niveaux Zeeman au point $\mathbf{r}$ considéré :

$$\delta \equiv \omega - \Omega_0\,. \tag{4.8}$$

L'expression (4.7e) contient des termes constants et des termes oscillant à la pulsation 2ω. On fait alors l'approximation résonante qui consiste à négliger les termes oscillants, car ils auront peu d'effet sur l'évolution du spineur. Dans le cas où le facteur de Landé est positif, cela revient à négliger le couplage non résonant entre états Zeeman induit par la composante σ^- de l'onde radiofréquence, et à ne retenir que la composante σ^+ (figure 4.1). On obtient ainsi dans le repère tournant le hamiltonien effectif indépendant du temps

$$H_{\text{eff}} \;=\; -\delta\,\mathrm{F}_Z + \Omega\,\mathrm{F}_X\,. \tag{4.9}$$

4. La rotation d'un système physique décrit par un vecteur d'état $|\psi\rangle$ d'un angle α autour de l'axe $O\hat{\boldsymbol{u}}$ ($\hat{\boldsymbol{u}}$ étant une direction quelconque) se traduit par l'action de l'opérateur unitaire $R_{\hat{\boldsymbol{u}}} = \exp(-i\alpha\mathrm{F}_{\hat{\boldsymbol{u}}}/\hbar)$, qui transforme $|\psi\rangle$ en $|\psi'\rangle = R_{\hat{\boldsymbol{u}}}|\psi\rangle$. $\mathrm{F}_{\hat{\boldsymbol{u}}}$ est l'opérateur moment cinétique projeté selon $\hat{\boldsymbol{u}}$. Une observable A se transforme en $A' = R_{\hat{\boldsymbol{u}}}AR_{\hat{\boldsymbol{u}}}^\dagger$ [158].

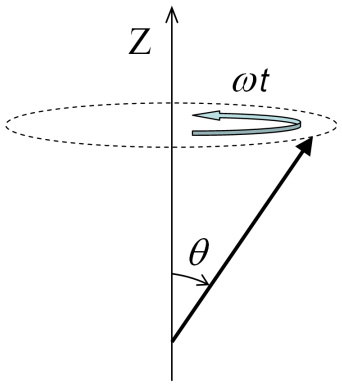


Figure 4.2 — Représentation classique du spin d'un état habillé dans le référentiel du laboratoire : le spin est incliné d'un angle θ par rapport à l'axe Z du champ statique $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$, et effectue un mouvement de précession à la pulsation ω de l'onde radiofréquence.

Classical picture for the atomic spin of a dressed state $|m'\rangle$ ($m' > 0$) in the rest frame : the spin is tilted by an angle θ from the Z axis (aligned with the static magnetic field $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$) and precesses around it at the angular frequency ω of the RF wave. θ is defined by equation (4.12).

Les états propres de ce hamiltonien seront appelés « états habillés » par le champ magnétique radiofréquence[5] ; l'énergie des photons RF couplant les sous-états Zeeman est incluse dans le terme $-\delta\,\mathrm{F}_Z$. Le hamiltonien effectif s'écrit encore :

$$H_{\text{eff}} \;=\; \sqrt{\delta^2+\Omega^2}\;\mathrm{F}_\theta \tag{4.10}$$

$$\mathrm{F}_\theta \;=\; \mathrm{F}_Z\cos\theta + \mathrm{F}_X\sin\theta = R_Y(\theta)\,\mathrm{F}_Z\,R_Y^\dagger(\theta) \tag{4.11}$$

$$\mathrm{tg}\,\theta \;=\; -\Omega/\delta\,,\quad 0\le\theta\le\pi\,, \tag{4.12}$$

qui est le hamiltonien du moment cinétique atomique dans un champ magnétique effectif $\mathbf{B}_{\text{eff}} = \frac{\hbar}{g_F\mu_B}\sqrt{\delta^2+\Omega^2}\,(\cos\theta\,\hat{\boldsymbol{e}}_Z + \sin\theta\,\hat{\boldsymbol{e}}_X)$, contenu dans le plan OXZ et incliné d'un angle θ par rapport à l'axe Z. L'angle θ tend vers 0 pour un désaccord δ négatif et de norme très grande devant Ω (champ effectif selon $\hat{\boldsymbol{e}}_Z$), et vers π pour δ positif et très grand devant Ω (champ effectif selon $-\hat{\boldsymbol{e}}_Z$). À résonance $\delta = 0$, l'angle θ vaut $\pi/2$ (champ effectif selon $\hat{\boldsymbol{e}}_X$).

Les états habillés $|m'\rangle_{\text{rt}}$ dans le repère tournant s'obtiennent par rotation des états $|m\rangle$, états propres de F_Z :

$$|m'\rangle_{\text{rt}} \;=\; R_Y(\theta)\,|m\rangle\,, \tag{4.13}$$

et ont pour énergies

$$U_{m'} = m'\,\hbar\sqrt{\delta^2+\Omega^2}\,. \tag{4.14}$$

Les états habillés sont donc identiques à leurs homologues « nus » lorsque $\theta \to 0$, c'est à dire pour un désaccord $\delta < 0$ et $|\delta| \gg \Omega$, et leur sont opposés dans la limite $\theta \to \pi$ qui correspond à $\delta > 0$ et $\delta \gg \Omega$.

5. Il y a là un abus de langage puisque le modèle de l'atome habillé utilise une description quantique du rayonnement [159–161] ; les énergies et états de spin obtenus dans le repère tournant en considérant un champ classique sont cependant identiques à ceux du modèle quantique.

L'expression (4.13) est valable dans le repère tournant, dans lequel H_{eff} est stationnaire. Puisque ce repère tourne à la vitesse angulaire ω autour de $\hat{\boldsymbol{e}}_Z$, les états habillés s'écrivent dans le repère fixe du laboratoire

$$|m'\rangle_{\text{labo}} \;=\; R_Z(\omega t) R_Y(\theta)\,|m\rangle\,. \tag{4.15}$$

La figure 4.2 est la représentation classique d'un état habillé $|m'\rangle$ vu dans le repère du laboratoire, pour $m' > 0$. Le spin de l'état habillé effectue un mouvement de précession autour du champ statique $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$, en phase avec la composante σ^+ de l'onde radiofréquence.

On donnera simplement l'expression, pour un spin $F = 2$, de l'état $|2'\rangle$ dans le repère tournant. Cet état habillé est celui dans lequel nous piégeons les atomes.

$$\begin{aligned} |2'\rangle_{\text{rt}} \;&=\; R_Y(\theta)\,|2\rangle \\ &=\; \frac{1}{4}(1+\cos\theta)^2\,|2\rangle + \frac{1}{2}\sin\theta\,(1+\cos\theta)\,|1\rangle + \sqrt{\frac{3}{8}}\sin^2\theta\,|0\rangle \\ &\quad + \frac{1}{2}\sin\theta\,(1-\cos\theta)\,|-1\rangle + \frac{1}{4}(1-\cos\theta)^2\,|-2\rangle\,. \end{aligned} \tag{4.16}$$

Cette expression peut être obtenue par diagonalisation du hamiltonien effectif H_{eff} (4.9), ou en utilisant une formule générale[6]. Dans le repère du laboratoire, chaque composante $|m\rangle$ de (4.16) est affectée d'un facteur de phase $\exp(-i\,m\,\omega t)$ correspondant au mouvement de précession du spin autour de l'axe Z. Les poids $|\langle m|2'\rangle|^2$ de l'état habillé $|2'\rangle$ sur les différents états $|m\rangle$ sont indiqués sur la figure 4.3, en fonction du désaccord à résonance δ. Comme nous l'avons vu dans le cas général (4.13), si l'on part de δ négatif et grand devant Ω, l'état habillé $|2'\rangle$ se confond tout d'abord avec l'état $|2\rangle$ — état dans lequel nous piégeons initialement les atomes. Lorsque δ augmente, l'état habillé $|2'\rangle$ se décompose sur plusieurs états de la base $|m\rangle$. À résonance on a :

$$|2'\rangle_{\text{rt}} = \frac{1}{4}|2\rangle + \frac{1}{2}|1\rangle + \sqrt{\frac{3}{8}}\,|0\rangle + \frac{1}{2}|-1\rangle + \frac{1}{4}|-2\rangle \qquad (\delta = 0,\, \theta = \frac{\pi}{2})\,. \tag{4.17}$$

Dans ce cas F_θ se confond avec F_X et le spin des atomes qui ont suivi l'état habillé $|2'\rangle$ tourne dans le plan Oxy à la fréquence angulaire ω [7]. Enfin lorsque $\delta \gg \Omega$, l'état $|2'\rangle$ se confond avec $|-2\rangle$.

4.1.3 Condition de suivi adiabatique

Les états habillés dépendent de l'angle θ que fait le champ magnétique effectif $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ avec l'axe Z. Si θ varie lentement — par l'intermédiaire du désaccord δ ou de la

6. On peut se reporter à la référence [162], qui montre comment l'évolution d'un spin F quelconque se déduit de l'évolution d'un spin 1/2. Les formules (9) et (15) de cette référence permettent d'obtenir simplement l'expression de l'état habillé extrême $|F'\rangle$, en faisant les substitutions $a_1 \equiv \sqrt{\frac{1-\cos\theta}{2}}$ et $a_2 \equiv \sqrt{\frac{1+\cos\theta}{2}}$ dans la formule (9).

7. Il s'agit là encore de la représentation classique du spin. En réalité l'état d'un spin 2 ne peut pas être représenté simplement par un vecteur dans un espace à trois dimensions, contrairement à l'état d'un système à deux niveaux (un spin 1/2 par exemple).

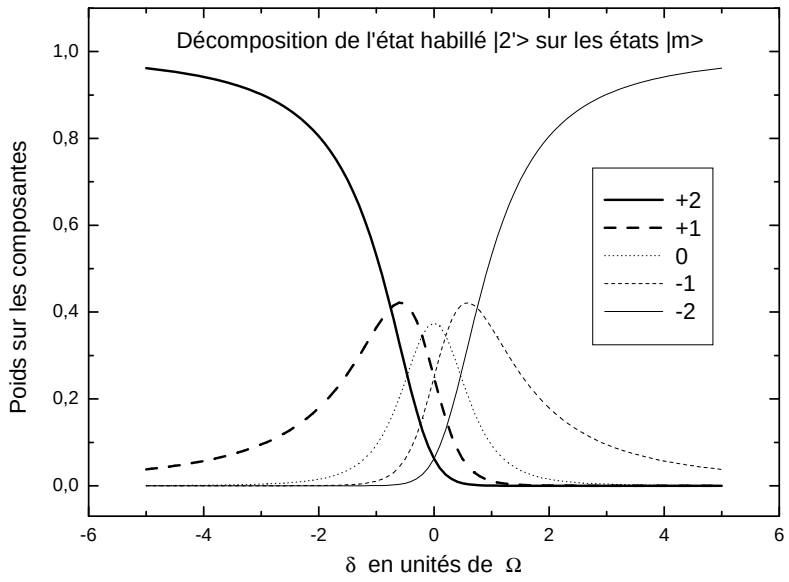


Figure 4.3 — Décomposition de l'état habillé $|2'\rangle$ dans la base des états $|m\rangle$, pour $F = 2$. Les poids sur les différents état sont représentés en fonction du désaccord à résonance δ, exprimé en unités de la pulsation de Rabi Ω.

Decomposition of the dressed state $|2'\rangle$ in the bare $|m\rangle$ basis, for a $F = 2$ hyperfine level. The weights $|\langle m|2'\rangle|^2$ over the bare sub-states are plotted as a function of the detuning δ, expressed in units of the Rabi frequency Ω.

pulsation de Rabi Ω — un atome placé initialement dans un état habillé $|m'\rangle$ peut suivre adiabatiquement l'évolution de cet état au cours du temps. Pour cela la projection de $\partial|m'\rangle/\partial t$ sur les autres états habillés $|n'\rangle$ doit rester petite devant l'écart en fréquence entre les états [112] :

$$\left|\langle n'|\,\frac{\partial}{\partial t}|m'\rangle\right| \ll \sqrt{\delta^2+\Omega^2}\,, \qquad \forall\, n \neq m\,. \tag{4.18}$$

Avec l'expression (4.13) des états habillés, on obtient dans le repère tournant :

$$\frac{\partial}{\partial t}|m'\rangle_{\rm rt} = \frac{\partial}{\partial t}\big(e^{-i\theta \mathrm{F}_Y/\hbar}\,|m\rangle\big) \tag{4.19}$$

$$= \dot\theta\,(-i\,\frac{\mathrm{F}_Y}{\hbar})\,|m'\rangle_{\rm rt} \tag{4.20}$$

$$= \dot\theta\,\frac{\mathrm{F}_- - \mathrm{F}_+}{2\,\hbar}\,|m'\rangle_{\rm rt}\,. \tag{4.21}$$

La dérivée $\partial|m'\rangle_{\rm rt}/\partial t$ se décompose donc selon les états $|m'-1\rangle_{\rm rt}$ et/ou $|m'+1\rangle_{\rm rt}$[8] et la condition d'adiabaticité (4.18) s'écrit :

$$|\dot\theta| \ll \sqrt{\delta^2+\Omega^2}\,, \tag{4.22a}$$

$$\text{soit}\quad |\dot\delta\Omega - \dot\Omega\delta| \ll (\delta^2+\Omega^2)^{3/2}\,. \tag{4.22b}$$

8. Si l'état habillé considéré a un spin extrême $m' = \pm F$, seul l'état $|m' \mp 1\rangle_{\rm rt}$ existe.

L'inégalité (4.22a) correspond à la condition habituelle de suivi adiabatique d'un spin dans un champ magnétique de direction variable (voir p. 30), qui s'applique ici au suivi du champ effectif $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ dans le repère tournant. Si cette condition n'est pas respectée, il se produit des pertes par transitions non-adiabatiques vers les autres états habillés.

Nous examinerons les contraintes imposées par la condition de suivi adiabatique aux paragraphes 4.3 et 4.6.

4.2 Potentiels adiabatiques du piège habillé

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés aux états habillés en un point $\mathbf{r}$ donné. Nous allons maintenant examiner comment varient dans l'espace les potentiels adiabatiques des états habillés, dans le champ $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ d'un piège magnétique combiné à un champ RF de fréquence $\omega/2\pi$ donnée. Nous examinerons en particulier les potentiels adiabatiques du ^{87}Rb dans le niveau $5S_{1/2}$, $F=2$, dans le champ du piège magnétique QUIC (§ 2.6), ce qui correspond à nos conditions expérimentales.

Les potentiels adiabatiques des états habillés $|m'\rangle$ valent (4.14)[9] :

$$U_{m'}(\mathbf{r}) = m'\hbar\sqrt{\delta^2(\mathbf{r})+\Omega^2} \tag{4.23a}$$

$$= m'\sqrt{\big(\hbar\omega - g_F\mu_B\,B_0(\mathbf{r})\big)^2+(\hbar\Omega)^2}\,, \tag{4.23b}$$

ils présentent donc un croisement évité à l'endroit où a lieu la résonance entre l'onde radiofréquence et les sous-états Zeeman $|m\rangle$, c'est à dire sur la surface iso-B définie par

$$g_F\mu_B\,B_0(\mathbf{r}) = \hbar\omega\,. \tag{4.24}$$

Le long de cette surface les potentiels adiabatiques voisins sont séparés par l'énergie $\hbar\Omega$, qui lève la dégénérescence entre niveaux habillés.

La figure 4.4 montre un profil selon la direction verticale des potentiels habillés du ^{87}Rb dans le niveau $5S_{1/2}$, $F=2$, dans le champ du QUIC ; la gravité est incluse. Pour ce calcul, le champ magnétique est assimilé à une configuration Ioffe–Pritchard pure, avec $B_{\min} = 1{,}85\,\text{G}$, $B' = 220\,\text{G/cm}$ et $B'' = 260\,\text{G/cm}^2$ (§ 2.6 p.31). Les paramètres de l'onde radiofréquence sont $\omega/2\pi = 3{,}3\,\text{MHz}$ et une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 200\,\text{kHz}$. En insert sont représentés les potentiels magnétiques nus $U_m(z)$ et la condition de résonance avec l'onde RF (à gauche), ainsi que les potentiels adiabatiques $U_{m'}(z)$ dans la limite du couplage nul $\Omega \to 0$, c'est à dire $B_{\text{RF}} \to 0$ (à droite).

Avec le choix fait pour ω, le croisement évité se produit aux altitudes $z \simeq \pm 200\,\mu\text{m}$; il correspond à un minimum de potentiel pour l'état habillé supérieur $|2'\rangle$ (trait gras), et à un maximum pour l'état habillé inférieur $|-2'\rangle$ (trait pointillé), dans lequel les atomes subissent la phase d'évaporation radiofréquence (§ 2.7). Les atomes peuvent donc être piégés au niveau du croisement évité s'ils sont préalablement portés dans l'état $|2'\rangle$ et qu'ils suivent cet état adiabatiquement au cours de leur mouvement dans le piège habillé. Lorsque le nuage d'atomes dans $|2'\rangle$ est suffisamment froid, seul le minimum

9. Pour simplifier l'écriture on omet une éventuelle dépendance en $\mathbf{r}$ du couplage radiofréquence Ω. La gravité sera prise en compte par la suite.

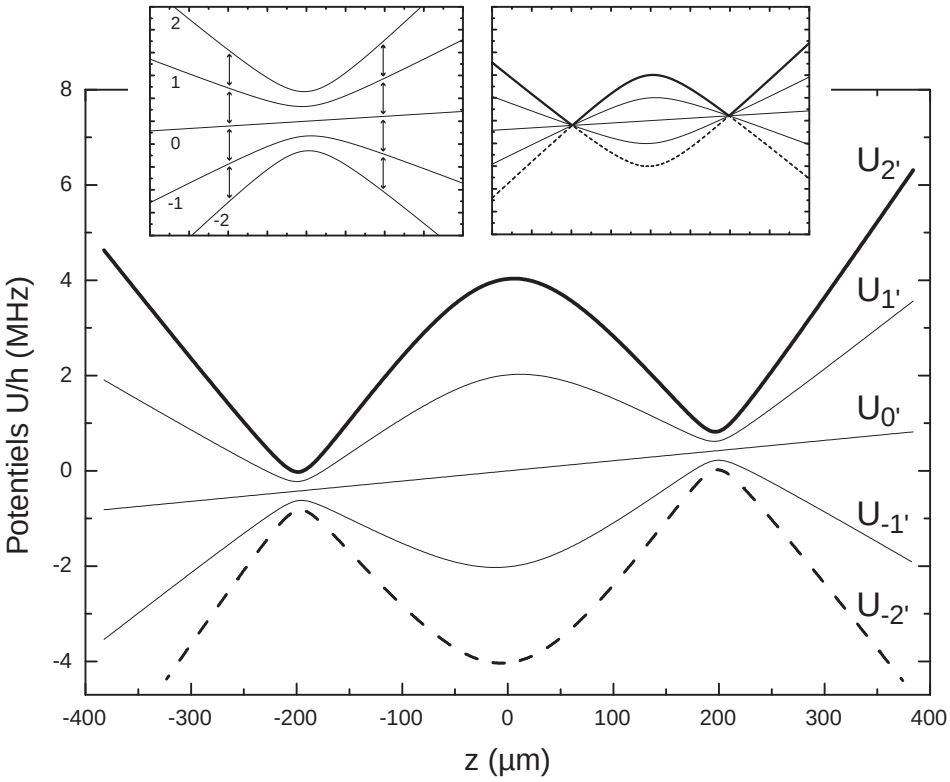


Figure 4.4 — Potentiels adiabatiques des cinq états habillés dans le piège QUIC.

Adiabatic potentials for the five RF-dressed Zeeman substates of ^{87}Rb *in* $5S_{1/2}$, $F=2$ *in the QUIC magnetic field, plotted along z* ($x=y=0$)*; gravity is taken into account. The RF frequency is* $\omega/2\pi = 3.3\,MHz$ *and the coupling strength is* $\Omega/2\pi = 200\,kHz$*. The adiabatic potentials present an avoided crossing where the RF wave is resonant with adjacent* $|m\rangle$ *Zeeman substates. At these points, the degeneracy between dressed states is lifted by the RF coupling that separates adjacent potentials by the energy* $\hbar\Omega$*. 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* $\Omega \to 0$ *or equivalently* $B_{RF} \to 0$ *(right).*

local à $z = -200\,\mu$m pourra être peuplé, les atomes n'ayant pas assez d'énergie pour atteindre le minimum local à $z = +200\,\mu$m.

Remarquons qu'au niveau du croisement évité le désaccord δ est nul, par conséquent les atomes dans l'état habillé $|2'\rangle$ sont dans une superposition des différents états $|m\rangle$ (figure 4.3). Il peut sembler peu intuitif que l'on puisse piéger un état ayant des composantes selon $|0\rangle$, $|-1\rangle$ et $|-2\rangle$, ce qui est pourtant le cas si les atomes suivent adiabatiquement l'état $|2'\rangle$. Nous verrons au paragraphe 4.3 comment transférer les atomes dans $|2'\rangle$, et nous étudierons le suivi adiabatique de cet état aux paragraphes 4.3 et 4.6.2. L'éventualité de collisions inélastiques d'échange de spin entre atomes dans l'état habillé $|2'\rangle$ sera examinée au paragraphe 4.6.1. - modif -

Appelons Δ l'écart entre la pulsation radiofréquence ω et la pulsation résonante ω_0

au centre du piège magnétique :

$$\Delta = \omega - \omega_0 \,, \tag{4.25}$$

$$\omega_0 = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} \mathrm{B}_{\min} \,. \tag{4.26}$$

Dans notre piège $\omega_0 = 1{,}300\,\mathrm{MHz}$ ce qui correspond à $\mathrm{B}_{\min} = 1{,}85\,\mathrm{G}$. À chaque fréquence de l'onde RF telle que $\Delta > 0$ correspond une surface iso-B définie par la condition de résonance (4.24), au niveau de laquelle on peut piéger les atomes dans $|2'\rangle$. La figure 4.5 est une coupe dans le plan vertical Oxz de ces surfaces, calculées numériquement en sommant les contribution individuelles des spires du piège QUIC. Les surfaces iso-B sont symétriques par rapport aux plans Oxy et Oxz, et présentent en très bonne approximation une symétrie de révolution autour de l'axe Ox (voir la figure 2.10)[10]. Ce sont des ellipsoïdes dans la région où le potentiel varie quadratiquement selon les trois directions, c'est à dire au voisinage du centre du piège où $\mathrm{B}_0(\mathbf{r})$ a une valeur comparable au champ de biais $\mathrm{B}_{\min}$.

La réalisation du piégeage dans l'état habillé $|2'\rangle$ est montrée sur la figure 4.6, pour deux fréquences RF différentes : $\omega/2\pi = 3\,\mathrm{MHz}$ (b) et $\omega/2\pi = 8\,\mathrm{MHz}$ (c). Le déplacement vertical par rapport au centre du piège QUIC (a) est de $-130\,\mu$m (b) et $-450\,\mu$m (c). Le piège est chargé à partir d'un nuage thermique d'environ 10^6 atomes à $5\,\mu$K. Comme nous l'avons évoqué au-dessus, le nuage d'atomes ultra-froids n'a pas assez d'énergie pour se répartir sur la surface iso-B toute entière, il est maintenu par la gravité au bas de la « coquille » [11] ; la différence de potentiel entre le haut et le bas du piège vaut $k_B \times 27\,\mu$K (a) et $k_B \times 92\,\mu$K (b).

On voit sur la figure 4.6 que le nuage piégé dans le QUIC est légèrement incliné par rapport à l'horizontale, d'un angle de $-1{,}1^\circ$. De plus le déplacement vertical des atomes dans le piège habillé s'accompagne d'un déplacement horizontal vers la bobine de Ioffe (à droite des images) et non vers le centre du quadrupôle comme les contours iso-B de la figure 4.5 le laissent supposer. L'origine de ces deux effets est vraisemblablement un petit défaut d'orientation ou de centrage de la bobine de Ioffe. On peut les reproduire par le calcul en considérant que la bobine de Ioffe est décalée verticalement d'environ $-1\,$mm par rapport au centre des bobines quadrupolaires[12]. Les fréquences d'oscillation du piège QUIC ne sont pas affectées notablement par ce décalage. Le confinement dans le piège habillé est également peu affecté dans la direction transverse et dans la direction
- modif - y, mais il peut être modifié dans la direction x.

Dans le plan vertical transverse Oyz le champ du piège QUIC a essentiellement une structure de quadrupôle linéaire de gradient B' (§ 2.6), excepté au voisinage de l'axe Ox où le champ varie quadratiquement (figure 2.10). Par conséquent la position verticale des atomes confinés dans le piège habillé varie linéairement avec Δ, ce qui est

10. Dans la configuration de Ioffe–Pritchard pure (2.3), les surfaces iso-B admettent pour plans de symétrie Oxy, Oxz et Oyz, et présentent une symétrie de révolution autour de l'axe Ox.
11. Nous avons obtenu une « bulle » peuplée complètement en chargeant des atomes à $T = 35\,\mu$K dans le piège habillé [163].
12. Nous n'avons pas cherché à reproduire ces effets par un défaut d'orientation de la bobine de Ioffe, mais cette hypothèse est également vraisemblable. Son effet est identique à un décalage vertical de la bobine de Ioffe, suivi d'une rotation de l'ensemble du champ.

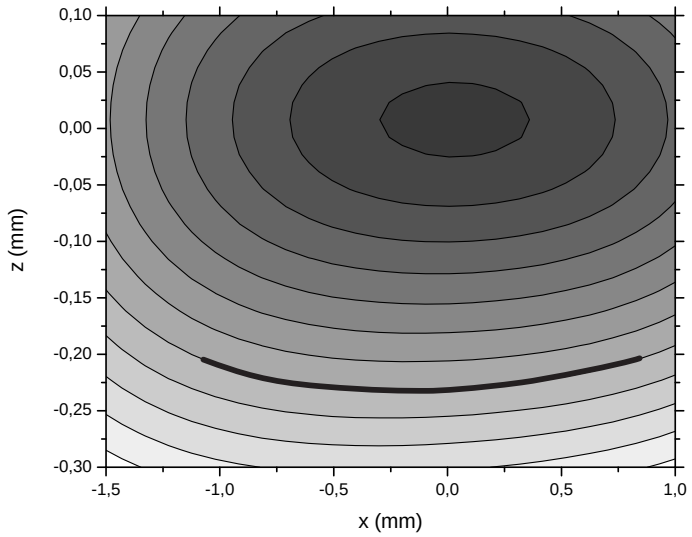


Figure 4.5 — Coupe dans le plan Oxz des surfaces iso-B du piège QUIC, espacées de 0,5 G (l'échelle verticale est dilatée d'un facteur 5). La ligne en gras indique une répartition typique des atomes confinés dans un piège habillé et soumis à la gravité.

Cut in the Oxz plane of the iso-B surfaces surrounding the center of the QUIC trap (note that horizontal and vertical scales are different). The bold line indicates a typical atomic distribution within the RF-dressed trap, due to gravity. Iso-B contours are spaced by 0.5 G ; $B_{min} = 1.85$ G.

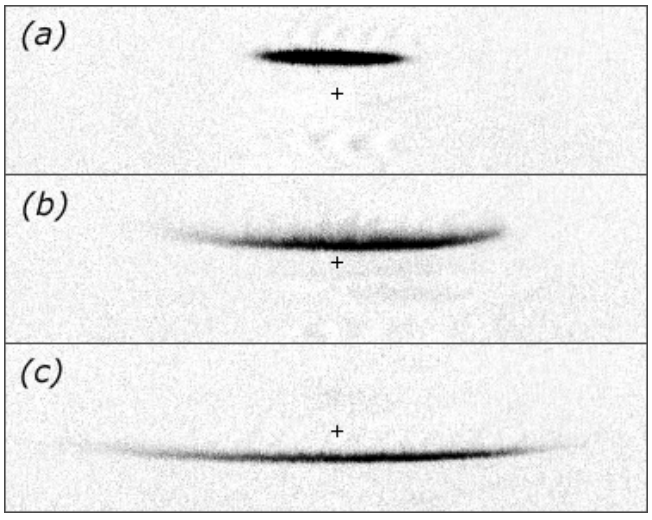


Figure 4.6 — Nuage thermique à 5 μK (a) dans le piège QUIC, (b) dans le piège habillé avec $\omega/2\pi = 3$ MHz et (c) avec $\omega/2\pi = 8$ MHz. La croix est un point de repère fixe. Dimensions des images : 4,5 mm (H) × 1,2 mm (V).

Absorption pictures of a 5 μK atomic cloud (a) in the QUIC trap, (b) in the RF-dressed trap with RF frequency $\omega/2\pi = 3$ MHz and (c) with $\omega/2\pi = 8$ MHz. The cross is a fixed reference point for all three pictures. The vertical displacement of the dressed trap is respectively $-130\,\mu$m and $-450\,\mu$m. The dimensions of the pictures are 4.5 mm (H) × 1.2 mm (V).

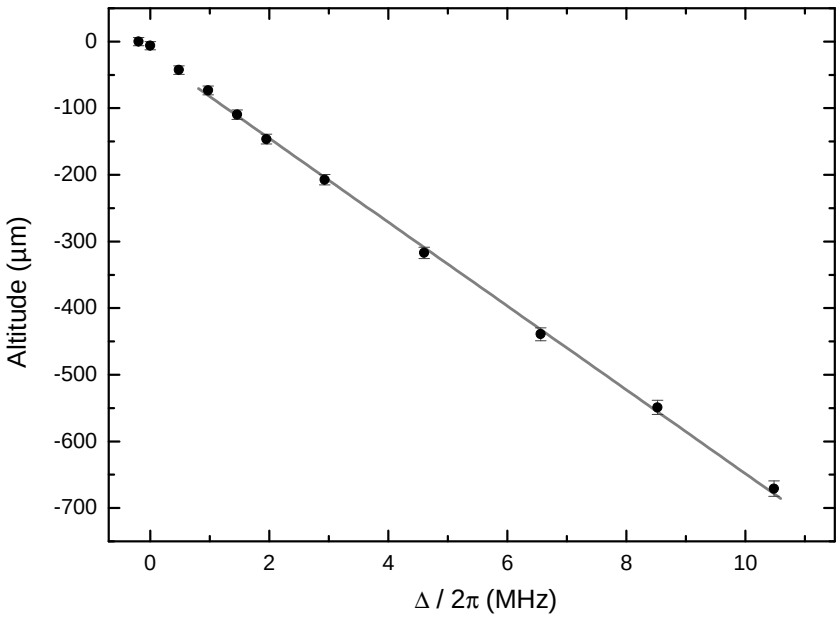


Figure 4.7 — Altitude des atomes au fond du piège habillé, en fonction de $\Delta/2\pi$.

Vertical displacement of the atoms at the bottom of the dressed trap as a function of $\Delta/2\pi$, the RF frequency relative to the resonance $\omega_0/2\pi$ at the center of the QUIC trap. The linear fit yields a slope $-62.7\,\mu$m/MHz corresponding to a field gradient 228 G/cm, in good agreement with the value 223 G/cm measured with a magnetic field probe. The reference position is the center of the atomic cloud trapped in the static magnetic field; there is no measurable displacement when the RF wave is applied at $\Delta/2\pi \leq -0.2$ MHz (first point), with $\Omega/2\pi \simeq 200$ kHz.

mis en évidence sur la figure 4.7. L'ajustement linéaire effectué pour les déplacements supérieurs à 50 μm donne une pente $\beta = -62{,}7\,\mu$m/MHz, qui correspond à un gradient de 228 G/cm. Cette valeur est en bon accord avec les 223 G/cm mesurés au gaussmètre et les 220 G/cm calculés à partir de la géométrie des bobines. On prend pour référence en ordonnées la position des atomes dans le piège QUIC sans onde radiofréquence ; il n'y a pas de déplacement visible lorsque $\omega/2\pi \leq 1{,}1$ MHz (premier point de la figure), soit $\Delta/2\pi \leq -0.2$ MHz. Le couplage vaut $\Omega/2\pi = 200$ kHz (à 10% près).

4.3 Chargement du piège habillé

La procédure de chargement consiste à transférer dans le piège habillé les atomes initialement confinés dans le champ magnétique seul [157, 164]. Pour cela on branche progressivement l'onde RF à une fréquence $\omega/2\pi$ inférieure à la fréquence $\omega_0/2\pi$ — fréquence de résonance au centre du piège — ce qui connecte adiabatiquement l'état initial $|2\rangle$ à l'état habillé $|2'\rangle$ (figure 4.3). Puis on augmente la fréquence RF jusqu'à atteindre la valeur voulue. Dans ce paragraphe nous étudions le suivi adiabatique de l'état habillé $|2'\rangle$ au cours de ces deux étapes.

L'accélération du piège lors du transfert et la modification des fréquences d'oscilla-

tion imposent elles aussi des contraintes sur l'adiabaticité de la phase de chargement — au sens des excitations vibrationnelles, cette fois. Ces contraintes seront examinées à la fin du paragraphe 4.5, après avoir donné l'expression des fréquences d'oscillation du piège habillé.

4.3.1 Mise en place du champ radiofréquence

Au début du processus les atomes sont dans l'état $|2\rangle$, confinés au centre du piège magnétique QUIC après une phase de refroidissement évaporatif. Le branchement de l'onde RF consiste à faire passer en une durée τ_i la pulsation de Rabi de 0 à une valeur $\Omega_{\max}$, à une fréquence initiale $\omega_i/2\pi$ inférieure à la fréquence de résonance $\omega_0/2\pi$ au centre du piège. Le désaccord vu par les atomes $\delta_i = \Delta_i = \omega_i - \omega_0$ est donc négatif.

Si $|\Delta_i| \gg \Omega_{\max}$, on peut brancher l'onde de façon abrupte car l'état $|2'\rangle$ se confond avec $|2\rangle$ (figure 4.3). Dans notre expérience nous utilisons une pulsation de Rabi valant jusqu'à $2\pi \times 200\,\mathrm{kHz}$ pour garantir un bon suivi de l'état habillé lors de la rampe de la fréquence RF et maintenir un bon temps de vie dans le piège habillé (voir § 4.6). Comme $\omega_0 = 2\pi \times 1{,}300\,\mathrm{MHz}$, on ne peut pas se placer à $|\Delta_i| \gg \Omega_{\max}$, et l'état $|2'\rangle$ obtenu à $\Omega_{\max}$ peut différer notablement de $|2\rangle$. Il faut donc allumer l'onde RF progressivement pour satisfaire à la condition d'adiabaticité (4.22b) : $|\dot\delta\Omega - \dot\Omega\delta| \ll (\delta^2 + \Omega^2)^{3/2}$.

Nous choisissons d'effectuer un branchement linéaire, au taux constant $\dot\Omega = \Omega_{\max}/\tau_i$. La condition (4.22b) s'écrit alors $|\dot\Omega\Delta_i| \ll (\Delta_i^2 + \Omega^2)^{3/2}$, ce qui est vrai si l'on a :

$$\dot\Omega \ll \Delta_i^2\,, \quad \text{soit} \quad \tau_i \gg \frac{\Omega_{\max}}{\Delta_i^2}\,. \tag{4.27}$$

Nous nous plaçons au désaccord initial $\Delta_i/2\pi = -300\,\mathrm{kHz}$, qui impose avec une fréquence de Rabi $\Omega_{\max}/2\pi = 200\,\mathrm{kHz}$ un temps de branchement $\tau_i \gg 0{,}35\,\mu\mathrm{s}$. Nous choisissons de brancher le champ en $\tau_i = 2\,\mathrm{ms}$, la condition de suivi adiabatique de l'état $|2'\rangle$ durant cette phase est donc largement satisfaite.

4.3.2 Rampe de fréquence RF

La deuxième étape consiste en une rampe croissante de la fréquence RF jusqu'à atteindre la valeur finale $\omega_{\max}/2\pi$, à fréquence de Rabi $\Omega_{\max}/2\pi$ constante. Cette étape peut se décomposer en deux phases.

1) Dans la première phase la fréquence RF est inférieure à la fréquence de résonance au centre du piège ($\Delta < 0$). Les atomes restent au voisinage du centre du piège magnétique et voient donc un désaccord à résonance $\delta = \Delta$, comme lors du branchement de la radiofréquence. La condition de suivi adiabatique (4.22b) impose

$$\dot\Delta \ll \Omega_{\max}^2\,, \tag{4.28}$$

soit $\dot\Delta/2\pi \ll 250\,\mathrm{GHz/s}$ pour $\Omega_{\max}/2\pi = 200\,\mathrm{kHz}$. Nous effectuons des rampes essentiellement linéaires en fréquence à un taux maximum $\dot\Delta/2\pi = 200\,\mathrm{MHz/s}$, le suivi adiabatique de l'état $|2'\rangle$ dans cette première phase n'est donc pas un problème.

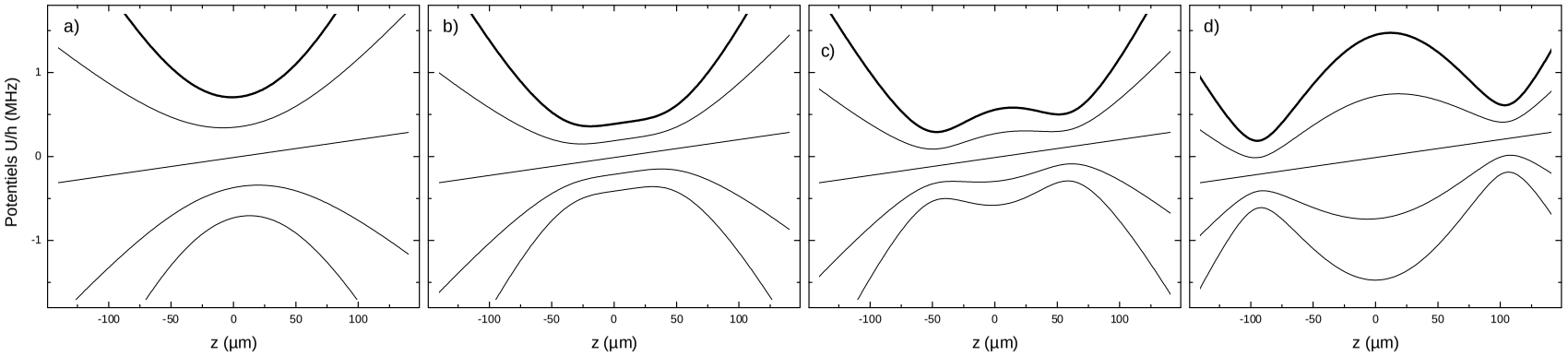


Figure 4.8 — Évolution des potentiels adiabatiques lors de la rampe de fréquence RF réalisant le chargement du piège habillé. Les désaccords $\Delta/2\pi$ valent respectivement (a) $-300\,\mathrm{kHz}$, (b) $0\,\mathrm{kHz}$, (c) $+200\,\mathrm{kHz}$ et (d) $+700\,\mathrm{kHz}$. Le couplage est constant, $\Omega_{\max}/2\pi = 200\,\mathrm{kHz}$. L'origine en abscisses est le centre du nuage piégé dans le champ magnétique QUIC seul, sans onde radiofréquence, en tenant compte de la gravité. Le potentiel tracé en gras est celui de l'état habillé $|2'\rangle$.

Change in 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 $\Omega = 0$ to $\Omega = \Omega_{\max}$, at an initial detuning $\Delta_i = \omega_i - \omega_0 < 0$. This ensures that the atoms are transferred from the bare state $|2\rangle$ to the dressed state $|2'\rangle$ (see fig. 4.3). The RF frequency is then swept up to the desired value. The graphs are plotted at constant RF coupling strength $\Omega_{\max}/2\pi = 200\,kHz$, for detunings (a) $\Delta = -300\,kHz$, (b) $0\,kHz$, (c) $+200\,kHz$ and (d) $+700\,kHz$. $\omega_0 = 1.300\,MHz$ ($B_{\min} = 1.85\,G$) ; gravity is taken into account. When $\Delta < 0$, the atoms stay approximately at the centre of the QUIC trap and see a varying detuning δ. With typical experimental parameters, the rate $\partial\delta/\partial t$ far too slow to cause non-adiabatic transitions. When $\Delta > 0$, the atoms follow the avoided crossing and see a constant detuning $\delta \simeq 0$. The adiabaticity criterion (4.22) *for the following of the dressed spin state $|2'\rangle$ is easily fulfilled during the whole loading stage.*

Notons que lorsque Δ est proche de 0 les potentiels adiabatiques se repoussent et sont déformés, comme on le voit sur la figure 4.8 (b). Sous l'effet de la gravité les atomes se déplacent légèrement vers le bas et ne voient donc plus un désaccord δ tout à fait égal à Δ. Ce déplacement pour $\Omega_{\max}/2\pi = 200\,\mathrm{kHz}$ vaut respectivement $1{,}2\,\mu\mathrm{m}$ à $\Delta/2\pi = -300\,\mathrm{kHz}$, $6{,}5\,\mu\mathrm{m}$ à $-100\,\mathrm{kHz}$, $11\,\mu\mathrm{m}$ à $-50\,\mathrm{kHz}$ et $19\,\mu\mathrm{m}$ à $\Delta = 0$. Les désaccord δ vus par les atomes sont modifiés de $+3\,\mathrm{kHz}$ pour $\Delta/2\pi = -300\,\mathrm{kHz}$ et de $+55\,\mathrm{kHz}$ lorsque $\Delta = 0$. Cette variation est de faible amplitude, et de signe opposé à la variation principale $\dot{\Delta}$ de la rampe de fréquence ; elle ne gêne donc pas le suivi adiabatique de l'état habillé $|2'\rangle$.

2) Dans la seconde phase le désaccord Δ est positif. Les atomes sont confinés au niveau du croisement évité, et l'accompagnent dans son déplacement ; ils voient donc un désaccord δ qui reste stationnaire, voisin de zéro. Dans cette phase la rampe de fréquence ne pose donc pas non plus de problème de suivi adiabatique. Les variations de δ proviennent essentiellement du mouvement des atomes dans le piège habillé, comme nous le verrons au paragraphe 4.6.

Une fois la rampe de fréquence terminée, on peut abaisser le couplage Ω afin d'obtenir un piège habillé plus confinant dans la direction transverse (voir § 4.5).

4.4 Configuration expérimentale

Ce paragraphe décrit le montage utilisé pour la génération de l'onde radiofréquence (§ 4.4.1) puis les séquences expérimentales typiques utilisées pour transférer les atomes dans le piège habillé (§ 4.4.2). La procédure d'étalonnage de la pulsation de Rabi Ω du couplage radiofréquence est détaillée au § 4.4.3.

4.4.1 Génération de l'onde radiofréquence

Le montage qui produit l'onde radiofréquence du piège habillé est indépendant du montage utilisé pour la phase d'évaporation. Il comporte un synthétiseur, un atténuateur commandé en tension, un commutateur, un amplificateur et une antenne.

L'antenne est constituée de 8 spires de fil de cuivre et a un diamètre de 3 cm. Nous la plaçons à 1,5 cm du centre du piège QUIC, contre la cellule en Vycor. Elle est orientée selon l'axe y pour assurer un couplage RF le plus élevé possible (§ 4.1.1). Le nombre de spires de l'antenne est choisi empiriquement de façon à maximiser le champ RF produit. Les essais sont faits en dehors du montage expérimental, en mesurant le champ à l'aide de la sonde RF décrite dans l'annexe C.

