

Caractérisation de l'état externe des atomes

Sommaire

3.1	Les paramètres du piège dipolaire	61
3.2	La température des atomes dans le piège dipolaire	81
3.3	Durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire	94
3.4	Conclusion	100

L'objectif de ce chapitre est d'une part de caractériser la géométrie d'un piège dipolaire microscopique, et d'autre part de sonder le mouvement des atomes à l'intérieur.

La première partie est destinée à mesurer la profondeur du potentiel ainsi que ses fréquences d'oscillation. Ces deux informations nous permettent de calculer le col du faisceau, c'est-à-dire le confinement du piège. Soulignons que ces renseignements seront obtenus en étudiant les propriétés d'un atome unique piégé.

Une fois la géométrie du piège connue, nous mesurerons la température des atomes dans le piège, en régime de blocage collisionnel (température d'un atome unique) et en régime de fort chargement (température d'une dizaine d'atomes). De ces températures, nous déduirons l'amplitude du mouvement des atomes dans le potentiel.

Enfin, nous étudierons la durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire, dans deux situations opposées :

- lorsque l'atome est « dans le noir » ;
- lorsque l'atome est soumis à une excitation laser.

Ceci nous permettra de mesurer le taux de chauffage d'un atome unique piégé.

3.1 Les paramètres du piège dipolaire

Si nous voulons avoir accès à l'état externe des atomes, à savoir leur mouvement dans le piège dipolaire, nous devons au préalable déterminer la géométrie exacte du potentiel de piégeage. Un potentiel créé par un faisceau gaussien est entièrement défini par sa profondeur et son confinement. Nous allons montrer dans cette partie comment ces informations peuvent être obtenues à partir de mesures de déplacements lumineux et de fréquences d'oscillation.

3.1.1 L'outil « sonde »

Un laser permettant de sonder les atomes dans le piège dipolaire est une source potentielle d'informations. Accordé sur une transition atomique, il peut par exemple servir à faire fluorescer les atomes afin de les localiser dans l'espace. Une étude de la fluorescence induite peut s'avérer intéressante en elle-même, par exemple pour remonter au nombre d'atomes présents, ou à la quantité de photons émis spontanément par un atome. Polarisé de façon convenable, le faisceau sonde peut produire un pompage optique des atomes dans un sous-niveau Zeeman voulu ou bien les faire cycliser sur une transition fermée particulière. Le balayer en fréquence permet d'étudier la spectroscopie des atomes dans le piège dipolaire. Pour avoir accès à toutes ces informations, nous utilisons une sonde d'une longueur d'onde autour de 780 nm, accordée sur la transition atomique $(5^2S_{1/2}, F = 2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F = 3)$. Les faisceaux du piège magnéto-optique étant accordés sur la même transition, on prélève en fait une fraction du laser *maître* décrit au paragraphe 1.3.2 du chapitre 1 pour injecter notre sonde. On dispose dans ces conditions d'un outil spectralement fin, sa largeur spectrale étant celle du *maître* asservi, permettant des études spectroscopiques précises. Le faisceau du laser sonde traverse un modulateur acousto-optique monté en double passage. Celui-ci sert non seulement d'interrupteur rapide, mais il permet aussi d'ajuster ou de balayer la fréquence de la sonde sur une plage d'environ 100 MHz. Enfin, comme le montre la figure 3.1, le faisceau sonde se propage dans l'enceinte à vide selon l'axe vertical, il peut être ou ne pas être rétro-réfléchi à l'aide d'un miroir. Remarquons ici qu'il traverse, avant de rentrer dans l'enceinte, une lame $\lambda/4$ servant aux faisceaux du piège magnéto-optique ce qui lui confère une polarisation circulaire. Si l'on suppose que l'axe de quantification est fixé par la polarisation verticale du faisceau du piège dipolaire, alors la sonde est polarisée σ^+ (on peut aussi choisir de la polariser σ^- en tournant la lame $\lambda/4$).

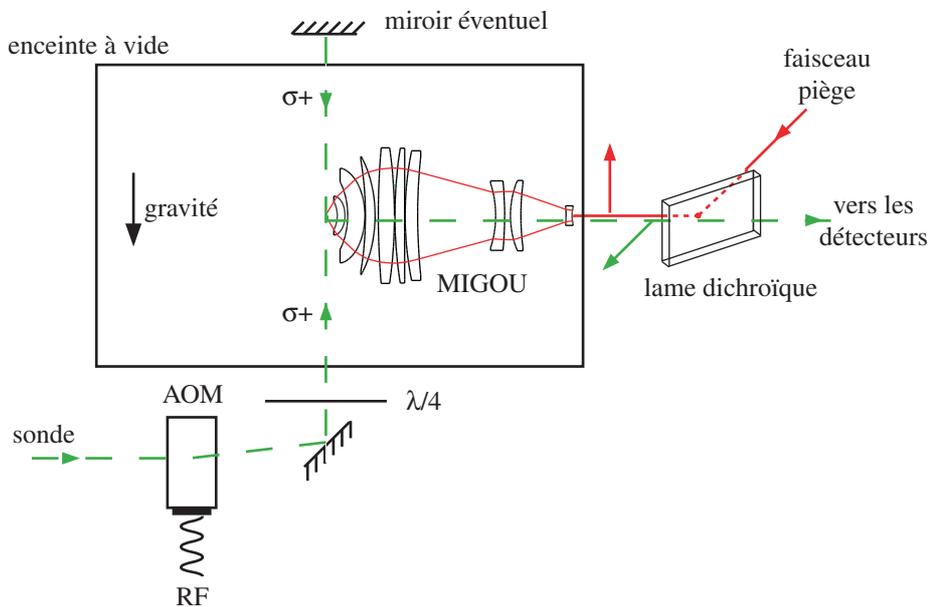


FIG. 3.1 – Schéma du montage de la sonde : elle est représentée en pointillé, ainsi que la fluorescence des atomes. Les photons émis ont la même polarisation que la sonde, c'est-à-dire orthogonale à celle du faisceau piège (en trait plein). La sonde est éventuellement réfléchiée sur elle-même à l'aide d'un miroir. La lame dichroïque est parfois remplacée par un cube polariseur.

3.1.2 Mesure de la profondeur du piège

Nous allons tout d'abord utiliser notre nouvel outil pour étudier la spectroscopie d'un atome unique dans le piège dipolaire. L'idée est simplement de balayer la sonde en fréquence et d'observer la fluorescence atomique induite. Une résonance du signal correspondra alors à une transition atomique. Cependant, comme les calculs du paragraphe 1.2.3 chapitre 1 le montrent, les transitions atomiques sont déplacées vers le bleu quand l'atome est dans le piège dipolaire. Les déplacements lumineux des niveaux d'énergies sondés sont représentés sur la figure 3.2, dans le cas d'un piège dipolaire polarisé linéairement.