Nous utilisons un amplificateur radiofréquence 5 W, de bande passante 300 kHz–100 MHz[13]. Cette amplificateur est de classe A et peut donc fonctionner sans dommage lorsque l'impédance du circuit d'émission n'est pas adaptée à l'impédance de sortie de

13. Amplificateur *Kalmus* modèle 505F, dont la bande passante a été étendue aux basses fréquences. Nous avons aussi utilisé un amplificateur *Amplifier Research* 25 W lors de certaines expériences.

	Rohde & Schwarz SML-01	Agilent 33250A
Fréquence max.	1,1 GHz	80 MHz
Excursion max.	± 1,3 MHz, fixe	arbitraire, jusqu'à ± 40 MHz
Commande	± 1,3 V	± 5 V

Tableau 4.1 — Caractéristiques des synthétiseurs utilisés.

Some relevant characteristics of two RF synthetizers used in the dressed-trap experiments, a Rohde & Schwarz SML-01 and an Agilent 33250A. Their external wideband frequency modulation mode allows us to produce an arbitrary RF profile of unlimited length.

50 Ω. Cette caractéristique est importante car la gamme de fréquence utilisée, typiquement de 1 à 10 MHz, interdit une adaptation d'impédance correcte de l'antenne. L'atténuateur contrôle l'amplitude du champ émis au cours d'une séquence ; le commutateur permet une extinction complète de l'onde RF[14].

Le synthétiseur utilisé pour produire le signal radiofréquence s'est avéré être l'élément critique dans la réalisation du piège habillé (§ 4.6). Nous avons utilisé principalement deux synthétiseurs, un *Rohde & Schwarz* SML-01 et un *Agilent* 33250A. Tous deux sont utilisés dans leur mode de modulation de fréquence commandée par une tension externe. Ainsi nous pouvons contrôler la fréquence RF émise au cours d'une séquence, selon un profil arbitraire appliqué par le logiciel `Manip` à une sortie analogique de la carte PCI-6713 (§ 2.4). Avec ce montage la durée du profil RF n'est pas limitée, comme c'est le cas avec un générateur de fonction arbitraire. Le synthétiseur R&S SML-01 permet une excursion maximale relativement faible de 1,3 MHz de part et d'autre d'une fréquence centrale quelconque, avec une pente de 1 MHz par volt appliqué. Sur l'Agilent l'excursion maximale est réglable à volonté, jusqu'à ± 40 MHz. L'excursion maximale sélectionnée est atteinte pour une tension appliquée de ± 5 V (tableau 4.1).

Nous utilisons l'un ou l'autre des synthétiseurs en fonction de l'amplitude du balayage en fréquence choisi (amplitude limitée à 2,6 MHz avec le R&S SML-01), et pour comparer les propriétés du piège habillé obtenu avec chacun des appareils. Ce point dernier point sera abordé au paragraphe 4.6.3 ; précisons d'ores et déjà que les désaccords Δ et fréquences transverses ω_{trans} atteints ont été directement limités par la stabilité du champ RF. En effet les signaux générés par les deux appareils présentent une gigue importante, qui se détériore dans le cas de l'Agilent 33250A lorsqu'on sélectionne des excursions maximales élevées. Cette gigue entraîne un chauffage du nuage piégé ainsi que des pertes d'atomes ; pour cette raison nous n'avons pas observé de condensat dans le piège habillé.

4.4.2 Séquences expérimentales

Après la phase de refroidissement évaporatif, nous branchons l'onde radiofréquence à la fréquence $\omega_i/2\pi = 1\,\text{MHz}$, en faisant une rampe linéaire de $\tau_i = 2\,\text{ms}$ avec l'atténuateur. La fréquence choisie correspond à un désaccord $\Delta_i/2\pi = -300\,\text{kHz}$ au-dessous

14. Composants *Mini-Circuits* : atténuateur ZAS-3 et switch ZASWA-2-50DR.

de la fréquence de résonance au centre du piège et ne modifie pas la position des atomes. Nous avons vérifié qu'un condensat n'est pas affecté par l'onde RF à cette fréquence, appliquée pendant quelques centaines de millisecondes. En revanche si on effectue le branchement à $\omega_i \leq \omega_0/2 = 2\pi \times 650\,\mathrm{kHz}$, un signal harmonique à 2ω produit par l'amplificateur provoque des transitions entre sous-niveaux Zeeman, ce qui vide le piège lors du branchement (si $\omega_i \simeq \omega_0/2$) ou lors de la rampe (si $\omega_i < \omega_0/2$).

La rampe de fréquence a lieu en 100 à 200 ms typiquement ; elle est tout d'abord linéaire puis ralentit lorsqu'elle approche la fréquence finale. Nous avons effectué des rampes jusqu'à $\omega_{\max}/2\pi = 12\,\mathrm{MHz}$; l'amplitude de la rampe est limitée par la qualité du signal RF.

Une fois le piège habillé constitué, on peut réduire l'amplitude RF à l'aide de l'atténuateur pour augmenter le confinement transverse. Le reste de la séquence dépend de l'expérience envisagée. À la fin de la séquence on prend une image en absorption du nuage d'atomes, soit lorsque les atomes sont dans le piège, soit après temps de vol pour mesurer les dispersions en vitesse et le nombre d'atomes piégés. Dans ce cas on maintient le champ radiofréquence durant 5 ms après la coupure des courants du piège QUIC ; si l'on coupe d'abord le champ RF, les atomes sont projetés sur les différents sous-états Zeeman (figure 4.3) puis sont accélérés dans le champ magnétique et séparés par effet Stern–Gerlach.

4.4.3 Mesure du couplage radiofréquence

La mesure du couplage radiofréquence Ω produit par le montage ne peut pas être faite à l'aide de la sonde de champ RF, car nous n'avons pas accès au centre du piège QUIC. Pour mesurer le couplage, nous effectuons tout d'abord des rampes d'évaporation à faible amplitude RF afin de connaître la fréquence ω_0 du « fond du puits » : on abaisse progressivement la fréquence de fin de rampe, et on repère celle à laquelle les derniers atomes sont perdus. L'utilisation d'une faible amplitude RF permet de ne pas déformer le potentiel du piège QUIC. Nous effectuons ensuite une seconde série de rampes d'évaporation, en appliquant l'amplitude RF que l'on veut mesurer. La fréquence ω à laquelle le piège est complètement vidé permet une mesure de $\Omega/2\pi$. Pour cela on calcule les potentiels adiabatiques de l'état habillé inférieur $|-2'\rangle$, à la fréquence ω observée, pour différents couplages Ω. De cette façon on peut identifier la valeur de Ω à laquelle le potentiel adiabatique n'est plus piégeant. Cette méthode est décrite sur la figure 4.9 ; dans cet exemple on suppose que le fond du puits a été mesuré à $\omega_0/2\pi = 1{,}300\,\mathrm{MHz}$ et le « vidage » à puissance réelle à $\omega/2\pi = 1{,}400\,\mathrm{MHz}$. On trouve un couplage $\Omega/2\pi = 200\,\mathrm{kHz} \pm 15\,\mathrm{kHz}$ (des tracés complémentaires sont nécessaires pour cette évaluation).

Expérimentalement, nous mesurons par cette méthode une fréquence de Rabi maximale d'environ 180 kHz pour notre circuit RF (soit $\mathrm{B_{RF}} \simeq 500\,\mathrm{mG}$). Notons que la mesure est nécessairement faite à une fréquence proche de ω_0 ; par conséquent le champ produit à désaccord Δ élevé peut s'écarter de cette valeur, du fait de la réponse en fréquence de l'amplificateur et de la géométrie du piège QUIC (voir l'annexe C). La mesure de ω_{trans} au désaccord $\Delta/2\pi = 2\,\mathrm{MHz}$ (§ 4.5.1) donne une valeur de couplage en bon accord avec la valeur mesurée en vidant le piège QUIC, supérieure de 10% environ.

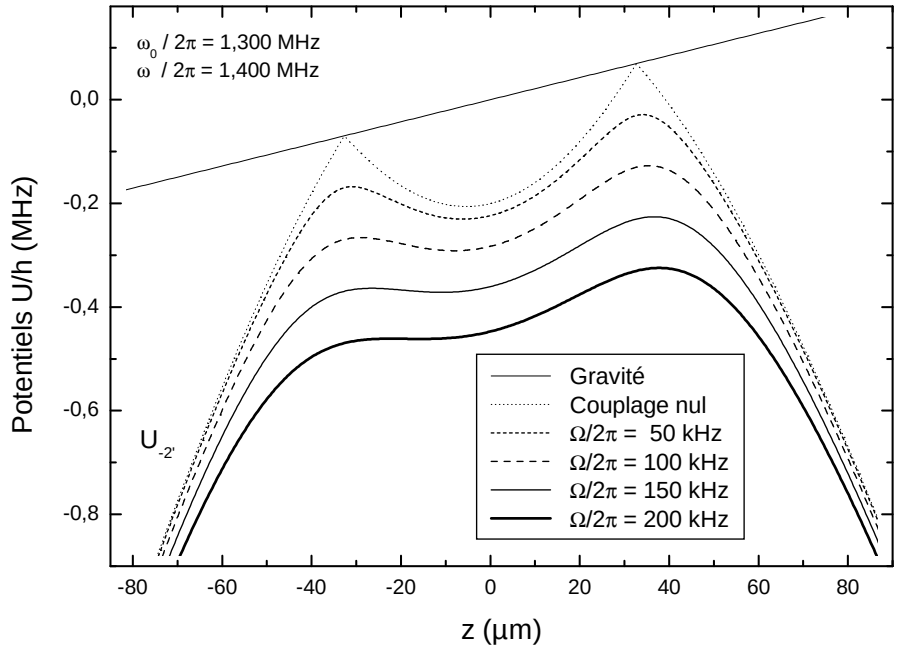


Figure 4.9 — Mesure de la pulsation de Rabi Ω du montage expérimental.

Measuring the coupling strength Ω of the setup. First, the RF frequency ω_0 corresponding to the bottom of the magnetic trap is measured with low amplitude evaporative cooling ramps. One then repeats this procedure at the working RF amplitude, and find a value ω at which all atoms spill out of the trap. Knowing ω_0 and ω, the adiabatic potentials of the lowest dressed state are plotted for different test values of Ω, from which we assess the experimental value.

4.5 Confinement dans le piège habillé

Dans ce paragraphe nous examinons les fréquences d'oscillation du piège habillé (§ 4.5.1, § 4.5.2), puis le caractère bidimensionnel du confinement (§ 4.5.3). Enfin le paragraphe 4.5.4 étudie l'adiabaticité du transfert des atomes depuis le piège magnétique, du point de vue du chauffage induit par la déformation du potentiel.

Nous avons vu au paragraphe 4.2 que les atomes dans l'état habillé $|2'\rangle$ subissent le potentiel adiabatique (4.23b), qui s'écrit en tenant compte de la gravité :

$$U_{2'}(\mathbf{r}) = 2\sqrt{\big(\hbar\omega - g_F\mu_B\,\mathrm{B}_0(\mathbf{r})\big)^2 + (\hbar\Omega)^2} + Mg\,\mathbf{r}\cdot\hat{\boldsymbol{e}}_z\,, \tag{4.29}$$

où M est la masse du ^{87}Rb. Le piège confine les atomes au niveau de la surface iso-B où a lieu le croisement évité entre les potentiels adiabatiques. Le confinement dans la direction transverse, perpendiculaire à la surface iso-B, est donné par le profil du potentiel adiabatique $U_{2'}$ dans cette direction. Dans les directions longitudinales, le long de la surface iso-B, le potentiel adiabatique est constant si l'on omet la gravité. C'est elle qui, en rassemblant les atomes au bas de la « coquille », confère au piège habillé un confinement longitudinal. La géométrie des surfaces iso-B et le mécanisme de piégeage dans la direction transverse produisent un piège très anisotrope, avec un confinement

transverse beaucoup plus élevé que le confinement dans les directions longitudinales.

4.5.1 Fréquence d'oscillation transverse

Plaçons-nous en un point $\mathbf{r}_0$ du piège habillé, au niveau d'un minimum local de potentiel dans la direction transverse. Au voisinage de ce point, en notant $\delta \mathrm{r}_\perp$ un petit déplacement dans la direction transverse[15] et $\nabla \mathrm{B}_0$ la norme du gradient de champ magnétique, nous avons :

$$U_{2'}(\mathbf{r}) = 2\sqrt{\left(\hbar\omega - g_F\mu_\mathrm{B}\left[\mathrm{B}_0(\mathbf{r}_0) + \nabla\mathrm{B}_0\delta\mathrm{r}_\perp\right]\right)^2 + (\hbar\Omega)^2} + Mg\,\mathbf{r}\cdot\hat{\boldsymbol{e}}_z \tag{4.30a}$$

$$= U_{2'}(\mathbf{r}_0) + \frac{(g_F\mu_\mathrm{B}\,\nabla\mathrm{B}_0)^2}{\hbar\Omega}\,\delta\mathrm{r}_\perp^{\,2}\,, \tag{4.30b}$$

à l'ordre deux en $\delta \mathrm{r}_\perp$[16]. La seconde égalité est obtenue en considérant que la gravité déplace peu le minimum local de potentiel. Dans ce cas la gravité n'affecte pas la courbure transverse du potentiel et peut être ignorée afin de simplifier le calcul[17]. La fréquence d'oscillation transverse ω_trans vaut donc :

$$\omega_\mathrm{trans} = \sqrt{\frac{2}{M\hbar\Omega}}\; g_F\mu_\mathrm{B}\,\nabla\mathrm{B}_0\,. \tag{4.31}$$

Elle est proportionnelle au gradient $\nabla \mathrm{B}_0$ du champ magnétique statique, et inversement proportionnelle à la racine carrée de la pulsation de Rabi Ω. En effet le croisement évité est d'autant plus « raide » que le gradient des potentiels initiaux est élevé, et que le couplage entre états Zeeman est faible (figure 4.10).

Remarquons que du fait de la géométrie à deux dimensions du potentiel piégeant, on peut évaluer la fréquence d'oscillation transverse (4.31) en un point quelconque de la surface où sont confinés les atomes. Elle peut varier le long du piège en fonction du gradient local de champ, et du couplage Ω si la composante $\mathrm{B}_{\mathrm{RF},\,x}$ varie (4.1c). Dans nos conditions expérimentales ω_trans est approximativement constante sur la partie peuplée du piège habillé, car les atomes sont dans une région où le gradient $\nabla \mathrm{B}_0$ est homogène et où le champ radiofréquence reste quasi-perpendiculaire au champ statique local.

Limites posées au confinement transverse. Pour augmenter le confinement transverse, on peut agir sur le gradient $\nabla \mathrm{B}_0$ ou sur la pulsation de Rabi Ω. Expérimentalement le gradient de champ magnétique ne peut pas être augmenté à volonté, car il est borné par les courants maxima admissibles dans les bobines du piège QUIC. On peut en revanche facilement diminuer le couplage radiofréquence Ω, qui est proportionnel à l'amplitude de l'onde RF appliquée (4.4). Le confinement transverse réalisable est alors limité par trois facteurs, dont l'importance relative dépend fortement des paramètres expérimentaux.

15. $\delta \mathrm{r}_\perp = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\cdot\hat{\boldsymbol{e}}_\perp(\mathbf{r}_0)$, où $\hat{\boldsymbol{e}}_\perp(\mathbf{r}_0)$ est le vecteur unitaire normal à la surface iso-B, au point $\mathbf{r}_0$.
16. Pour alléger l'écriture, on n'a pas explicité une éventuelle dépendance en $\mathbf{r}_0$ de $\nabla \mathrm{B}_0$ et de Ω.
17. Cette approximation est justifiée pour nos paramètres expérimentaux. Avec un gradient $\nabla \mathrm{B}_0$=228 G/cm, la fréquence d'oscillation au bas du piège habillé ne diminue que de 3.10^{-3} en valeur relative du fait de la gravité. Cette modification est indépendante du couplage Ω.

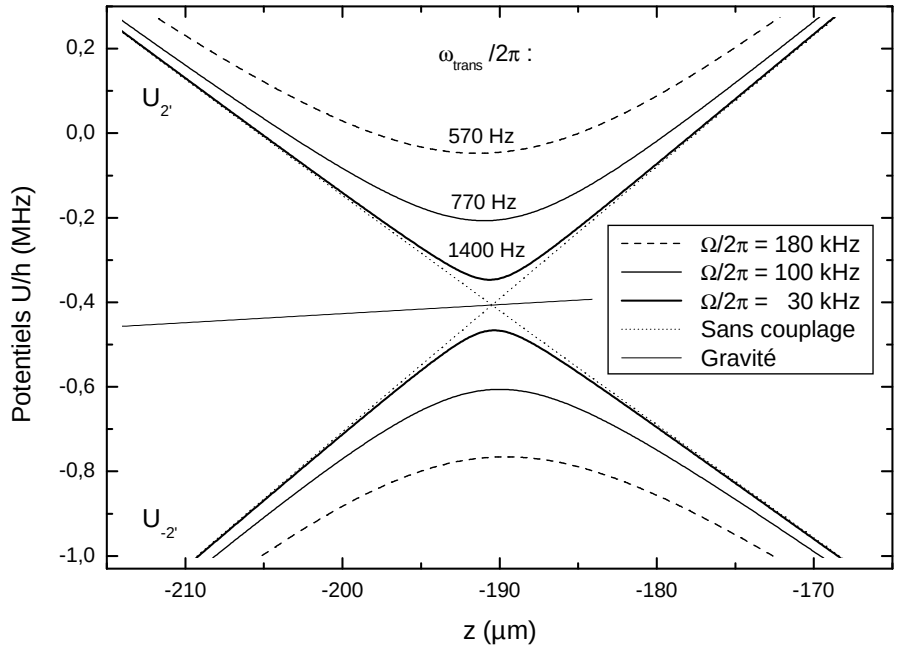


Figure 4.10 — Potentiels adiabatiques des états habillés extrêmes, montrant l'augmentation de la fréquence d'oscillation transverse $\omega_{\rm trans}/2\pi$ lorsqu'on réduit le couplage Ω. On se place à la verticale du piège QUIC initial, pour un désaccord $\Delta/2\pi = 2\,\mathrm{MHz}$. Les fréquences d'oscillation sont portées sur les courbes, en prenant $\nabla \mathrm{B}_0 = 228\,\mathrm{G/cm}$.

Adiabatic potentials for the two extreme dressed states, showing the increase in the transverse oscillation frequency $\omega_{\rm trans}/2\pi$ of the dressed trap as the Rabi frequency $\Omega/2\pi$ is reduced (see equation 4.31). Oscillation frequencies are calculated assuming a local magnetic field gradient $\nabla \mathrm{B}_0 = 228\,\mathrm{G/cm}$. The RF detuning is $\Delta/2\pi = 2\,\mathrm{MHz}$.

Tout d'abord le confinement peut être limité par les pertes d'atomes subissant des transitions non-adiabatiques entre états habillés, lorsque le couplage radiofréquence est trop faible pour que leur spin puisse suivre adiabatiquement le champ magnétique effectif au cours de leur mouvement. Nous étudierons cet effet au paragraphe 4.6.2.

Une seconde limite au confinement est donnée par l'énergie typique E des atomes piégés[18]. Si cette énergie est suffisamment élevée, les atomes peuvent s'éloigner notablement de la zone de croisement évité, où le potentiel varie quadratiquement dans la direction transverse. En dehors de cette région la variation du potentiel n'est plus que linéaire, ce qui diminue le confinement. Plus précisément, la courbure du potentiel est réduite à 75% de sa valeur maximale (respectivement 50%) lorsque $U_{2'}(\mathbf{r}) = 1{,}10 \times U_{2'}(\mathbf{r}_0)$ (resp. $U_{2'}(\mathbf{r}) = 1{,}26 \times U_{2'}(\mathbf{r}_0)$), soit $E = 0{,}20 \times \hbar\Omega$ (resp. $E = 0{,}52 \times \hbar\Omega$). Avec une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi = 180\,\mathrm{kHz}$, cela correspond pour un nuage thermique à une température $T = 1{,}7\,\mu\mathrm{K}$ (resp. $T = 4{,}5\,\mu\mathrm{K}$).

Enfin, l'effet Zeeman quadratique peut diminuer le confinement transverse. Le po-

18. L'énergie typique E correspond à la température dans le cas d'un nuage thermique, $E = k_{\rm B}T$, ou au potentiel chimique μ dans le cas d'un condensat.

tentiel adiabatique (4.29) est calculé en considérant que l'effet Zeeman est linéaire en champ magnétique (4.1) ; le couplage entre sous-états Zeeman voisins est donc résonant à la fréquence $\omega_{\text{rés}}(\mathbf{r}) = g_F \mu_B \, B_0(\mathbf{r})/\hbar$, identique pour les quatre transitions. Cela signifie également que les cinq états habillés ont un unique croisement évité [59]. Si l'on prend en compte l'effet Zeeman quadratique, l'énergie d'un sous-état Zeeman $|m\rangle$ dans le champ magnétique statique $B_0(\mathbf{r})$ s'écrit [59, 165] :

$$U_m(\mathbf{r}) = m\,\hbar\omega_{\text{rés}}(\mathbf{r}) + (4 - m^2)\,\frac{\left(\hbar\omega_{\text{rés}}(\mathbf{r})\right)^2}{\hbar\Delta_{\text{HF}}}\,, \tag{4.32}$$

où $\hbar\Delta_{\text{HF}}$ est l'écart hyperfin du niveau fondamental ($\Delta_{\text{HF}}/2\pi = 6{,}8\,\text{GHz}$ pour le ^{87}Rb). Le terme quadratique au second membre de (4.32) lève la dégénérescence des fréquences de résonance entre niveaux Zeeman. Lorsque le couplage radiofréquence $\hbar\Omega$ est supérieur au terme quadratique, la région de croisement évité est suffisamment étendue pour englober les différentes fréquences de résonance, et les potentiels adiabatiques ne sont pas modifiés sensiblement. Dans le cas contraire le potentiel piégeant $U_{2'}(\mathbf{r})$ présente quatre croisements évités distincts avec les autres potentiels adiabatiques. Cette séparation spatiale diminue la courbure transverse du potentiel, et par conséquent le confinement du piège habillé. La limite entre ces deux régimes est donnée par la relation $\hbar\Omega = 2\left(\hbar\omega_{\text{rés}}(\mathbf{r})\right)^2/\hbar\Delta_{\text{HF}}$ [165]. En pratique, si on forme le piège habillé à $\omega = \omega_{\text{rés}} = 2\pi \times 5\,\text{MHz}$, un couplage grand devant $\Omega = 2\pi \times 7{,}5\,\text{kHz}$ assure un confinement transverse harmonique. Dans nos expériences l'effet Zeeman quadratique reste négligeable ; il pourrait se manifester si on cherchait à se placer à la fois à des désaccords très élevés ($\Delta > 2\pi \times 15\,\text{MHz}$) et à couplage modéré ($\Omega < 2\pi \times 100\,\text{kHz}$)[19].

Mesure de la fréquence d'oscillation transverse. Nous avons mesuré la fréquence d'oscillation transverse du piège habillé en le faisant vibrer. Lorsque la fréquence d'excitation ω_{exc} coïncide avec la fréquence d'oscillation transverse ω_{trans} le mode d'oscillation dipolaire est excité, et le nuage d'atomes piégés est chauffé.

La vibration du potentiel piégeant est obtenue en modulant la fréquence ω de l'onde RF qui réalise le piège habillé : $\omega(t) = \omega_{\text{moy}} + \omega_{\text{mod}} \cos(\omega_{\text{exc}} t)$. Ainsi le piège habillé oscille dans la direction transverse à la fréquence d'excitation ω_{exc}, autour de sa position d'équilibre donnée par la fréquence RF moyenne ω_{moy}. Nous transférons un nuage thermique dans le piège habillé en 50 ms, avec une rampe radiofréquence de $\Delta/2\pi = -0{,}3\,\text{MHz}$ à $\Delta/2\pi = 2\,\text{MHz}$, puis nous faisons vibrer le piège pendant 150 ms. La profondeur de modulation est $\omega_{\text{mod}}/2\pi = 5\,\text{kHz}$, ce qui correspond à une amplitude de vibration de 0,6 μm autour de la position d'équilibre. Le piège est ensuite coupé et la distribution verticale des atomes est mesurée en prenant une image en absorption après 10 ms de temps de vol.

La figure 4.11 montre le résultat de l'expérience, pour différentes fréquences de modulation. On observe la résonance à la fréquence $\omega_{\text{exc}}/2\pi = 600\,\text{Hz} \pm 80\,\text{Hz}$. Cette

19. Remarquons que l'effet Zeeman quadratique peut avoir un effet notable sur ω_{trans} tout en étant négligeable devant l'effet Zeeman linéaire, du point de vue du déplacement énergétique des niveaux magnétiques. Par exemple dans notre piège à $\Delta = 2\pi \times 15\,\text{MHz}$, le déplacement Zeeman quadratique pour l'état $|1\rangle$ vaut 0,7% du déplacement Zeeman linéaire, mais il peut modifier sensiblement le confinement transverse du piège habillé si le couplage RF est faible.

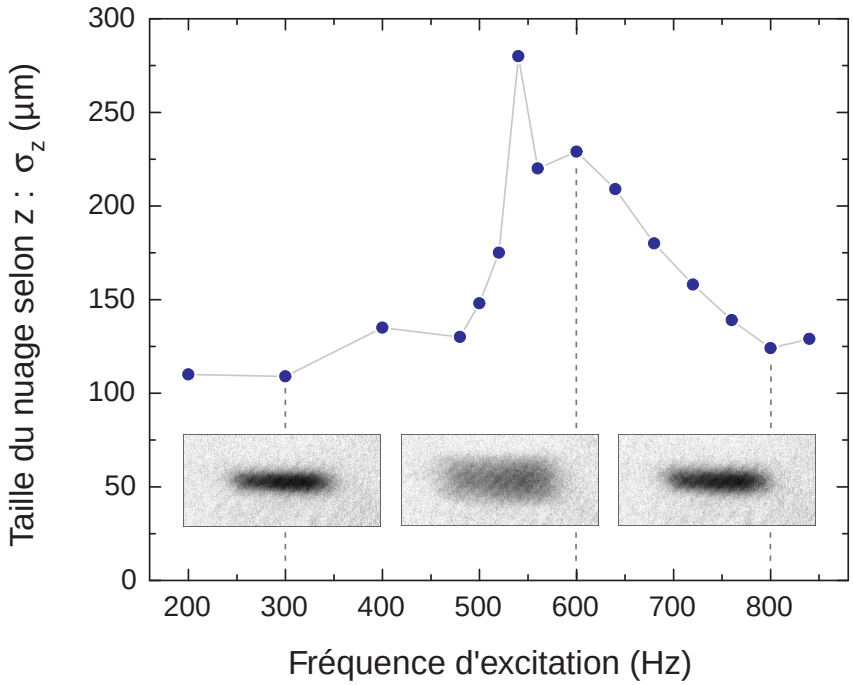


Figure 4.11 — Taille verticale σ_z du nuage après 10 ms de temps de vol, pour différentes fréquences d'excitation $\omega_{\text{exc}}/2\pi$. Le chauffage du nuage donne une mesure de la fréquence d'oscillation transverse, $\omega_{\text{trans}}/2\pi = 600\,\text{Hz} \pm 80\,\text{Hz}$. Les images correspondent aux fréquences d'excitation 300 Hz, 600 Hz et 800 Hz. Dimensions : 3,0 mm × 1,4 mm.

Measure of the transverse trapping frequency. The dressed trap is shaken vertically at an excitation frequency $\omega_{\text{exc}}/2\pi$ by modulating the RF detuning Δ during 150 ms. When the excitation frequency meets the transverse oscillation frequency $\omega_{\text{trans}}/2\pi$ the cloud is heated, resulting in a broader vertical distribution σ_z after a 10 ms time of flight. The resonance is found at $\omega_{\text{exc}}/2\pi = 600\,\text{Hz} \pm 80\,\text{Hz}$, in good agreement with the expected value $\omega_{\text{trans}}/2\pi = 570\,\text{Hz}$, calculated from (4.31) for a coupling $\Omega/2\pi = 180\,\text{kHz}$. The absorption pictures correspond to excitation frequencies 300 Hz, 600 Hz and 800 Hz.

valeur est en bon accord avec la fréquence $\omega_{\text{trans}}/2\pi = 570\,\text{Hz}$ calculée à partir de la formule (4.31) avec un gradient $\nabla B_0 = 228\,\text{G/cm}$ et une fréquence Rabi $\Omega/2\pi = 180\,\text{kHz}$, mesurée selon la procédure décrite au paragraphe 4.4.3. Les distributions obtenues à 200 Hz et 300 Hz ($\sigma_z = 110\,\mu\text{m}$, soit $T \simeq 1{,}3\,\mu\text{K}$) sont très voisines d'une distribution obtenue sans excitation. Certaines réalisations expérimentales présentent un taux de chauffage anormalement élevé ; c'est le cas de la séquence à $\omega_{\text{exc}}/2\pi = 540\,\text{Hz}$ ($\sigma_z = 280\,\mu\text{m}$, soit $T \simeq 8{,}2\,\mu\text{K}$). L'origine de cette instabilité n'a pas été déterminée.

4.5.2 Fréquences d'oscillation longitudinales

En l'absence de gravité, les atomes se répartiraient uniformément sur toute la « coquille » piégeante ; il n'y aurait donc pas de fréquences d'oscillation longitudinales définies. L'effet de la gravité est de rassembler les atomes au bas du piège où le po-

tentiel est minimal, ce qui, combiné à la courbure de la surface confinante, crée deux forces de rappel dans les directions principales de courbure[20]. Si l'on appelle ρ_1 et ρ_2 les rayons de courbure respectivement minimal et maximal, les fréquences d'oscillation dans les directions correspondantes sont celles de pendules pesants de longueurs ρ_1 et ρ_2, c'est à dire $\omega_1 = \sqrt{\mathrm{g}/\rho_1}$ et $\omega_2 = \sqrt{\mathrm{g}/\rho_2}$.

Notons z_0 l'altitude par rapport à l'axe Ox du point le plus bas du piège habillé. Comme le module du champ magnétique QUIC présente en très bonne approximation une symétrie de révolution autour de l'axe Ox (figure 2.10), $\rho_1 = |z_0|$ et la fréquence d'oscillation dans la direction y vaut donc :

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{\mathrm{g}}{|z_0|}}\,. \tag{4.33}$$

La fréquence d'oscillation dans la direction x est donnée par la courbure des lignes iso-B dans le plan Oxz. Elle peut être évaluée en considérant que les surfaces iso-B sont proches d'ellipsoïdes de révolution autour de Ox, dont le rapport grand axe sur petit axe est donné par le rapport d'anisotropie $\omega_\perp/\omega_x = 10{,}5$ du piège QUIC (2.4). En appelant $a = (\omega_\perp/\omega_x)\,|z_0|$ le rayon du grand axe et $b = |z_0|$ le rayon du petit axe de l'ellipsoïde, le rayon de courbure selon la direction x vaut $\rho_2 = a^2/b = (\omega_\perp/\omega_x)^2\,|z_0|$. La fréquence d'oscillation selon x vaut donc approximativement :

$$\omega_2 \simeq \sqrt{\frac{\mathrm{g}}{|z_0|}}\,\frac{\omega_x}{\omega_\perp}\,. \tag{4.34}$$

Lorsqu'on augmente le désaccord Δ, le piège habillé s'éloigne du centre du QUIC et les fréquences longitudinales ω_1 et ω_2 diminuent. Pour un désaccord $\Delta/2\pi > 1\,\mathrm{MHz}$, le déplacement vaut (figure 4.7) :

$$|z_0| \;\simeq\; \beta\,\Delta/2\pi\,, \tag{4.35a}$$

$$\text{avec} \qquad \beta \;=\; 63\,\mu\mathrm{m/MHz}\,. \tag{4.35b}$$

4.5.3 Anisotropie du piège, régime bidimensionnel

Il y a donc deux façons d'agir sur l'anisotropie du piège habillé : pour l'augmenter on peut réduire le couplage Ω, ce qui fait croître ω_{trans} (4.31), ou augmenter le désaccord Δ, ce qui abaisse ω_1 et ω_2 (4.33, 4.34). Expérimentalement nous avons été limités par le manque de stabilité du signal radiofréquence (§ 4.6.3) et nous sommes restés à des couplages $\Omega/2\pi$ élevés, typiquement de 100 kHz à 180 kHz. Pour la même raison les fréquences utilisées n'ont pas dépassé $\omega/2\pi = 12\,\mathrm{MHz}$ (soit $\Delta/2\pi = 10{,}7\,\mathrm{MHz}$). Examinons le caractère bidimensionnel des potentiels obtenus.

Considérons par exemple le piège habillé de la figure 4.12, formé à la fréquence RF $\omega/2\pi = 10\,\mathrm{MHz}$ (soit $\Delta/2\pi = 8{,}7\,\mathrm{MHz}$) et au couplage $\Omega/2\pi = 180\,\mathrm{kHz}$. Les fréquences d'oscillation du piège sont $\omega_{\mathrm{trans}}/2\pi = 600\,\mathrm{Hz}$, $\omega_1/2\pi = 21\,\mathrm{Hz}$ et $\omega_2/2\pi \simeq 2\,\mathrm{Hz}$. La fréquence transverse correspond à une température $\hbar\,\omega_{\mathrm{trans}}/k_{\mathrm{B}} = 30\,\mathrm{nK}$. Comme la

20. Les *directions principales de courbure* en un point d'une surface sont les deux directions orthogonales du plan tangent dans lesquelles le rayon de courbure atteint ses valeurs extrêmes.

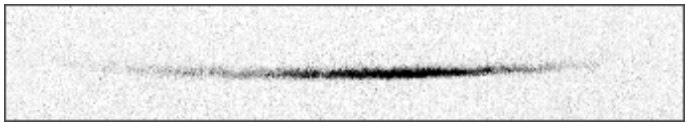


Figure 4.12 — Nuage thermique dans le piège habillé à $\omega/2\pi = 10\,\mathrm{MHz}$.

Thermal sample in the dressed trap at RF frequency $\omega/2\pi = 10\,MHz$ ($\Delta/2\pi = 8.7\,MHz$) and a coupling $\Omega/2\pi = 180\,kHz$. The oscillation frequencies are 600 Hz (measured) × 21 Hz × 2 Hz (calculated). Considering a cloud of 10^5 atoms, the anisotropy is not high enough to get a 2D thermal gas in this trap ($\hbar\omega_{\mathrm{trans}}/k_{\mathrm{B}} = 30\,nK < T_c = 60\,nK$). The situation is different for a BEC with the same number of atoms : it would have a chemical potential $\mu \simeq h \times 400\,Hz < \hbar\omega_{\mathrm{trans}}$, and would therefore experience 2D effects.

température de transition dans ce piège chargé avec $N = 10^5$ atomes vaut environ $60\,\mathrm{nK}$[21], le potentiel n'est pas assez anisotrope pour produire un gaz thermique 2D avec ce nombre d'atomes facilement détectable. En revanche un condensat de 10^5 atomes aurait dans ce piège un potentiel chimique[22] $\mu \simeq h \times 400\,\mathrm{Hz} < \hbar\omega_{\mathrm{trans}}$ et présenterait par conséquent un caractère bidimensionnel.

4.5.4 Adiabaticité lors du transfert

Les conditions d'adiabaticité que l'on doit satisfaire dans les expériences de piégeage habillé sont de deux natures. Nous avons vu, d'une part, que le spin atomique doit suivre l'état habillé $|2'\rangle$ lors de l'établissement du champ radiofréquence (§ 4.3.1), de son balayage en fréquence (§ 4.3.2), puis dans le piège habillé proprement dit (voir § 4.6). Le critère de suivi adiabatique correspondant est donné par l'équation (4.22).

D'autre part le nuage piégé doit s'adapter à l'évolution des fréquences d'oscillation lors de la phase de chargement. Si ces variations sont trop brutales le nuage est excité, ce qui aboutit à un chauffage et à la perte de cohérence dans le cas d'un condensat. L'adiabaticité requiert que le critère suivant [112],

$$\left|\frac{\partial\omega}{\partial t}\right| \ll \omega^2\,, \tag{4.36}$$

soit respecté au cours du transfert par les trois fréquences d'oscillation ω_1, ω_2 et ω_{trans}[23]. La contrainte la plus forte est posée par la fréquence d'oscillation la plus faible, c'est à dire par la fréquence ω_1 dans la direction x, atteinte en fin de rampe. Prenons l'exemple de la figure 4.6 ; le nuage montré en (c) est chargé par une rampe de fréquence de 200 ms dans le piège habillé à $\omega/2\pi = 8\,\mathrm{MHz}$, dont la fréquence d'oscillation selon x vaut $\omega_1/2\pi \simeq 2{,}3\,\mathrm{Hz}$. Le critère d'adiabaticité impose une durée de rampe $t \gg \frac{1}{\omega_1} = 70\,\mathrm{ms}$[24]. La durée choisie pour la rampe n'est donc pas suffisante pour assurer l'adiabaticité

21. La température de transition 3D est donnée par $k_{\mathrm{B}}T_c = 0{,}94\,\hbar\overline{\omega}\,N^{1/3}$, où $\overline{\omega} = (\omega_{\mathrm{trans}}\omega_1\omega_2)^{1/3}$.
22. Ce potentiel chimique est calculé à partir d'une distribution de Thomas–Fermi tridimensionnelle : $2\mu = (15\hbar^2 M^{1/2} N\overline{\omega}^3 a)^{2/5}$, où $a \simeq 100\,a_0$ est la longueur de diffusion du rubidium.
23. Voir la note 21, page 51.
24. Voir la note 22, page 51.

du chargement ; des durées de rampe de l'ordre d'une seconde devraient permettre un transfert adiabatique du nuage piégé. En pratique nous avons préféré nous limiter à des rampes plus brèves, du fait de la gigue des sources radiofréquence utilisées qui entraîne un chauffage et des pertes d'atomes. Une fois cette difficulté résolue, la durée des rampes pourra être choisie suffisamment longue pour assurer l'adiabaticité du transfert (voir également le § 4.7).

4.6 Durée de vie et chauffage

La question de la durée de vie des atomes confinés dans le piège habillé est de première importance. D'une part parce que l'échantillon atomique est faiblement confiné dans les directions longitudinales ; ceci peut imposer de manipuler le nuage lentement lors des expériences qui suivent le transfert dans le piège habillé. D'autre part car le processus de chargement est lui-même effectué dans un piège habillé, et doit durer suffisamment longtemps pour être adiabatique (§ 4.5.4).

Dans le piège les atomes sont localisés au niveau d'un croisement évité où les états habillés sont une superposition de sous-états Zeeman, et où l'écart énergétique entre niveaux piégés et non piégés est minimal. On peut donc craindre des pertes par collisions d'échange de spin, et par transitions non-adiabatiques entre états habillés. Ces deux aspects sont traités théoriquement aux paragraphes 4.6.1 et 4.6.2, respectivement. Nous verrons au paragraphe 4.6.3 que dans nos expériences, le bruit en fréquence présent sur les synthétiseurs utilisés a été la première cause de pertes d'atomes, et a de plus généré un chauffage interdisant la réalisation d'un condensat dans le piège habillé.

4.6.1 Collisions d'échange

Une collision d'échange est une collision inélastique entre deux atomes au cours de laquelle le moment cinétique de spin total $\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2$ est conservé, mais pas les spins individuels $\mathbf{F}_1$ et $\mathbf{F}_2$ qui subissent une *transition d'échange* [58]. Ces changements d'états internes causent des pertes d'atomes et un chauffage du nuage piégé. Par exemple pour le ^{87}Rb dans l'état hyperfin $F = 2$, la collision peut faire passer un des atomes dans l'état hyperfin fondamental $F = 1$, ce qui s'accompagne d'une libération d'énergie $\hbar\Delta_{\mathrm{HF}} = k_{\mathrm{B}} \times 0{,}33\,\mathrm{K}$ qui peut expulser plusieurs atomes du piège, tout en le chauffant.

Lorsque les atomes sont piégés dans le champ magnétique statique seul dans l'état $|F=2, m=2\rangle$, les collisions d'échange entre atomes sont interdites car les atomes sont dans un état de spin maximal. Ceci n'est à première vue plus le cas dans le piège habillé où les atomes sont dans une superposition des différents sous-états Zeeman $|F=2, m\rangle$, et il peut sembler vraisemblable que des collisions d'échange entraînent une perte d'atomes par transitions vers les états non piégés, ainsi qu'un chauffage du nuage piégé.

En réalité deux atomes piégés dans l'état habillé $|2'\rangle$ ne peuvent pas subir de transition d'échange lors d'une collision, car ils sont tous deux dans le même état de spin maximal, comme le montre l'équation (4.15). Les deux spins atomiques effectuent un

mouvement de précession autour du champ magnétique statique local, en phase avec le champ radiofréquence (figure 4.2). Ils ont donc la même direction lors de la collision. Cette direction peut être considérée fixe car les collisions se produisent à l'échelle de la nanoseconde [166], bien plus brièvement qu'une période du champ radiofréquence. Une collision entre atomes habillés dans l'état $|2'\rangle$ est ainsi identique à une collision entre états bruts $|2\rangle$ polarisés le long d'une direction instantanée, et ne peut par conséquent pas donner lieu à des transitions d'échange. Ce raisonnement est validé par des simulations numériques dans les références [166, 167].

4.6.2 Transitions Landau–Zener

Un atome en mouvement dans le piège habillé voit la direction du champ magnétique effectif varier au cours de son déplacement (§ 4.1.2). Si ces variations sont lentes, l'atome suit adiabatiquement l'état habillé dans lequel il a été préparé (§ 4.1.3). Dans le cas contraire il se produit des transitions non-adiabatiques vers les autres états habillés. Ces transitions ont lieu essentiellement au passage à travers la surface de croisement évité, où la variation du champ magnétique effectif est la plus rapide. Ce raisonnement s'applique à des paquets d'ondes atomiques localisés, c'est à dire pour un nuage thermique tridimensionnel. Dans le cas d'un gaz thermique bidimensionnel ou d'un condensat bidimensionnel[25], on ne peut plus ignorer le caractère quantifié du mouvement dans la direction transverse et un traitement plus élaboré est nécessaire : il faut considérer le couplage entre fonctions d'ondes habillées induit par le terme d'énergie cinétique de l'équation de Schrödinger. Examinons tout d'abord le cas d'une distribution thermique.

Nuage thermique. La situation décrite ci-dessus est formellement identique à celle étudiée initialement par Landau [169] et Zener [170] pour le croisement évité de deux potentiels moléculaires adiabatiques a et b. Dans ce cas la probabilité de transition non-adiabatique de l'état $|a\rangle$ vers l'état $|b\rangle$ après passage au croisement évité vaut [169–171] :

$$P_{\text{LZ}}(a \to b) \;=\; \exp\big(-\frac{\pi}{2}\,\frac{\Omega_{ab}^2}{|\dot\delta_{ab}|}\big)\,, \tag{4.37}$$

où Ω_{ab} est la pulsation de Rabi du couplage entre les deux niveaux, et $\hbar\dot\delta_{ab}$ est la variation temporelle de l'écart entre les potentiels non couplés[26]. Comme notre système comporte cinq sous-états Zeeman couplés par l'onde radiofréquence, son évolution au passage de la surface de croisement évité est, en règle générale, plus complexe que celle d'un système à deux niveaux. Cependant si les cinq potentiels adiabatiques sont équidistants, on peut déduire l'évolution du système de façon exacte à partir de l'évolution d'un système à deux niveaux [162]. Nous sommes dans cette situation puisque

25. Les pertes d'un condensat tridimensionnel ne seront pas étudiées ; on se limitera au cas bidimensionnel traité par Zobay et Garraway [157, 164, 168].

26. Cette formule peut se mettre sous la forme plus habituelle (C.4) de l'annexe C où l'on fait un raisonnement simplifié à deux niveaux. En effet la définition que nous avons adoptée pour la pulsation de Rabi correspond à $\hbar\Omega_{ab} = 2|V_{ab}|$, où V_{ab} est l'élément de matrice couplant les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ (ceci apparaît clairement dans l'équation (4.9) établie dans le repère tournant). L'écart entre les potentiels s'écrit quant à lui $\hbar\delta_{ab} = E_{ab}$, soit $\dot\delta_{ab} = \dot E_{ab}/\hbar$.

l'effet Zeeman quadratique est négligeable dans nos expériences (§ 4.5.1). On montre alors [162] que la probabilité de transition non-adiabatique de l'état habillé $|2'\rangle$ vers les autres états habillés vaut $P_{\text{LZ}} = 1 - \left[1 - \exp\left(-\frac{\pi}{2}\frac{\Omega^2}{|\dot{\delta}|}\right)\right]^4$, où la pulsation de Rabi Ω et le désaccord δ sont ceux que nous utilisons au cours de ce chapitre (équations (4.4) et (4.8)). Nous nous intéressons à des situations expérimentales dans lesquelles le temps de vie de l'échantillon piégé est très grand devant la fréquence d'oscillation transverse. Dans ce cas l'évolution est quasi-adiabatique : $P_{\text{LZ}} \ll 1$; on peut donc récrire la probabilité de transition non-adiabatique sous la forme :

$$P_{\text{LZ}} \simeq 4\exp\left(-\frac{\pi}{2}\frac{\Omega^2}{|\dot{\delta}|}\right). \tag{4.38}$$

Estimons le taux de pertes par transitions non-adiabatiques à partir de la probabilité élémentaire P_{LZ}. On considère que la distribution $f(v_\perp)$ des vitesses dans la direction transverse est thermique, $f(v_\perp) = \sqrt{M/(2\pi k_{\text{B}}T)}\exp[-Mv_\perp^2/(2k_{\text{B}}T)]$, et on suppose que chaque atome passe au travers de la surface de croisement évité à la fréquence $2\omega_{\text{trans}}/2\pi$. Le taux de pertes $\gamma = -\dot{N}/N$ par transitions non-adiabatiques s'écrit alors :

$$\gamma = \frac{\omega_{\text{trans}}}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_\perp)P_{\text{LZ}}(v_\perp)\,dv_\perp \tag{4.39a}$$

$$= \frac{\omega_{\text{trans}}}{\pi}\sqrt{\frac{M}{2\pi k_{\text{B}}T}}\int_{-\infty}^{+\infty} 4\exp\Big[-\frac{Mv_\perp^2}{2k_{\text{B}}T} - \frac{\pi}{2}\frac{\Omega^2}{|\dot{\delta}|(v_\perp)}\Big]\,dv_\perp \tag{4.39b}$$

$$= \frac{8\omega_{\text{trans}}}{\pi}\sqrt{\frac{M}{2\pi k_{\text{B}}T}}\int_{0}^{+\infty} \exp\Big[-\frac{Mv_\perp^2}{2k_{\text{B}}T} - \frac{\pi}{2}\frac{\hbar\Omega^2}{g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}\nabla \text{B}_0 v_\perp}\Big]\,dv_\perp\,. \tag{4.39c}$$

La formule de Landau et Zener (4.37) est obtenue en supposant que le taux de variation $\dot{\delta}_{ab}$ est quasi-constant lorsque l'atome passe dans la région du croisement évité. Ceci n'est vrai que si l'énergie de l'atome est très supérieure à l'énergie de couplage radiofréquence (§ 4.5.1). Dans nos expériences les atomes sont le plus souvent confinés dans la région quadratique du potentiel transverse. Les estimations de durée de vie que nous allons faire à partir de la formule (4.39c) sont donc assez grossières et il faudrait les affiner par une simulation numérique ; en prenant $\dot{\delta} = g_{\text{F}}\mu_{\text{B}}\nabla \text{B}_0 v_\perp/\hbar$ on surestime la vitesse transverse des atomes, par conséquent on surestime le taux de transitions non-adiabatiques et on sous-estime la durée de vie du nuage piégé. Notons également que les atomes les plus énergétiques de la distribution peuvent explorer la région linéaire du potentiel ; ils passent à travers le croisement évité à une fréquence inférieure à $2\omega_{\text{trans}}/2\pi$, ce qui joue à nouveau dans le sens d'une surestimation du taux de pertes par la formule (4.39c).

Le tableau 4.2 donne les taux de pertes γ et les temps de vie $\tau = \gamma^{-1}$ calculés avec (4.39c), pour différentes températures T du nuage et différents couplages radiofréquence Ω. Le gradient de champ magnétique considéré est celui mesuré dans notre piège QUIC, $\nabla \text{B}_0 = 228\,\text{G/cm}$. La colonne en gras indique les paramètres d'un piège réalisant un bon compromis entre le confinement transverse et la durée de vie, pour la température typique de $1\,\mu\text{K}$; nous n'avons pas indiqué de taux de pertes pour $\Omega/2\pi > 50\,\text{kHz}$

T	(μK)	0,6	**1**	2	5	5	10	20	40
$\Omega/2\pi$	(kHz)	15	**20**	20	20	30	30	40	50
γ	(s^{-1})	0,53	**0,04**	0,55	8,2	0,03	0,43	0,07	0,03
τ	(s)	1,9	**26**	1,8	0,12	33	2,3	14	37
$\omega_{\text{trans}}/2\pi$	(Hz)	1990	**1720**	1720	1720	1400	1400	1220	1090

Tableau 4.2 — Taux de pertes γ et durée de vie τ d'un nuage thermique à la température T dans le piège habillé obtenu au couplage Ω, calculés avec la formule approchée (4.39c).

Estimated loss rate γ and lifetime $\tau = \gamma^{-1}$ of a thermal cloud at temperature T in the dressed trap with RF coupling Ω. The magnetic field gradient is that of our QUIC trap : 228 G/cm. The calculation is done considering Landau–Zener transitions from $|2'\rangle$ to other dressed states occuring as atoms go through the avoided crossing surface (equation (4.39c)). This simplified model is likely to overestimate the loss rate, and hence underestimate the sample lifetime. Losses can be made negligible by choosing a sufficient coupling strength Ω. The trap parameters printed in bold font are a good trade-off between transverse confinement and sample lifetime at the typical temperature of 1 μK.

car ils sont négligeables aux températures qui nous intéressent. Le tableau montre que la durée de vie dépend très fortement de T et de Ω, et que l'on peut rendre les pertes négligeables en choisissant un couplage RF suffisamment élevé[27] : un nuage à $T = 1\,\mu$K a une durée de vie d'au moins 26 s dans un piège à $\omega_{\text{trans}}/2\pi = 1720$ Hz formé à $\Omega/2\pi = 20$ kHz. Avec des atomes thermiques ultrafroids les pertes par transitions Landau–Zener ne devraient donc pas être une limite aux expériences, sauf à vouloir réaliser un piège de fréquence transverse $\omega_{\text{trans}}/2\pi > 2$ kHz. Si l'on se place à temps de vie donné, on trouve la relation approximative $\Omega \propto T^{1/4}$, ou encore $\omega_{\text{trans}} \propto T^{-1/2}$. Cela montre que le couplage RF nécessaire croît lentement avec la température, ce qui autorise le piégeage de nuages thermique à température élevée ; en contrepartie on ne peut pas augmenter fortement le confinement transverse à mesure que la température est abaissée, comme on le voit dans le tableau.

La dépendance du temps de vie en fonction de la température du nuage piégé doit donner lieu à un refroidissement évaporatif naturel dans le piège habillé [157, 164] lorsque le couplage radiofréquence n'est pas trop élevé (voir la note 27). Dans ce cas les pertes diminuent rapidement à mesure que les atomes les plus énergétiques quittent le piège par transitions non-adiabatiques. On peut envisager un refroidissement évaporatif forcé en abaissant progressivement le couplage Ω. Remarquons toutefois que l'évaporation est unidimensionnelle, ce qui restreint l'efficacité du processus ; de plus on s'attend à ce qu'une partie des atomes évaporés oscille à l'intérieur de la « bulle » de potentiel et entre en collision ultérieurement avec les atomes piégés[28].

Cas bidimensionnel. La durée de vie d'un état habillé bidimensionnel — gaz

27. Pour la gamme de températures considérée, la valeur du couplage qui donne un temps de vie $\tau = 1$ s est $\Omega \simeq \sqrt{\dot{\delta}(6{,}5\,\bar{v})}$, où $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}T}{\pi M}}$ est la vitesse moyenne de la distribution thermique.

28. Ces collisions sont susceptibles d'entraîner des pertes et du chauffage, comme cela est constaté en présence d'un nuage d'Oort lors d'un refroidissement évaporatif RF incomplet [68].

2D ou condensat 2D — est calculée par Zobay et Garraway pour un système à deux états [157, 164, 168]. Le calcul considère le couplage d'un état habillé supérieur, piégé dans l'état fondamental du potentiel transverse, à un état habillé inférieur. Le couplage se produit sous l'effet du terme d'énergie cinétique de l'équation de Schrödinger. Pour pouvoir traiter le problème le potentiel magnétique statique est supposé quadratique et à symétrie sphérique, de fréquence d'oscillation ω_{mag}. La gravité n'est pas prise en compte, ni les interactions interatomiques. Le taux de pertes par transitions non-adiabatiques vaut [157] :

$$\gamma_{2\mathrm{D}} \simeq 2\,\omega_{\mathrm{mag}}\,\exp\big(-\frac{\pi\,\Omega^{3/2}}{\sqrt{2}\,\omega_{\mathrm{mag}}\,\Delta^{1/2}}\big) \tag{4.40}$$

lorsque $\gamma_{2\mathrm{D}} \ll \omega_{\mathrm{mag}}$. La fréquence d'oscillation transverse du piège habillé vaut quant à elle $\omega_{\mathrm{trans}} = \sqrt{2\Delta/\Omega}\,\omega_{\mathrm{mag}}$. On peut donc récrire le taux de pertes selon :

$$\gamma_{2\mathrm{D}} \simeq 2\,\omega_{\mathrm{mag}}\,\exp\big(-\frac{\pi\,\Omega}{\omega_{\mathrm{trans}}}\big)\,. \tag{4.41}$$

Afin d'évaluer les pertes dans notre piège habillé on peut adopter $\omega_{\mathrm{mag}} = \bar{\omega} = (\omega_\perp^2\,\omega_x)^{1/3}$. Avec les paramètres de piégeage envisagés dans le tableau 4.2, on a $\Omega \gg \omega_{\mathrm{trans}}$ et les pertes par transitions non-adiabatiques évaluées selon (4.41) sont beaucoup plus faibles que celles calculées pour des nuages thermiques[29]. La durée de vie d'un gaz bidimensionnel ou d'un condensat bidimensionnel dans le piège habillé ne semble donc pas poser de limite contraignante[30].

4.6.3 Stabilité de la source radiofréquence

L'étude théorique du paragraphe 4.6.2 montre qu'il doit être possible d'obtenir un piège habillé dans lequel les pertes d'atomes par transitions Landau–Zener sont négligeables, tant pour un gaz thermique à trois dimensions que pour un gaz à deux dimensions, thermique ou condensé. Au cours de nos expériences, nous avons observé que la qualité de la source radiofréquence est essentielle pour obtenir une bonne durée de vie. De plus nous avons observé un chauffage du nuage piégé, dont le taux est lui aussi dépendant de la source RF utilisée.

Gigue des sources radiofréquence utilisées. Le temps de vie et le chauffage dans le piège habillé se sont révélés être fortement liés à la gigue des synthétiseurs RF utilisés, c'est à dire à leurs sauts aléatoires de fréquence autour de la fréquence commandée. Rappelons que nous utilisons deux synthétiseurs selon la gamme de fréquences souhaitée, un Rohde & Schwarz SML-01 et un Agilent 33250A (§ 4.4.1), tous deux dans un mode de modulation de fréquence commandée par une tension externe. L'avantage de cette commande externe est de ne pas être limitée dans la durée des rampes de fréquence ni dans les profils utilisés.

29. La limite au confinement envisageable est donnée par $\Omega \simeq \omega_{\mathrm{trans}} = 2\pi \times 4\,\mathrm{kHz}$ (valeur obtenue pour le gradient magnétique du piège QUIC) [157].
30. Ceci suppose qu'on peut appliquer le résultat (4.40) à notre piège magnétique qui est anisotrope et soumis à la gravité, contrairement au modèle simplifié.

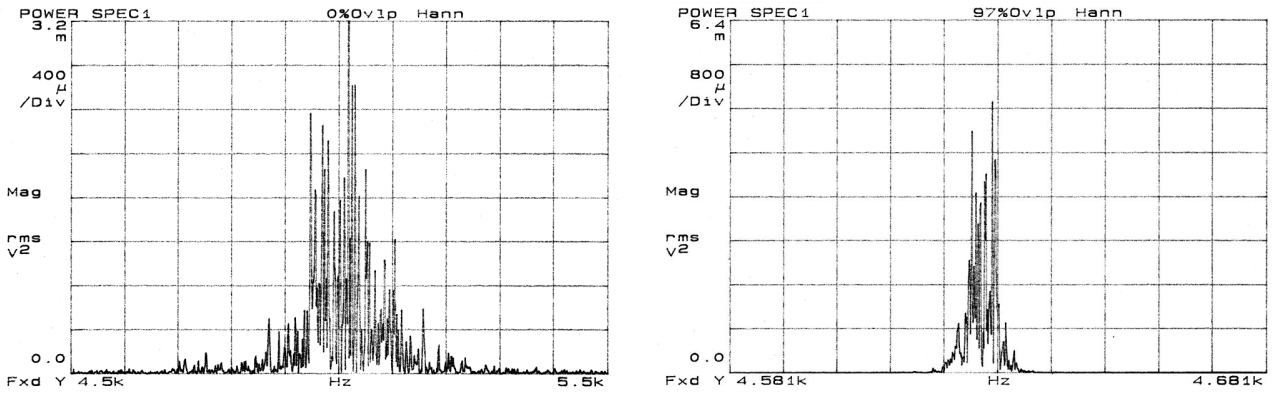


Figure 4.13 — Gigues du synthétiseur Agilent (à gauche) et du synthétiseur Rohde & Schwarz (à droite). Les échelles horizontales sont 100 Hz/carreau et 10 Hz/carreau, respectivement.

Power spectrum showing a jitter of the RF frequencies, for the two synthetisers used in external wideband FM mode. Left : Agilent 33250A, horizontal scale 100 Hz/div. Right : Rohde & Schwarz SML-01, horizontal scale 10 Hz/div. We believe these frequency fluctuations are responsible for the heating and reduced lifetime observed in the dressed trap.

Lorsque ces synthétiseurs sont utilisés en génération RF standard, leur stabilité en fréquence est excellente, typiquement mieux que 1 mHz à la fréquence de 1 MHz. Quand on commande leur fréquence par une tension externe, leur stabilité est fortement dégradée ce qui se traduit par une gigue autour de la fréquence centrale. Cette gigue n'est pas liée à un bruit dans la tension de commande. Elle dépend du synthétiseur, et de l'excursion maximale sélectionnée dans le cas de l'Agilent. La figure 4.13 montre la gigue de chacun des synthétiseurs, mesurée sur 1 s en enregistrant le spectre du battement à basse fréquence entre le signal du synthétiseur et une référence de fréquence stable, décalée d'environ 5 kHz par rapport à la fréquence centrale du synthétiseur[31].

La gigue du synthétiseur Agilent (à gauche) a une largeur totale d'environ 100 Hz à mi-hauteur, pour une fréquence centrale de 5 MHz et une excursion maximale sélectionnée de ±5 MHz. La gigue du Rohde & Schwarz (à droite) a une largeur totale à mi-hauteur d'environ 5 Hz, pour une fréquence centrale de 2 MHz et une excursion maximale fixe de ±1,3 MHz. La gigue de l'Agilent augmente avec la fréquence et avec l'excursion maximale sélectionnée ; elle n'est plus que d'environ 8 Hz à la fréquence centrale de 2 MHz, pour une excursion maximale de ±1 MHz.

Remarquons que l'enregistrement du spectre de puissance du battement montré sur la figure 4.13 ne suffit pas à caractériser entièrement la gigue, et à évaluer ses conséquences sur les atomes piégés. En effet avec cette mesure on n'a accès qu'à la

31. Les analyseurs de spectre hautes fréquences à notre disposition n'ont pas une résolution aussi élevée qu'un analyseur basses fréquences. De plus leur temps de balayage du spectre est de plusieurs secondes à résolution maximale, ce qui rend difficile la mesure de la gigue. L'analyseur basses fréquences que nous avons utilisé procède par transformée de Fourier et peut donc analyser tout le spectre sélectionné à chaque acquisition, ce qui donne une mesure beaucoup plus fiable.

distribution des fréquences RF produites par le synthétiseur sur un intervalle de temps, mais pas à la vitesse à laquelle les sauts s'effectuent. Pour cela il faudrait faire une analyse numérique du signal de battement afin d'en extraire les informations utiles pour le piège habillé, essentiellement la vitesse et l'amplitude des sauts de fréquence.

Durée de vie. Nous avons obtenu des durées de vie dans le piège habillé allant jusqu'à environ 3 s avec le synthétiseur Rohde & Schwarz et jusqu'à 420 ms avec le synthétiseur Agilent, avec des couplages radiofréquence élevés de l'ordre de 180 kHz. Nous attribuons le fort taux de pertes observé avec le synthétiseur Agilent à sa gigue, qui doit provoquer des transitions non-adiabatiques vers les états non piégés : le spin atomique n'a pas le temps de suivre de champ magnétique effectif qui fluctue avec la fréquence du synthétiseur[32]. Les durées de vie supérieures obtenues avec le synthétiseur Rohde & Schwarz s'expliquent vraisemblablement par sa meilleure stabilité en fréquence.

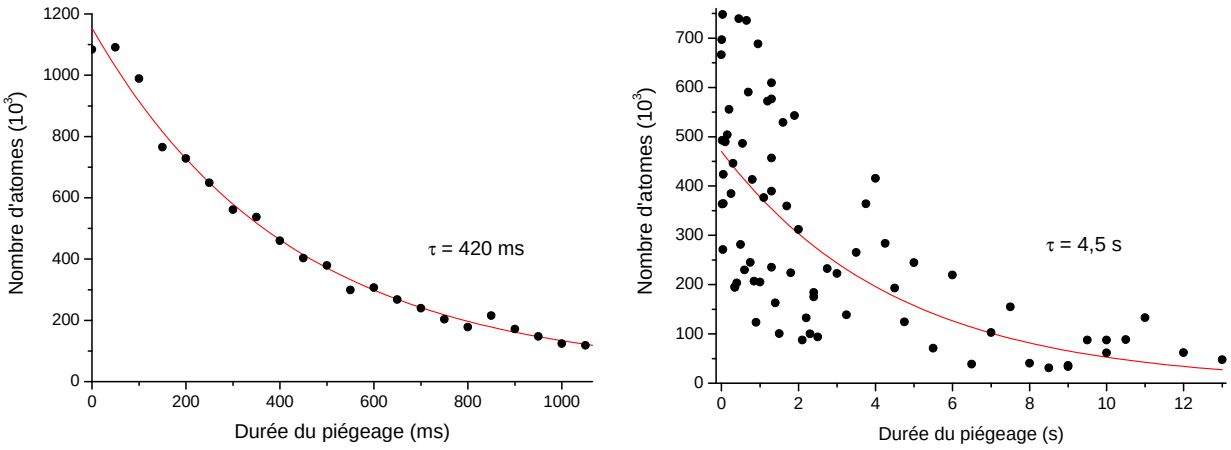


Figure 4.14 — Durée de vie des atomes dans le piège habillé. À gauche : piège formé par le synthétiseur Agilent en modulation de fréquence externe. À droite : piège formé par un synthétiseur à fréquence fixe, branché après avoir effectué la rampe de chargement avec un premier synthétiseur. Le caractère aléatoire de la phase relative des signaux au moment de commuter les synthétiseurs explique la dispersion du nombre d'atomes piégés.

Atomic lifetime in the dressed trap. Left : Agilent synthesizer in external FM mode. Right : fixed-frequency synthesizer, switched after a loading RF ramp generated with a first synthesizer. The lifetime if much higher with the fixed-frequency (jitter-free) synthesizer ; the fluctuations in the atom number are due to the random relative phase between the two signals at the instant of the switching.

Nous avons cherché à connaître la durée de vie dans le piège habillé en l'absence de gigue du signal RF. Pour cela nous avons utilisé un montage modifié qui comporte deux synthétiseurs utilisés l'un après l'autre [172]. Le premier est un *Stanford* DS-345 qui effectue la rampe de fréquence de chargement du piège habillé ; puis on commute

32. De brusques sauts de phase peuvent aussi provoquer des transitions non-adiabatiques.

le signal du second synthétiseur, un Rohde & Schwarz SML-01 utilisé à fréquence constante. De cette façon le piège habillé est plus stable car il n'y a aucune gigue sur le signal RF ; on obtient un temps de vie de 4,5 s. La figure 4.14 compare les durées de vie obtenues avec le schéma habituel utilisant un Agilent en modulation de fréquence externe (à gauche) à l'expérience utilisant deux synthétiseurs (à droite). La forte dispersion du nombre d'atomes piégés dans l'expérience à deux synthétiseurs provient des pertes au moment où l'on passe du signal du premier synthétiseur au signal du second. La phase relative des deux signaux étant aléatoire, il peut se produire un basculement brutal du champ magnétique effectif, et des transitions non-adiabatiques. Quand le saut de phase est proche de π, on observe une perte d'environ 80% des atomes piégés.

Chauffage. Un taux de chauffage élevé des atomes piégés ne nous a pas permis d'observer de condensat dans le piège habillé. L'origine du chauffage est très certainement la gigue du signal RF, qui fait vibrer le piège dans la direction transverse (§ 4.5.1). Le chauffage doit provenir principalement de la composante de la gigue à la fréquence ω_{trans} [173, 174]. La figure 4.15 montre le taux de chauffage du piège mesuré pour le synthétiseur Agilent (à gauche). Ce taux est constant, à 5 μK/s environ, ce qui appuie l'hypothèse d'un chauffage dû essentiellement au bruit de fréquence[33].

La figure 4.15, à droite, montre l'évolution de la distribution de vitesses selon les axes x et z pour l'expérience à deux synthétiseurs décrite au-dessus. On voit que la distribution selon z, correspondant à une température de 3,6 μK, est stationnaire dès que le piège est chargé, alors que la distribution selon x s'élargit avant de se stabiliser. Ceci s'explique par un chauffage selon la direction transverse durant la phase de chargement[34], suivi d'une thermalisation dans les directions longitudinales avec une constante de temps de 340 ms. Après la thermalisation on n'observe pas de chauffage dans le piège habillé, formé avec un signal RF stable.

4.7 Stratégies pour la condensation 2D

Nous avons vu au paragraphe 4.6.3 que les fluctuations de fréquence des signaux RF générés sont responsables d'un chauffage du piège habillé, ce qui nous a empêché d'observer la condensation dans ce piège. Une solution peut être l'utilisation d'un appareil à synthèse numérique directe (DDS, direct digital synthesis), qui ne présente pas de gigue lors de la génération d'une rampe de fréquence arbitraire. La génération DDS d'un profil de fréquence RF nécessite de stocker un grand nombre de points, correspondant soit directement aux valeurs des tensions au cours du temps, soit au profil

33. Des fluctuations dans la position du centre d'un piège entraînent un chauffage à taux constant ; en revanche des fluctuations éventuelles dans la raideur du piège entraîneraient un taux de chauffage exponentiel [173, 174]. La différence entre ces deux évolutions serait visible sur la figure 4.15 car la température fait plus que doubler.

34. Le chauffage durant la rampe de fréquence est vraisemblablement dû aux sauts de fréquence du synthétiseur Stanford DS-345, qui font vibrer le piège au cours de son déplacement. En effet le balayage de fréquence de nombre de synthétiseurs numériques se fait en incrémentant la fréquence par pas discrets, dont l'amplitude dépend de la rampe effectuée et de la capacité de stockage de l'appareil (profil arbitraire de 1500 fréquences dans le cas du DS-345).

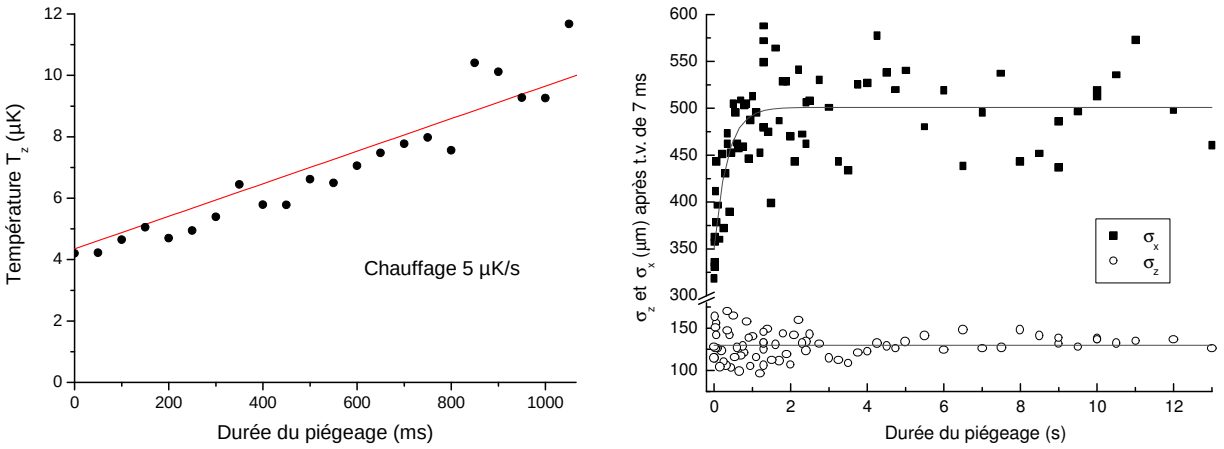


Figure 4.15 — À gauche : chauffage à taux constant des atomes dans le piège habillé, lorsqu'on utilise le synthétiseur Agilent en modulation de fréquence externe. À droite : distributions des vitesses longitudinale et transverse dans l'expérience à deux synthétiseurs. Le nuage est chauffé selon z lors de la rampe de chargement, puis se thermalise selon x en 340 ms. La phase de plateau montre que le piège habillé n'est pas chauffé de façon sensible lorsqu'on utilise un signal radiofréquence stable.

Left : heating rate of the trapped atomic sample when using the Agilent 33250A in external FM mode. Right : plateau in the temperature of the trapped atoms when a fixed-frequency synthesizer is used, after a transverse heating and a longitudinal thermalization due to the loading stage. These data show that the heating rate of the dressed trap originates in frequency fluctuations of the RF signal, when synthesizers are used in external FM mode.

de fréquence[35]. Dans les deux cas il faut s'assurer que la capacité de stockage de l'appareil est suffisante pour pouvoir faire des rampes RF durant plusieurs centaines de millisecondes voire plusieurs secondes, sans discontinuité de fréquence ni de phase.

Une fois le problème de la source radiofréquence résolu se posera la question de l'adiabaticité lors du transfert du condensat, rendue particulièrement difficile par l'évolution de la fréquence d'oscillation la plus lente $\omega_1/2\pi$, qui atteint des valeurs typiques de l'ordre du Hz (§ 4.5.4). Une solution est éventuellement de transférer un nuage thermique depuis le QUIC, puis de faire du refroidissement évaporatif une fois le transfert achevé. Le refroidissement évaporatif peut être obtenu grâce au piège lui-même en abaissant le couplage Ω (§ 4.6.2) ou bien par une seconde onde RF [157] de fréquence supérieure, vidant le piège depuis sa surface extérieure. Ce dernier schéma a l'avantage de ne pas évaporer une partie des atomes vers des états piégés, susceptibles de rentrer en collision ultérieurement avec les atomes du piège habillé. Nous avons fait des essais de refroidissement évaporatif avec une seconde onde radiofréquence, et observé une perte progressive d'atomes à mesure que le couteau RF s'approche du fond du piège habillé où sont confinés les atomes. Cependant nous n'avons pas obtenu de refroidissement du nuage, vraisemblablement car le taux de chauffage induit par le synthétiseur réalisant le piège habillé est supérieur au taux de refroidissement du processus d'évaporation.

35. Ce mode est parfois appelé "sample clock modulation".

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le piégeage d'atomes de rubidium ultrafroids dans un potentiel adiabatique obtenu en « habillant » un champ magnétique statique avec un champ magnétique radiofréquence. Les atomes piégés sont dans une superposition des sous-états Zeeman d'un niveau hyperfin fondamental, couplés par l'onde radiofréquence. Cette situation est inédite[36] ; elle diffère notablement de celle obtenue habituellement dans les pièges dipolaires optiques, pour lesquelles on cherche à se placer à une faible saturation de la transition utilisée, afin de rester dans l'état fondamental et de minimiser l'émission spontanée de photons[37].

Le piège magnétique habillé a plusieurs caractéristiques intéressantes. Ses fréquences d'oscillation sont ajustables sur une très large gamme, pouvant donner lieu à un confinement très anisotrope, bidimensionnel ; nous avons réalisé des pièges jusqu'à des fréquences d'oscillation typiques de 600 Hz dans la direction transverse, et de 21 Hz et 2 Hz dans les directions longitudinales. Le piège habillé présente également la possibilité d'appliquer un refroidissement évaporatif à l'échantillon piégé, soit en jouant sur l'adiabaticité du mécanisme de piégeage, soit en ajoutant une seconde onde radiofréquence. Enfin ce piège peut être réalisé en utilisant des techniques expérimentales déjà présentes dans la majorité des groupes étudiant la condensation de Bose–Einstein. Nous avons vu cependant qu'un piège à faible taux de chauffage et à fort confinement transverse ne pourra être obtenu qu'avec une source radiofréquence à la fois modulable en fréquence pour la phase de chargement, et stable une fois le piège mis en place.

Lorsque ces contraintes techniques seront levées, il devrait être possible de réaliser un condensat bidimensionnel dans le piège habillé. À plus long terme, la géométrie en « coquille » de ce piège peut donner lieu à l'étude de bulles de matière [157,163,164,168]. Il est également envisageable de former, par combinaison de ce piège avec une onde optique stationnaire, un piège 1D en anneau avec un fort confinement transverse [172]. Une telle géométrie suscite un fort intérêt théorique [178, 179] et expérimental [180–183].

36. Le piège magnétique habillé présente cependant une certaine analogie avec la cavité à atomes réalisée par Immanuel Bloch *et al.* [175], dans laquelle deux sous-états atomiques hyperfins sont couplés localement par une transition Raman stimulée.
37. Le piège à micro-ondes pour atomes neutres [176,177], qui couple des états hyperfins fondamentaux, ne présente pas d'émission spontanée mais doit également se placer hors résonance pour éviter des collisions inélastiques survenant dans l'état hyperfin supérieur.

Annexe A

L'imagerie

A.1 Principe de l'imagerie par absorption

L'imagerie est un élément important du montage car elle fournit la plupart des données expérimentales. Nous utilisons principalement l'imagerie par absorption dont le montage est décrit sur la figure A.1. Un faisceau laser « sonde » est filtré spatialement puis collimaté et envoyé dans la direction $-y$ [1] à travers la cellule de quartz où il est partiellement absorbé[2] par les atomes. Le faisceau traverse ensuite une lentille biconvexe de focale $f' = 200\,\mathrm{mm}$ et éclaire un détecteur CCD placé à la position conjuguée du nuage d'atomes, au grandissement $\gamma = -1$. Le détecteur enregistre donc l'image des atomes sous forme d'une ombre sur fond clair.

Nous utilisons également l'imagerie par fluorescence pour caractériser le second piège magnéto-optique, comme le montre par exemple la figure B.3 de l'annexe B. Dans ce cas le faisceau sonde n'est pas nécessaire puisque c'est la lumière des faisceaux du piège, diffusée par les atomes, qui est détectée.

L'atténuation du faisceau sonde lorsqu'il traverse le nuage d'atomes dans la direction $-y$ suit la loi de Beer–Lambert[3] :

$$\begin{aligned} \mathrm{d}I(x,y,z) &= -I(x,y,z)\,\sigma_{\mathrm{abs}}(\delta)\,n(x,y,z)\;|\mathrm{d}y| \\ \frac{I_t(x,z)}{I_i(x,z)} &= \exp\left[-\sigma_{\mathrm{abs}}(\delta)\int n(x,y,z)\;|\mathrm{d}y|\right] \end{aligned} \tag{A.1}$$

où I_i et I_t sont les intensités lumineuses incidente et transmise (voir p.39), $\sigma_{\mathrm{abs}}(\delta)$ la section efficace d'absorption pour un désaccord δ relativement à la résonance de la

1. Toutes les images présentées dans ce mémoire sont orientées avec l'axe x vers la droite et l'axe z vers le haut.
2. L'absorption du faisceau sonde s'accompagne d'une diffusion incohérente dans toutes les directions, et correspond à la partie imaginaire de l'indice de réfraction du nuage atomique.
3. Le nuage est traité comme un objet de phase mince, les rayons du faisceau parallèle émergent donc avec les mêmes coordonnées (x, z) qu'à leur entrée dans l'échantillon. Ceci est toujours vrai lorsque le désaccord à résonance δ du faisceau sonde est nul ; voir [87] page 99 pour une discussion complète de la validité de cette approximation.

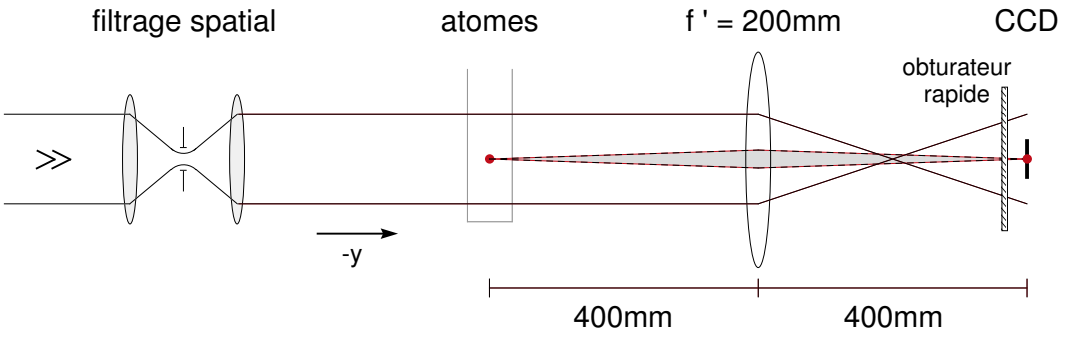


Figure A.1 — Le montage optique utilisé pour l'imagerie.

The imagery setup. From left to right : spatial filtering of the beam with a pinhole, partial absorption by the atomic sample, biconvex lens, fast focal-plane shutter and CCD sensor.

transition sondée, et n la densité du nuage. Cette dernière égalité s'écrit aussi

$$\frac{I_t(x,z)}{I_i(x,z)} \;=\; e^{-D_y(x,z)} \tag{A.2}$$

où $D_y(x,z)$ est la densité optique du nuage[4] aux coordonnées (x,z), selon l'axe y. La mesure de $D_y(x,z)$ donne accès à la densité colonne $\eta_y(x,z)$ du nuage :

$$\begin{aligned} D_y(x,z) \;&=\; \sigma_{\text{abs}}(\delta)\,\eta_y(x,z) \\ \eta_y(x,z) \;&=\; \int n(x,y,z)\;|\mathrm{d}y|\;. \end{aligned} \tag{A.3}$$

La loi (A.1) suppose que la section efficace d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(\delta)$ est indépendante de l'intensité lumineuse traversant le nuage, ce qui impose de se placer à faible saturation $s \ll 1$ (E.6). Dans cette limite $\sigma_{\text{abs}}(\delta)$ vaut

$$\sigma_{\text{abs}}(\delta) \;=\; \frac{\sigma_{\text{abs}}(0)}{1+4\,\delta^2/\Gamma^2}\;. \tag{A.4}$$

Dans le cas d'un système à deux niveaux, la section efficace d'absorption à résonance est $\sigma_{\text{abs}}(0) = 3\lambda^2/(2\pi)$, soit $0{,}29\,\mu\text{m}^2$ pour $\lambda = 780\,\text{nm}$ (transition D_2 du rubidium).

Le faisceau sonde. Le faisceau sonde excite la transition $5\text{S}_{1/2}, F=2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2}, F=3$ avec une impulsion de durée $\Delta t = 100\,\mu\text{s}$. L'intensité de l'impulsion lumineuse est de $11\,\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$, choisie pour exploiter au mieux la dynamique de la caméra CCD. Lorsque le faisceau est utilisé à résonance ($\delta = 0$), le paramètre de saturation vaut $s \simeq 7.10^{-3}$ et le nombre moyen de photons diffusés est $n_\varphi \simeq (\Gamma/2)\,s\,\Delta t = 13$ selon le modèle à deux niveaux.

Le faisceau a une polarisation circulaire et nous appliquons un champ directeur d'environ $10\,\text{mG}$ [5] dans la direction y, ce qui a pour effet de pomper les atomes dans un état de spin extrême $|F=2, m_F=\pm 2\rangle$ où la transition est cyclante ; dans cet état la

4. Notons que cette définition $D = -\ln(I_t/I_i)$ diffère de celle utilisée en optique $DO = -\log_{10}(I_t/I_i)$.
5. Ce champ devient directeur environ 15 ms après l'ordre de coupure des champs piégeants.

section efficace d'absorption est effectivement celle d'un système à deux niveaux. L'effet du pompage optique initial n'est cependant pas pris en compte et nous sous-estimons le nombre d'atomes, *a priori* d'un facteur inférieur à deux[6].

L'absorption du faisceau sonde perturbe peu la distribution atomique : la diffusion spatiale due aux émissions spontanées est de l'ordre de $\sqrt{n_\varphi}\, v_{\mathrm{rec}}\, \Delta t$ dans les directions x et z soit environ $2\,\mu$m, ce qui est négligeable. En revanche le « flou de bougé » vertical correspondant au déplacement des atomes pendant la durée Δt de l'impulsion lumineuse est proportionnel au temps de vol ; pour les temps de vols les plus longs ($\simeq 27\,$ms) le déplacement est de $26\,\mu$m soit 2 pixels sur le capteur CCD, et doit être pris en compte.

A.2 Acquisition et traitement des images

Les images optiques sont détectées par une caméra *Andor* DV437 à CCD *e2v* 57-10. Ce capteur est divisé en deux parties : une zone sensible de $6{,}7\,\mathrm{mm} \times 6{,}7\,\mathrm{mm}$ comportant 512×512 photosites carrés de $13\,\mu$m de côté, ainsi qu'une zone de stockage adjacente masquée par un film métallique. La zone de stockage est identique à la zone sensible ; elle permet de prendre des images dans le mode « frame transfer » décrit page 122.

Le signal issu du capteur est lu par une carte d'acquisition *Andor* CCI-001 contrôlée par `Vision`, un logiciel très complet écrit en C++ par Florian Schreck. Nous l'avons en partie modifié pour qu'il puisse exploiter toutes les possibilités de la caméra — le mode frame transfer notamment — et être commandé à distance par le logiciel `Manip` (figure 2.6). Chaque fois qu'une séquence expérimentale est exécutée, `Vision` règle les paramètres de la caméra selon les consignes données par `Manip`, acquiert les images, calcule une image de la densité optique de l'échantillon ainsi que le nombre d'atomes et fait un ajustement gaussien du nuage. Les images brutes et les ajustements sont stockés, de même que le fichier définissant la séquence expérimentale. Les images peuvent être présentées en fausses couleurs ou en niveaux de gris.

Le calcul de la densité optique $D_y(x, z)$ nécessite la prise de trois images, comme le montre la figure A.2. La première $I_{\mathrm{atomes}}(x, z)$ est celle de l'ombre des atomes éclairés par le faisceau sonde. La deuxième $I_{\mathrm{sonde}}(x, z)$ enregistre le faisceau sonde seul. La troisième $I_{\mathrm{noir}}(x, z)$ se fait sans faisceau sonde : elle enregistre le signal d'obscurité du capteur ainsi que la lumière parasite. Cette dernière image, appelée « noir » en astronomie, apporte essentiellement une correction de biais (niveau de base du capteur) : le bruit thermique accumulé est faible car la pose est brève et le CCD refroidi[7] ; la lumière parasite est également très faible car nous utilisons un obturateur rapide décrit dans l'annexe B.

6. L'erreur maximale envisageable serait faite pour un échantillon atomique non polarisé et ne subissant pas de pompage optique au cours de sa détection ; sa section efficace d'absorption vaudrait 7/15e de celle du modèle à deux niveaux. Ce facteur est la moyenne des carrés des coefficients de Clebsch–Gordan de la transition $5\mathrm{S}_{1/2}, F=2 \rightarrow 5\mathrm{P}_{3/2}, F=3$.
7. Les éléments Peltier permettent le refroidissement du détecteur jusqu'à $-45\,^{\circ}$C, cependant pour des poses aussi brèves une température de $0\,^{\circ}$C est suffisante.

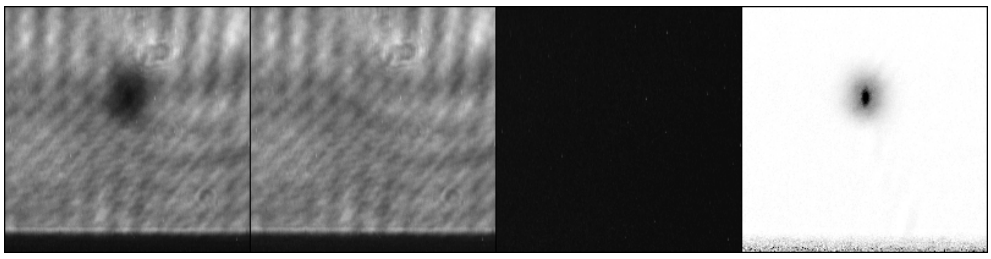


Figure A.2 — De gauche à droite : images $I_{\text{atomes}}(x,z)$, $I_{\text{sonde}}(x,z)$, $I_{\text{noir}}(x,z)$ et $-D_y(x,z)$. Condensat entouré d'un nuage thermique au-dessus du prisme, champ 2,4 mm × 2,4 mm.

Principle of absorption imaging. From left to right : atomic cloud shadow, bare probe pulse (reference picture), background and calculated optical density, corresponding to the column density $\eta_y(x,z)$ of the cloud along direction y.

La densité optique de l'échantillon atomique s'obtient par

$$\begin{aligned} D_y(x,z) &= -\ln \frac{I_t(x,z)}{I_i(x,z)} \\ &= -\ln \frac{I_{\text{atomes}}(x,z) - I_{\text{noir}}(x,z)}{I_{\text{sonde}}(x,z) - I_{\text{noir}}(x,z)} \,. \end{aligned} \tag{A.5}$$

Pour ce calcul la connaissance de la réponse absolue du capteur à l'exposition reçue n'est donc pas nécessaire : il suffit qu'elle soit linéaire, ce qui est le cas jusqu'à la saturation des photosites. Le convertisseur analogique – numérique de la caméra a une dynamique de 12 bits qui permet en principe de mesurer des densités optiques maximales $D = 8{,}3$; en pratique le dispositif sature à $D \simeq 4$, probablement du fait de la lumière diffusée.

A.3 Utilisation du mode « frame transfer »

L'image électronique de 512×512 pixels formée sur la zone sensible du capteur est numérisée par la carte d'acquisition à 62 kHz, ce qui correspond à la cadence d'une image toutes les 4,3 s. Cette faible cadence permet de minimiser le bruit électronique de lecture mais s'est révélée dans un premier temps pénalisante pour la qualité des images en absorption. En effet, les parois de la cellule en quartz n'étant pas traitées antireflet, elles créent de nombreuses franges d'interférence dans le faisceau sonde, visibles sur la figure A.2. Lorsque l'image $I_{\text{sonde}}(x,z)$ est prise 4,3 s après $I_{\text{atomes}}(x,z)$, les franges des deux images ne se superposent pas parfaitement et sont donc présentes[8] sur l'image calculée $D_y(x,z)$. Le déplacement des franges semble provenir du refroidissement des bobines du piège magnétique après son extinction, ce qui modifie légèrement les contraintes mécaniques du montage et affecte la position de la cellule.

L'utilisation du mode frame transfer a permis de résoudre ce problème. Dans ce mode, on peut prendre deux images dans un intervalle de temps très bref. Lorsque

8. Ce point est discuté en détail dans l'annexe A de la référence [87].

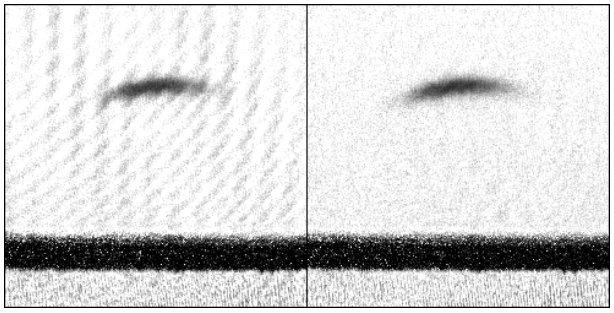


Figure A.3 — Réflexion d'un condensat de 200 000 atomes sur une onde évanescente répulsive, temps de vol total 34 ms (rebond à $T_{\mathrm{reb}} = 27{,}1\,\mathrm{ms}$). À gauche : sans frame transfer. À droite : avec frame transfer. Champ : 3,0 mm × 3,0 mm.

Optical density images using single scan acquisition (left) and frame transfer acquisition (right). In frame transfer mode, the reference picture is taken only 9 ms after the shadow picture, allowing the cancellation of the interference fringes generated by the glass cell.

l'exposition de la première image est terminée, les photoélectrons accumulés dans la zone sensible sont transférés en moins de 9 ms à la zone masquée ; la zone sensible est alors immédiatement disponible pour l'exposition d'une deuxième image. Cette image est elle-même transférée à la zone masquée lorsque la première a été lue, 4,3 s plus tard. La réduction à 9 ms du délai entre les images $I_{\mathrm{atomes}}(x, z)$ et $I_{\mathrm{sonde}}(x, z)$ rend négligeable le déplacement des franges d'interférence, qui disparaissent pratiquement lors du calcul de l'image $D_y(x, z)$ comme le montre la figure A.3. L'amélioration est considérable lorsque le signal à analyser est faible.

A.4 Réglage et caractérisation du montage optique

Comme nous l'avons vu, l'image des atomes est formée par une lentille simple biconvexe de longueur focale $f' = 200\,\mathrm{mm}$. Elle est suivie de deux miroirs de renvoi qui décalent l'axe optique jusqu'au niveau de la caméra CCD, dans un plan horizontal. Le faible grandissement utilisé, $\gamma = -1$, permet d'enregistrer un champ de 6,7 mm × 6,7 mm. Ce champ étendu est nécessaire à plusieurs stades de l'expérience : lors du chargement du second piège magnéto-optique et du transfert des atomes dans le piège magnétique ; au début de l'évaporation radiofréquence ; après le transfert dans le piège « habillé » très anisotrope ; après le rebond sur l'onde évanescente répulsive qui s'accompagne d'une forte diffusion. Cependant, disposer également d'un grandissement plus important apporterait un gain dans la précision de certaines mesures, telles que la taille des nuages. Nous avons installé un système à miroirs basculants permettant de choisir entre des grandissements $\gamma = -1$ et $\gamma = -2$. Ce montage plus élaboré utilise quatre doublets achromatiques[9] ; il n'a pas encore fourni des images de qualité suffisante et doit être optimisé.

9. Ces doublets sont corrigés de l'aberration sphérique lorsqu'ils sont utilisés en conjugaison infini – foyer.

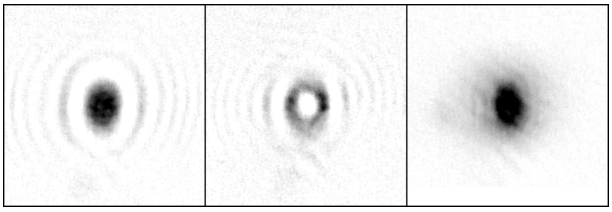


Figure A.4 – Mise au point de la caméra. À gauche : à 5 mm du plan conjugué, avec un faisceau sonde désaccordé de $-1{,}5\,\Gamma$. Au centre : même position mais désaccord de $+1{,}5\,\Gamma$. À droite : mise au point correcte et désaccord nul. Champ : $900\,\mu\text{m} \times 900\,\mu\text{m}$.

The focusing of the imaging system using a BEC is somewhat improved with a detuned probe beam. Left and center : 5 mm - defocused system with $\delta = -1{,}5\Gamma$ and $\delta = -1{,}5\Gamma$ respectively. Right : final setting with $\delta = 0$.

Mise au point. Le socle de la caméra CCD, fixé sur la table optique, est guidé en translation par un réglet épais qui donne une mesure du tirage optique. Pour placer le capteur de la caméra dans le plan conjugué du nuage d'atomes nous avons utilisé successivement deux méthodes. La première consiste à prendre des images d'un objet diffractant (un cheveu roux) éclairé par le faisceau sonde et placé contre la face avant de la cellule, puis contre la face arrière. On trouve en quelques essais les plans conjugués de ces deux emplacements ; le plan conjugué du nuage d'atomes est, en bonne approximation, à la position médiane. La seconde méthode est la mise au point directement sur des condensats, en minimisant la taille de leur image et la présence de franges. Ceci n'est bien sûr possible que si le reste du montage est déjà opérationnel. On peut améliorer la précision de cette méthode en réglant le faisceau sonde légèrement hors-résonance : le condensat a alors un indice de réfraction de partie réelle non nulle, et agit comme une lentille convergente ou divergente pour le faisceau sonde. Le plan conjugué est celui pour lequel le condensat a pratiquement le même aspect qu'à résonance (figure A.4). Les deux méthodes aboutissent à un résultat identique, avec une incertitude de 1 mm sur la position du plan conjugué[10]. La verticalité du champ cadré est ajustée précisément grâce au cheveu lesté, placé contre la cellule.

Grandissement. Le grandissement est également étalonné selon deux méthodes. Tout d'abord en mesurant la taille sur le capteur CCD des images d'une mire à motifs transparents sur fond noir, placée de part et d'autre de la cellule ; on obtient $\gamma = -1{,}04$. La seconde méthode, plus précise, consiste à enregistrer la chute d'un condensat puis à ajuster numériquement l'accélération mesurée. On en déduit un grandissement $\gamma = -1{,}07$ qui concorde avec la première mesure à 3% près.

Résolution. Nous avons évalué la résolution du système d'imagerie en prenant une image d'un trou de filtrage de diamètre $20\,\mu$m placé avant la cellule, en périphérie du champ cadré, sur une des diagonales (position la plus défavorable). L'image enregistrée est montrée sur la figure A.5 ; elle est notablement élargie selon l'axe z. L'élargissement dans les deux directions est modélisé par une convolution du disque initial avec une

10. Cette incertitude correspond à la profondeur de foyer effective du système.

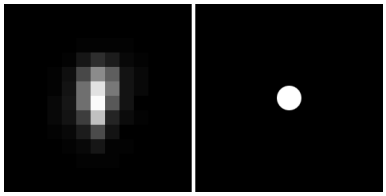


Figure A.5 — Résolution de l'imagerie. À gauche : image d'un trou de filtrage de diamètre 20 μm placé avant la cellule, en bord de champ. À droite : dimensions du trou.

The imaging resolution is evaluated with a ø 20 μm pinhole (right). Photosite integration, diffraction and remaining aberrations cause a small horizontal broadening of standard deviation $\sigma_x = 8\,\mu m$, whereas the vertical resolution is limited by the CCD smearing to $\sigma_z = 19\,\mu m$.

fonction gaussienne d'écarts-types $\sigma_z = 19\,\mu$m et $\sigma_x = 8\,\mu$m. Il faut prendre en compte cette réponse impulsionnelle du système d'imagerie dans l'analyse des données expérimentales[11].

L'élargissement vertical est dû essentiellement à un phénomène de « smearing » du capteur CCD frame transfer, qui survient lors du transfert rapide des charges vers la zone masquée avant leur lecture[12] ; la direction horizontale n'est pas affectée par ce phénomène. D'autres facteurs dégradent les résolutions horizontale et verticale à parts sensiblement égales :

Il y a tout d'abord la matrice CCD, qui fait une intégration spatiale de l'image optique et l'échantillonne avec un pas de 13 μm, dans les directions x et z. Ce pas d'intégration et d'échantillonnage se retrouve au niveau de l'objet (les atomes) puisque $|\gamma| = 1$. **- modif -**

La diffraction ensuite. La lentille a un diamètre de 45 mm ; le premier miroir placé après la lentille a un diamètre de 50 mm. C'est donc la lentille qui fixe le nombre d'ouverture du système[13], $N = 8{,}9$. La tache d'Airy correspondante a un rayon de $1{,}22\,\lambda\,N = 8{,}5\,\mu$m.

Les aberrations géométriques de la lentille biconvexe dégradent également l'image ; nous ne les avons pas calculées, on peut cependant remarquer que trois effets les réduisent. D'une part le montage est symétrique, ce qui supprime les aberrations d'ordre impair comme la coma (voir [184], chapitre 5). D'autre part dans la plupart des conditions expérimentales seule la zone centrale de la lentille est effectivement active dans l'imagerie. En effet le faisceau sonde est collimaté, la diffraction par l'échantillon est en général faible, de même que la réfraction puisque nous nous plaçons généralement à $\delta = 0$. La lumière du faisceau sonde est donc peu déviée après son interaction avec le

11. En pratique l'élargissement selon x, de variance $\sigma_x^2 = 64\,\mu\text{m}^2$, sera négligeable devant les variances de la plupart des distributions mesurées.
12. Un décalage de certaines colonnes affecte lui aussi spécifiquement la direction verticale. Cet effet n'est pas visible sur la figure A.5.
13. Le nombre d'ouverture d'un faisceau lumineux est $N = \dfrac{1}{2\sin\alpha'}$, où α' est le demi-angle au sommet du faisceau conique qui converge au point-image considéré.

nuage atomique et passe par le centre de la lentille[14]. Enfin, bien que le champ enregistré soit assez étendu, les angles relativement à l'axe optique sont très modérés, moins de 1° du fait de la grande longueur focale utilisée. Pour la même raison les aberrations provoquées par la cellule[15] sont certainement négligeables.

14. Par exemple un condensat après 20 ms de temps de vol a une épaisseur typique $\Delta x \simeq 40\,\mu$m, ce qui correspond à une tache de diffraction de largeur 1,9 cm au centre de la lentille.
15. Le faisceau, après absorption par les atomes, traverse la paroi de la cellule en Vycor d'épaisseur 5 mm et d'indice 1,46. Cette lame diélectrique introduit de l'aberration sphérique mais elle n'est sensible que si le faisceau est suffisamment ouvert. Elle introduit également un décalage de mise au point pris en compte directement par les réglages décrits au-dessus.

Annexe B

Obturateur rapide

Cette annexe présente de façon détaillée les caractéristiques d'un obturateur électromécanique rapide de type plan-focal. Ce type d'obturateur est utilisé dans les appareils photographiques reflex modernes, à film ou à capteur électronique. La vitesse de translation de ses lamelles est élevée (plus de 7 m/s) ce dont on peut tirer profit dans plusieurs parties d'une expérience de physique, comme l'imagerie ou la réalisation d'impulsions lumineuses ($\geq 50\,\mu$s) à partir de sources continues. L'obturateur est déclenché par deux impulsions de courant et a une très bonne stabilité : les fluctuations temporelles sont inférieures à $\pm\,6\,\mu$s.

Introduction

La nécessité d'un obturateur rapide pour notre caméra CCD est apparue lorsque nous avons voulu l'utiliser pour mesurer la température des atomes capturés dans le second piège magnéto-optique (PMO), avec ou sans phase de mélasse optique. La méthode habituelle pour mesurer la température consiste à couper le piège et à observer l'absorption par le nuage en chute libre d'un faisceau sonde résonnant, placé au moins 1 cm sous le piège. L'analyse du profil temporel de l'absorption permet d'évaluer la distribution des vitesses et donc la température de l'échantillon [185]. Cette méthode serait très difficile à appliquer à notre montage car le second PMO s'étend jusqu'à 1,8 mm au-dessus du prisme diélectrique, ce qui exclut des « temps de vol » suffisamment longs[1]. En revanche des images en absorption prises à différents instants du bref temps de vol sont suffisantes pour faire une mesure de la température. La procédure est la suivante : préparation du nuage (PMO ou mélasse optique) ; extinction des faisceaux du piège (et du champ magnétique dans le cas du PMO) ; attente de durée variable ;

1. La référence [186] indique comment interpréter le signal d'absorption pour des temps de vol brefs. Néanmoins les mesures expérimentales de température sont faites avec une distance piège-sonde minimale de 5 mm ; de plus le calcul repose sur l'hypothèse que le nuage piégé a une distribution spatiale proche d'une gaussienne, ce qui semble peu réaliste dans notre cas, comme le montre la figure B.3.

prise d'une image en absorption (impulsion du faisceau sonde). La répétition de cette séquence en faisant varier le délai d'attente constitue un « film » de l'expansion du nuage et permet la mesure de sa température (§ A).

Idéalement, on doit pouvoir prendre une image dès le début de la chute libre, juste après l'extinction des faisceaux du piège. Nous nous sommes cependant heurtés à une difficulté inattendue : avec notre caméra, la lumière diffusée par le nuage lorsque les faisceaux du piège sont encore allumés se superpose, plus ou moins décalée, à l'image en absorption prise après temps de vol, empêchant toute analyse. Cet effet provient du délai d'environ 9 ms nécessaire à la remise à zéro du capteur CCD, qui est donc incomplète lors de temps de vol brefs[2]. Nous avons décidé d'équiper notre caméra d'un obturateur destiné à découvrir la zone sensible de notre CCD (6,7 mm × 6,7 mm) le plus rapidement possible après l'extinction des faisceaux du piège, juste avant la prise d'images.

Les obturateurs du commerce pouvant convenir[3] sont les obturateurs électro-mécaniques dits centraux (« leaf shutters ») : leurs lamelles actionnées par électro-aimant s'escamotent depuis le centre vers la périphérie. Le temps d'ouverture d'un obturateur central *Uniblitz* de diamètre 14 mm est de 1,5 ms, soit environ 1 ms pour découvrir notre CCD, ce qui est suffisamment rapide. Cependant ces obturateurs sont assez coûteux — plus de 1000 euros — car il faut acheter leur électronique de contrôle : les profils de tension utilisés sont complexes et difficiles à reproduire. De plus ce type d'obturateur n'est en principe pas destiné à être placé près du plan où l'image est enregistrée (plan conjugué du nuage d'atomes). Ceci devient gênant lorsque l'exposition n'est pas déterminée par une impulsion lumineuse, cas le plus fréquent, mais par l'obturateur lui-même — par exemple lorsqu'on fait l'image en fluorescence d'un PMO ou d'une mélasse en utilisant uniquement les faisceaux du piège, non pulsés. Dans cette situation on ne peut pas utiliser les temps de pose les plus brefs car l'exposition du capteur ne serait pas uniforme[4].

Pour ces raisons nous avons préféré nous tourner vers un obturateur électro-mécanique de type plan-focal à lamelles, dont de nombreux modèles différents équipent les appareils photo à visée reflex actuels, y compris numériques. Ces obturateurs n'étant pas commercialisés séparément nous nous en sommes procurés auprès d'un atelier de

2. La remise à zéro du capteur CCD frame transfer *e2v* 57-10 de notre caméra se fait par transfert des charges accumulées dans la zone sensible vers la zone masquée puis vers le registre de lecture, de la même façon que lors du transfert d'une image. Ce vidage (« keep clean operation ») s'effectue en continu jusqu'à ce que le signal TTL de prise d'image soit reçu. La durée du transfert des 512 lignes de la zone sensible est déterminée par le signal d'horloge à 62 kHz de la carte d'acquisition, soit 8,3 ms. Une prise d'image doit donc être précédée d'une période d'obscurité d'au moins 8,3 ms, sans quoi les charges accumulées auparavant sont encore présentes sur une partie de la zone sensible.
3. Les obturateurs à cristaux liquides ont un temps de réponse de plusieurs millisecondes ; les obturateurs à cristaux ferroélectriques sont eux très rapides (100 μs) mais peu efficaces dans le proche infrarouge. De plus ces deux types d'obturateurs sont susceptibles de dégrader l'imagerie, et leur efficacité varie avec la polarisation incidente.
4. La non-uniformité de l'exposition est notable dès que le temps de pose devient comparable aux temps cumulés d'ouverture et de fermeture de l'obturateur, environ 3 ms dans le cas de l'obturateur *Uniblitz* VS14 déjà cité.

réparation spécialisé[5]. Pour l'obturation de notre caméra CCD nous avons choisi un obturateur au format APS (Advanced Photo System, 16,7 mm × 30,2 mm) en raison de sa petite taille. Néanmoins je présenterai ici les caractéristiques d'un obturateur au format 24 mm × 36 mm car celui-ci est plus répandu et peut s'adapter à des montages exigeant une grande ouverture. Cet obturateur équipe notamment les appareils *Canon* EOS 3 et, dans une version 25% plus rapide, les EOS 1V et EOS 1Ds ; une description mécanique très détaillée en est donnée dans le brevet [187].

B.1 Caractéristiques de l'obturateur

Le principe de fonctionnement d'un obturateur plan-focal moderne est le suivant : après armement, deux ensembles de lamelles indépendants, appelés « rideaux », sont libérés l'un après l'autre et parcourent la fenêtre d'exposition de haut en bas selon un mouvement de translation accélérée, sous l'action de ressorts spiraux. Le premier rideau découvre la fenêtre d'exposition, le second la masque. Le mouvement de chaque rideau étant identique, la durée d'exposition est uniforme malgré l'accélération ; elle est déterminée par le délai entre les départs des rideaux. Pour des durées d'exposition supérieures à la « vitesse de synchro-flash » [6], le premier rideau termine sa course avant le départ du second. Pour des durées plus brèves, une fente formée par les deux rideaux balaie la fenêtre d'exposition.

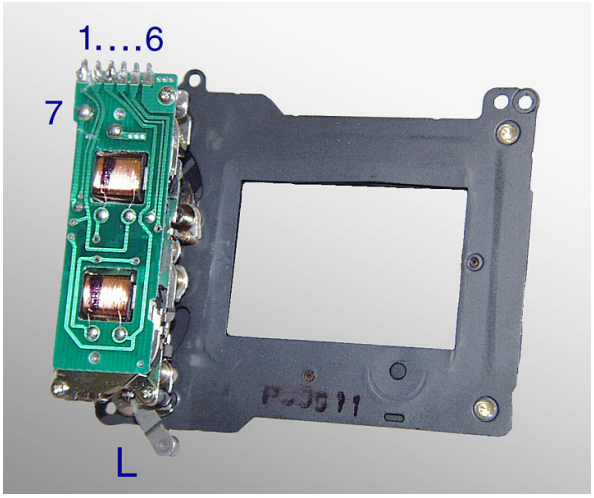


Figure B.1 — L'obturateur ouvert, lorsque le premier rideau a terminé sa course.

The focal-plane shutter in open position, after the run of the first curtain. The lever L *drives the curtains to the exposure start position and loads their spiral springs ; the eletrodes* 1 *to* 7 *are used to trigger the shutter and to monitor its state.*

5. Je remercie vivement Christophe Vialat de l'atelier Vilma à Paris pour sa générosité !
6. La vitesse de synchro-flash est le temps de pose le plus bref pour lequel un éclair de flash peut illuminer la fenêtre d'exposition entière.

Dimensions. L'obturateur a pour dimensions totales 70 mm (largeur) × 55 mm (hauteur) × 17 mm (profondeur) ; la partie contenant la fenêtre d'exposition est très mince : seulement 3 mm. La face arrière est plane.

Armement. L'armement des rideaux doit être fait par un mécanisme séparé agissant sur le levier métallique L (en bas, à gauche de la figure B.1). Ce levier a une course de 14 mm, presque linéaire ; il faut lui appliquer une force d'environ 5,5 N. L'armement positionne les deux rideaux en position haute sans découvrir la fenêtre d'exposition. Le levier doit être ramené à sa position initiale avant le déclenchement, en le libérant par exemple. Pour l'obturateur que nous utilisons actuellement dans l'expérience, l'armement s'effectue grâce à un petit moteur électrique utilisé dans le modélisme[7]. Nous n'avons pas cherché à optimiser le temps d'armement, qui est de 1 s. La cadence maximale de l'obturateur d'EOS 3 décrit ici est supérieure à 7 cycles/s.

Déclenchement. Chaque rideau est libéré indépendamment par l'action de deux petits moteurs rotatifs incorporés. On peut les commander grâce aux électrodes 1 à 3 visibles sur la figure B.1. Le déclenchement du premier rideau se fait en appliquant un créneau de tension $U_3 - U_1 \leq -5\,\mathrm{V}$ de durée supérieure à 5 ms ; pour $-5\,\mathrm{V}$ le courant est de 180 mA. Le déclenchement du second rideau est identique, avec une tension $U_2 - U_1 \leq -5\,\mathrm{V}$. Le délai entre la commande d'un moteur et le départ du rideau correspondant dépend de la tension appliquée ; il est de 4,9 ms pour une tension de $-5\,\mathrm{V}$ et de 3,9 ms pour une tension de $-12\,\mathrm{V}$, avec des fluctuations temporelles très faibles (inférieures à $\pm 6\,\mu$s, voir § B.2.2).

Il est à noter que la majorité des obturateurs à rideaux modernes sont déclenchés différemment : chaque rideau est retenu par un électro-aimant puis libéré à l'instant où le courant d'alimentation est coupé.

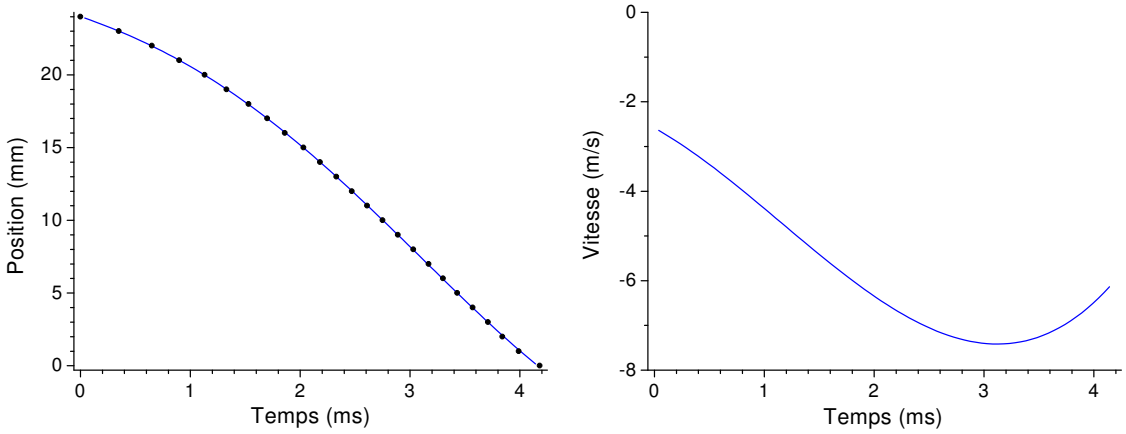


Figure B.2 — Trajectoire et vitesse des rideaux. La vitesse est calculée après ajustement de la trajectoire par un polynôme de degré 4.

Kinematics of the shutter curtains : translation (left) and speed (right). The speed is computed after fitting the translation with a fourth-order polynomial.

7. Servo-moteur *Graupner* C512 (environ 10 euros).

Translation des rideaux. Les deux rideaux suivent la même trajectoire accélérée, détaillée sur la figure B.2. Les durées d'ouverture et de fermeture sont de 4,2 ms ; la vitesse maximale d'environ 7,4 m/s est atteinte après 3,1 ms ; l'accélération maximale dépasse 200 g. La fin de la trajectoire est décélérée par un dispositif intégré qui minimise le choc — remarquablement faible — à l'arrivée des rideaux ; il n'y a aucun rebond. La mesure est faite en plaçant juste devant l'obturateur un masque de fentes horizontales espacées de 1 mm, imprimé sur un film transparent. L'ensemble est éclairé avec un faisceau approximativement parallèle, focalisé sur une photodiode après passage par le masque et la fenêtre d'exposition. Le signal mesuré lors de l'ouverture ou de la fermeture est constitué de petits fronts de tension dont on repère les instants. Cette procédure est plus précise que de supposer une variation linéaire de la tension de la photodiode en fonction de la surface découverte de la fenêtre d'obturation.

Contacts de synchronisation. On peut vérifier la bonne synchronisation de l'obturateur grâce à deux contacts qui sont ouverts après la phase d'armement, puis basculent en court-circuit à des instants précis du cycle d'obturation. Le premier, entre les électrodes 6 et 7, est fermé dès que le premier rideau est libéré ; le second, entre les électrodes 4 et 6, est fermé à l'instant d'arrivée du second rideau. Ces contacts peuvent également être utilisés pour déclencher un événement extérieur (impulsion laser, prise d'image...).

B.2 Exemples d'utilisation

B.2.1 Imagerie

L'application naturelle de cet obturateur est l'imagerie : beaucoup de capteurs CCD scientifiques n'ont pas de capacité d'obturation électronique, réservée aux capteurs à transfert interligne. Selon le type d'image réalisée, différentes caractéristiques de l'obturateur sont à prendre en compte. Dans tous les cas il est préférable de placer le capteur dans la zone où la vitesse des rideaux est maximale (voir la figure B.2), de façon à minimiser le temps de défilement des rideaux devant celui-ci.

Lumière continue. Ce cas correspond à l'image de gauche de la figure B.3, qui enregistre la fluorescence continue du second piège magnéto-optique. Le temps d'exposition est déterminé par le délai entre la libération de chaque rideau (1,6 ms dans cet exemple) et n'est limité que par les fluctuations, voir § B.2.2. Dans le cas où l'image n'est pas stationnaire, il peut se produire un effet de distorsion dû au balayage de la fente d'exposition, qui découvre d'abord le haut du capteur. Cet effet n'est sensible que lorsque le temps d'évolution caractéristique de l'image est comparable au temps de défilement des lamelles devant le capteur. Si on place correctement l'obturateur, un capteur de 6,7 mm de haut est balayé en 0,9 ms, à plus de 7 m/s.

Lumière pulsée. Lorsque l'image est prise avec une impulsion lumineuse — en absorption ou en fluorescence — le temps d'exposition n'est plus déterminé par l'obturateur, mais il peut être utilisé pour protéger le capteur de la lumière parasite pendant la phase d'initialisation (en général quelques millisecondes) et la phase de lecture (jus-

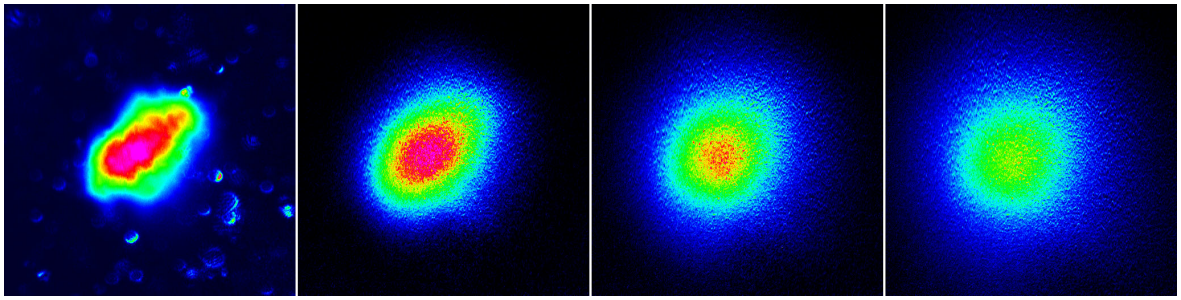


Figure B.3 — Images du second piège magnéto-optique partiellement chargé, en fluorescence continue (à gauche) et en absorption (trois images de droite, après temps de vol de 1, 2 et 3 millisecondes). Champ : 6,7 mm × 6,7 mm, fausses couleurs.

False-color images of the lower magneto-optical trap. Left : fluorescence of the cloud, the 1.6 ms exposure is set by the focal-plane shutter. Right : absorption images taken with a resonant light pulse after a 1, 2 and 3 ms time-of-flight ; in this case the shutter protects the CCD from the light diffused by the atoms in the magneto-optical trap prior to their release.

qu'à plusieurs secondes avec un capteur « full frame » à faible bruit de lecture) durant lesquelles le capteur est sensible. Ce cas correspond aux trois images de droite de la figure B.3 : l'obturateur masque la lumière diffusée par le piège magnéto-optique avant le temps de vol et l'impulsion de 0,2 ms du faisceau imageur, comme le décrit l'introduction de cette annexe. Le premier rideau est libéré 1 ms avant l'impulsion du faisceau imageur. Sans obturateur rapide il nous serait impossible de prendre ces images.

B.2.2 Ouverture et fermeture de faisceaux ; impulsions

Dans les expériences de physique atomique on a souvent besoin d'allumer ou d'éteindre rapidement un faisceau lumineux, ou de réaliser des impulsions. En général on utilise des modulateurs électro-optiques ou acousto-optiques ; outre leur prix elevé, ils présentent l'inconvénient d'une transmission et d'une extinction incomplètes[8,9].

Les obturateurs mécaniques n'ont pas ces défauts, mais sont beaucoup plus lents. Pour l'extinction de nos faisceaux laser nous utilisons habituellement des dispositifs basculants *Harting* à électro-aimant. Ils atteignent des vitesses typiques de 1 m/s, ce qui permet par exemple d'allumer ou d'éteindre un faisceau focalisé de rayon $w_0 = 10\,\mu$m en 20 μs. Un autre exemple est l'obturateur décrit dans la référence [188], construit à partir d'une bobine de haut-parleur, qui atteint une vitesse de 1,7 m/s. Des systèmes analogues à base de relais électromécanique sont également couramment utilisés. Tous ces dispositifs à électro-aimant sont bien adaptés à l'ouverture ou à l'extinction rapides de faisceaux focalisés, mais la réalisation d'impulsions lumineuses de l'ordre de la milliseconde, ou moins, est problématique. Pour cela il faut placer deux obturateurs en

8. Pour assurer une extinction complète, on ajoute au dispositif un obturateur mécanique.
9. Un modulateur acousto-optique utilisé dans l'ordre un a une extinction élevée mais en général pas totale (de l'ordre de −70 dB, selon l'atténuateur RF utilisé). Il peut compliquer le montage expérimental à cause du décalage de fréquence introduit.

série, et éventuellement refocaliser le faisceau de l'un à l'autre. Le taux de répétition des impulsions est typiquement de quelques dizaines de hertz. Un montage assez différent est décrit dans [189] ; il comporte deux fentes placées dans des montures actionnées par des cales piézoélectriques. Ce système permet des temps d'ouverture et de fermeture de faisceau comparables aux précédents mais à un taux de répétition élevé, d'environ 10 kHz. La réalisation présentée est cependant limitée à un diamètre de faisceau de 10 μm et à un rapport d'extinction de 300 : 1.

Ouverture et fermeture de faisceaux. L'obturateur plan-focal peut être utilisé pour l'ouverture et la fermeture rapides de faisceaux lumineux, focalisés ou non, grâce à la grande vitesse de ses lamelles, plus de 7 m/s. La figure B.4 à gauche montre l'ouverture d'un faisceau focalisé sur un col de rayon $w_0 = 7{,}5\,\mu$m (valeur calculée à partir du rayon du faisceau incident et de la focale de la lentille utilisée, 15,36 mm), positionné à 4 mm du bas de la fenêtre d'exposition. L'ouverture s'effectue en 2 μs, conformément à la vitesse des rideaux estimée à 7 m/s d'après l'ajustement de la figure B.2. Le profil d'extinction du faisceau est tout à fait semblable si on place le plan du second rideau au col du faisceau — les deux rideaux sont décalés en profondeur de moins d'un millimètre.

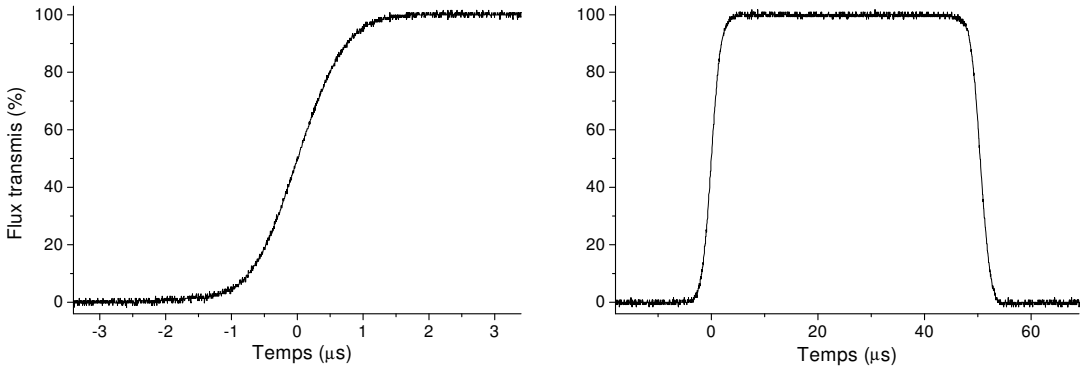


Figure B.4 — Ouverture rapide d'un faisceau (à gauche) et réalisation d'une impulsion lumineuse de 50 μs (à droite). Les origines des temps correspondent au passage du premier rideau au centre du faisceau focalisé.

When operated at the waist of a focused laser beam, the shutter can achieve fast opening (left) or shuttering of the beam, as well as short light pulses (right).

Les fluctuations de l'instant d'ouverture ou de fermeture sont très faibles : avec une tension de commande de -12 V, l'écart maximal mesuré est de $\pm\,6\,\mu$s. Elles peuvent être réduites si nécessaire en employant une tension de commande plus élevée. De plus il n'y a pas de dérive à long terme de cet instant, contrairement aux obturateurs basculants à électro-aimant qui peuvent fluctuer jusqu'à $\pm\,50\,\mu$s selon la température atteinte par la bobine de leur électro-aimant.

Réalisation d'impulsions lumineuses. L'obturateur peut également être utilisé pour réaliser des impulsions lumineuses si le taux de répétition requis est faible, *a priori* jusqu'à 7 Hz avec un mécanisme d'armement performant. Des impulsions extrêmement

brèves sont obtenues avec un faisceau laser focalisé : comme l'ouverture et la fermeture sont indépendantes, la durée minimale des impulsions n'est en pratique limitée que par les fluctuations des instants de libération des rideaux[10]. Avec une tension de commande de $-12\,\mathrm{V}$ pour chaque moteur rotatif, les fluctuations dans la durée des impulsions sont au maximum de $\pm\,12\,\mu$s, ce qui est en accord avec la valeur mesurée pour chaque rideau séparément[11]. La figure B.4 à droite montre une impulsion de $50\,\mu$s réalisée avec le faisceau de rayon de ceinture $w_0 = 7{,}5\,\mu$m. Au voisinage du col, la fente d'exposition a une hauteur d'environ 0,35 mm.

Pour réaliser de façon simple une impulsion très brève, on peut tirer parti de la possibilité qu'a chaque ressort spiral d'être réglé finement en tension à l'aide d'une vis sans fin. Si on augmente la force de rappel du premier rideau, on obtient une impulsion lumineuse en déclenchant les deux rideaux au même instant, avec un signal unique : le premier rideau passe au col du faisceau laser avec une légère avance sur le second. Ce réglage est précis et n'introduit pas de fluctuation supplémentaire ; l'impulsion de la figure B.4 à droite a été réalisée de cette façon.

Conclusion

L'obturateur plan-focal à lamelles présenté dans cette annexe est particulièrement adapté à l'acquisition d'images en absorption ou en fluorescence, grâce à une fenêtre d'obturation de $24\,\mathrm{mm} \times 36\,\mathrm{mm}$ pouvant être ouverte ou fermée en 4,2 ms par deux rideaux indépendants. La durée d'exposition locale minimale est d'environ $250\,\mu$s en imagerie par fluorescence, pour des fluctuations d'exposition admissibles de $\pm 5\%$ (écarts maxima). La vitesse de translation des rideaux, qui atteint $7{,}4\,\mathrm{m/s}$, est également intéressante pour la réalisation d'impulsions lumineuses lorsqu'un taux de répétition élevé n'est pas nécessaire : on peut produire avec un seul obturateur des impulsions de $50\,\mu$s, dont les fronts d'ouverture et de fermeture durent environ $2\,\mu$s pour un faisceau focalisé de diamètre $2w_0 = 15\,\mu$m.

10. La brièveté des impulsions est également limitée par la taille du faisceau et la vitesse de déplacement des rideaux. L'impulsion de la figure B.4 a été réalisée en plaçant le col du faisceau à mi-chemin entre les plans des premier et second rideaux, ce qui donne des durées d'ouverture et de fermeture de $5\,\mu$s, inférieures aux fluctuations.
11. Cette valeur est l'écart maximum mesuré sur une centaine d'essais consécutifs. Nous n'avons pas constaté de dérive des instants de déclenchement des rideaux.

Annexe C

Mesure du champ radiofréquence

Cette annexe décrit la réalisation d'une sonde pour la mesure de champs magnétiques radiofréquence (RF). Cette sonde est simple d'utilisation car elle présente une réponse plate sur une plage de fréquences de 1 MHz à 30 MHz.

Introduction

Dans notre expérience nous utilisons des champs magnétiques radiofréquence lors de la phase d'évaporation (rampe de fréquences décroissantes, de 23 MHz à 1,3 MHz) puis lors du transfert des atomes dans le piège habillé (rampe de fréquences croissantes, de 1 MHz à 5 MHz typiquement). Il est utile de connaître l'amplitude du champ réellement appliqué aux atomes lors de ces deux phases, d'une part pour s'assurer que leur spin suit l'état propre correspondant au potentiel adiabatique (première et seconde phase), d'autre part pour estimer la fréquence transverse du piège habillé (seconde phase). Or le calcul du champ radiofréquence à partir de la géométrie de l'antenne et des caractéristiques du générateur et de l'amplificateur s'avère difficile, notamment à cause de l'environnement métallique (bobines et radiateurs du piège magnétique) qui dévie les lignes de champ. C'est pourquoi nous avons mis au point une sonde qui permet de mesurer le champ magnétique radiofréquence ; cette sonde a été testée indépendamment grâce au champ produit par une antenne de référence.

Je présenterai d'abord la caractérisation de l'antenne de référence (C.1) puis la réalisation de la sonde et sa réponse en fréquence (C.2).

C.1 Caractérisation de l'antenne de référence

L'antenne de référence est un bobinage circulaire de diamètre $2\,a = 7\,\mathrm{cm}$; elle est constituée de $N = 10$ tours de fil de cuivre isolé de diamètre $2\,r = 0{,}71\,\mathrm{mm}$, et connectée à un câble coaxial de 20 cm de long. Elle peut être modélisée par une inductance L en série avec une résistance R, le tout en parallèle avec une capacité C (figure C.1).

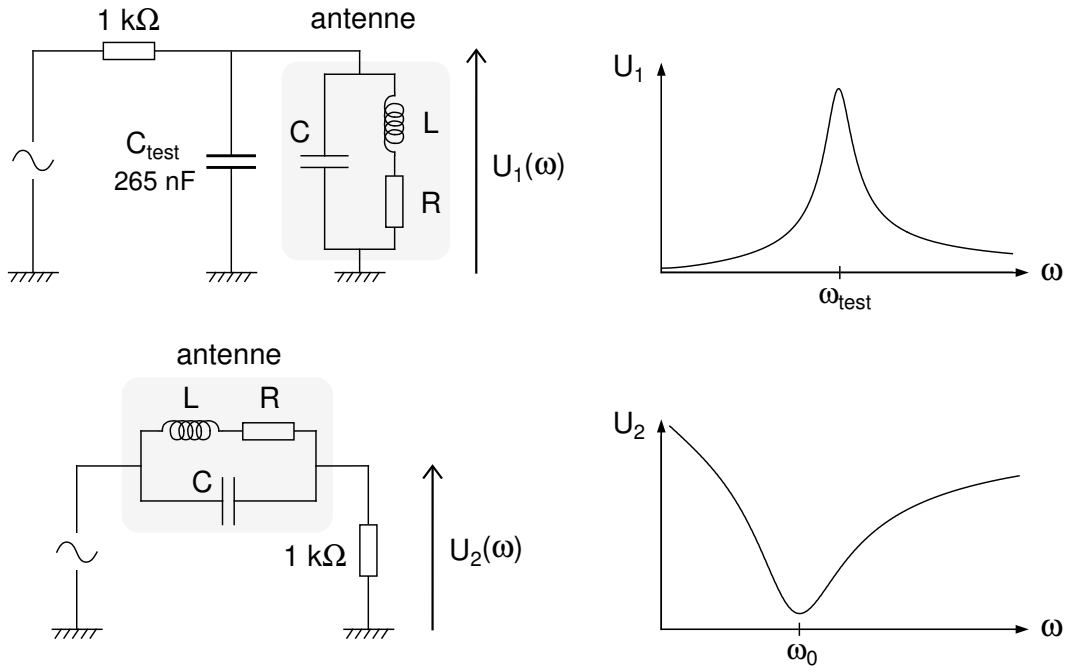


Figure C.1 — Montages pour les mesures de L (en haut) et de C (en bas).

The reference antenna is described by a self L in series with a resistor R, together with a parallel capacity C. The upper circuit uses a capacity $C_{\text{test}} \gg C$ to measure L from the resonance frequency $\omega_{\text{test}} = 1/\sqrt{L\,C_{\text{test}}}$. The lower circuit shows the resonance of the antenna at $\omega_0 = 1/\sqrt{L\,C}$, from which C is deduced.

Inductance. Elle correspond à l'inductance propre de la bobine. Elle n'est pas calculable précisément[1] car elle dépend assez finement de l'arrangement des spires. Nous l'avons mesurée en ajoutant une capacité $C_{\text{test}} = 265\,\text{nF}$ en parallèle à la bobine et en mesurant la fréquence de résonance du circuit obtenu (figure C.1, en haut). La capacité de la bobine est négligeable devant la capacité C_{test}, on peut donc déduire L de la pulsation de résonance $\omega_{\text{test}} = 1/\sqrt{L\,C_{\text{test}}} = 2\pi \times 85\,\text{kHz}$; on trouve $L = 13\,\mu\text{H}$. Cette auto-inductance correspond à une impédance $L\,\omega = 83\,\Omega$ à 1 MHz.

Résistance. La résistance de l'antenne est très faible ; elle a pour origine la résistivité du cuivre $\rho = 1{,}7.10^{-8}\,\Omega\cdot\text{m}$. À basse fréquence on estime R à partir de la géométrie de la bobine à environ $0{,}1\,\Omega$. À haute fréquence le courant se répartit à la surface du conducteur par « effet de peau », sur une épaisseur δ qui est donnée pour le cuivre par la formule[2] $\delta \simeq 67\,\text{mm}/\sqrt{f[\text{Hz}]}$. Ceci élève la résistance à $0{,}3\,\Omega$ à 1 MHz, $0{,}8\,\Omega$ à 10 MHz et $1{,}4\,\Omega$ à 30 MHz. Cette résistance est donc toujours négligeable devant l'impédance due à L.

Il existe également une résistance correspondant à l'émission de rayonnement par l'antenne. Sa valeur en ohm vaut environ $320\,N^2\pi^6(\frac{a}{\lambda})^4$, où λ est la longueur d'onde

1. Il existe des formules approchées qui permettent une estimation de L. La référence [190] § 12.7.2 donne $L \simeq N^2\mu_0 a\left[\ln\frac{8a}{r} - 1{,}75\right]$, soit $L \simeq 22\,\mu\text{H}$ avec $N = 10$, $a = 3{,}5.10^{-2}\,\text{m}$ et $r = 3{,}55.10^{-4}\,\text{m}$.
2. De façon plus générale, l'épaisseur de peau vaut $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\mu\,\omega}$, voir la référence [191].

dans le vide à la fréquence considérée. À 30 MHz cette résistance est inférieure à 5 mΩ, elle est donc elle aussi négligeable. Il faut d'ailleurs noter que bien qu'on emploie le terme « antenne », à aucun moment on n'a à considérer le champ rayonné : on est toujours dans le domaine du champ proche[3] et en régime quasi-statique.

Capacité. Elle provient de la capacité parasite de la bobine, distribuée entre les spires, et de la capacité du câble coaxial. Cette capacité est à l'origine du comportement résonnant de l'antenne à la pulsation $\omega_0 = 1/\sqrt{L\,C}$ qu'on mesure en réalisant un circuit « bouchon » (figure C.1, en bas). À cette pulsation les admittances $-j/(L\,\omega)$ et $j\,C\,\omega$ se compensent et l'impédance de l'antenne est maximale. On observe la résonance à $\omega_0 = 2\pi \times 7{,}8\,\text{MHz}$, ce qui donne avec l'inductance déjà connue $C = 32\,\text{pF}$.

Champ magnétique. Le champ magnétique produit par l'antenne de référence se calcule facilement si l'on connaît le courant i qui la parcourt. L'amplitude[4] I de ce courant se mesure grâce à la tension aux bornes de la bobine u_{bob}, en négligeant $R\,i$ (on a vu que $R \ll L\omega$) : $I = U_{\text{bob}}/(L\,\omega)$. On peut alors calculer le champ magnétique, par exemple au centre de la spire $\text{B}_{\text{RF}} = N\,\mu_0\,I/(2\,a)$.

C.2 Sonde de champ magnétique radiofréquence

La sonde de champ magnétique RF est constituée d'une unique spire de 2 cm de diamètre. Le fil de cuivre émaillé utilisé a un diamètre de 1,5 mm pour avoir une bonne rigidité. La spire est fermée par une résistance[5] dont la valeur R_{s} est choisie de façon à avoir une réponse en fréquence la plus plate possible. Un câble coaxial de 20 cm est soudé aux bornes de la résistance pour en mesurer la tension ; il est préférable d'utiliser des câbles courts ($< 50\,\text{cm}$) pour minimiser leur capacité[6] et éviter les ondes stationnaires lors des mesures à l'oscilloscope[7].

Modélisation. La sonde est modélisée par le circuit équivalent décrit sur la figure C.2 : une inductance L_{s} et une source de tension u_Φ sont en parallèle avec une capacité parasite C_{s} et la résistance R_{s} (la résistance du fil est négligeable). La tension u_Φ est induite par la variation du flux du champ magnétique extérieur à travers la spire, $u_\Phi = -d\Phi/dt$ ou encore $U_\Phi = S\,\text{B}_{\text{RF}}\,\omega$, S étant la surface de la spire. On mesure

3. Pour une antenne dont les dimensions sont très petites devant λ, la région du champ proche s'étend jusqu'à une distance typique $\lambda/2\pi$.
4. Pour alléger l'écriture, les amplitudes des grandeurs sinusoïdales sont notées en majuscules.
5. Il peut être avantageux d'utiliser une résistance CMS (composant monté en surface) pour un montage plus compact.
6. La capacité linéique des câbles coaxiaux habituels est d'environ 100 pF/m. Pour minimiser cette capacité l'idéal serait de faire la mesure avec une sonde atténuatrice /10, mais le signal mesuré peut être trop faible ; de plus l'encombrement d'une sonde atténuatrice la rend peu pratique.
7. On peut également adapter l'entrée de l'oscilloscope à l'impédance du câble coaxial (si l'appareil n'a pas cette possibilité, il suffit d'ajouter une résistance de 50 Ω en parallèle à la voie de mesure). Néanmoins cette solution s'accompagne d'une perte de charge dans le circuit sonde.

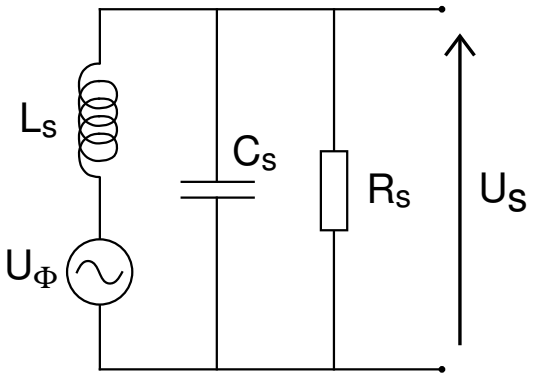


Figure C.2 — Modélisation de la sonde de champ RF.

Model for the RF magnetic field probe.

l'amplitude U_s de la tension aux bornes de R_s :

$$U_\mathrm{s} = \frac{U_\Phi}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_\mathrm{s}}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{L_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}}\,\omega\right)^2}} \tag{C.1}$$

avec $\omega_\mathrm{s} = 1/\sqrt{L_\mathrm{s} C_\mathrm{s}}$. Il est préférable de choisir une résistance R_s pour laquelle la réponse de la sonde est simple sur la gamme de fréquences utilisée.

Choix de R_s. La sonde ne montre pas de comportement résonnant entre 0 et 30 MHz. Si on fait l'hypothèse que dans notre gamme de fréquences on a $\omega \ll \omega_\mathrm{s}$, l'équation (C.1) se simplifie en :

$$U_\mathrm{s} \simeq \frac{U_\Phi}{\sqrt{1 - 2\left(\frac{\omega}{\omega_\mathrm{s}}\right)^2 + \left(\frac{L_\mathrm{s}}{R_\mathrm{s}}\,\omega\right)^2}} \tag{C.2}$$

On voit que si on choisit $R_\mathrm{s} = \sqrt{\dfrac{L_\mathrm{s}}{2\,C_\mathrm{s}}}$ la réponse de la sonde devient $U_\mathrm{s} \simeq U_\Phi$. Le choix de R_s se fait expérimentalement en mesurant la réponse de la sonde au champ magnétique au centre de l'antenne de référence, entre 1 et 30 MHz. Les courbes de la figure C.3 montrent U_s/U_Φ pour trois valeurs de R_s[8]. Nous choisissons d'utiliser une résistance $R_\mathrm{s} = 10\,\Omega$ pour laquelle la réponse de la sonde est particulièrement plate. Un calcul complet (non détaillé ici) montre que la réponse de la sonde coïncide à 15% près avec la réponse prévue par le modèle (C.1) combiné au calcul du champ au centre de la bobine de référence. Par la suite on ne tient pas compte de ce faible écart dont on ne sait pas s'il provient de l'antenne de référence ou de la sonde ; de plus la réponse étant sufisamment plate on considèrera que $U_\mathrm{s} = U_\Phi$ de 0 à 30 MHz.

8. La valeur de $U_\Phi(\omega)$ étant proportionnelle à la tension U_bob aux bornes de la bobine de référence ($U_\Phi \propto \omega \mathrm{B}_\mathrm{RF} \propto L\omega I = U_\mathrm{bob}$), on a en fait tracé $U_\mathrm{s}/U_\mathrm{bob}$ et normalisé le résultat avec un unique facteur $\times 280$ pour les trois courbes. Le calcul complet permet de retrouver ce facteur, à 15% près.

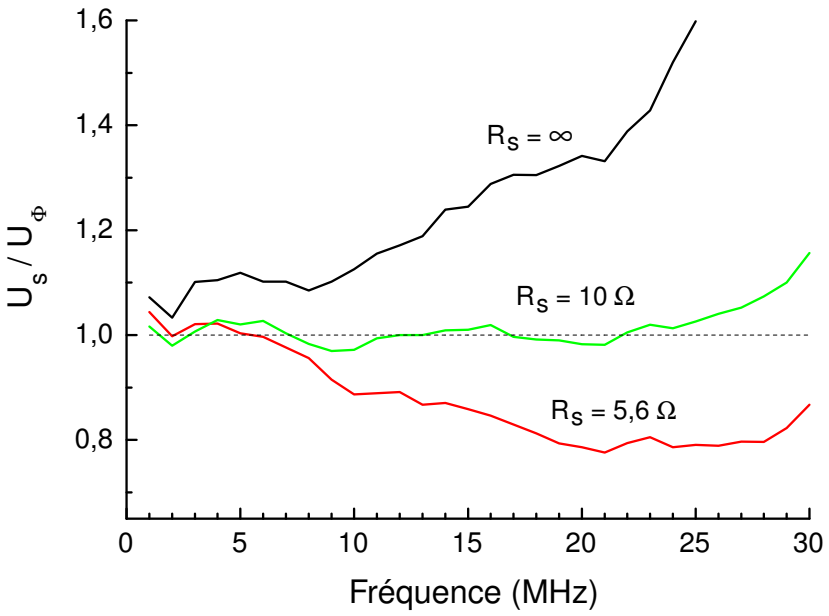


Figure C.3 — Réponse en fréquence de la sonde pour différentes valeurs de R_s.

Frequency response of the probe whith different resistors R_s. One chooses $R_s = 10\,\Omega$ which yields an almost flat response. The orthogonal B_{RF} field is then given by $B_{RF} = U_s/(S\omega)$.

C.3 Mesure de B_{RF}

La tension mesurée par la sonde réalisée est $U_s = U_\Phi = S\omega\, B_{RF}$, l'amplitude du champ magnétique selon la direction perpendiculaire à la spire est donc

$$B_{RF} = \frac{U_s}{S\omega} \quad . \tag{C.3}$$

Lorsqu'on veut mesurer le champ RF produit par une antenne, il faut si possible se mettre dans les conditions réelles de l'expérience, c'est à dire utiliser le même montage électronique (synthétiseur, commutateurs, amplificateur...), placer l'antenne à sa position finale et la sonde de champ là où les atomes seront piégés. Ce dernier point peut s'avérer important car l'environnement métallique de l'expérience modifie la distribution du champ : aux fréquences utilisées les conducteurs se comportent comme des diamagnétiques. Ainsi lors de la mesure du champ produit par l'antenne d'évaporation, nous avons observé un guidage du champ par les blocs métalliques contenant les bobines du piège magnétique : le champ au centre du piège est quatre fois supérieur à celui mesuré à la position symétrique par rapport à l'antenne, à l'extérieur du montage (figure C.4, à gauche). La référence [192] montre des résonances du champ appliqué qui n'existent pas pour le champ produit par l'antenne en dehors du montage expérimental.

Il faut également observer certaines précautions pour les circuit d'émission et de mesure. La longueur des câbles coaxiaux utilisés joue un rôle du fait de leur capacité et du temps de propagation du signal. Nous avions dans un premier temps utilisé un câble de 3 m entre l'amplificateur RF et l'antenne d'évaporation, ce qui entraînait une

résonance vers 13 MHz (champ magnétique divisé par deux). En rapprochant l'amplificateur à 40 cm de l'antenne ce comportement a disparu[9]. Pour la même raison on doit utiliser des câbles coaxiaux courts pour mesurer la tension U_s de la sonde[10].

On peut se demander si la présence de la sonde perturbe le champ que l'on veut mesurer en agissant sur l'antenne d'émission (l'action directe du champ produit par la sonde sur elle-même est déjà prise en compte par l'auto-inductance L de la modélisation adoptée). En réalité cette perturbation est négligeable car la sonde est utilisée bien au-dessous de sa fréquence de résonance (supérieure à 50 MHz) et le champ produit par la sonde est trop faible pour induire une force électromotrice notable dans le circuit émetteur.

C.4 Exemple : mesure du champ RF d'évaporation

Lors de l'évaporation RF, les atomes les plus énergétiques subissent des transitions entre l'état $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ et les autres états Zeeman $|5S_{1/2}, F=2, m_F\rangle$ lorsqu'ils traversent la surface du « couteau RF » définie par la condition de résonance $g_F\mu_B B(\mathbf{r}) = \hbar\omega$, où $B(\mathbf{r})$ est le champ de piégeage (voir § 2.6) et ω la fréquence du champ RF. Si le champ RF a une amplitude suffisante, les atomes suivent adiabatiquement l'état habillé $|-2'\rangle$ correspondant à $|m_F=2\rangle$ à l'intérieur de la surface de résonance et à $|m_F=-2\rangle$ à l'extérieur de cette surface, et sont expulsés du piège. Si l'amplitude RF est trop faible, les atomes se trouvent projetés sur les différents $|m_F\rangle$, dont $|m_F=2\rangle$ et $|m_F=1\rangle$. Ces états restent piégés au moins jusqu'au prochain passage à travers le couteau RF, ce qui diminue l'efficacité du refroidissement évaporatif.

Pour évaluer l'adiabaticité du processus, considérons dans un raisonnement simplifié uniquement les états habillés extrêmes $|\mp 2'\rangle$, en ignorant la dynamique complète qui fait également intervenir les états $|-1' \ldots +1'\rangle$. On suppose que le champ radiofréquence $B_{RF}\cos(\omega t)$ est polarisé linéairement et perpendiculairement au champ magnétique statique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. Si l'on ne prend pas en compte le couplage RF, les états $|{-}2'\rangle$ et $|{+}2'\rangle$ sont séparés par l'énergie $E(\mathbf{r}) = 4\,(g_F\mu_B B(\mathbf{r}) - \hbar\omega)$. Le couplage dû à l'interaction Zeeman du dipôle magnétique avec le champ RF lève la dégénérescence à résonance. L'élément de matrice correspondant est $V = g_F\mu_B B_{RF}$ (voir § 4.1), et les états habillés extrêmes sont séparés par l'énergie minimale $2\,V$. La probabilité P de suivi adiabatique de l'état $|-2'\rangle$ correspondant à $|m_F=+2\rangle$ puis $|m_F=-2\rangle$ peut être évaluée approximativement

9. Raccourcir la longueur du câble coaxial a déplacé la résonance au-delà de la gamme utilisée. Il faut noter qu'un tel comportement résonnant ne se produirait pas avec une antenne dont on aurait adapté l'impédance : le signal de l'amplificateur serait entièrement absorbé et non principalement réfléchi. Cependant la gamme de fréquence utilisée est trop large pour qu'on puisse réaliser une adaptation d'impédance.
10. Si on est contraint d'employer une grande longueur de câble il faut adapter l'impédance de l'appareil de mesure à celle du câble coaxial (50 Ω en général), ce qui évite les résonances. La réponse en fréquence de la sonde est néanmoins légèrement modifiée.

par la formule[11] [169–171] :

$$P \;=\; 1 - e^{-2\pi\,\Gamma_{\mathrm{LZ}}}\,, \tag{C.4}$$

où le paramètre de Landau–Zener Γ_{LZ} vaut :

$$\Gamma_{\mathrm{LZ}} \;=\; \frac{V^2}{\hbar|\dot{E}|}\,. \tag{C.5}$$

$\dot{E}$ est la variation temporelle de $E(\mathbf{r})$ vue par un atome en mouvement, $\dot{E} = 4\,g_{F}\mu_{\mathrm{B}}\nabla\mathrm{B}\,v$ où ∇B est le gradient du champ piégeant et v la vitesse de l'atome perpendiculairement au couteau RF. La condition d'adiabaticité est $\Gamma_{\mathrm{LZ}} \gg 1$. Une étude plus complète prenant en compte tous les états Zeeman est présentée dans la référence [192], qui montre à l'aide d'une simulation numérique que la probabilité de transition vers les états non piégés $|m_{F}=-2...0\rangle$ est de 97% lorsque $\Gamma_{\mathrm{LZ}} = 1$. On peut par conséquent adopter le critère $\Gamma_{\mathrm{LZ}} \geq 1$, qui impose

$$\mathrm{B}_{\mathrm{RF}} \geq \sqrt{\frac{4\hbar|\nabla\mathrm{B}\,v|}{g_{F}\mu_{\mathrm{B}}}}\,. \tag{C.6}$$

Le champ RF d'évaporation est produit par une antenne placée sous le piège QUIC, à 5 cm du nuage d'atomes. L'antenne est rectangulaire de dimensions 7 cm × 9 cm et comporte 8 tours de fil de cuivre. Elle est alimentée par un synthétiseur *Stanford* DS-345 suivi d'un amplificateur *Kalmus* 5 W, de bande passante 300 kHz–100 MHz. La figure C.4 montre la tension U_{s} mesurée par la sonde et le champ magnétique correspondant, pour une tension du synthétiseur $U_{\mathrm{synthé}} = 100\,\mathrm{mV}$. La mesure a pu être faite *in situ* lors d'une modification de l'enceinte à vide ; une mesure à la position symétrique met en évidence l'effet de guidage signalé à la page 139. La condition d'adiabaticité $\Gamma_{\mathrm{LZ}} \geq 1$ est plus difficile à satisfaire au début de l'évaporation à $\omega = 23 \times 2\pi\,\mathrm{MHz}$, du fait de la température élevée du nuage ($T \simeq 600\,\mu\mathrm{K}$) et de la décroissance du champ RF avec la fréquence (due à l'impédance $jL\omega$ de l'antenne). Pour une vitesse maximale $v = 2\,v_{T} = 2\sqrt{8k_{\mathrm{B}}T/(\pi M_{Rb})} \simeq 75\,\mathrm{cm{\cdot}s^{-1}}$ et un gradient $\nabla\mathrm{B} = \mathrm{B}' = 220\,\mathrm{G{\cdot}cm^{-1}}$, la condition (C.6) requiert $\mathrm{B}_{\mathrm{RF}} \geq 120\,\mathrm{mG}$. L'amplitude mesurée est $\mathrm{B}_{\mathrm{RF}}(23\,\mathrm{MHz}) = 9{,}5\,\mathrm{mG}$ avec $U_{\mathrm{synthé}} = 100\,\mathrm{mV}$. L'amplificateur sature à la tension d'entrée $U_{\mathrm{synthé}} \simeq 500\,\mathrm{mV}$ (soit $\mathrm{B}_{\mathrm{RF}} \simeq 50\,\mathrm{mG}$), ce qui ne permet pas de satisfaire strictement au critère d'adiabaticité au début de la rampe RF et doit en diminuer l'efficacité. Cependant dans notre montage le processus d'évaporation initial est assuré en grande partie par la paroi la plus proche, située à $x = 3{,}4\,\mathrm{mm}$ du centre du piège QUIC : cette paroi tronque le potentiel à $T = 1{,}3\,\mathrm{mK}$ contre $T = 2{,}1\,\mathrm{mK}$ pour le couteau RF en début de rampe (voir § 2.7). Dans la pratique nous avons constaté que le synthétiseur utilisé à amplitude maximale sans amplificateur produit un champ suffisamment intense pour évaporer le nuage piégé jusqu'à la condensation.

11. La référence [162] permet de relier les probabilités de transitions vers les différents sous-niveaux à la probabilité de transition Landau–Zener d'un système à deux niveaux. On montre que la formule simplifiée (C.4) doit être remplacée par $P = \left(1 - e^{-2\pi\,\Gamma_{\mathrm{LZ}}}\right)^4$, ce qui fournit un critère d'adiabaticité voisin de celui obtenu par le raisonnement simplifié.

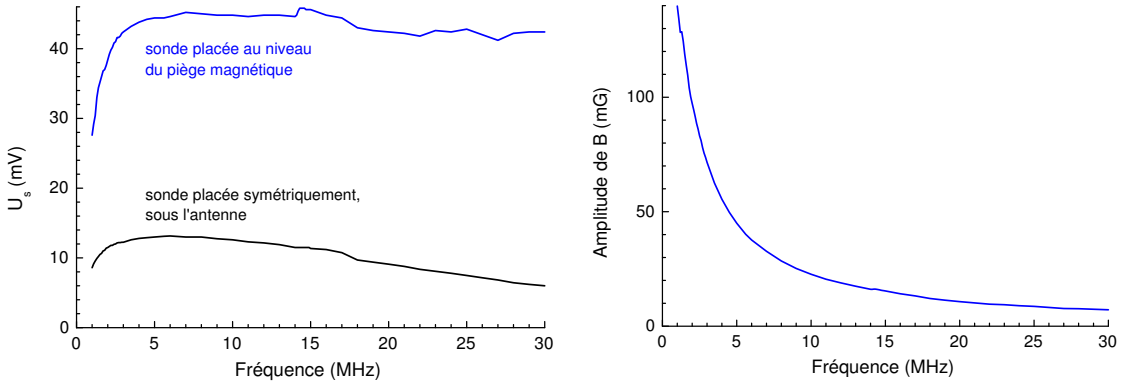


Figure C.4 — Mesure du champ magnétique produit par l'antenne d'évaporation. À gauche : amplitude du signal mesuré par la sonde au niveau du piège magnétique, et à la position symétrique par rapport à l'antenne RF. À droite : amplitude du champ magnétique radiofréquence appliqué aux atomes, déduite de la mesure.

Measurement of the RF magnetic field produced by the evaporative cooling antenna. Left : induced voltage in the field probe at the trap center (upper curve) and symetrically with respect to the antenna (lower curve). Right : RF magnetic field experienced by the atoms, as deduced from the probe measurement.

Annexe D

Le piège QUIC

Cette annexe est un complément au § 2.6 ; elle décrit la réalisation des bobines du piège QUIC, la coupure du champ magnétique et la stabilité du potentiel.

D.1 Réalisation du piège

Le piège magnétique QUIC comporte deux bobines quadrupolaires, et une bobine dite « de Ioffe » qui permet de réaliser un minimum non nul de B (voir la figure 2.9). Les trois bobines sont en fil de cuivre émaillé de 2 mm de diamètre. Le bobinage est réalisé en enroulant le fil sur l'axe d'un tour, par épaisseurs successives. Les bobines quadrupolaires comprennent chacune 110 tours de fil (11×10 épaisseurs). Elles ont un diamètre intérieur de 28 mm et sont espacées de 33 mm. La bobine de Ioffe comprend 24 tours de fil (6×4 épaisseurs), avec un diamètre intérieur de 12 mm. Elle est positionnée à 17 mm du centre du quadrupôle. La cellule en Vycor est insérée entre les bobines quadrupolaires, contre la bobine de Ioffe.

La puissance dissipée par effet Joule est particulièrement faible, 170 W pour le quadrupôle ($R = 190\,\mathrm{m\Omega}$, $I = 30\,\mathrm{A}$) et 25 W pour la bobine de Ioffe ($R = 13\,\mathrm{m\Omega}$, $I = 44\,\mathrm{A}$). Le refroidissement est assuré par des radiateurs accolés aux bobines ; ce sont des pièces creuses en cuivre dans lesquelles circule de l'eau à une température d'environ 20 °C ; pour augmenter le transfert thermique vers les radiateurs, la périphérie et l'intérieur de chaque bobine sont en contact avec des habillages de cuivre. Tous ces éléments sont « fendus » : il n'y a pas de parcours continu autour des bobines afin d'éviter les boucles de courants de Foucault lors de la coupure du piège. La conductivité thermique à l'intérieur des bobines est améliorée par l'emploi d'une résine époxide thermo-conductrice *Epotecny* E707. En fonctionnement continu les bobines atteignent une température supérieure d'environ 30 °C à la température de l'eau de refroidissement.

D.2 Coupure des courants

Il est important de pouvoir couper rapidement le potentiel piégeant les atomes : si la coupure n'est pas beaucoup plus brève que la période d'oscillation transverse (1/(220 Hz)=4,5 ms) le nuage piégé suit l'évolution du potentiel et sa distribution en impulsion s'écarte de la distribution attendue. De plus un champ résiduel fausse la mesure du nombre d'atomes, en décalant la fréquence de résonance par effet Zeeman[1]. La coupure rapide du piège magnétique nécessite un montage électronique spécifique ; en effet l'énergie magnétique accumulée interdit une extinction rapide par simple commande des alimentations, particulièrement pour le quadrupôle dont l'inductance vaut environ 0,8 mH. Deux circuits indépendants coupent les courants du quadrupôle et de la bobine de Ioffe ; ils ont été conçus et réalisés à l'atelier d'électronique du laboratoire par Jean-Yves Chauvet. Le schéma de principe de ces circuits est montré sur la figure D.1 ; les valeurs des composants sont différentes dans les deux montages pour s'adapter aux caractéristiques des bobines quadrupolaires et de la bobine de Ioffe, ainsi qu'aux courants qui les traversent.

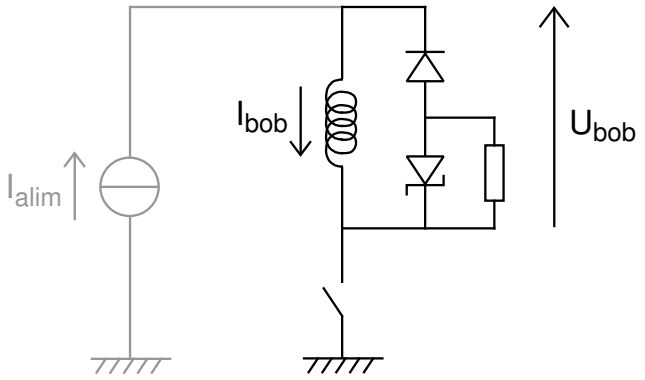


Figure D.1 — Principe des circuits de coupure des courants du piège magnétique.

Outline of the two independant circuits that switch off the quadrupole and Ioffe coils quickly. After the opening of the MOSFET, the magnetic energy is dissipated in Zener diodes.

Le circuit de coupure comprend un transistor MOSFET et son circuit de commande symbolisés par un interrupteur, et un circuit en parallèle avec la bobine : plusieurs diodes Zener en série (huit pour le circuit de coupure du quadrupôle) dont une seule est représentée, une résistance de 1 kΩ en parallèle avec les diodes Zener, et une diode qui bloque le courant dans le circuit parallèle lors du piégeage magnétique. L'alimentation de la bobine est symbolisée par une source de courant. Le MOSFET est monté sur un radiateur et l'ensemble du circuit est refroidi par un flux d'air. La figure D.2 montre

1. Le décalage Zeeman pour la transition $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F=3, m_F=3\rangle$ utilisée dans l'imagerie est de +1,40 MHz/G , à comparer avec la largeur naturelle de la transition, $\Gamma/2\pi = 5{,}89$ MHz.

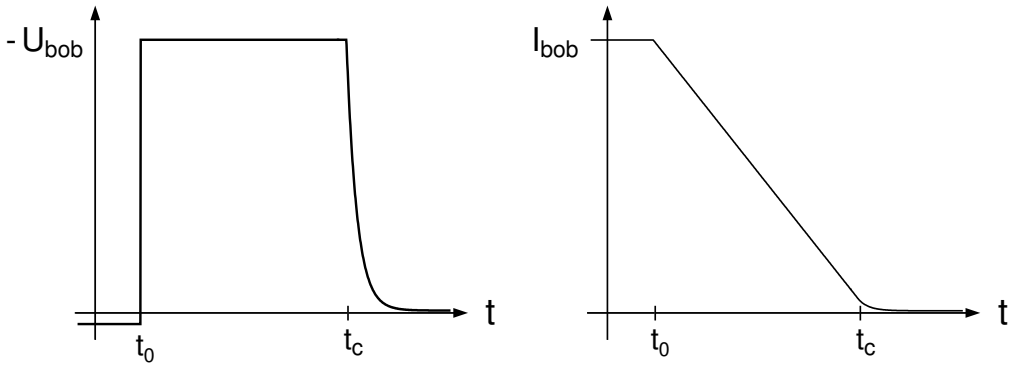


Figure D.2 — Coupure du courant dans une bobine : évolution de la tension (à gauche) et de l'intensité (à droite).

Typical profiles for the voltage (left) and current (right) through the coil when the circuit is switched off. The measured switching times $t_c - t_0$ are 100 µs for the quadrupole coils ($I_0 = 30$ A, $L = 0{,}8$ mH) and 30 µs for the Ioffe coil ($I_0 = 44$ A, $L < 0{,}1$ mH).

l'évolution caractéristique au cours de la coupure de la tension U_{bob} aux bornes de la bobine considérée ainsi que de l'intensité I_{bob} qui la traverse.

À l'ouverture du transistor ($t = t_0$) la tension croît rapidement aux bornes de la bobine[2] jusqu'à ce que les diodes Zener deviennent conductrices. Elles maintiennent alors la tension approximativement constante et dissipent l'énergie magnétique de la bobine par effet Joule. Enfin les diodes deviennent bloquantes ($t = t_c$) et la résistance en parallèle achève la dissipation. Durant la coupure le transistor est protégé contre une surtension par les diodes Zener.

Mesures *in situ*. Les temps de coupure réels ont été mesurés de différentes façons. Tout d'abord en mesurant le courant parcourant les bobines, soit (1a) en mesurant le champ magnétique contre un fil d'alimentation avec un gaussmètre équipé d'une sonde à effet Hall rapide, $\mathrm{B}(t) \propto I_{\text{bob}}(t)$; soit (1b) grâce à la variation du flux de ce champ magnétique dans un bobinage, $\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}t \propto \mathrm{d}I_{\text{bob}}/\mathrm{d}t$[3]. Par ces méthodes on trouve des temps de coupure $t_c - t_0$ de 100 µs pour le quadrupôle ($I_0 = 30$ A, $L = 0{,}8$ mH) et de 30 µs pour la bobine de Ioffe ($I_0 = 44$ A, $L < 0{,}1$ mH), conformes aux temps attendus en fonction des caractéristiques des bobines et des circuits de coupure. Nous avons ensuite mesuré, lors d'une modification du montage expérimental, la coupure du champ magnétique *in situ* au centre du piège QUIC, soit (2a) avec le gaussmètre et la sonde Hall, soit (2b) avec une sonde inductive formée de 5 spires de fil de cuivre, de diamètre 7 mm. L'intérêt de la sonde inductive est de permettre des mesures à fréquence élevée (au moins 500 kHz) ; elle doit cependant être étalonnée, et ne permet pas de mesurer un champ résiduel. Les profils de coupure du quadrupôle et de la bobine de Ioffe sont visibles sur la figure D.3. Le signal de la sonde inductive est intégré, puis étalonné avec le signal du gaussmètre. La mesure du courant (1a) portée sur le schéma de coupure du

2. La capacité parasite des diodes Zener est réduite par leur montage en série.
3. Cette mesure est proche du profil $U_{\text{bob}} \simeq L_{\text{bob}}\,\mathrm{d}I_{\text{bob}}/\mathrm{d}t$ de la figure D.2, car la résistance des bobines est faible.

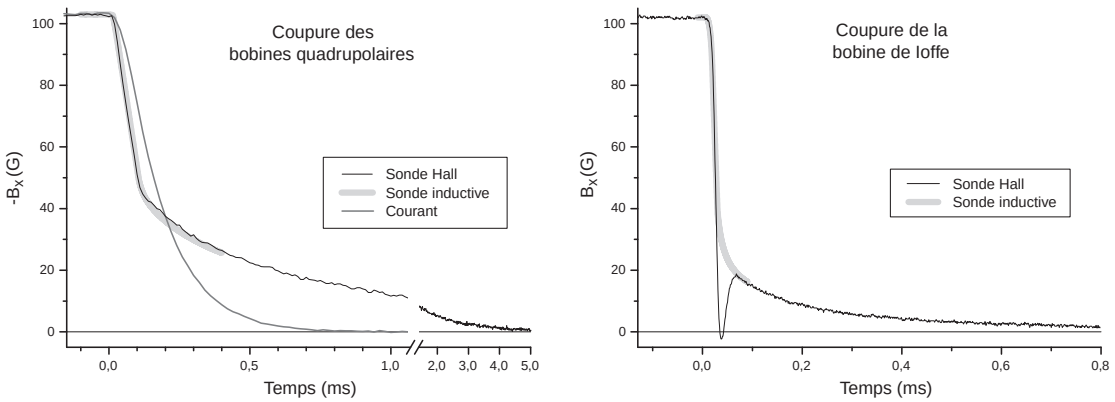


Figure D.3 — Coupures des champs du QUIC, mesurées indépendamment au centre du piège : coupure du quadrupôle (à gauche) et coupure de la bobine de Ioffe (à droite).

Decay of the QUIC fields measured in situ *: quadrupole field (left) and Ioffe field (right). Local Eddy currents in the water-cooling copper blocks lengthen the decay times to 3.5 ms for the quadrupole and 0.7 ms for the Ioffe coil (delays at $B_x = 2.1\,G \simeq B_{max}/50$ for each coil).*

quadrupôle est effectuée dans une gamme de sensibilité élevée du gaussmètre, qui limite le temps de réponse. Sa valeur initiale est ajustée arbitrairement à celle des courbes de champ magnétique, pour faciliter la comparaison. L'origine des temps est prise à l'instant t_0 auquel est donné l'ordre de coupure.

Les coupures des champs magnétiques du quadrupôle et de la bobine de Ioffe comportent deux phases distinctes. Tout d'abord le champ magnétique décroît rapidement, ce qui correspond à la coupure des courants dans les bobines. Puis s'établit une phase de décroissance lente qui n'existe pas pour l'extinction des courant des bobines. Cette phase est due à des courant de Foucault dans les blocs de refroidissement en cuivre — la présence de ces courants est encore plus évidente lorsqu'on mesure le champ à proximité des blocs de refroidissement[4]. Les courants de Foucault s'établissent certainement en boucles « locales » puisque la structure des blocs interdit l'existence d'un courant autour des bobines. Ces courants allongent notablement le délai d'extinction des champ magnétiques. On peut considérer que le champ est coupé lorsque l'effet Zeeman sur la transition de l'imagerie vaut la moitié de la largeur naturelle, environ 3 MHz, auquel correspond un champ résiduel de 2,1 G (soit 1/50e des champs initiaux). Avec ce critère, le délai de coupure est de 3,5 ms pour le quadrupôle et de 0,7 ms pour la bobine de Ioffe.

Procédure de coupure du piège QUIC. La coupure du piège QUIC doit 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 brusquement. En effet le champ de biais $B_{min} = 1{,}85$ G au centre du piège QUIC

4. A certaines positions les courants de Foucault créent un champ transitoire opposé au champ de piégeage initial, et d'amplitude comparable.

est dirigé selon le champ Ioffe (voir § 2.6) qui est coupé beaucoup plus rapidement que le champ quadrupolaire. Dans la zone centrale du piège où l'amplitude du champ est faible, le spin des atomes ne peut pas suivre le basculement du champ et se trouve projeté dans plusieurs sous-états Zeeman — le mécanisme est le même que pour des atomes en mouvement subissant des transitions de Majorana (§ 2.6). Ces états sont ensuite séparés spatialement au cours du temps de vol après avoir subi des accélérations différentes dans le gradient du champ quadrupolaire (effet Stern–Gerlach). Nous avons observé cette séparation distinctement sur des nuages refroidis près du seuil de condensation et sur des condensats. Pour supprimer les transitions, nous maintenons le courant de la bobine de Ioffe jusqu'à 400 μs après le début de la coupure des bobines quadrupolaires (figure D.4) ; ainsi le champ dans la zone centrale du piège garde une direction constante[5], au moins jusqu'à ce que les gradients résiduels soient suffisamment faibles. Cette procédure communique une vitesse horizontale initiale au nuage $v_x = -30\,\mathrm{mm/s}$ due à l'accélération dans le gradient du champ Ioffe. Lors de certaines expériences de rebond sur une onde évanescente (§ 3.3) un délai de coupure supplémentaire a été introduit afin d'ajuster la position du condensat lorsqu'il atteint le prisme.

D.3 Stabilité du champ de biais

Le quadrupôle et la bobine de Ioffe étant alimentés indépendamment, il est possible d'ajuster le champ de biais $\mathrm{B_{min}}$ ainsi que la fréquence de piégeage transverse $\omega_\perp$ du piège (voir § 2.6). La contrepartie de cette conception est que le champ de biais, différence entre les champs Ioffe $\mathrm{B_I} \simeq 107\,\mathrm{G}$ et quadrupolaire $\mathrm{B_Q} \simeq -105\,\mathrm{G}$ (en valeurs algébriques selon $\hat{\boldsymbol{e}}_x$), est particulièrement sensible aux fluctuations des courants dans les bobines. Ces fluctuations sont bien entendu non corrélées et leurs variances s'ajoutent ; on a donc $\Delta\mathrm{B_{min}} \simeq \sqrt{2}\,\Delta\mathrm{B_I}$ ($\Delta\mathrm{B_Q} \simeq \Delta\mathrm{B_I}$). À l'inverse, pour un piège dont toutes les bobines sont montées en série les fluctuations des champs sont corrélées ; dans ce cas les fluctuations relatives de $\mathrm{B_{min}}$ sont bien plus faibles puisque égales à celles de l'alimentation ; $\Delta\mathrm{B_{min}} = \mathrm{B_{min}} \cdot \Delta I/I = \mathrm{B_{min}} \cdot \Delta\mathrm{B_I}/\mathrm{B_I}$. La stabilité de $\mathrm{B_{min}}$ est cruciale, puisqu'il fixe la profondeur du piège tronqué par le couteau radiofréquence lors du refroidissement évaporatif. Nous utilisons des alimentations de marque *Delta Elektronika*, modèles 35 V- 45 A pour le quadrupôle et 15 V-100 A pour la bobine de Ioffe ; leur stabilité annoncée est de 5.10^{-5} à 10^{-4} en valeur relative. Au cours des expériences, les fluctuations de $\mathrm{B_{min}}$ entraînent des variations observées de 5 à 10 kHz dans la fréquence $\omega_{\mathrm{RF}}/2\pi \simeq 1{,}300\,\mathrm{MHz}$ à laquelle le piège est vidé par le couteau RF. Ces fluctuations $\Delta\mathrm{B_{min}}/\mathrm{B_{min}} = \Delta\omega_{\mathrm{RF}}/\omega_{\mathrm{RF}} \simeq 6.10^{-3}$ correspondent à des fluctuations de courant $\Delta I/I = 7.10^{-5}$, valeur conforme aux spécifications des alimentations. Les variations de la profondeur du piège se sont avérées gênantes car elles se répercutent sur le nombre d'atomes condensés à la fin de la rampe d'évaporation ; elles obligent à acquérir plus de données pour obtenir des échantillons proches.

5. La figure D.3 montre un champ transitoire $\mathrm{B}_x < 0$ lors de la coupure de la bobine de Ioffe mesurée avec la sonde Hall, absent de la mesure faite avec la sonde inductive ; il peut s'agir d'un artefact de mesure dû à la réponse du gaussmètre.

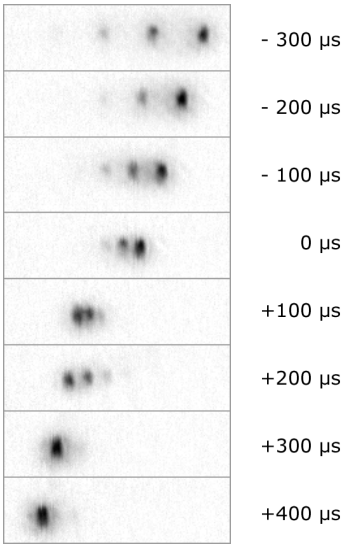


Figure D.4 — Choix du délai entre les commandes d'extinction des bobines quadrupolaires et de la bobine de Ioffe. Lorsque le délai est inférieur à 200 μs, le champ Ioffe est coupé avant le champ quadrupolaire, et les atomes subissent des transitions non-adiabatiques avant d'être séparés par effet Stern–Gerlach. Avec un délai de 400 μs les transitions sont pratiquement supprimées. Temps de vol 20 ms ; échelle 2,1 × 0,6 mm.

Time of flight images of a BEC released from the QUIC trap, for different delays between the quadrupole and Ioffe coil switchings. When the delay is less than 200 μs (six upper images) the Ioffe field extinguishes first and the field is reversed in the center of the trap. This causes non-adiabatic transitions between Zeeman substates which are subsequently separated due to Stern–Gerlach effect. Choosing a 400 μs delay efficiently suppresses these transitions.

Une nouvelle version du piège magnétique QUIC est en construction dans l'équipe. Ce piège reprend le schéma actuel mais les bobines sont conçues pour être alimentées en série, ce qui devrait fortement réduire les fluctuations du champ de biais[6]. Pour supprimer les courants de Foucault, les radiateurs en cuivre des bobines quadrupolaires seront remplacés par des boîtiers en PVC qui permettent une circulation d'eau au contact direct des bobines ; le délai de coupure du champ magnétique devrait ainsi être fortement réduit.

6. Avec un montage en série on peut s'attendre à une réduction des fluctuations du champ de biais d'un facteur 80 environ. En effet $\Delta B_{min}/B_{min} = \Delta I/I \leq 10^{-4}$, tandis qu'avec des sources de courant indépendantes $\Delta B_{min}/B_{min} \simeq \sqrt{2}\,\Delta B_I/B_{min} = \sqrt{2}\,(\Delta I/I)\,(B_I/B_{min}) \simeq 80\,\Delta I/I$. À ce niveau de stabilité du champ produit par les bobines, les fluctuations du champ environnant ne sont cependant plus négligeables. Le piège QUIC original [90] conçu dans le groupe de Ted Hänsch est alimenté en série ; pour l'expérience d'extraction cohérente [193] nécessitant une grande stabilité du champ de biais, un blindage magnétique en μ-métal a été utilisé afin de réduire le champ environnant d'un facteur 100. Les fluctuations du champ de biais ont ainsi été abaissées à $\Delta B_{min}/B_{min} \leq 4.10^{-5}$.

Annexe E

Potentiel dipolaire

L'interaction de la lumière avec un atome[1] peut être décomposée en deux parties : une partie dissipative correspondant à l'émission spontanée de photons par l'atome excité, et une partie conservative, le potentiel dipolaire, qui est le « déplacement lumineux » du niveau électronique dans lequel se trouve l'atome [55, 194]. Lorsque la fréquence lumineuse est suffisamment désaccordée des transitions entre niveaux électroniques, l'émission spontanée est négligeable en première approximation et la force qu'exerce la lumière sur l'atome dérive du potentiel dipolaire dans le niveau considéré, fondamental ou métastable. Je rappellerai son expression dans le cas simplifié d'un atome à deux niveaux, puis pour un atome alcalin comme le rubidium 87 soumis à un faisceau lumineux agissant sur les transitions D_1 et D_2.

E.1 Atome à deux niveaux

On s'intéresse tout d'abord au cas simplifié d'un atome à deux niveaux soumis à un champ lumineux monochromatique de pulsation ω_L traité classiquement. Le niveau excité $|e\rangle$ a une durée de vie Γ^{-1} et une énergie $\hbar\omega_A$ relativement au niveau fondamental $|f\rangle$. Écrivons le hamiltonien atomique et le hamiltonien d'interaction entre le champ lumineux et l'atome à l'approximation dipolaire électrique :

$$H_A \;=\; \begin{pmatrix} \hbar\omega_A & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{E.1}$$

$$V_{AL}(\mathbf{r},t) \;=\; -\mathbf{D}\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t) \tag{E.2}$$

où l'opérateur dipôle électrique et le champ sont

$$\mathbf{D} \;=\; \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{d} \\ \mathbf{d}^* & 0 \end{pmatrix} = \mathbf{d}\,|e\rangle\langle f| + \mathbf{d}^*\,|f\rangle\langle e| \;\equiv\; \mathbf{D}^+ + \mathbf{D}^- \tag{E.3}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) \;=\; \frac{\mathcal{E}(\mathbf{r})}{2}\,\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_L(\mathbf{r})\,e^{-i(\omega_L t+\phi(\mathbf{r}))} + \text{c.c.} \tag{E.4}$$

1. Nous nous limitons aux interactions non-ionisantes de la lumière avec les électrons.

$\mathbf{D}^+$ et $\mathbf{D}^-$ sont les parties montante et descendante de l'opérateur dipôle électrique[2]. Si le désaccord à résonance $\delta \equiv \omega_L - \omega_A$ vérifie $|\delta| \ll \omega_A$, les termes antirésonnants en $\mathbf{D}^+ e^{i\omega_L t}$ et $\mathbf{D}^- e^{-i\omega_L t}$ peuvent être négligés dans l'évolution de l'état atomique, et le hamiltonien d'interaction devient

$$V_{AL}(\mathbf{r},t) \simeq \frac{\hbar\Omega_{\mathrm{R}}(\mathbf{r})}{2} |e\rangle\langle f| \, e^{-i(\omega_L t+\phi(\mathbf{r}))} + \mathrm{h.c.} \tag{E.5}$$

où la pulsation de Rabi Ω_{R} est définie par $\hbar\Omega_{\mathrm{R}}(\mathbf{r}) = -\mathbf{d}\cdot\hat{\boldsymbol{\epsilon}}_L(\mathbf{r})\,\mathcal{E}(\mathbf{r})$, supposée réelle (on peut intégrer si nécessaire un facteur de phase dans $|f\rangle$ ou $|e\rangle$, et $\mathbf{d}$). On montre [195] que l'atome oscille entre le niveau fondamental et un mélange du niveau fondamental et du niveau excité, à la pulsation de Rabi généralisée $\Omega(\mathbf{r}) = \sqrt{\Omega_{\mathrm{R}}^2(\mathbf{r}) + \delta^2}$, tout en émettant des photons spontanés au taux moyen Γ_{spont} :

$$\Gamma_{\mathrm{spont}}(\mathbf{r}) = \frac{\Gamma}{2}\frac{s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})}\,, \text{ avec} \tag{E.6}$$

$$s(\mathbf{r}) = \frac{\Omega_{\mathrm{R}}^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2+\Gamma^2/4} = \frac{I_{\mathrm{eff}}(\mathbf{r})/I_{\mathrm{sat}}}{1+4\,\delta^2/\Gamma^2} \tag{E.7}$$

où $s(\mathbf{r})$ est le paramètre de saturation de la transition. L'intensité efficace I_{eff} est donnée par l'équation (3.4)[3] et l'intensité de saturation vaut $I_{\mathrm{sat}} = \pi\dfrac{hc}{3}\dfrac{\Gamma}{\lambda_{0,L}^3}$. La force exercée sur l'atome peut alors se décomposer en deux parties, dissipative et réactive :

Force de pression de radiation. Cette force dissipative est due aux cycles d'absorption-émission spontanée de l'atome. Comme les émissions spontanées communiquent à l'atome des impulsions dirigées aléatoirement qui se moyennent à zéro, la force de pression de radiation se réduit à[4]

$$\mathbf{F}_{\mathrm{rad}}(\mathbf{r}) = \hbar\mathbf{k}_L\frac{\Gamma}{2}\frac{s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})}\,. \tag{E.8}$$

Force dipolaire. Cette composante réactive correspond à l'interaction du dipôle induit avec le champ lumineux qui le crée, et s'écrit

$$\mathbf{F}_{\mathrm{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar\delta}{2}\frac{\nabla s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})}\,. \tag{E.9}$$

Elle est dirigée vers les intensités lumineuses élevées si $\delta < 0$ (faisceau laser désaccordé « vers le rouge ») et vers les basses intensités si $\delta > 0$ (faisceau laser désaccordé « vers le bleu »). Elle dérive du potentiel dipolaire U_{dip} ,

$$U_{\mathrm{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2}\ln(1+s(\mathbf{r}))\,. \tag{E.10}$$

2. Pour une transition fermée le dipôle électrique vaut $|\mathbf{d}| = \sqrt{\hbar\Gamma\dfrac{3\varepsilon_0}{8\pi^2}\lambda_0^3}$.
3. Cependant l'amplitude $\mathcal{E}$ à considérer est la composante du champ selon la polarisation $\mathbf{d}/|\mathbf{d}|$. On peut alternativement inclure cette dépendance en polarisation dans la définition de I_{sat} [196].
4. Expression valable pour un champ lumineux purement progressif. Dans le cas général il faut sommer les contributions des ondes progressives qui composent le champ.

Lorsque le désaccord est grand devant la largeur naturelle de l'état excité ($|\delta| \gg \Gamma$) et que la transition est peu saturée ($s \ll 1$), le potentiel dipolaire se simplifie et peut être mis sous les formes suivantes :

$$U_{\rm dip}(\mathbf{r}) \;=\; \frac{\hbar\Omega_{\rm R}^2(\mathbf{r})}{4\,\delta} \;=\; \frac{I_{\rm eff}(\mathbf{r})}{2\,I_{\rm sat}}\,\frac{\Gamma}{4\,\delta}\,\hbar\Gamma \tag{E.11}$$

que l'on peut obtenir également dans le formalisme de l'atome habillé [161,195] ; $U_{\rm dip}(\mathbf{r})$ s'identifie au déplacement lumineux du niveau $|f\rangle$.

Dans le régime de faible saturation on a $U_{\rm dip} \propto I_{\rm eff}/\delta$, tandis que le taux d'émission spontanée vaut $\Gamma_{\rm spont} \simeq \Gamma\; s/2 \propto I_{\rm eff}/\delta^2$. On voit donc que pour un potentiel dipolaire donné, il faut se placer au plus grand désaccord possible — et donc à grande intensité laser — pour réaliser un piège à faible taux de chauffage.

E.2 Atome de rubidium 87

Nous nous intéressons maintenant à l'atome de rubidium 87 utilisé dans l'expérience. Cette partie donne une expression (E.13), valable pour tout alcalin, du déplacement lumineux d'un état hyperfin du niveau fondamental ; on suppose que le désaccord à résonance du faisceau utilisé est grand devant la structure hyperfine du niveau excité le plus proche, et que le déplacement lumineux est faible devant l'écart entre niveaux hyperfins du fondamental. Cette expression est utilisée au § 3.1.2 pour calculer le potentiel total dans le piège à deux ondes évanescentes.

La figure E.1 montre les niveaux électroniques du rubidium 87. Le rubidium a un unique électron sur sa couche externe et présente la structure générale d'un atome alcalin, avec une transition $1/2 \to 1/2$ (raie D_1) et une transition $1/2 \to 3/2$ (raie D_2). Les niveaux orbitaux 5S ($n=5, l=0$) et 5P ($n=5, l=1$) sont représentés à gauche ; les

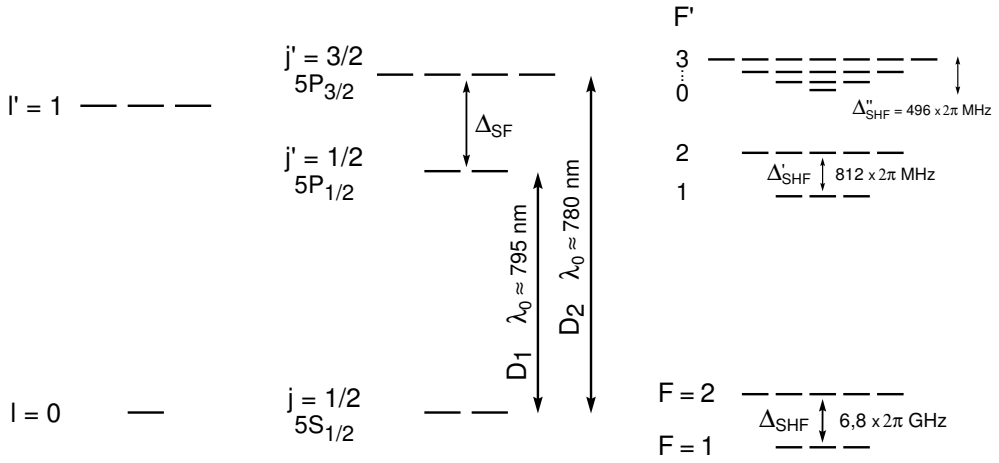


Figure E.1 — Stuctures orbitale, fine et hyperfine du ^{87}Rb (de gauche à droite).

Orbital, fine and hyperfine structures of ^{87}Rb, showing Zeeman substates.

états de la structure fine (au centre) sont définis par les nombres quantiques n, l, s, j et m_j, ce sont des états propres des opérateurs H_0, $\mathbf{L}^2$, $\mathbf{S}^2$, $\mathbf{J}^2$ et J_y [81], en choisissant $\hat{\boldsymbol{e}}_y$ pour axe de quantification. Les transitions D_1 et D_2 relient le niveau fondamental $5S_{1/2}$ ($n=5$, $l=0$, $s=1/2$, $j=1/2$) aux niveaux $5P_{1/2}$ ($n=5$, $l=1$, $s=1/2$, $j=1/2$) et $5P_{3/2}$ ($n=5$, $l=1$, $s=1/2$, $j=3/2$), respectivement. Le couplage avec le spin nucléaire ($i=3/2$ pour le ^{87}Rb) donne la structure hyperfine (à droite), dont les sous-états sont notés par exemple $|5S_{1/2},\, F=2,\, m_F=2\rangle$, où F et m_F sont les nombres quantiques correspondant au moment cinétique total $\mathbf{F}=\mathbf{J}+\mathbf{I}$ et à sa projection F_y selon $\hat{\boldsymbol{e}}_y$. Le calcul du déplacement lumineux d'un sous-état du niveau fondamental doit prendre en compte les couplages à tous les sous-états des niveaux excités $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$. Je donnerai le principe de ce calcul et les résultats qui nous seront utiles.

On se place dans une des multiplicités $F=1$ ou $F=2$ du niveau fondamental. On suppose que le déplacement lumineux est faible devant l'écart Δ_{SHF} entre les niveaux hyperfins du fondamental[5]. On suppose de plus que ces deux niveaux ne sont pas couplés par les faisceaux du piège de pulsations ω_{bleu} et ω_{rouge}, ce qui correspond effectivement à la situation expérimentale ($\omega_{bleu}-\omega_{rouge} \gg \Delta_{\mathrm{SHF}}$). Dans ces conditions, le hamiltonien $\hat{U}$ de déplacement lumineux s'écrit[6] [197] :

$$\hat{U} \;=\; \sum_{F_e,\, m_F} \frac{P_f\,(\mathbf{D}^-\cdot\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*\mathcal{E}^*)\;P_e\,(\mathbf{D}^+\cdot\hat{\boldsymbol{\epsilon}}\,\mathcal{E})\;P_f}{\hbar\,\delta_{F_f,F_e}} \tag{E.12}$$

où P_f et P_e sont respectivement les projecteurs sur les états hyperfins $|f,\, F_f,\, m_{F_f}\rangle$ de la multiplicité choisie et sur les états hyperfins $|e,\, F_e,\, m_{F_e}\rangle$ des niveaux excités. La suite du calcul consiste à évaluer séparément les contributions des transitions D_1 et D_2. Le calcul est simplifié par le fait le désaccord des faisceaux du piège est grand devant les écarts d'énergie de la structure hyperfine des niveaux excités[7], ce qui permet d'utiliser les propriétés de l'opérateur vectoriel $\mathbf{D}$ en lui appliquant le théorème de Wigner–Eckart [198]. Finalement les opérateurs déplacements lumineux $\hat{U}_{D_1}$ et $\hat{U}_{D_2}$ dûs aux transitions D_1 et D_2 s'expriment pour tout alcalin comme la somme d'une partie scalaire et d'une partie vectorielle [199, 200] :

$$\begin{aligned}
\hat{U} \;&=\; \hat{U}_{D_1} + \hat{U}_{D_2} \\
\hat{U}_{D_1} \;&=\; \frac{1}{3}\,U_{0,\,D_1} - \frac{2}{3}\,U_{0,\,D_1}\;\; g_F\;[\mathrm{Re}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*)\wedge\mathrm{Im}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}})]\cdot\mathbf{F}/\hbar \\
\hat{U}_{D_2} \;&=\; \frac{2}{3}\,U_{0,\,D_2} + \frac{2}{3}\,U_{0,\,D_2}\;\; g_F\;[\mathrm{Re}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*)\wedge\mathrm{Im}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}})]\cdot\mathbf{F}/\hbar \\
U_{0,\,D_{1,2}} \;&=\; \frac{I_{\mathrm{eff}}}{2\,I_{\mathrm{sat}}}\,\frac{\Gamma}{4\,\delta_{D_{1,2}}}\,\hbar\Gamma
\end{aligned} \tag{E.13}$$

où l'on a, pour alléger l'écriture, omis la dépendance en $\mathbf{r}$ venant de $I_{\mathrm{eff}}(\mathbf{r})$ et éventuellement de $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{r})$. g_F est le facteur de Landé du niveau hyperfin considéré. δ_{D_1} et δ_{D_2} sont

5. Cette condition permet un traitement perturbatif du déplacement des niveaux.
6. On adopte la notation $\hat{U}$ (au lieu de U) pour éviter une confusion avec les valeurs propres de cet opérateur.
7. La réalisation d'un piège suffisamment conservatif impose de se placer à grands désaccords, cette condition est donc toujours réalisée en pratique.

les désaccords (exprimés en fréquences angulaires) relativement aux transitions D_1 et D_2. Pour le ^{87}Rb, l'intensité de saturation vaut $I_{\text{sat}} \simeq 1{,}6\,\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, et les facteurs de Landé $g_{F=1} \simeq -1/2$ et $g_{F=2} \simeq 1/2$ en négligeant le moment magnétique du noyau. On voit que la partie vectorielle de chaque déplacement lumineux agit comme le ferait un champ magnétique effectif $\mathbf{B}_{\text{eff}}$,

$$\mathbf{B}_{\text{eff},\,\text{D}_{1,2}} \equiv \mp\frac{2}{3}\,\frac{U_{0,\,\text{D}_{1,2}}}{\mu_{\text{B}}}\,\left[\text{Re}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*)\wedge\text{Im}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}})\right]\,. \tag{E.14}$$

Le vecteur $\text{Re}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*)\wedge\text{Im}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}})$ est une mesure de la circularité de la polarisation lumineuse. Il vaut par exemple $\pm\frac{1}{2}\hat{\boldsymbol{e}}_y$ pour les polarisations circulaires[8] $\sigma^{\pm}$ et s'annule pour toute polarisation linéaire.

Examinons quelques cas particuliers intéressants de déplacements lumineux.

Si le désaccord du champ lumineux est grand devant l'écart Δ_{SF} de la structure fine, on a $\delta_{\text{D}_1} \simeq \delta_{\text{D}_2}$ et les parties vectorielles de $\hat{U}_{\text{D}_1}$ et $\hat{U}_{\text{D}_2}$ s'annulent. Le déplacement lumineux est alors scalaire et les sous-états Zeeman $|f,\,F_f,\,m_{F_f}\rangle$ sont états propres dégénérés. L'interprétation est simple : le champ est trop désaccordé pour « voir » les structures fine et hyperfine et agit sur la transition $j=0 \rightarrow j'=1$ (figure E.1, à gauche), ce qui entraîne le caractère scalaire du déplacement lumineux.

Supposons maintenant que le désaccord n'est pas grand devant Δ_{SF} (mais reste grand devant la structure hyperfine des niveaux excités, condition de validité de (E.13)). Tout d'abord, dans le cas où le champ est polarisé linéairement, le vecteur $\text{Re}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*)\wedge\text{Im}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}})$ s'annule. On retrouve alors un déplacement lumineux scalaire, propriété qui apparaît également en considérant les transitions π entre les niveaux $j=1/2$, $j'=1/2$ et $j=1/2$, $j'=3/2$ (figure E.1, au centre)[9].

Dans le cas plus général où le désaccord n'est pas grand devant Δ_{SF} et où la polarisation est elliptique, le déplacement lumineux n'est plus scalaire ; les champs $\mathbf{B}_{\text{eff},\,\text{D}_{1,2}}$ lèvent la dégénérescence des sous-états Zeeman et les couplent. Les états propres du déplacement lumineux sont ceux de l'opérateur $\mathbf{F}\cdot\hat{\boldsymbol{e}}_{\text{eff}}$, où $\hat{\boldsymbol{e}}_{\text{eff}}$ est le vecteur $\text{Re}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}}^*)\wedge\text{Im}(\hat{\boldsymbol{\epsilon}})$ que l'on aura normé. En particulier, si le plan de polarisation du champ est perpendiculaire à l'axe de quantification qui définit les états $|f,\,F_f,\,m_{F_f}\rangle$, ces états ne sont pas couplés par $\hat{U}$ [10].

Émission spontanée. Le taux d'émission spontanée de photons dans un des états propres de $\hat{U}$ s'écrit $\Gamma_{\text{spont}} = \Gamma_{\text{spont D}_1} + \Gamma_{\text{spont D}_2}$, avec

$$\Gamma_{\text{spont D}_{1,2}} = \frac{\Gamma}{\hbar\delta_{\text{D}_{1,2}}}\,U_{\text{D}_{1,2}}\,. \tag{E.15}$$

8. L'axe de quantification a été choisi selon $\hat{\boldsymbol{e}}_y$.
9. Ce raisonnement est valable même lorsque le désaccord n'est pas très grand devant l'écart Δ_{SHF} entre les niveaux hyperfins fondamentaux. En effet, le hamiltonien dipolaire électrique n'agissant pas sur le spin atomique, le calcul peut se faire dans la base découplée $\{j,i,m_j,m_i\}$.
10. L'interprétation est la suivante. Le champ est une superposition des polarisations σ^+ et σ^- relativement à la direction de quantification. Le niveau fondamental $j=1/2$ n'a que deux sous-états, qui ne peuvent pas être couplés par l'absorption d'un photon dans une polarisation suivie d'une émission stimulée dans l'autre : ce processus conduirait à $\Delta m_j = \pm 2$.

Comme dans le cas de l'atome à deux niveaux le déplacement lumineux est proportionnel, pour chaque transition D_1 ou D_2, à I_{eff}/δ tandis que le taux de photons diffusés est proportionnel à I_{eff}/δ^2. Ces dépendances en δ sont particulièrement importantes dans le choix des paramètres des faisceaux du piège (§ 3.1.2).

Annexe F

Articles

Schemes for loading a Bose–Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap

Référence [111].
Publié dans *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S155−S163 (2003).
© 2003 IOP Publishing Ltd

Erratum : Schemes for loading a Bose–Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap

Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials

Référence [172].
Publié dans *Europhys. Lett.* **67** (4), 593−599 (2004).
© EDP Sciences

J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5** (2003) S155–S163 PII: S1464-4266(03)56474-6

Schemes for loading a Bose–Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap

Yves Colombe[1], Demascoth Kadio[1], Maxim Olshanii[2], Brigitte Mercier[1], Vincent Lorent[1] and Hélène Perrin[1]

[1] Laboratoire de physique des lasers, CNRS-Université Paris 13, 99 av. Jean-Baptiste Clément, F-93430 Villetaneuse, France
[2] Department of Physics and Astronomy, University of Southern California, Los Angeles, CA 90089-0484, USA

Received 13 November 2002, in final form 11 February 2003
Published 2 April 2003
Online at stacks.iop.org/JOptB/5/S155

Abstract
We propose two loading mechanisms of a degenerate Bose gas into a surface trap. This trap relies on the dipole potential produced by two evanescent optical waves far detuned from the atomic resonance, yielding a strongly anisotropic trap with typical frequencies 40 Hz × 65 Hz × 30 kHz. We present numerical simulations based on the time-dependent Gross–Pitaevskii equation of the transfer process from a conventional magnetic trap into the surface trap. We show that, despite a large discrepancy between the oscillation frequencies along one direction in the initial and final traps, a loading time of a few tens of milliseconds would lead to an adiabatic transfer. Preliminary experimental results are presented.

Keywords: BEC, GPE, 2D quantum gas, dipole trap, evanescent waves

(Some figures in this article are in colour only in the electronic version)

1. Introduction

Bose–Einstein condensates (BECs) of alkali atoms [1] as sources of coherent matter waves are of considerable interest in atom optics and interferometry. The first atom interferometry experiment using a BEC was performed in 1997 [2]. Since then, interferometry has been used to probe the condensate coherence length [3], to give a signature for the Mott insulator transition in an optical lattice [4] and to test restricted geometry effects [5]. This last example is a witness to the increasing interest in BEC in reduced dimensions [6].

The 2DEG (two-dimensional electron gas) is a very rich system in condensed matter physics, giving rise for example to the fractional quantum Hall effect [7] and to anyonic quasi-particles [8]. It is also a convenient medium for electronic interferometry [9]. By analogy, a 2DAG (two-dimensional atomic gas) would give access to a new regime of quantum degeneracy [10]. Most of the theoretical work investigating this field predicts specific phenomena not encountered in the 3D geometry, such as a progressive coherence below a critical temperature and a modification of the mean field interaction [11]. The realization of a 2D condensate is also a preliminary step for the production and the manipulation of anyonic quasi-particles [12]. Finally integrated atom optics, where the matter waves can be guided in an arbitrary way, represents an important technological challenge.

The most convenient ways to realize a 2D confinement of alkali atoms use either Zeeman interaction [13] or ac Stark optical potentials [14]. The Zeeman method is based on the current-carrying micro-wires technique which has been used with success to produce BEC in quasi-1D geometries [15, 16]. This technique may be adapted to produce an exponentially decaying B field [13]. The advantage is the use of a simple device yielding a large energy spacing of the lowest-lying vibrational levels. The main drawback is the heating produced by proximity magnetic fields above the metallic surface, due to thermal fluctuations. Atoms sitting at distances below 1 μm will eventually suffer a high rate of scattering [17]. To our knowledge, no experimental demonstration of this suggested mechanism has yet been realized.

On the other hand 2D trapping with dipole forces has been performed in standing waves [18] or with atoms stopped by an evanescent wave and transferred to the nodes or anti-nodes of a far off-resonant standing wave close to a metallic or dielectric surface [19, 20]. An inhomogeneous trap in one direction is also naturally produced with two evanescent light waves and the resulting Morse-like potential is conservative for sufficiently large frequency detunings. This idea was proposed more than ten years ago by Ovchinnikov *et al* [21]. A good trap geometry is not the only issue for the realization of a 2D gas. An efficient loading of this trap is also essential. A loading scheme of a double evanescent wave trap (DEWT) based on a dissipative transfer of cold atoms has been proposed by Dalibard and Desbiolles [22] and extended for larger frequency detunings [23]. Recently, a group in Innsbruck succeeded for the first time in loading a DEWT from a dense dipole trap with 20 000 Cs atoms at a temperature as low as 100 nK [24]. All those mechanisms deal with non-condensed atoms. Our paper focuses on the loading of a DEWT from a BEC cloud. We address here two types of loading process and compare their advantages. Our approach is based on adiabatic transformations of combined magnetic plus dipole traps up to the final stage of a DEWT.

The paper is organized as follows: section 2 describes the principle of the DEWT and gives our proposed parameters; section 3 explains the method of loading starting from two different kinds of trap:

(i) the usual magnetic Ioffe–Pritchard trap or
(ii) the anti-nodes of a moving red-detuned standing wave as a conveyor belt from the magnetic trap to the DEWT.

Details are given in this section about the numerical solutions of the time-dependent Gross–Pitaevskii equation (GPE). In section 4, we present the experimental apparatus and give our preliminary results: production of a ^{87}Rb BEC near a dielectric surface and transportation of a thermal cloud to this surface.

2. Principle of the double evanescent wave trap (DEWT)

Let us first recall briefly the criterion for reaching the 2D regime for atoms confined in a 3D harmonic trap, with trapping frequencies $\omega_x, \omega_y \ll \omega_z$. In the case of a degenerate Bose gas, the chemical potential μ_{3D} calculated for the 3D geometry should fulfil the inequality $\mu_{3D} \ll \hbar\omega_z$. This leads to a constraint on the atom number $N \ll N_{\mathrm{BEC}}^{\mathrm{2D}}$ where $N_{\mathrm{BEC}}^{\mathrm{2D}} = \gamma\omega_z^{3/2}/(\omega_x\omega_y)$ [6]. With the parameters of ^{87}Rb one gets $\gamma = 800\sqrt{2\pi}$ rad s^{-1}. By contrast, a 2D classical gas is obtained if $k_{\mathrm{B}}T \ll \hbar\omega_z$. This makes sense if the transition temperature $k_{\mathrm{B}}T_c \simeq \hbar(\omega_x\omega_y\omega_z N)^{1/3}$ also fulfils this inequality. The requirement on the atom number for a classical 2D gas is thus $N \ll N_{\mathrm{cl}}^{\mathrm{2D}}$ where $N_{\mathrm{cl}}^{\mathrm{2D}} = \omega_z^2/(\omega_x\omega_y)$ whatever the atom. $N_{\mathrm{cl}}^{\mathrm{2D}}$ is less than $N_{\mathrm{BEC}}^{\mathrm{2D}}$ as soon as ω_z is less than $2\pi \times 640$ kHz for ^{87}Rb, which is the case in most experiments including ours. We will discuss the validity of the 2D regime in our case later in this section.

The quasi-2D trap we describe in this paper was first proposed by Ovchinnikov *et al* [21]. It consists in two evanescent light waves produced by total internal reflection at the surface of a dielectric material (see figure 1). One of the light fields is red-detuned by δ_r with respect to the atomic transition whereas the other one is blue-detuned by δ_b. The angles of incidence of both beams at the dielectric–vacuum interface are chosen such that the decay length of the red field $1/\kappa_r$ is larger than the decay length of the blue field $1/\kappa_b$. The light shift produced by the two fields results in a Morse-like potential along z, with a long-range attractive potential and a short-range repulsive wall near the surface. A radial confinement (x and y directions) is achieved with appropriate waists for the red and the blue beams, typically choosing a smaller waist for the red beam. The overall potential seen by the atoms also includes the van der Waals attractive potential towards the dielectric surface.

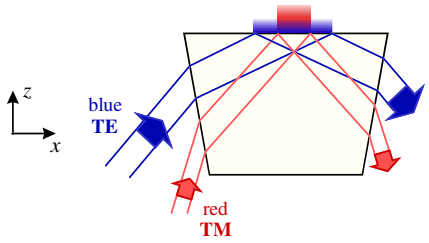


Figure 1. Principle of the 2D evanescent light trap. A red-detuned evanescent wave produces a long-range attractive exponential potential towards the surface (z axis), and a blue-detuned one prevents atomic adsorption through a short-range repulsive potential. Also shown is our choice of polarizations of the incident beams (TE or TM).

As our goal is to load such a trap with a degenerate Bose gas, we paid particular attention to keeping the spontaneous emission rate as low as possible. The light shift of a field of intensity[3] I detuned by δ scales as I/δ whereas the spontaneous scattering rate scales as I/δ^2. At constant light shift, the use of larger detunings and therefore larger intensities is thus preferable. The practical constraints on the availability of laser sources led us to the choice of a YAG laser of a few watts at 1064 nm for the red field and a laser source of a few hundred milliwatts detuned by a few nanometres for the blue field, typically a titanium–sapphire laser. Note that the Innsbruck group came to the same conclusions [24].

We now give the expression of the 2D trapping potential for ^{87}Rb atoms in the $5S_{1/2}$ $F = 2$ state. The two trapping beams of wavelength λ_r and λ_b enter a dielectric prism of refraction index n in the xz plane where z is the direction orthogonal to the surface. The angles of incidence at the dielectric–vacuum interface are θ_r and θ_b, both above the critical angle for total internal reflection $\theta_c = \arcsin(1/n)$. The decay length of the red evanescent wave is then $\kappa_r^{-1} = \sqrt{n^2\sin^2\theta_r - 1}\,\lambda_r/2\pi$. A similar expression holds for κ_b^{-1}.

As the detuning of the YAG laser is large as compared to the fine structure of the excited state Δ_{FS}, we can consider the transition as a $J = 0 \longrightarrow J' = 1$ transition. The light shift of the ground state due to the red field is always scalar, regardless of the polarization of the evanescent light. Therefore, we choose a TM polarization for this beam, which gives rise to a higher transmission coefficient at the dielectric–vacuum interface. We will denote by δ_r the detuning of the

[3] In the following, we will employ the commonly used term 'intensity' instead of the more accurate 'irradiance' to refer to power divided by area.

Table 1. Values of the 2D trap parameters.

	$P_{r,b}$ (W)	$w_{r,b}$ (μm)	$\lambda_{r,b}$ (nm)	$\theta_{r,b}$ (deg)	$\kappa_{r,b}^{-1}$ (nm)
Red	4	150	1064	44.6	510
Blue	0.5	170	778	50	220

YAG beam with respect to the D2 line at 780 nm. In the following, we do not differentiate between δ_r and $\delta_r + \Delta_{\rm FS}$.

On the other hand, as the detuning between the blue field and the D2 line is smaller than $\Delta_{\rm FS}$ we have to take into account the contributions of both D1 (at 795 nm) and D2 lines to the light shift. The detuning with respect to the D2 line will be denoted as δ_b, whereas the detuning with respect to the D1 line is $\delta_b + \Delta_{\rm FS}$. As δ_b is different from $\delta_b + \Delta_{\rm FS}$, the light shift potential will be scalar only if the polarization of the blue evanescent field is linear. In order to ensure a uniform trapping potential for all Zeeman sub-states, we choose a TE polarization for the incoming blue wave, which ensures a linear polarization along y for the evanescent field.

We denote by P_r and P_b the powers of the red and blue beams respectively *inside* the dielectric medium, while w_r and w_b are the beam waists. The corresponding intensities inside the dielectric at the surface are $I_{r,b} = 2P_{r,b}\cos\theta_{r,b}/\pi w_{r,b}^2$. The intensity of each beam at $z = 0$ in the vacuum depends on its polarization (TE for the blue beam, TM for the red one).

The light shift produced by both beams reads

$$H_{\rm LS}(\boldsymbol{r}) = \hbar\Gamma[A_r \mathrm{e}^{-2\kappa_r z}\exp(-2x^2\cos^2\theta_r/w_r^2 - 2y^2/w_r^2) + A_b \mathrm{e}^{-2\kappa_b z}\exp(-2x^2\cos^2\theta_b/w_b^2 - 2y^2/w_b^2)] \quad (1)$$

where

$$A_r = t_{\rm TM}^2 \frac{I_r}{2I_s}\frac{\Gamma}{4\delta_r} \quad (2)$$

$$A_b = t_{\rm TE}^2 \frac{I_b}{2I_s}\left(\frac{2}{3}\frac{\Gamma}{4\delta_b} + \frac{1}{3}\frac{\Gamma}{4(\delta_b+\Delta_{\rm FS})}\right). \quad (3)$$

Note that $A_r < 0$. The transmission coefficients for the intensity are

$$t_{\rm TM}^2 = \frac{4n^2\cos^2\theta_r}{n^2-1}\frac{2n^2\sin^2\theta_r - 1}{(n^2+1)\sin^2\theta_r - 1} \quad (4)$$

$$t_{\rm TE}^2 = \frac{4n^2\cos^2\theta_b}{n^2-1}. \quad (5)$$

Here, $\hbar\Gamma$ is the natural linewidth of the excited state and $I_s = 1.6$ mW cm^{-2} is the saturation intensity. The terms in $\cos\theta_{r,b}$ in the exponential appear because of the projection of the beam profile onto the dielectric surface.

The total potential includes the van der Waals interaction with the surface. One has to go beyond the Lennard-Jones potential in $1/z^3$ because the distance to the surface is comparable to $\lambdabar = \lambda/2\pi$. Therefore retardation effects cannot be ignored. Landragin [25] gives an analytical correction to the Lennard-Jones potential which approximates the exact result with a 0.6% accuracy between 0 and $10\lambdabar$:

$$H_{\rm vdW}(z) \simeq f(z/\lambdabar)H_{\rm LJ}(z) \quad (6)$$

with

$$f(u) = 0.987\left(\frac{1}{1+1.098u} - \frac{0.004\,93u}{1+0.009\,87u^3 - 0.000\,64u^4}\right) \quad (7)$$

$$H_{\rm LJ}(z) = \frac{n^2-1}{n^2+1}\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{\langle d^2\rangle}{12}\frac{1}{\lambdabar}\left(\frac{\lambdabar}{z}\right)^3. \quad (8)$$

For rubidium in the ground state, the mean value of electric dipole squared is $\langle d^2\rangle = 28.2\,e^2a_0^2$ where a_0 is the Bohr radius and e the electron charge.

In the following we give the trap characteristics for a reasonable choice of parameters for the evanescent light, taking into account the available power of laser sources near 780 nm. The proposed values of the parameters are indicated in table 1. The dielectric medium is chosen to be BK7 glass which has a relatively low index of refraction $n = 1.51$ to minimize the van der Waals attraction towards the surface. Using this material, the critical angle for total internal reflection is $\theta_c = 41.5°$.

These values of the trap parameters lead to a very anisotropic potential above the dielectric surface. A cut of the potential along z for $x = y = 0$ is depicted in figure 2, left. The atoms are trapped at a distance $z_0 = 360$ nm from the surface. The trap depth is 180 kHz (or equivalently 9 μK) and is given by the energy difference between the bottom of the trap and the saddle points at $x = 0$, $y = \pm 195$ μm, $z = 300$ nm (see the contour plot in figure 2, right). We have checked with a 1D numerical calculation that the tunnelling from the ground state to the dielectric surface is negligible. The potential is essentially harmonic around the minimum in the x and y directions where the trapping force results from the transverse profile of both beams. The oscillation frequency is smaller along x due to the angle between the beam axis and the surface. In the z direction the trap deviates rapidly from the harmonic approximation. However, the computed oscillation frequency along z at the bottom of the trap gives a good indication of the anisotropy of the potential: $\omega_x = 2\pi \times 41$ Hz, $\omega_y = 2\pi \times 67$ Hz and $\omega_z = 2\pi \times 28$ kHz. The aspect ratio is thus 690 along x and 420 along y. With these parameters, the value of $N_{\rm BEC}^{\rm 2D}$ is 1.4×10^6 and we get either $\mu_{\rm 3D}/h = 10$ kHz for 10^5 atoms or 4 kHz for 10^4 atoms, to be compared to 28 kHz. The system is thus already in the 2D regime for a reasonably high number of atoms. However, $N_{\rm cl}^{\rm 2D} = 3 \times 10^5$ is lower than $N_{\rm BEC}^{\rm 2D}$ and the transition temperature corresponds to about 20 kHz for 10^5 atoms and 9 kHz for 10^4 atoms, which means that only thermal clouds close to the transition temperature could be considered as 2D gases.

As this trap is intended to be loaded with a degenerate Bose gas, the spontaneous scattering rate at the bottom of the trap is an important parameter. It is given by the formula

$$\Gamma_{\rm scatt} = \Gamma\left[t_{\rm TM}^2\frac{I_r}{2I_s}\frac{\Gamma^2}{4\delta_r^2}\mathrm{e}^{-2\kappa_r z_0} + t_{\rm TE}^2\frac{I_b}{2I_s}\left(\frac{2}{3}\frac{\Gamma^2}{4\delta_b^2} + \frac{1}{3}\frac{\Gamma^2}{4(\delta_b+\Delta_{\rm FS})^2}\right)\mathrm{e}^{-2\kappa_b z_0}\right]. \quad (9)$$

With our choice of parameters we get $\Gamma_{\rm scatt} = 5$ s^{-1}. This gives a reasonable lifetime for a degenerate gas inside the trap.

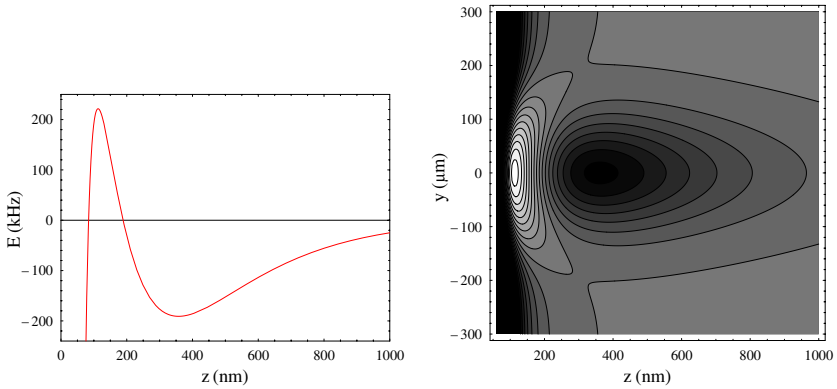


Figure 2. 2D trapping potential plotted with the values presented in table 1. Left: cut along z for $x = y = 0$. The red-detuned evanescent wave produces the long-range attractive potential, whereas the blue-detuned evanescent wave acts as a repulsive wall at short distances. The attractive van der Waals potential is dominant very close to the surface ($z < 100$ nm). Right: contour plot in the yz plane. Subsequent contours are spaced by 25 kHz; darker shades correspond to lower energies. Horizontal confinent is achieved due to the Gaussian transverse profile of the red incident beam.

3. Loading the 2D trap

The loading of the 2D trap with a degenerate Bose gas is one of the major points to be addressed in this type of experiment. Methods for loading similar traps with classical gases have been demonstrated before. They rely on optical pumping by evanescent waves in the vicinity of the surface [19, 24]. This kind of method is prohibited when dealing with a degenerate gas. In fact, any interaction of the atoms with resonant light should be avoided in order to preserve coherence and reduce heating. In this paper, we propose two different methods for loading the atoms from a magnetic trap, centred a few millimetres above the dielectric surface, into the DEWT. The magnetic trap we start with is a standard cigar-shaped QUIC trap [26] with frequencies $\omega_\perp = 2\pi \times 300$ Hz and $\omega_x = 2\pi \times 21$ Hz (see section 4.1). Both schemes rely on the adiabatic transfer from the magnetic trap into the surface trap. We give a brief description of the methods and present results of numerical simulations of the two transfer processes.

3.1. Scheme 1: magnetic to 2D trap transfer

The first method consists in deforming a translated magnetic trap adiabatically by switching on the evanescent light trap slowly. The atoms are first translated inside a moving magnetic trap to the vicinity of the surface. This is done by adding to the QUIC trap a pair of Helmholtz coils with a vertical axis (see section 4.2). At the same time, the blue-detuned evanescent light field is switched on in order to prevent the atoms from sticking to the surface as they come very close to it. Second, the condensate is transferred into the 2D dipole trap by switching on the red-detuned evanescent wave slowly, thus compressing the cloud strongly in the z direction. Finally, the magnetic field has to be switched off and the atoms remain trapped in the DEWT. The transfer is adiabatic if the variation of the trap frequency $\omega(t)$ fulfils along each direction the following inequality:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} \ll \omega^2. \tag{10}$$

This implies that the ramping time of the evanescent wave must be very large as compared to the oscillating period of the atoms in the trap.

We present here a 3D numerical calculation of part of this process using the time-dependent GPE for the macroscopic wavefunction for a condensate comprising 10^6 atoms. The starting point of the calculation is the ground state of a hybrid trap consisting of the blue-detuned evanescent light plus a magnetic harmonic trap centred at the surface ($z = 0$), see figure 3(a). We then let the wavefunction evolve due to the GPE, while switching on the red evanescent field and the van der Waals potential with an exponential time profile. The total ramping time is T_{ramp}. The calculation ends at time $t_{\mathrm{end}} > T_{\mathrm{ramp}}$ and does not include the magnetic field extinction.

We use the splitting method to evaluate the effect of the total Hamiltonian for a time interval dt: if dt is small enough, one can let $H_r\,\mathrm{d}t$ and $H_p\,\mathrm{d}t$ commute, where H_r is the part of the Hamiltonian diagonal in the position basis (potential energy plus interactions) and H_p is diagonal in momentum (kinetic energy). The evolution during dt leads to

$$\psi(t + \mathrm{d}t) = T^\dagger \exp\left(\frac{-\mathrm{i}H_p\,\mathrm{d}t}{\hbar}\right) T \exp\left(\frac{-\mathrm{i}H_r\,\mathrm{d}t}{\hbar}\right)\psi(t) \tag{11}$$

where T represents a fast Fourier transform and $T^\dagger$ its inverse. We calculate the chemical potential μ and the initial wavefunction by solving the time-dependent GPE with the method of imaginary time; we propagate and renormalize $\psi(\tau)$ at each step using the equation

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -\frac{1}{\hbar} H \psi \tag{12}$$

to get a positive chemical potential as small as possible. The corresponding wavefunction represents the ground state of the GPE and is taken as the initial state $\psi(t = 0)$ before deformation. The subsequent evolution is calculated using equation (11) (where H_r is a function of time).

The magnetic trap is chosen to be isotropic with an oscillation frequency $\omega_0 = 2\pi \times 300$ Hz (oscillation period $T_{\mathrm{osc}} = 3.3$ ms) to reduce the calculation time. The 2D trap

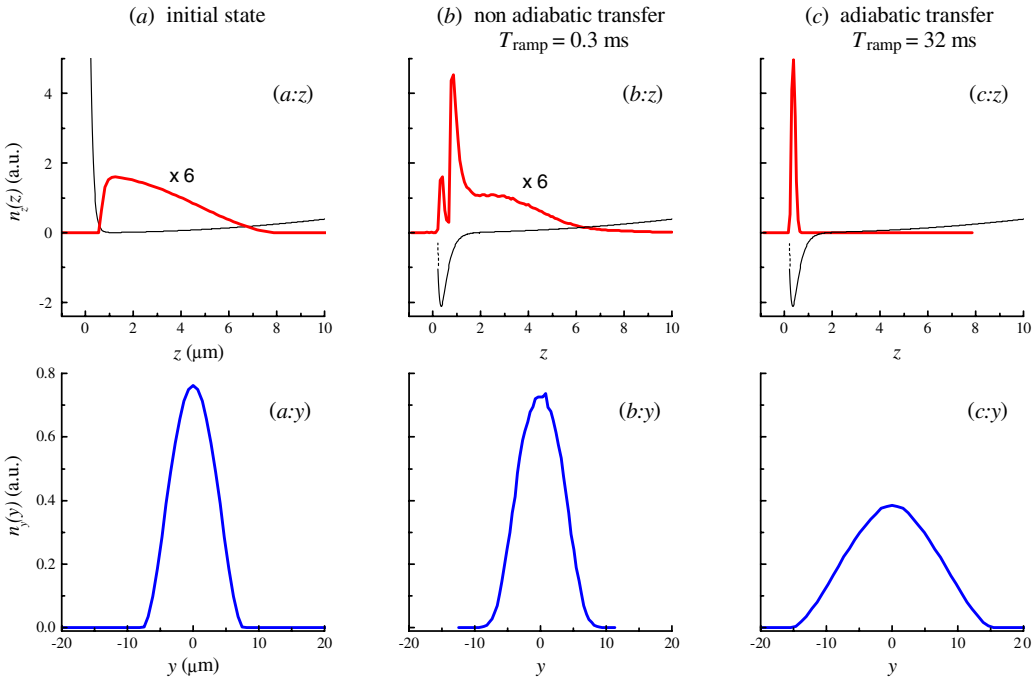


Figure 3. Integrated spatial density along x and y as a function of z ((*a*:*z*) to (*c*:*z*), thick curve) and along x and z as a function of y ((*a*:*y*) to (*c*:*y*)). Note the scaling factor in figures (*a*:*z*) and (*b*:*z*). On figures (*a*:*z*) to (*c*:*z*), the potential is also represented (thin curve). (*a*) shows the initial ground state at $t = 0$ with the red beam off. The other parts represent the atomic density after evolution with the GPE for a time t_{end} for two extreme values of T_{ramp}: for (*b*) $T_{ramp} = 0.3$ ms and $t_{end} = 2.3$ ms whereas for (*c*) $T_{ramp} = 32$ ms and $t_{end} = 42$ ms. In (*c*:*z*), a Gaussian fit of the density profile gives a $1/e^2$ radius of $\sigma = 80$ nm. The radius R obtained by fitting the y profiles with a Thomas–Fermi distribution is $R_a = 7.7\ \mu$m, $R_b = 7.9\ \mu$m and $R_c = 15.5\ \mu$m for (*a*:*y*), (*b*:*y*) and (*c*:*y*) respectively.

results from evanescent waves with decay lengths $\kappa_r^{-1} = 510$ nm and $\kappa_b^{-1} = 220$ nm. The light shift at the surface is 5.4 MHz for the blue beam and -1.4 MHz for the red one. The oscillation frequencies in the DEWT alone are $\omega_z = 2\pi \times 30$ kHz along the vertical axis, $\omega_x = 2\pi \times 30$ Hz and $\omega_y = 2\pi \times 64$ Hz in the horizontal plane. The position of the minimum of the potential well along the vertical direction is about 350 nm above the surface of the prism. As ω_x and ω_y are much smaller than ω_0, the frequency in the horizontal plane changes only slightly from ω_0 to e.g. $\sqrt{\omega_0^2 + \omega_x^2}$ and the criterion for adiabaticity is easily fulfilled horizontally.

The numerical results are shown in figure 3. Figures 3(*a*:*z*)–(*c*:*z*) represent the spatial atomic density integrated along x and y as a function of z together with the trapping potential along z. Figures 3(*a*:*y*)–(*c*:*y*) show the density integrated along x and z and plotted as a function of y. Figure 3(*a*) represents the initial atomic distribution ($t = 0$) of the 10^6 atoms, corresponding to the ground state of the hybrid magnetic plus blue evanescent wave trap. The atomic density along z is not symmetrical due to the steep wall produced by the blue beam. The spatial density for two different ramping times T_{ramp} of the red beam is given in figures 3(*b*) and (*c*).

We observe that almost all the condensate is transferred into the dipole trap for a ramping time $T_{ramp} = 32$ ms much greater than the initial oscillation period T_{osc}, figure 3(*c*). We also note that, in this case, the width of the spatial density along the horizontal direction is enlarged when adding the red beam, compare figure 3(*c*:*y*) with figure 3(*a*:*y*). Indeed when ramping up the red beam intensity slowly, the atomic cloud is compressed along the vertical axis, figure 3(*c*:*z*), and expands in the horizontal directions where the potential energy increases more slowly with distance from the centre.

On the other hand, for a very short ramping time (0.3 ms), only a few atoms are transferred into the 2D dipole trap (figure 3(*b*)). The integrated atomic density along z presents three features: we observe two density peaks with a large difference between their amplitude, plus a broad background. The centre of the smaller peak corresponds to the minimum of the dipole trap and represents the atoms which were transferred successfully. The larger peak sits at the extreme border of the dipole trap well. One can understand this with a simple picture. When we ramp up the red beam quickly, the atoms which were localized at the bottom of the initial potential with almost zero velocity suddenly acquire an energy equal to the depth of the dipole potential. They populate a very narrow band of excited states of the new well and are essentially located at the turning points of the potential. Towards the surface, the potential is very stiff and the atomic velocity changes almost instantaneously. As a result, a single density peak is visible at the right-hand turning point where the potential is much shallower. Note that the respective weight of the two peaks changes as the loading time T_{ramp} is increased: more atoms are transferred in the DEWT, see figure 4, and the second peak is reduced. The background of the distribution represents the atoms which are not much affected by the switching on of the red beam. These atoms were out of the well in the right-hand side of the potential when the red beam was ramped up.

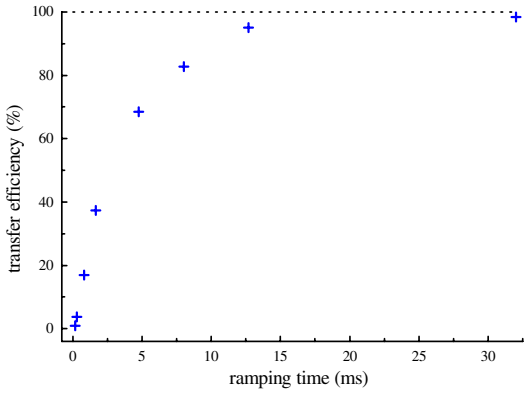


Figure 4. Transfer efficiency as a function of the ramping time. The crosses represent numerical results. The dotted line represents 100% efficiency.

The width of the spatial density along the horizontal direction (figure 3(*b:y*)) does not change as compared to figure 3(*a:y*) due to the poor compression reached in the z direction.

The analysis of the transfer efficiency is presented in figure 4. To estimate the number of transferred atoms, we fit the peak in the z density profile corresponding to the atoms trapped in the DEWT with a Gaussian profile and compare its area to the total number of atoms. The transfer efficiency increases non linearly with the ramping time. For a ramping time $T_{\rm ramp} = 32$ ms, very large as compared to $T_{\rm osc}$, the difference between the final density profiles and the ground state of the total trap (DEWT + magnetic trap) is imperceptible and the transfer is actually adiabatic. From figure 4 we infer that a 20 ms ramping time is quite enough to realize an adiabatic transfer. Note that in the adiabatic case, as we ramp the magnetic trap off very slowly, the spatial density along the z axis becomes narrower while the horizontal width becomes larger (not shown here). Indeed, the horizontal frequencies of the dipole trap ($\omega_x = 2\pi \times 30$ Hz, $\omega_y = 2\pi \times 64$ Hz) are smaller than those in the initial trap ($\omega_x = \omega_y = 2\pi \times 300$ Hz), and the anisotropy is more pronounced due to the strong confinement along z and the interactions between atoms.

3.2. Scheme 2: the atomic lift

The second method makes use of a moving standing wave to transport the atoms from the magnetic trap into the DEWT. The idea is close to the principle of the conveyor belt recently realized on a micro-chip [27]. At the beginning of the loading process, the atoms are confined in the magnetic trap and the laser fields producing the DEWT are on. The process may be decomposed into three steps.

(i) The atoms are loaded at the anti-nodes of a stationary wave into a series of horizontal planes obtained by two red-detuned counter-propagating beams along z.

(ii) The magnetic field is switched off and the atoms are lifted down towards the surface by changing the phase of one of the beams with respect to the other. The atoms accumulate in the 2D trap by continuous deformation of the potential (figure 5).

(iii) Finally, when all the atoms are in the last well near the surface, the stationary wave is switched off and the atoms remain trapped in the DEWT.

At each step, the different transfers have to remain adiabatic to avoid any heating of the atomic cloud. Step (i) should not pose particular problems as transfer of condensates into optical lattices has already been demonstrated [28]. Note that the atoms remain trapped horizontally even after the magnetic field has been switched off due to the Gaussian profile of the counter-propagating beams, with corresponding horizontal oscillation frequency ω_h. One simply has to switch off the magnetic field adiabatically, that is in a time larger than ω_h^{-1}.

To realize this first step, one can typically use a $\lambda_{\rm lift} = 830$ nm laser diode with a power of 15 mW in each beam and a waist of 90 μm. This gives $\omega_h = 2\pi \times 60$ Hz. Provided the populated anti-nodes are far from the evanescent waves, the phase change may be very fast, and this gives the atoms a large translational velocity, v_1. When the atoms approach the surface, the velocity must be lowered, to v_2 say, because the horizontal shape of the trap changes. In fact the horizontal frequency seen by an atom changes, in the x direction for example, from ω_h to $\omega_{\rm max} = (\omega_h^2 + \omega_x^2)^{1/2}$ when it is first loaded in the DEWT, and then changes periodically between $\omega_{\rm max}$ and ω_x as the phase evolves further to load the remaining atoms. This gives the typical time constant for adiabaticity.

We tested this loading scheme qualitatively with a 3D numerical simulation analogous to the one described in the last section. We were interested mostly in the last stage where the atomic cloud distributed in several planes approaches the surface. The initial state of the calculation ($t = 0$) is the ground state of the GPE in the potential formed by the stationary wave with $\lambda_{\rm lift} = 800$ nm plus a 1D harmonic potential along z. This potential mimics the situation immediately after the transfer from the magnetic trap into the stationary wave. The 1D potential is centred 3.4 μm above the surface and is switched off at the beginning of the evolution through the time-dependent GPE, while the 2D trap is switched on. At this point ($t = 1.1$ ms), the atoms are spread over a few planes. For an initial vertical oscillation frequency of 300 Hz and 10^5 atoms, typically 15 planes are populated. However, to reduce the calculation time, we start from a condensate in a harmonic trap with a vertical oscillation frequency of 1.6 kHz. In this case, the atoms are spread symmetrically over three planes (see figure 6). The relative phase between the two beams of the standing wave is then allowed to evolve, resulting in the two successive velocities $v_1 = 1.1$ mm s^{-1} and $v_2 = 76$ μm s^{-1}, as mentioned above.

The results of the numerical calculation are shown in figure 6. The column density integrated over x and y is plotted as a function of z at three stages of the loading process. At $t = 5.8$ ms (*a*) the first populated plane reaches the rim of the last well, which coincides with the 2D trap. At $t = 13.3$ ms (*b*) two populated planes have melted into the last well. At $t = 22.3$ ms (*c*) the atoms accumulate in the last well. However, it was not possible to fulfil the condition for adiabatic transfer. As a result, the final atomic density does not coincide with the ground state of the GPE in the DEWT. We shall discuss this point further in the conclusion. Moreover, when the atoms are in the last well of the standing wave before

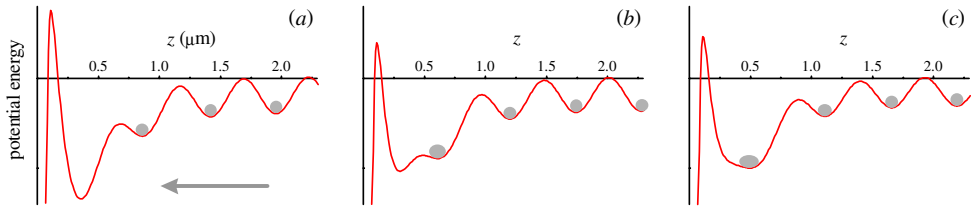


Figure 5. Principle of the atomic lift. Three different stages are shown for three values of the relative phase φ between the two beams of the standing wave. (*a*) $\varphi = 0.6\pi$; (*b*) $\varphi = 1.5\pi$; (*c*) $\varphi = 1.8\pi$.

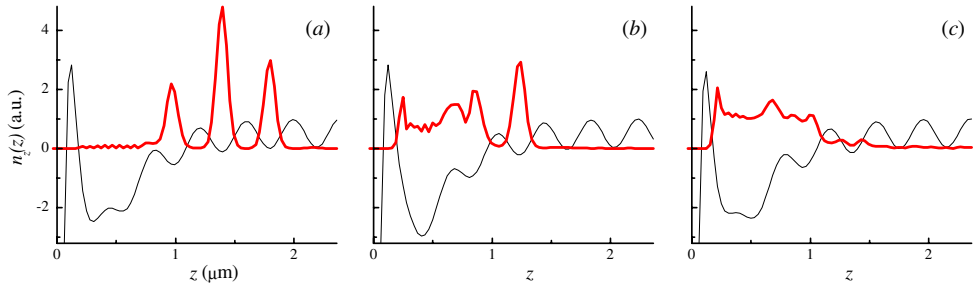


Figure 6. Results of the numerical simulation of the atomic lift: integrated spatial density along x and y as a function of z (thick curve), at three evolution times: (*a*) $t = 5.8$ ms; (*b*) $t = 13.3$ ms; (*c*) $t = 22.3$ ms. The potential is also represented (thin curve).

melting, they tunnel through the small barrier separating them from the trap, as can already be seen in (*a*), thus populating excited states of the DEWT. To limit this phenomenon, both the depth and the typical size of the wells of the standing wave must be adjusted to those of the DEWT. This condition may be a difficult point to address experimentally.

4. Preliminary experimental results

In this section, we present some preliminary experimental results towards loading of a degenerate Bose gas into a DEWT.

4.1. Experimental set-up

The experimental set-up, figure 7, consists of two ultra-high vacuum chambers separated vertically by 75 cm. In the upper chamber (pressure 10^{-9} Torr) the ^{87}Rb atoms are collected from a vapour in a standard magneto-optical trap (MOT) by three retro-reflected beams ($1/e^2$-diameter 25 mm each, total power 45 mW). This MOT acts as a reservoir for the second MOT in the lower cell where the pressure is below 10^{-11} Torr. The difference in vacuum pressure is ensured by a tube of length 120 mm with an internal diameter of only 6 mm. The lower MOT is set up with six independent laser beams with a $1/e^2$-diameter of 10 mm each for a total power of 45 mW.

The atoms are continuously transferred into the second cell by an original method combining pushing and guiding the atoms. The pushing beam has a power of 30 mW and is detuned by 2.5 GHz on the red side of the MOT $5S_{1/2}$, $F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2}$, $F' = 3$ transition. It is focused 8 cm above the upper MOT to a waist of 220 μm such that its radius is 250 μm at the upper MOT and 940 μm at the lower MOT. This beam induces sufficiently large light shifts (30 MHz) so that atoms inside the beam no longer feel the MOT beams; the atoms are extracted from the upper MOT

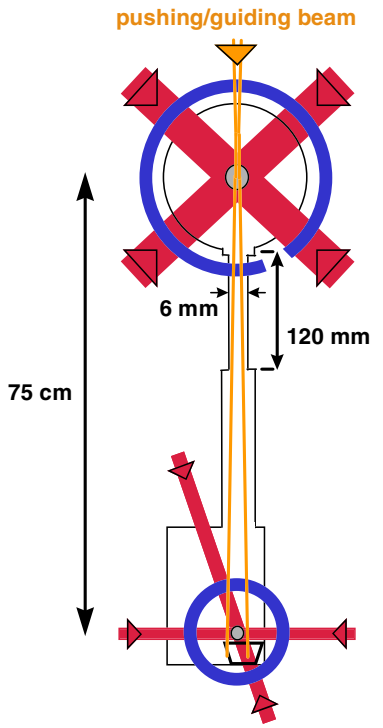


Figure 7. Schematic view of the experimental set-up.

with a radiation pressure about 25 times smaller than that of a typical MOT. The advantage of this method is that the velocity of atoms remains in the capture range of the lower MOT (about 15 m s^{-1}). Furthermore, the pushing beam acts as a dipole trap which guides the atoms vertically near its axis inside the small diameter tube. The depth of this guide is about 1.4 mK at

the upper MOT for the $F = 2$ state. A collinear repumping beam, tuned to the $F = 1 \longrightarrow F' = 2$ transition, ensures that the atoms remain in $F = 2$. Due to the divergence of the guiding beam the radiation pressure at the position of the lower trap is negligible. The fact that the atoms are guided while pushed towards the lower cell renders the loading process very robust against small changes in the parameters of the two MOTs.

After 30 s of loading time, the atoms are cooled by molasses cooling, compressed and pumped into the $F = 2, m_F = 2$ state. They are then transferred into a Ioffe–Pritchard, cigar-shaped magnetic trap. The coils producing the magnetic field are placed following the quadrupole and Ioffe configuration (QUIC) [26] and dissipate a total electric power of 200 W. They are cooled by thermal contact with water-cooled copper radiators. Two independent current sources are used, one for the Ioffe coil (43 A) and one for the quadrupole coils (30 A). The resulting magnetic field has a minimum B_0 of about 1 G with a field gradient $b' = 225$ G cm^{-1} and a curvature $b'' = 270$ G cm^{-2}. The resulting oscillation frequencies are 21 Hz along the axis of the cigar (x direction) and 300 Hz in the transverse yz plane for the $F = 2, m_F = 2$ state. We achieve BEC after 30 s of RF evaporative cooling.

4.2. Results

The condensate contains typically 2×10^5 atoms and is produced at the centre of the QUIC trap, just above the prism which is the support for the 2D evanescent light trap (see the bottom of figure 7). The vertical position of the prism with respect to the condensate may be adjusted mechanically. However, it is limited to at least 3 mm to maintain a correct loading efficiency of the MOT. By adding to the QUIC trap a uniform vertical magnetic field varying from 0 to 64 G the minimum of the trapping potential is moved down to the surface of the prism, as required by the first 2D-transfer scheme. This field is produced by ramping up a current from 0 to 20 A in two additional horizontal coils separated by 4 cm, each having 30 windings of mean diameter 16 cm. During the ramp, the current in the quadrupole coils of the QUIC trap is lowered by about 5%; otherwise, the trap would cross a zero of the magnetic field and the atoms would separate into two clouds. The resulting potential near the centre of the trap remains essentially unaltered apart from an increase of a factor of 1.6 in the oscillation frequency along the slow axis (from 21 to 33 Hz). This axis is also slightly tilted, in agreement with the magnetic field calculations. To illustrate the translation process, we filled the initial QUIC trap with a sample of thermal atoms at $T = 9$ μK centred 3.7 mm above the prism and imaged the atomic cloud at several steps of its journey towards the surface, figure 8. When the current in the additional coils reaches 20 A, the atoms are lost by contact with the surface in the absence of a blue-detuned evanescent wave.

As the experiment was performed with a non-condensed cloud, the next step will be to extend it to a BEC. The blue and red beams have then to be added to the experimental set-up. Preliminary experiments with a blue beam alone were realized: a bounce of thermal atoms released from the QUIC trap 3.7 mm above the prism was observed. However, the detuning $\delta_b = 2\pi \times 500$ MHz was too small for the beam to be used in a loading experiment and it will be replaced by an appropriate laser source. This should allow us to test experimentally the first transfer scheme.

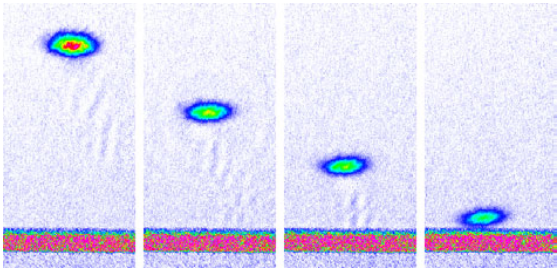


Figure 8. Absorption images of a thermal cloud at temperature 9 μK approaching the prism. Each 2.5 mm $\times$ 5 mm image is taken 4 ms after switching off the magnetic fields, at different steps of a 1 s, 0–20 A current ramp in the additional coils. The final values of the current are 0, 10, 15 and 18.4 A respectively. When reaching 20 A, the atoms are lost by contact with the surface in the absence of a blue-detuned evanescent wave.

5. Conclusion

In this paper, we studied two possible methods for loading a degenerate Bose gas into a strongly anisotropic trap. The first method is also the simpler one. We have demonstrated experimentally with a thermal cloud the first stage corresponding to the vertical translation of the atomic cloud. We simulated the transfer from the translated QUIC trap into the DEWT. When the criterion for adiabaticity is fulfilled the transfer efficiency is close to 100%. The simulation assumed an isotropic magnetic trap with oscillation frequency $\omega_0 = 2\pi \times 300$ Hz. In the experimental situation, one of the horizontal frequencies is $\omega_{0x} = 2\pi \times 33$ Hz only and the loading time may have to be increased by a small factor. The last stage corresponds to the extinction of the magnetic field and should not pose particular problems providing that the switching time is much longer than the horizontal frequencies in the DEWT. We believe that this loading method could be implemented experimentally. The difficulty is to adjust the horizontal position of the magnetic trap to the centre of the DEWT. This can be done by changing slightly the balance between the currents in the QUIC coils.

The second method has the great advantage of compressing the atomic cloud already in the QUIC trap before the atoms are loaded into the DEWT. The translation stage towards the surface (velocity v_1) may be faster than in the last method, as the vertical oscillation frequency in the series of planes is on the order of a few tens of kilohertz instead of 300 Hz. The accumulation stage into the DEWT by a phase sweep seems to be an elegant idea. However, the phase velocity v_2 is strongly limited if one tries to fulfil the adiabaticity condition. In fact, for horizontal frequencies $\omega_h = 2\pi \times 60$ Hz in the standing wave and $\omega_x = 2\pi \times 30$ Hz in the DEWT, the frequency change between ω_x and $\sqrt{\omega_h^2 + \omega_x^2}$ has to be slower than ω_x. Therefore the velocity v_2 has to be much smaller than $\lambda_{\rm lift}/4 \times \omega_x/2\pi = 6$ μm s^{-1} to avoid 2D breathing mode excitation. The typical time to load 15 planes is then a few seconds. This is still an order of magnitude too large to be

of interest for practical applications. To reduce this time, one may either increase the horizontal frequency during the loading process, or compress the cloud initially to populate fewer horizontal planes. Another problem that will occur with this loading method is the phase noise in the standing wave. The study of its influence on the loading mechanism is out of the scope of this paper. However, a recent work in Bonn showed that is produces heating and reduces the lifetime in a standing wave trap [29].

Finally, let us note that the second method may be used in a reverse way to extract the 2DAG and study it far from the surface: once the atoms are confined in the DEWT, one can slowly switch on a standing wave and change the relative phase to lift the atoms away from the surface. It is then easier to produce a single 2D trap with a very high aspect ratio with less laser power.

Acknowledgments

We are indebted to Y Castin and D Lemoine for fruitful discussions, and to R J Butcher for a critical reading of the manuscript. We acknowledge support from the Région Ile-de-France (contract number E1213). Laboratoire de physique des lasers is UMR 7538 of CNRS and Paris 13 University.

References

[1] Anderson M H *et al* 1995 *Science* **269** 198
Davis K B *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969
Bradley C C *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 985
see also
Bradley C C *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687
[2] Andrews M R, Townsend C G, Miesner H-J, Durfee D S, Kurn D M and Ketterle W 1997 *Science* **275** 637
[3] Bloch I, Hänsch T W and Esslinger T 2000 *Nature* **403** 166
[4] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, Hänsch T W and Bloch I 2002 *Nature* **415** 39
[5] Dettmer S, Hellweg D, Ryytty P, Arlt J J, Ertmer W, Sengstock K, Petrov D S, Shlyapnikov G V, Kreutzmann H, Santos L and Lewenstein M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 160406
[6] Görlitz A, Vogels J M, Leanhardt A E, Raman C, Gustavson T L, Abo-Shaeer J R, Chikkatur A P, Gupta S, Inouye S, Rosenband T and Ketterle W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 130402
[7] Tsui D C, Störmer H L and Gossard A C 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1559
Laughlin R B 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395
[8] See e.g.
MacDonald A H 1995 *Mesoscopic Quantum Physics (Les Houches 94 Summer Session)* ed E Akermans *et al* (Amsterdam: Elsevier)
[9] See e.g.
Buks E, Schuster R, Heiblum M, Mahalu D and Umansky V 1998 *Nature* **391** 871
[10] Bagnato V and Kleppner D 1991 *Phys. Rev.* A **44** 7439
[11] Petrov D and Shlyapnikov G 2001 *Phys. Rev.* A **64** 012706
[12] Paredes B, Fedichev P, Cirac J I and Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 010402
[13] Hinds E A, Boshier M G and Hughes I G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 645
[14] For an overview of these traps see
Grimm R, Weidemüller M and Ovchinnikov Y B 2000 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 95–170
[15] Hänsel W, Hommelhoff P, Hänsch T W and Reichel J 2001 *Nature* **413** 498
[16] Ott H, Fortágh J, Grossmann A and Zimmermann C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 230401
[17] Henkel C and Wilkens M 1999 *Europhys. Lett.* **47** 414
Henkel C and Pötting S 2001 *Appl. Phys.* B **72** 73
[18] Bouchoule I, Morinaga M, Salomon C and Petrov D S 2002 *Phys. Rev.* A **65** 033402
Vuletić V, Kerman A J, Chin C and Chu S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1406
[19] Gauck H, Hartl M, Schneble D, Schnitzler H, Pfau T and Mlynek J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5298
[20] Cornelussen R A, van Amerongen A H, Wolschrijn B T, Spreeuw R J C and van Linden van den Heuvell H B 2002 *Eur. Phys. J.* D **21** 347
[21] Ovchinnikov Y, Shul'ga S and Balykin V 1991 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **24** 3173
[22] Desbiolles P and Dalibard J 1996 *Opt. Commun.* **132** 540
[23] Perrin H, Mercier B, Gorlicki M, Ducloy M, Keller J-C and Lorent V 2000 *IQEC'2000, 22th Int. Quantum Electronics Conf. (Nice, Sept. 2000)* p 107 (book of abstracts)
[24] Hammes M, Rychtarik D, Engeser B, Nägerl H-C and Grimm R 2002 *Preprint* physics/0208065
[25] Landragin A 1997 *PhD Thesis* Orsay University, France
Marani R, Cognet L, Savalli V, Westbrook N, Westbrook C I and Aspect A 2000 *Phys. Rev.* A **61** 053402
Wylie J M and Sipe J E 1984 *Phys. Rev.* A **30** 1185
Wylie J M and Sipe J E 1985 *Phys. Rev.* A **32** 2030
[26] Esslinger T, Bloch I and Hänsch T W 1998 *Phys. Rev.* A **58** R2664
[27] Hänsel W, Reichel J, Hommelhoff P and Hänsch T W 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 608
see also
Schrader D, Kuhr S, Alt W, Müller M, Gomer V and Meschede D 2001 *Appl. Phys.* B **73** 819
[28] Pedri P, Pitaevskii L, Stringari S, Fort C, Burger S, Cataliotti F S, Maddaloni P, Minardi F and Inguscio M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 220401
[29] Alt W, Schrader D, Kuhr S, Müller M, Gomer V and Meschede D 2003 *Phys. Rev.* A at press

Erratum : Schemes for loading a Bose–Einstein condensate into a two-dimensional dipole trap

Remplacer les expressions correspondantes de l'article par :

- page 158 : $\kappa_r^{-1} = (n^2 \sin^2\theta_r - 1)^{-1/2}\ \lambda_r/2\pi$
- page 159 : $H_{\mathrm{LJ}}(z) = -\dfrac{n^2-1}{n^2+1}\dfrac{1}{4\pi\varepsilon_0}\dfrac{\langle d^2\rangle}{12}\dfrac{1}{z^3}$
- page 159 : $I_{r,b} = 2P_{r,b}/\pi w_{r,b}^2$
- page 159 : $t_{\mathrm{TM}}^2 = \dfrac{4n\cos^2\theta_r}{n^2-1}\dfrac{2n^2\sin^2\theta_r - 1}{(n^2+1)\sin^2\theta_r - 1}$, $t_{\mathrm{TE}}^2 = \dfrac{4n\cos^2\theta_b}{n^2-1}$.

Les deux premières erreurs se limitent à la typographie, les calculs ayant été effectués avec les expressions correctes. Les deux dernières erreurs ont abouti à une surestimation de 6% de la puissance de l'onde évanescente rouge, et à une sous-estimation de 4% de la puissance de l'onde évanescente bleue.

Europhys. Lett., **67** (4), pp. 593–599 (2004)
DOI: 10.1209/epl/i2004-10095-7

Ultracold atoms confined in rf-induced two-dimensional trapping potentials

Y. Colombe, E. Knyazchyan, O. Morizot, B. Mercier,
V. Lorent and H. Perrin

Laboratoire de physique des lasers, CNRS-Université Paris 13
99 avenue Jean-Baptiste Clément, F-93430 Villetaneuse, France

(received 1 March 2004; accepted 7 June 2004)

PACS. 42.50.Vk – Mechanical effects of light on atoms, molecules, electrons, and ions.
PACS. 03.75.-b – Matter waves.
PACS. 32.80.Pj – Optical cooling of atoms; trapping.

Abstract. – We present the experimental implementation of a new trap for cold atoms proposed by O. Zobay and B. M. Garraway (*Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 1195). It relies on adiabatic potentials for atoms dressed by a rf field in an inhomogeneous magnetic field. This trap is well suited to confine atoms tightly along one direction to produce a two-dimensional atomic gas. We transferred ultracold atoms into this trap, starting either from thermal samples or Bose-Einstein condensates. In the latter case, technical noise during the loading stage caused heating and prevented us from observing 2D BECs.

It is well known that Bose-Einstein condensation (BEC) of homogeneous gases cannot occur in dimensions less than 3 [1]. However, 2D condensation is possible inside a power law external confining potential [2]. Crossover from 3D condensation to 2D and 1D has been experimentally demonstrated by measuring the aspect ratios of atomic clouds released from anisotropic traps [3]. Quantum gases in low dimensions and particularly in 2D are of much interest for several reasons. It is predicted that the coherence and the mean-field interaction are strongly influenced by the trap parameters in the tightening direction [4]. These properties are of crucial importance for integrated atom optics [5, 6]. In 2D, the appearance of (1/2)-anyons quasiparticles has been predicted in a rotating trap [7]. The first step towards the creation of these quasiparticles is to generate BEC in the lowest Landau level. This has been recently realized in a 3D rotating trap [8]. By the centrifugal force the BEC approaches the two-dimensional regime.

There should be a dramatic improvement of this kind of experiments if the trapped gas is two-dimensional at the start. A 2D gas is obtained by strongly confining atoms along one direction. There are several ways to produce such a "2D trap". One is to use rapidly decaying fields supported by a surface, which provides very naturally a strong transverse confinement. The decaying field may be either optical, as for the double-evanescent-wave trap [9, 10], or magnetic as in the Zeeman effect surface trap [11]. 2D BEC was recently achieved in a trap combining the use of a single evanescent wave and gravity [12]. However, the use of surface

traps may lead to perturbation of the atomic cloud due, for instance, to the roughness of the trapping potential, as pointed out in [12]. This effect is similar to the condensate fragmentation observed in atom chips [13]. This is a disadvantage for experiments similar to [8]. The use of an optical standing wave is a natural way to produce 2D traps far from any surface [14, 15]. The drawback of this method is that the atoms are filled in many pancake traps, unless the lattice period is chosen large enough. We present here the experimental implementation of a single pancake trap sitting in free space.

A new quasi-2D trap was proposed by Zobay and Garraway [16, 17]. It relies on the adiabatic potentials seen by an atom sitting in an inhomogeneous magnetic field $\boldsymbol{B}_0(\boldsymbol{r})$ and dressed by a radio-frequency field. The same potentials are implied in rf-induced evaporative cooling; in that case, they are used to limit the depth of the trap.

To realize the trapping potential, we start from the magnetic trap we use for producing a Bose-Einstein condensate. ^{87}Rb atoms in the $5S_{1/2}$, $F = 2$ state sit in this inhomogeneous magnetic field and experience an m_F-dependent magnetic potential $m_F(V_0 + V_{\mathrm{trap}}(\boldsymbol{r}))$. This is a trapping potential for the state $F = 2$, $m_F = 2$ we work with. V_0 corresponds to the offset magnetic field B_0 at the center of the magnetic trap $\boldsymbol{r} = (0, 0, 0)$. When a rf field $B_1 \cos(\omega_{\mathrm{rf}} t)$ of Rabi frequency $\Omega = g\mu_{\mathrm{B}} B_1/2\hbar$ —where $g = 1/2$ and μ_{B} is the Bohr magneton— is applied to the atoms in the strong-coupling regime, the atomic levels present an avoided crossing at the points where the rf frequency ω_{rf} is resonant with the frequency difference between the m_F states, that is when $V_0 + V_{\mathrm{trap}}(\boldsymbol{r}) = \hbar\omega_{\mathrm{rf}}$. The new potentials experienced by the dressed atoms read $m_F V(\boldsymbol{r})$, where

$$V(\boldsymbol{r}) = \sqrt{(V_{\mathrm{trap}}(\boldsymbol{r}) - \hbar\Delta)^2 + (\hbar\Omega)^2}\,. \tag{1}$$

In this last equation, we introduced the rf detuning $\hbar\Delta = \hbar\omega_{\mathrm{rf}} - V_0$ with respect to the rf transition in the center of the magnetic trap. In this semi-classical approach, the eigenstates $\phi_{m_F}(\boldsymbol{r})$ corresponding to these energies are still spin states, along a direction tilted from the local direction of the magnetic field at point $\boldsymbol{r}$ by an angle θ, where $\cos\theta = -\Delta/\sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}$ and $\sin\theta = \Omega/\sqrt{\Delta^2 + \Omega^2}$. In the lab frame, the tilted eigenstate is rotating with pulsation ω_{rf} around the local direction of the magnetic field. The state ϕ_{m_F} is identical to the uncoupled magnetic substate $-m_F$ at infinite positive detuning Δ, and to m_F when Δ is getting very large and negative. Note that they are eigenstates only for the internal degrees of freedom, $\boldsymbol{r}$ being fixed. A motional induced coupling may lead to Landau-Zener transitions between these states when $\boldsymbol{r}$ changes, which may be avoided by using a large enough rf coupling Ω.

For atoms in the ϕ_2 dressed state, this potential presents a minimum at the points where $V_{\mathrm{trap}}(\boldsymbol{r}) = \hbar\Delta$. The locus of these points is the surface where the norm of the magnetic field has a given value —or, equivalently, an iso-B surface. If, for instance, the magnetic trapping potential is harmonic, the iso-B surfaces are ellipsoids. The atoms are thus forced to move onto an "egg shell", their motion being very limited in the direction orthogonal to the shell. This "atomic bubble" is not easily observable, however: The atoms fall at the bottom of the shell due to gravity. As the typical radius of the shell increases, the atomic cloud becomes essentially two-dimensional. A cut of the potential including gravity is represented in fig. 1. It shows that along the vertical z-axis, only one side of the shell will be occupied by the atomic cloud, as soon as the temperature is lower than the energy difference between the top and the bottom of the shell.

We now will discuss the trap characteristics in the case of our experiment. The atomic cloud we start with is confined in a cigar shape QUIC magnetic trap [18]. The long axis of the cigar is horizontal and is denoted as x. This is also the direction of the offset magnetic field of 1.8 G, corresponding to $V_0/h = 1.3$ MHz. y is the other horizontal axis along which

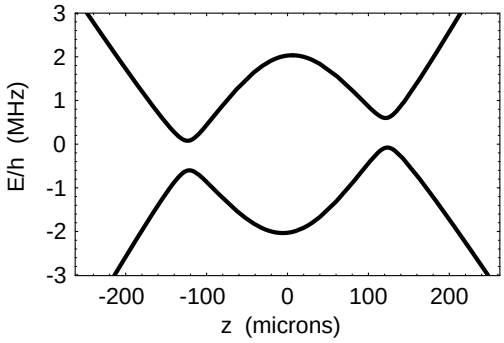


Fig. 1 – Cut along the z-axis of the total potential $mgz + m_F V(\boldsymbol{r})$ with $m_F = 2$ (upper curve) and $m_F = -2$ (lower curve). The lower-state potential (corresponding to state ϕ_{-2}) is used during evaporative cooling, where the depth is limited by the rf coupling. For the upper state (ϕ_2), the potential minimum sits at the bottom of a shell (at $z = z_0$). Parameters are: $\Delta/2\pi = 1\,\mathrm{MHz}$ and $\Omega/2\pi = 170\,\mathrm{kHz}$. The initial magnetic potential is the one of our QUIC trap (see text).

the magnetic rf field is aligned [19]. Finally, z is the vertical axis. The oscillation frequencies at the bottom of the QUIC trap are $\omega_x/2\pi = 21\,\mathrm{Hz}$ and $\omega_y/2\pi = \omega_z/2\pi = 200\,\mathrm{Hz}$. The QUIC trap is symmetric with respect to the $y = 0$ plane. Initially, the atoms are confined in the upper magnetic state $F = 2$, $m_F = 2$. To load the atoms from this 3D trap into the bottom of a shell, we simply chirp a rf field from below the resonance at the center of the QUIC trap $V_0/\hbar$ to the desired value of Δ. The atoms thus always stay in the upper state we start in, as soon as the Rabi frequency is large enough for them to follow adiabatically the dressed state ϕ_2.

The cloud is located on an iso-B surface [20], centered at position x_0, y_0, z_0, where $y_0 = 0$ and z_0 is the lowest height which fulfills $V_{\mathrm{trap}}(x_0, 0, z_0) = \hbar\Delta$. As V_{trap} depends only slightly on x near the cloud position, z_0 is essentially given by $V_{\mathrm{trap}}(0, 0, z_0) = \hbar\Delta$. The oscillation frequency in the strongly confined z-direction may be inferred from the Rabi frequency Ω and the vertical gradient $\alpha(z_0)$ at position z_0 of the trap potential, defined by: $V_{\mathrm{trap}}(0, 0, z) \simeq \hbar\Delta + (z - z_0)\,\alpha(z_0)$. With these notations, the oscillation frequency in the tightly confining direction z reads:

$$\omega_{\mathrm{trans}} = |\alpha(z_0)|\sqrt{\frac{2}{m\hbar\Omega}}\,. \tag{2}$$

In a QUIC trap, the radial gradient α is constant except in a small region around the minimum at $z = 0$. The transverse oscillation frequency can still be controlled using the Rabi frequency Ω. However, the Rabi frequency cannot be chosen arbitrarily small because of Landau-Zener losses.

The horizontal frequencies ω_1 and ω_2 corresponding, respectively, to the x and y directions directly depend on the local shape of the iso-B surface. In the yz plane, due to the axial symmetry of the QUIC trap [21], the iso-B lines are circles and ω_2 is merely the pendulum pulsation:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{g}{|z_0|}}\,. \tag{3}$$

In the xz plane, the iso-B lines are very elongated due to the cigar shape of the QUIC trap and they are more complicated [20]. ω_1 is much smaller than ω_2 and cannot be expressed

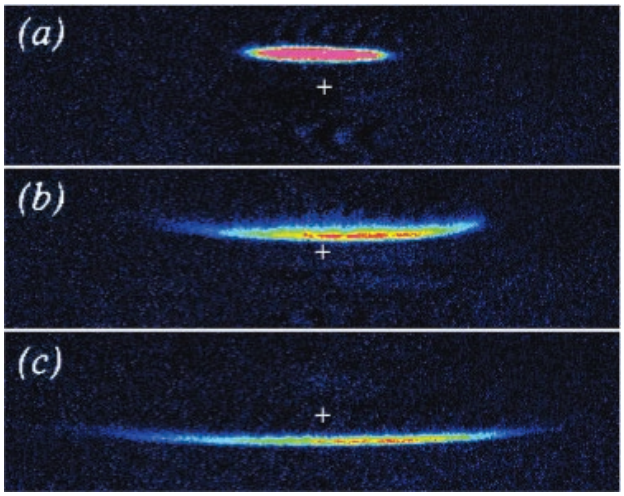


Fig. 2 – Successive absorption images of thermal clouds in the xz plane as the detuning Δ is increased. (a) QUIC trap. (b) $\Delta/2\pi = 1.7\,\mathrm{MHz}$, $z_0 = -130\,\mu\mathrm{m}$. (c) $\Delta/2\pi = 6.7\,\mathrm{MHz}$, $z_0 = -450\,\mu\mathrm{m}$. The white cross is a fixed reference in each picture. The pictures are taken as the rf and the magnetic trap are still on. The Rabi frequency was $\Omega/2\pi = 180\,\mathrm{kHz}$. The atomic clouds contain typically 10^6 atoms at a temperature of $5\,\mu\mathrm{K}$. Dimensions of images are 4.5 mm (horizontal) $\times$1.2 mm (vertical).

analytically. Its order of magnitude is given by approximating the iso-B lines by ellipses:

$$\omega_1 \simeq \sqrt{\frac{g}{|z_0|}}\frac{\omega_x}{\omega_z}\,. \tag{4}$$

As $|z_0|$ increases with Δ, ω_1 and ω_2 may be controlled via Δ and ω_{trans} via Ω; one can easily find a set of parameters such that $\omega_{\mathrm{trans}} \gg \omega_1, \omega_2$.

The experimental setup has been described elsewhere [22]. In brief, if consists of a double MOT system, the atoms being continuously loaded from an upper vapor MOT into a lower MOT sitting in a low-pressure glass cell. After a transfer into the magnetic QUIC trap, the atoms are cooled down to the condensation threshold in 30 s by evaporative cooling (in the ϕ_{-2} dressed state). We then switch off the evaporation rf and switch on the trapping rf at a frequency below the resonance frequency in the center of the trap (1.3 MHz). This ensures that the atoms will be transferred into the ϕ_2 state, which is connected with the bare $m_F = 2$ state at very large negative detuning. ω_{rf} is chirped from $2\pi \times 1\,\mathrm{MHz}$ to the desired value of the detuning Δ in typically 150 ms. The rf field is produced by a circular antenna of axis y, fed by a rf synthesizer followed by either a 5 W or a 25 W amplifier. The Rabi frequency $\Omega/2\pi$ may be adjusted via a rf attenuator between 0 and 180 kHz and has been calibrated experimentally. We checked that the initial negative detuning of 300 kHz was large enough to populate only the ϕ_2 state when switching on the rf in a 2 ms linear ramp, at $\Omega/2\pi = 180\,\mathrm{kHz}$.

The series of absorption images shown in fig. 2 illustrate the deformation of the atomic cloud as it is transferred into the egg shell trap. Starting from the QUIC trap, the cloud is translated along z when Δ increases (as z_0 depends on Δ) and is deformed at the same time: It is compressed in the z direction whereas it is relaxed along x. The curvature of the trap, due to the iso-B surface curvature, is clearly visible. The vertical position of the cloud z_0 is a linear function of Δ as soon as $\Delta/2\pi$ exceeds 1 MHz, as one would expect for a constant magnetic-field gradient. The measurements give access to the gradient α which corresponds to 225 G/cm.

In order to better characterize the egg shell trap, the oscillation frequency along z was measured at a given value of $\Omega/2\pi = 180\,\mathrm{kHz}$ and $\Delta/2\pi = 2\,\mathrm{MHz}$. The vertical oscillation frequency may be estimated to 550 Hz, knowing α and Ω. To measure it, we excited the dipolar resonance at ω_{trans} by modulating with a 5 kHz depth the detuning $\Delta/2\pi$ and thus the trap position z_0 for 150 ms. The vertical size of the cloud after a 10 ms time of flight was measured and plotted as a function of the excitation frequency. We found a peak centered at 600 Hz with a HWHM width of 80 Hz, in good agreement with the expected value. The small discrepancy is likely to be due to the approximate knowledge of the Rabi frequency Ω.

The vertical oscillation frequency (600 Hz) corresponds to a temperature of 30 nK. As the 3D transition temperature for 10^5 atoms in this trap is about 50 nK, pure thermal clouds confined in the adiabatic trap always remain three-dimensional. However, the situation is different for a BEC where we shall compare the chemical potential μ to the vertical oscillation frequency. The atom number, the cloud position z_0 and the oscillation frequency ω_{trans} were measured in order to estimate μ. ω_1 and ω_2 were given a value deduced from the measured z_0. For an extreme detuning $\Delta/2\pi = 8.7\,\mathrm{MHz}$, we have $z_0 = -560\,\mu\mathrm{m}$ and oscillation frequencies $600\,\mathrm{Hz} \times 21\,\mathrm{Hz} \times 2\,\mathrm{Hz}$. For 10^5 atoms, assuming Thomas-Fermi theory in 3D, this yields a chemical potential $\mu/h = 400\,\mathrm{Hz}$ which is smaller than the vertical oscillation frequency. Therefore a condensate confined in this trap would present a 2D character.

However, we did not obtain a 2D condensate in this anisotropic trap. When starting with a BEC, we observed a heating during the loading phase, which destroyed the BEC. We investigated the heating rate and lifetime of the egg shell trap using thermal gases initially prepared at $0.75\,\mu\mathrm{K}$ typically in the QUIC trap. The atoms were transferred into the egg shell trap within 150 ms. After a variable holding time at a constant rf frequency (plateau) of 3 MHz in the anisotropic trap, a time-of-flight image was taken 7 ms after releasing the atoms from the trap. We measured the cloud size along x and z. The experiment was repeated using two different schemes for producing the rf field: i) Either we produced the rf ramp and the rf plateau with the same synthesizer (Agilent 33250A) used in a voltage-controlled frequency mode (FM mode), ii) or we used a first DDS-synthesizer (Direct Digital Synthesis, Stanford DS345) for ramping the frequency and switched to another synthesizer (Rohde & Schwarz SML01) used at constant frequency (3 MHz) for the plateau. Note that the relative phase is not controlled at the switching.

For both schemes, we observed a strong heating along the vertical direction during the loading rf ramp. The vertical temperature deduced from a time-of-flight measurement increased to about $4\,\mu\mathrm{K}$, whereas the horizontal temperature remained almost unchanged. We attribute this heating either to the frequency noise on the rf signal when a synthesizer is used in FM mode for scheme i) (see below) or to the discrete frequency steps in the case of the DDS ramp ii). During the following holding time at constant rf frequency, the heating and lifetime were very different for the two schemes. In scheme i), the heating was about $5\,\mu\mathrm{K/s}$ and the $1/e$-lifetime was limited to 360 ms. These features are clearly limited by the noise on the rf signal in FM mode: For our Agilent 33250A synthesizer used in this mode, we indeed measured a jitter at a given rf frequency during 1 s ranging from about 8 Hz FWHM for a 2 MHz modulation depth (which we use to produce a 2 MHz sweep between 1 and 3 MHz) to about 100 Hz FWHM for a 10 MHz modulation depth. These figures have to be compared to its sub-mHz spectral width if this same synthesizer were used in a fixed frequency mode. Note that these values strongly depend on the synthesizer. On the contrary, for scheme ii) we observed a thermalization between the x and z directions in about 340 ms (fig. 3) but no heating during holding time, and could obtain lifetimes as high as 4.5 s. This lifetime may be due to Landau-Zener transitions to untrapped states. In addition, the random phase jump occurring at the switching between ramping and holding rf synthesizers had a dramatic effect on the

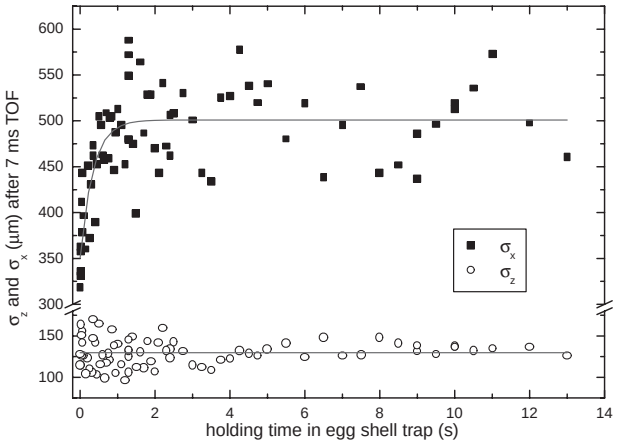


Fig. 3 – Evolution of the cloud sizes along x (filled squares) and z (open circles) with the holding time in the egg shell trap after 7 ms time of flight. At this value, the expanding cloud is still anisotropic. The x data are fitted with an exponential function. The deduced thermalization time is 340 ms. The equilibrium temperature measured along z as deduced from the mean σ_z value is 3.6 μK.

atom number; when the phase jump was close to π (phase reversal) we observed a strong atom loss with typically five times less atoms remaining trapped as compared to quasi-continuous phase occurrences.

In conclusion, we were able to trap ultracold atoms in a new kind of anisotropic trap, produced with the same tools broadly used for obtaining a BEC, that is a magnetic trap and a rf field. This trap may be well suited for confining BECs in lower dimensions. We confined thermal clouds in this egg shell trap without noticeable heating and measured a lifetime up to 4.5 s. Defects in the rf sweep during the loading stage induced heating and prevented us from producing a 2D BEC in this trap. The heating originates from excitations along the transverse axis, either due to frequency noise of the synthetizer used in FM mode or to discrete frequency steps when using a DDS synthetizer; we currently work towards getting rid of these technical limitations and producing a BEC in the 2D regime. Another issue will then arise, as the loading phase is likely to produce excitations along the long axis x of the egg shell trap, with oscillation frequency on the order of a few Hz only. To avoid these longitudinal excitations, we experimented evaporative cooling directly inside the egg shell trap using scheme i) together with an additional rf field as proposed in [16]. This could be a suitable means to achieve BEC in this trap, starting with a thermal cloud. However, this cooling mechanism could not overcome the noise-induced heating present during the holding phase in scheme i). This evaporative method applied to scheme ii) should give positive results.

Finally, the principle of adiabatic trapping may be associated to optical fields in order to produce new trapping geometries. In association with a red detuned vertical standing wave, the egg shell trap could be a way to load a single optical antinode [23]. Once the atoms fill a single antinode, a further increase of the rf detuning Δ pushes the atoms along the iso-B shell outwards the centre of the pancake. One ends up with a ring trap of about 1 mm in diameter, with high oscillation frequencies along the two transverse directions due either to the vertical standing wave or to the rf-induced avoided crossing of the Zeeman sublevels. Neutral atoms were already confined in cm scale magnetic storage rings [24]. Our 1D ring would have no local coupling to an external atomic source, and hence no local defect. It represents a tool well adapted to the study of permanent superfluid current.

* * *

We gratefully acknowledge support by the Région Ile-de-France (contract number E1213) and by the European Community through the Research Training Network "FASTNet" under contract No. HPRN-CT-2002-00304. Laboratoire de physique des lasers is UMR 7538 of CNRS and Paris 13 University.

REFERENCES

[1] Hohenberg P. C., *Phys. Rev.*, **158** (1967) 383; Mermin N. D. and Wagner H., *Phys. Rev. Lett.*, **17** (1966) 1133; Mermin N. D., *Phys. Rev.*, **176** (1968) 250.
[2] Bagnato V. and Kleppner D., *Phys. Rev. A*, **44** (1991) 7439.
[3] Görlitz A. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 130402.
[4] Petrov D. S., Holzmann M. and Shlyapnikov G. V., *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000) 2551.
[5] Ott H., Fortágh J., Schlotterbeck G., Grossmann A. and Zimmermann C., *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 230401.
[6] Hänsel W., Hommelhoff P., Hänsch T. W. and Reichel J., *Nature*, **413** (2001) 498.
[7] Paredes B., Fedichev P., Cirac J. I. and Zoller P., *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 010402.
[8] Schweikhard V., Coddington I., Engels P., Mogendorff V. P. and Cornell E. A., *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 040404.
[9] Ovchinnikov Y., Shul'ga S. and Balykin V., *J. Phys. B*, **24** (1991) 3173.
[10] Hammes M., Rychtarik D., Engeser B., Nägerl H.-C. and Grimm R., *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003) 173001.
[11] Hinds E. A., Boshier M. G. and Hughes I. G., *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 645.
[12] Rychtarik D., Engeser B., Nägerl H.-C. and Grimm R., *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 173003.
[13] Fortágh J., Ott H., Kraft S., Günther A. and Zimmermann C., *Phys. Rev. A*, **66** (2002) 041604(R); Leanhardt A. E., Shin Y., Chikkatur A. P., Kielpinski D., Ketterle W. and Pritchard D. E., *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003) 100404.
[14] Bouchoule I., Morinaga M., Salomon C. and Petrov D., *Phys. Rev. A*, **65** (2002) 033402; Vuletić V., Kerman A. J., Chin C. and Chu S., *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 1406.
[15] Burger S., Catialotti F. S., Fort C., Maddaloni P., Minardi F. and Inguscio M., *Europhys. Lett.*, **57** (2002) 1.
[16] Zobay O. and Garraway B. M., *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 1195.
[17] Zobay O. and Garraway B. M., *Phys. Rev. A*, **69** (2004) 023605.
[18] Esslinger T., Bloch I. and Hänsch T. W., *Phys. Rev. A*, **58** (1998) R2664.
[19] To optimize the rf coupling, the rf magnetic field has to be aligned in a direction orthogonal to the local static magnetic field at the position of the atoms inside the egg shell trap, which in our experiment remains in the xz plane as the rf detuning is increased.
[20] The iso-B lines are plotted for a QUIC trap in [18].
[21] The deviation from a circle in the yz plane is less than 2% for a radius of 2 mm.
[22] Colombe Y., Kadio D., Olshanii M., Mercier B., Lorent V. and Perrin H., *J. Opt. B*, **5** (2003) S155.
[23] Grimm R., private communication.
[24] Sauer J. A., Barrett M. D. and Chapman M. S., *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 270401; Arnold A. S. and Riis E., *J. Mod. Opt.*, **49** (2002) 959; see also the proposal: Arnold A. S., *J. Phys. B*, **37** (2004) L29.

Bibliographie

[1] S.N. Bose, "Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese". *Z. Phys.* **26**, 178–181 (1924).

[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] D.S. Hall, "Bose–Einstein condensates in trapped dilute gases". *Am. J. Phys.* **71** (7), 649–660 (2003).

[5] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer et B. Roulet, *Physique statistique.* Hermann (1997).

[6] C. Cohen-Tannoudji, *Condensation de Bose–Einstein – Gaz sans interactions.* Cours de physique atomique et moléculaire, Collège de France, année 1997-1998, `http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/` .

[7] 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).

[8] E.P. Gross, "Structure of a quantized vortex in boson systems". *Nuovo Cimento* **20**, 454–477 (1961).

[9] L.P. Pitaevskii, "Vortex lines in an imperfect Bose gas". *Sov. Phys. JETP* **13**, 451–454 (1961).

[10] J. Dalibard, "Collisional dynamics of ultra-cold atomic gases". Dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, édité par M. Inguscio, S. Stringari et C.E. Wieman, pages 321–349, IOS Press Ohmsha (1999).

[11] C. Cohen-Tannoudji, *Condensation de Bose–Einstein des gaz atomiques ultrafroids – Effets des interactions.* Cours de physique atomique et moléculaire, Collège de France, année 1998-1999, `http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/` .

[12] L.P. Pitaevskii, "Trapped Bose–Einstein condensed gas : mean-field approximation and beyond". Dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, édité par M. Inguscio, S. Stringari et C.E. Wieman, pages 287–319, IOS Press Ohmsha (1999).

[13] A. Görlitz, J.M. Vogels, A.E. Leanhardt, C. Raman, T.L. Gustavson, J.R. Abo-Shaeer, A.P. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, T. Rosenband et W. Ketterle, "Realization of Bose–Einstein condensates in lower dimensions". *Phys. Rev. Lett.* **87** (13), 130 402, 1–4 (2001).

[14] S. Dettmer, D. Hellweg, P. Ryytty, 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).

[15] S. Richard, F. Gerbier, J.H. Thywissen, 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).

[16] A.E. Leanhardt, A.P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T.L. Gustavson, W. Ketterle et D.E. Pritchard, "Propagation of Bose–Einstein condensates in a magnetic waveguide". *Phys. Rev. Lett.* **89** (4), 040 401, 1–4 (2002).

[17] C.V. Saba, P.A. Barton, M.G. Boshier, I.G. Hughes, P. Rosenbusch, B.E. Sauer et E.A. Hinds, "Reconstruction of a cold atom cloud by magnetic focusing". *Phys. Rev. Lett.* **82** (3), 468–471 (1999).

[18] M. Drndić, G. Zabow, C.S. Lee, J.H. Thywissen, K.S. Johnson, M. Prentiss, R.M. Westervelt, P.D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C.I. Westbrook, W.D. Phillips et A. Aspect, "Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms". *Phys. Rev. A* **60** (5), 4012–4015 (1999).

[19] L. Khaykovich, F. Schreck, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, L. Carr, Y. Castin et C. Salomon, "Formation of a matter-wave bright soliton". *Science* **296**, 1290–1293 (2002).

[20] K. Bongs, S. Burger, S. Dettmer, D. Hellweg, J. Arlt, W. Ertmer et K. Sengstock, "Waveguide for Bose–Einstein condensates". *Phys. Rev. A* **63**, 031 602 (R), 1–4 (2001).

[21] 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).

[22] V. Bagnato et D. Kleppner, "Bose–Einstein condensation in low-dimensional traps". *Phys. Rev. A* **44** (11), 7439–7441 (1991).

[23] D.S. Petrov, *Bose–Einstein condensation in low-dimensional trapped gases.* Thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2003).

[24] D.S. Petrov, D.M. Gangardt et G.V. Shlyapnikov, "Low-dimensional trapped gases". Dans *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low*

dimensions, Les Houches 2003, édité par L. Pricoupenko, H. Perrin et M. Olshanii, J. Phys. IV (à paraître en 2004).

[25] 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).

[26] 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).

[27] 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).

[28] 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).

[29] L.P. Pitaevskii et A. Rosch, "Breathing modes and hidden symmetry of trapped atoms in two dimensions". *Phys. Rev. A* **55** (2), R853–R856 (1997).

[30] V. Schweikhard, I. Coddington, P. Engels, V.P. Mogendorff et E.A. Cornell, "Rapidly rotating Bose–Einstein condensates in and near the lowest Landau level". *Phys. Rev. Lett.* **92** (4), 040 404, 1–4 (2004).

[31] V. Bretin, S. Stock, Y. Seurin et J. Dalibard, "Fast rotation of a Bose–Einstein condensate". *Phys. Rev. Lett.* **92** (5), 050 403, 1–4 (2004).

[32] P. Rosenbusch, D.S. Petrov, S. Sinha, F. Chevy, V. Bretin, Y. Castin, G.V. Shlyapnikov et J. Dalibard, "Critical rotation of a harmonically trapped Bose gas". *Phys. Rev. Lett.* **88** (25), 250 403, 1–4 (2002).

[33] V. Bretin, *Rotations d'un condensat de Bose–Einstein*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2004).

[34] G.S. Canright et S.M. Girvin, "Fractional statistics : quantum possibilities in two dimensions". *Science* **247**, 1197–1205 (1990).

[35] P.C. Hohenberg, "Existence of long-range order in one and two dimensions". *Phys. Rev.* **158** (2), 383–386 (1967).

[36] 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).

[37] D.S. Petrov, M. Holzmann et G.V. Shlyapnikov, "Bose–Einstein condensation in quasi-2D trapped gases". *Phys. Rev. Lett.* **84** (12), 2551–2554 (2000).

[38] D.S. Petrov et G.V. Shlyapnikov, "Interatomic collisions in a tightly confined Bose gas". *Phys. Rev. A* **64**, 012 706, 1–14 (2001).

[39] B. Douçot, "Vortex matter in two dimensions : an introduction from a solid state physics viewpoint". Dans *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low dimensions, Les Houches 2003*, édité par L. Pricoupenko, H. Perrin et M. Olshanii, J. Phys. IV (à paraître en 2004).

[40] 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).

[41] D.J. Bishop et J.D. Reppy, "Study of the superfluid transition in two-dimensional ^{4}He films". *Phys. Rev. Lett.* **40** (26), 1727–1730 (1978).

[42] V.N. Popov, *Functional integrals in quantum field theory and statistical physics*. Reidel publishing, Dordrecht (1983).

[43] 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).

[44] M. Girardeau, "Relationship between systems of impenetrable bosons and fermions in one dimension". *J. Math. Phys.* **1**, 516–523 (1960).

[45] E.H. Lieb et W. Liniger, "Exact analysis of an interacting Bose gas. I. The general solution and the ground state". *Phys. Rev.* **130** (4), 1605–1616 (1963).

[46] E.H. Lieb, "Exact analysis of an interacting Bose gas. II. The excitation spectrum". *Phys. Rev.* **130** (4), 1616–1624 (1963).

[47] 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).

[48] 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).

[49] B. Laburthe Tolra, K.M. O'Hara, J.H. Huckans, M. Anderlini, J.V. Porto, S.L. Rolston et W.D. Phillips, "Study of a 1D interacting quantum Bose gas". Dans *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low dimensions, Les Houches 2003*, édité par L. Pricoupenko, H. Perrin et M. Olshanii, J. Phys. IV (à paraître en 2004).

[50] K.V. Kheruntsyan, D.M. Gangardt, P.D. Drummond et G.V. Shlyapnikov, "Pair correlations in a finite-temperature 1D Bose gas". *Phys. Rev. Lett.* **91** (4), 040 403, 1–4 (2003).

[51] S. Richard, *Spectroscopie en impulsion des fluctuations de phase de condensats de Bose–Einstein très allongés*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (2003).

[52] F. Gerbier, *Condensats de Bose–Einstein dans un piège anisotrope*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (2003).

[53] B. Paredes, J.J. García-Ripoll, P. Zoller et J.I. Cirac, "Strong correlation effects and quantum information theory of low dimensional atomic gases". Dans *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low dimensions, Les Houches 2003*, édité par L. Pricoupenko, H. Perrin et M. Olshanii, J. Phys. IV (à paraître en 2004).

[54] D.M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A.P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger et W. Ketterle, "Reversible formation of a Bose–Einstein condensate". *Phys. Rev. Lett.* **81** (11), 2194–2197 (1998).

[55] R. Grimm, M. Weidemüller et Yu.B. Ovchinnikov, "Optical dipole traps for neutral atoms". *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95–170 (2000).

[56] C. Cohen-Tannoudji, *Atomes ultra-froids – Piégeage non dissipatif et refroidissement évaporatif*. Cours de physique atomique et moléculaire, Collège de France, année 1996-1997, `http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/` .

[57] 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).

[58] 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).

[59] 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).

[60] 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).

[61] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T.W. Hänsch et J. Reichel, "Bose–Einstein condensation on a microelectronic chip". *Nature* **413**, 498–501 (2001).

[62] 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).

[63] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann et C. Zimmermann, "Bose–Einstein condensation in a surface microtrap". *Phys. Rev. Lett.* **87** (23), 230 401, 1–4 (2001).

[64] 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).

[65] 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).

[66] 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).

[67] 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).

[68] K. Dieckmann, R.J.C. Spreeuw, M. Weidemüller et J.T.M. Walraven, "Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms". *Phys. Rev. A* **58**, 3891–3895 (1998).

[69] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles et J. Dalibard, "Phase modulation of atomic de Broglie waves". *Phys. Rev. Lett.* **74** (25), 4972–4975 (1995).

[70] W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison et J. Dalibard, "An atom faucet". *Eur. Phys. J. D* **15**, 237–244 (2001).

[71] C. Wieman et L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics". *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1), 1–20 (1991).

[72] 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).

[73] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König et T.W. Hänsch, "A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics". *Opt. Commun.* **117**, 541–549 (1995).

[74] J. Ye, S. Swartz, P. Jungner et J.L. Hall, "Hyperfine structure and absolute frequency of the ^{87}Rb $5P_{3/2}$ state". *Opt. Lett.* **21** (16), 1280–1282 (1996).

[75] S. Bize, Y. Sortais, M.S. Santos, C. Mandache, A. Clairon et C. Salomon, "High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain". *Europhys. Lett.* **45** (5), 558–564 (1999).

[76] W. Demtröder, *Laser spectroscopy - Basic concepts and instrumentation.* Springer, troisième édition (2002).

[77] 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).

[78] 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).

[79] 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).

[80] 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).

[81] B.H. Bransden et C.J. Joachain, *Physics of atoms and molecules.* Prentice Hall (2003).

[82] W.H. Wing, "On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields". *Prog. Quant. Electr.* **8**, 181–199 (1984).

[83] S. Chu, "Laser cooling and manipulation of atoms, and selected applications". Dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXVIII*, édité par E. Arimondo, W.D. Phillips et F. Strumia, pages 239–287, Elsevier (1992).

[84] E. Majorana, "Atomi orientati in campo magnetico variabile". *Nuovo Cimento* **9**, 43–50 (1932).

[85] 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).

[86] C.V. Sukumar et D.M. Brink, "Spin-flip transitions in a magnetic trap". *Phys. Rev. A* **56** (3), 2451–2454 (1997).

[87] 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).

[88] K. Dieckmann, *Bose–Einstein condensation in a deep magnetic trap*. Thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam (2001).

[89] D.E. Pritchard, "Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy". *Phys. Rev. Lett.* **51** (15), 1336–1339 (1983).

[90] 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).

[91] U. Ernst, A. Marte, F. Schreck, J. Schuster et G. Rempe, "Bose–Einstein condensation in a pure Ioffe–Pritchard field configuration". *Europhys. Lett.* **41** (1), 1–6 (1998).

[92] T. Bergeman, G. Erez et H.J. Metcalf, "Magnetostatic trapping fields for neutral atoms". *Phys. Rev. A* **35** (4), 1535–1546 (1987).

[93] 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).

[94] Yu.B. Ovchinnikov, I. Manek et R. Grimm, "Surface trap for Cs atoms based on evanescent-wave cooling". *Phys. Rev. Lett.* **79** (12), 2225–2228 (1997).

[95] M. Hammes, D. Rychtarik et R. Grimm, "Evaporative cooling of cesium atoms in the gravito-optical surface trap". Dans *C. R. Acad. Sci. Paris (École d'été de Cargèse, année 2000), série IV*, édité par A. Aspect et J. Dalibard, pages 625–631, Elsevier (2001).

[96] J. Söding, R. Grimm et Yu.B. Ovchinnikov, "Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling". *Opt. Commun.* **119**, 652–662 (1995).

[97] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser et J. Dalibard, "Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface". *Phys. Rev. A* **54** (5), 4292–4298 (1996).

[98] M. Hammes, D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl et R. Grimm, "Evanescent-wave trapping and evaporative cooling of an atomic gas at the crossover to two dimensions". *Phys. Rev. Lett.* **90** (17), 173 001, 1–4 (2003).

[99] P. Desbiolles et J. Dalibard, "Loading atoms in a bi-dimensional light trap". *Opt. Commun.* **132**, 540–548 (1996).

[100] H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau et J. Mlynek, "Quasi-2D gas of laser cooled atoms in a planar matter waveguide". *Phys. Rev. Lett.* **81** (24), 5298–5301 (1998).

[101] D. Schneble, H. Gauck, M. Hartl, T. Pfau et J. Mlynek, "Optical atom traps at surfaces". Dans *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, édité par M. Inguscio, S. Stringari et C.E. Wieman, pages 469–490, IOS Press Ohmsha (1999).

[102] W.L. Power, T. Pfau et M. Wilkens, "Loading atoms into a surface trap : simulations of an experimental scheme". *Opt. Commun.* **143**, 125–132 (1997).

[103] R.J.C. Spreeuw, D. Voigt, B.T. Wolschrijn et H.B. van Linden van den Heuvell, "Creating a low-dimensional quantum gas using dark states in an inelastic evanescent-wave mirror". *Phys. Rev. A* **61**, 053 604, 1–7 (2000).

[104] M. Born et E. Wolf, *Principles of optics*. Cambridge University Press (1999).

[105] P.M. Morse, "Diatomic molecules according to the wave mechanics. II. Vibrational levels". *Phys. Rev.* **34**, 57–64 (1929).

[106] J.E. Lennard-Jones, "Processes of adsorption and diffusion on solid surfaces". *Trans. Faraday. Soc.* **28**, 333 (1932).

[107] A. Landragin, *Réflexion d'atomes sur un miroir à onde évanescente : mesure de la force de van der Waals et diffraction atomique*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (1997).

[108] H.B.G. Casimir et D. Polder, "The influence of retardation on the London – van der Waals forces". *Phys. Rev.* **73**, 360–372 (1948).

[109] A. Aspect et J. Dalibard, "Measurement of the atom-wall interaction : from London to Casimir–Polder". Dans *Poincaré seminar 2002 : vacuum energy – renormalization*, volume 30 de *Progress in mathematical physics*, édité par B. Duplantier et V. Rivasseau, pages 67–78, Birkhäuser (2003).

[110] T.G. Tiecke, M. Kemmann, Ch. Buggle, I. Shvarchuck, W. von Klitzing et J.T.M. Walraven, "Bose–Einstein condensation in a magnetic double-well potential". *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S119–S123 (2003).

[111] 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).

[112] A. Messiah, *Mécanique quantique*. Dunod (2003).

[113] P.A. Ruprecht, M.J. Holland et K. Burnett, "Time-dependent solution of the nonlinear Schrödinger equation for Bose-condensed trapped neutral atoms". *Phys. Rev. A* **51** (6), 4704–4711 (1995).

[114] S. Stringari, "Collective excitations of a trapped Bose-condensed gas". *Phys. Rev. Lett.* **77** (12), 2360–2363 (1996).

[115] M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, C.G. Townsend et W. Ketterle, "Collective excitations of a Bose–Einstein condensate in a magnetic trap". *Phys. Rev. Lett.* **77** (6), 988–991 (1996).

[116] D. Schrader, S. Kuhr, W. Alt, M. Müller, V. Gomer et D. Meschede, "An optical conveyor belt for single neutral atoms". *Appl. Phys. B* **73**, 819–824 (2001).

[117] J.A. Sauer, K.M. Fortier, M.S. Chang, C.D. Hamley et M.S. Chapman, "Cavity QED with optically transported atoms". *Phys. Rev. A* **69**, 051 804 (R), 1–4 (2004).

[118] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff et T.W. Hänsch, "Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds". *Phys. Rev. Lett.* **86** (4), 608–611 (2001).

[119] W. Alt, D. Schrader, S. Kuhr, M. Müller, V. Gomer et D. Meschede, "Single atoms in a standing-wave dipole trap". *Phys. Rev. A* **67**, 033 403, 1–7 (2003).

[120] C. Orzel, A.K. Tuchman, M.L. Fenselau, M. Yasuda et M.A. Kasevich, "Squeezed states in a Bose–Einstein condensate". *Science* **291**, 2386–2389 (2001).

[121] O. Morsch, J.H. Müller, M. Cristiani, D. Ciampini et E. Arimondo, "Bloch oscillations and mean-field effects of Bose–Einstein condensates in 1D optical lattices". *Phys. Rev. Lett.* **87** (14), 140 402, 1–4 (2001).

[122] P. Pedri, L. Pitaevskii, S. Stringari, C. Fort, S. Burger, F.S. Cataliotti, P. Maddaloni, F. Minardi et M. Inguscio, "Expansion of a coherent array of Bose–Einstein condensates". *Phys. Rev. Lett.* **87** (22), 220 401, 1–4 (2001).

[123] J.H. Denschlag, J.E. Simsarian, H. Häffner, C. McKenzie, A. Browaeys, D. Cho, K. Helmerson, S.L. Rolston et W.D. Phillips, "A Bose–Einstein condensate in an optical lattice". *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **35**, 3095–3110 (2002).

[124] R.J. Cook et R.K. Hill, "An electromagnetic mirror for neutral atoms". *Opt. Commun.* **43** (4), 258–260 (1982).

[125] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Yu.B. Ovchinnikov et A.I. Sidorov, "Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field". *JETP Lett.* **45** (6), 353–356 (1987).

[126] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Yu.B. Ovchinnikov et A.I. Sidorov, "Quantum-state-selective mirror reflection of atoms by laser light". *Phys. Rev. Lett.* **60** (21), 2137–2140 (1988).

[127] M.A. Kasevich, D.S. Weiss et S. Chu, "Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave". *Opt. Lett.* **15** (11), 607–609 (1990).

[128] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, "Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity". *Phys. Rev. Lett.* **71** (19), 3083–3086 (1993).

[129] M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard et A.M. Steane, "Atom optics in the time domain". *Phys. Rev. A* **53** (5), 3369–3378 (1996).

[130] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt et J. Dalibard, "Atomic wave diffraction and interference using temporal slits". *Phys. Rev. Lett.* **77** (1), 4–7 (1996).

[131] P. Szriftgiser, *Cavité gravitationnelle et optique atomique temporelle*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (1996).

[132] C. Henkel, A.M. Steane, R. Kaiser et J. Dalibard, "A modulated mirror for atomic interferometry". *J. Phys. II France* **4** (11), 1877–1896 (1994).

[133] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook et A. Aspect, "Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror". *Phys. Rev. Lett.* **77** (8), 1464–1467 (1996).

[134] N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Landragin, G. Labeyrie, L. Cognet, V. Savalli, G. Horvath, A. Aspect, C. Henkel, K. Mølmer, J.-Y. Courtois, W.D. Phillips, R. Kaiser et V. Bagnato, "New physics with evanescent wave atomic mirrors : The van der Waals force and atomic diffraction". *Physica Scripta* **T78**, 7–12 (1998).

[135] A. Landragin, G. Labeyrie, K. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook et A. Aspect, "Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent-wave mirror". *Opt. Lett.* **21** (19), 1591–1593 (1996).

[136] V. Savalli, D. Stevens, J. Estève, P.D. Featonby, V. Josse, N. Westbrook, C.I. Westbrook et A. Aspect, "Specular reflection of matter waves from a rough mirror". *Phys. Rev. Lett.* **88** (25), 250 404, 1–4 (2002).

[137] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook et A. Aspect, "Diffuse atomic reflection at a rough mirror". *Phys. Rev. A* **55** (2), 1160–1178 (1997).

[138] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutschmann et W. Ertmer, "Diffraction and reflection of a slow metastable neon beam by an evanescent light grating". *Opt. Commun.* **107**, 211–217 (1994).

[139] R. Brouri, R. Asimov, M. Gorlicki, S. Feron, J. Reinhardt, V. Lorent et H. Haberland, "Thermal atom beam splitting by an evanescent standing wave". *Opt. Commun.* **124**, 448–451 (1996).

[140] L. Cognet, V. Savalli, G.Zs.K. Horvath, D. Holleville, R. Marani, N. Westbrook, C.I. Westbrook et A. Aspect, "Atomic interference in grazing incidence difffraction from an evanescent wave mirror". *Phys. Rev. Lett.* **81** (23), 5044–5047 (1998).

[141] A. Landragin, L. Cognet, G.Zs.K. Horvath, C.I. Westbrook, N. Westbrook et A. Aspect, "A reflection grating for atoms at normal incidence". *Europhys. Lett.* **39** (5), 485–490 (1997).

[142] J. Estève, D. Stevens, V. Savalli, N. Westbrook, C.I. Westbrook et A. Aspect, "Resolved diffraction patterns from a reflection grating for atoms". *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S103–S106 (2003).

[143] C. Henkel, H. Wallis, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, K. Sengstock et W. Ertmer, "Theory of atomic diffraction from evanescent waves". *Appl. Phys. B* **69**, 277–289 (1999).

[144] C. Henkel, J.-Y. Courtois et A. Aspect, "Atomic diffraction by a thin phase grating". *J. Phys. II France* **4** (11), 1955–1974 (1994).

[145] C. Henkel, K. Mølmer, R. Kaiser et C.I. Westbrook, "Atomic diffraction assisted by a stimulated Raman transition". *Phys. Rev. A* **56** (1), R9–R12 (1997).

[146] Y. Levy, "Étude du champ inhomogène obtenu par la réflexion totale d'une onde plane sur un système de couches minces". *Nouv. Rev. d'Optique appliquée* **3** (1), 25–30 (1972).

[147] R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold et J. Mlynek, "Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric waveguide". *Opt. Commun.* **104**, 234–240 (1994).

[148] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect et J. Mlynek, "Reflection of atoms from a dielectric wave guide". *Opt. Commun.* **111**, 566–576 (1994).

[149] G. Labeyrie, A. Landragin, J. von Zanthier, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Westbrook et A. Aspect, "Detailed study of a high-finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors". *Quantum Semiclass. Opt.* **8** (3), 603–627 (1996).

[150] R.C. Nesnidal et T.G. Walker, "Multilayer dielectric structure for enhancement of evanescent waves". *Appl. Opt.* **35** (13), 2226–2229 (1996).

[151] D. Voigt, B.T. Wolschrijn, R. Jansen, N. Bhattacharya, R.J.C. Spreeuw et H.B. van Linden van den Heuvell, "Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves". *Phys. Rev. A* **61**, 063 412, 1–6 (2000).

[152] Y. Castin et R. Dum, "Bose–Einstein condensates in time dependent traps". *Phys. Rev. Lett.* **77** (27), 5315–5319 (1996).

[153] C. Henkel, *Réflexion et diffraction d'atomes lents par un miroir à onde évanescente*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (1996).

[154] C. Henkel. Communication privée (2004).

[155] J. Felber, R. Gähler, C. Rausch et R. Golub, "Matter waves at a vibrating surface : transition from quantum-mechanical to classical behavior". *Phys. Rev. A* **53** (1), 319–328 (1996).

[156] W.A. Hamilton, A.G. Klein, G.I. Opat et P.A. Timmins, "Neutron diffraction by surface acoustic waves". *Phys. Rev. Lett.* **58** (26), 2770–2773 (1987).

[157] O. Zobay et B.M. Garraway, "Two-dimensional atom trapping in field-induced adiabatic potentials". *Phys. Rev. Lett.* **86** (7), 1195–1198 (2001).

[158] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë, *Mécanique quantique,* tomes I et II. Hermann (1997).

[159] C. Cohen-Tannoudji et S. Reynaud, "Dressed-atom description of resonance fluorescence and absorption spectra of a multi-level atom in an intense laser beam". *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **10** (3), 345–363 (1977).

[160] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, "Dressed-atom approach to atomic motion in laser light : the dipole force revisited". *J. Opt. Soc. Am. B* **2** (11), 1707–1720 (1985).

[161] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Processus d'interaction entre photons et atomes*. EDP Sciences (2000).

[162] N.V. Vitanov et K.-A. Suominen, "Time-dependent control of ultracold atoms in magnetic traps". *Phys. Rev. A* **56** (6), R4377–R4380 (1997).

[163] Y. Colombe, B. Mercier, H. Perrin et V. Lorent, "Loading a dressed Zeeman trap with cold atoms". Dans *Proceedings of the euroschool on quantum gases in low dimensions, Les Houches 2003*, édité par L. Pricoupenko, H. Perrin et M. Olshanii, J. Phys. IV (à paraître en 2004).

[164] 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).

[165] B. Desruelle, V. Boyer, S.G. Murdoch, G. Delannoy, P. Bouyer, A. Aspect et M. Lécrivain, "Interrupted evaporative cooling of ^{87}Rb atoms trapped in a high magnetic field". *Phys. Rev. A* **60** (3), R1759–R1762 (1999).

[166] 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).

[167] A.J. Moerdijk, B.J. Verhaar et T.M. Nagtegaal, "Collisions of dressed ground-state atoms". *Phys. Rev. A* **53** (6), 4343–4351 (1996).

[168] O. Zobay et B.M. Garraway, "Properties of coherent matter-wave bubbles". *Acta Physica Slovaca* **50** (3), 359–367 (2000).

[169] L. Landau, "Zur Theorie der Energieübertragung - II". *Phys. Z. Sowjetunion* **2**, 46–51 (1932).

[170] C. Zener, "Non-adiabatic crossing of energy levels". *Proc. R. Soc. London Ser. A* **137**, 696–702 (1932).

[171] J.R. Rubbmark, M.M. Kash, M.G. Littman et D. Kleppner, "Dynamical effects at avoided level crossings : a study of the Landau–Zener effect using Rydberg atoms". *Phys. Rev. A* **23** (6), 3107–3117 (1981).

[172] 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).

[173] 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).

[174] 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).

[175] I. Bloch, M. Köhl, M. Greiner, T.W. Hänsch et T. Esslinger, "Optics with an atom laser beam". *Phys. Rev. Lett.* **87** (3), 030 401, 1–4 (2001).

[176] R.J.C. Spreeuw, C. Gerz, L.S. Goldner, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.I. Westbrook, M.W. Reynolds et I.F. Silvera, "Demonstration of neutral atom trapping with microwaves". *Phys. Rev. Lett.* **72** (20), 3162–3165 (1994).

[177] C.C. Agosta, I.F. Silvera, H.T.C. Stoof et B.J. Verhaar, "Trapping of neutral atoms with resonant microwave radiation". *Phys. Rev. Lett.* **62** (20), 2361–2364 (1989).

[178] Yu. Kagan, N.V. Prokof'ev et B.V. Svistunov, "Supercurrent stability in a quasi-one-dimensional weakly interacting Bose gas". *Phys. Rev. A* **61**, 045 601, 1–3 (2000).

[179] L.D. Carr, M.A. Leung et W.P. Reinhardt, "Dynamics of the Bose–Einstein condensate : quasi-one-dimension and beyond". *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **33**, 3983–4001 (2000).

[180] 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).

[181] A.S. Arnold et E. Riis, "Bose–Einstein condensates in 'giant' toroidal magnetic traps". *J. Mod. Opt.* **49** (5/6), 959–964 (2002).

[182] 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).

[183] A. Hopkins, B. Lev et H. Mabuchi, "Proposed magneto-electrostatic ring trap for neutral atoms". *Quant-phys* 0402037 (2004).

[184] V. N. Mahajan, *Optical imaging and aberrations,* tome I. SPIE Press (1998).

[185] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould et H.J. Metcalf, "Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit". *Phys. Rev. Lett.* **61** (2), 169–172 (1988).

[186] T.M. Brzozowski, M. Mączyńska, M. Zawada, J. Zachorowski et W. Gawlik, "Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances". *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **4**, 62–66 (2002).

[187] F. Shimada, *Shutter device* (1997). Canon Denshi Kabushiki Kaisha, Brevet US6071019, `http://ep.espacenet.com` .

[188] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk et M. Weidemüller, "Low-cost mechanical shutter for light beams". *Rev. Sci. Instrum.* **73** (12), 4402–4404 (2002).

[189] C.S. Adams, "A mechanical shutter for light using piezoelectric actuators". *Rev. Sci. Instrum.* **71** (1), 59–60 (2000).

[190] F. Gardiol, *Traité d'électricité - Volume III : Électromagnétisme.* Presses polytechniques et universitaires romandes (2002).

[191] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics.* Wiley (1975).

[192] P. Valkering, *Optimization of evaporative cooling of Rubidium atoms in a magnetic trap.* Thèse de diplôme, Universiteit van Utrecht (1999).

[193] I. Bloch, T.W. Hänsch et T. Esslinger, "Atom laser with a cw output coupler". *Phys. Rev. Lett.* **82** (15), 3008–3011 (1999).

[194] J.P. Gordon et A. Ashkin, "Motion of atoms in a radiation trap". *Phys. Rev. A* **21** (5), 1606–1616 (1980).

[195] C. Cohen-Tannoudji, J. Dalibard, P. Desbiolles et D. Guéry-Odelin, *Atomes ultra-froids*. Cours du D.E.A. de Physique quantique, Paris (2003). `http://www.lkb.ens.fr/~dalibard/enseignementDEA.html` .

[196] D.A. Steck, *Rubidium 87 D-line data* (2003). Document disponible en ligne, `http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/` .

[197] C. Cohen-Tannoudji, *Nouveaux mécanismes de refroidissement laser (suite)*. Cours de physique atomique et moléculaire, Collège de France, année 1991-1992, `http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/` .

[198] F. Laloë, *Les symétries en mécanique quantique*. Cours du D.E.A. de Physique quantique, Paris. `http://www.phys.ens.fr/cours/notes-de-cours/` .

[199] I.H. Deutsch et P.S. Jessen, "Quantum-state control in optical lattices". *Phys. Rev. A* **57** (3), 1972–1986 (1998).

[200] M. Olshanii, *Far-off-resonant ac-Stark potential for alkali optical traps* (1998). Note en ligne, `http://physics.usc.edu/~olshanii/publications.html` .

[201] 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).

[202] P. Horak, P. Domokos et H. Ritsch, "Giant Lamb shift of atoms near lossy multimode optical micro-waveguides". *Europhys. Lett.* **61** (4), 459–465 (2003).

[203] W. Ketterle et N.J. van Druten, "Evaporative cooling of trapped atoms". Dans *Advances in atomic, molecular and optical physics*, volume 37, édité par B. Bederson et H. Walther, pages 181–236, Academic Press (1996).

[204] O.J. Luiten, M.W. Reynolds et J.T.M. Walraven, "Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas". *Phys. Rev. A* **53** (1), 381–389 (1996).

[205] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera et M. Lewenstein, "Coherent evolution of bouncing Bose–Einstein condensates". *Phys. Rev. Lett.* **83** (18), 3577–3580 (1999).

[206] D. Wilkowski, J.-C. Garreau et D. Hennequin, "Observation of bistability in a perturbed magneto-optical trap". *Eur. Phys. J. D* **2**, 157–163 (1998).

[207] 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).

[208] 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).

[209] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin et A. Cable, "Experimental observation of optically trapped atoms". *Phys. Rev. Lett.* **57** (3), 314–317 (1986).

[210] 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).

[211] " *Whatever possibly can go wrong, will* ", USAF captain E.A. Murphy (1949).

[212] C. Henkel, J.-Y. Courtois, R. Kaiser, C. Westbrook et A. Aspect, "Phase shifts of atomic de Broglie waves at an evanescent wave mirror". *Laser Physics* **4** (5), 1042–1049 (1994).

[213] L. Ward, *The optical constants of bulk materials and films*. IOP Publishing (1994).

[214] A. Richardt et I. Richardt, *Les évaporations sous vide*. In Fine (2000).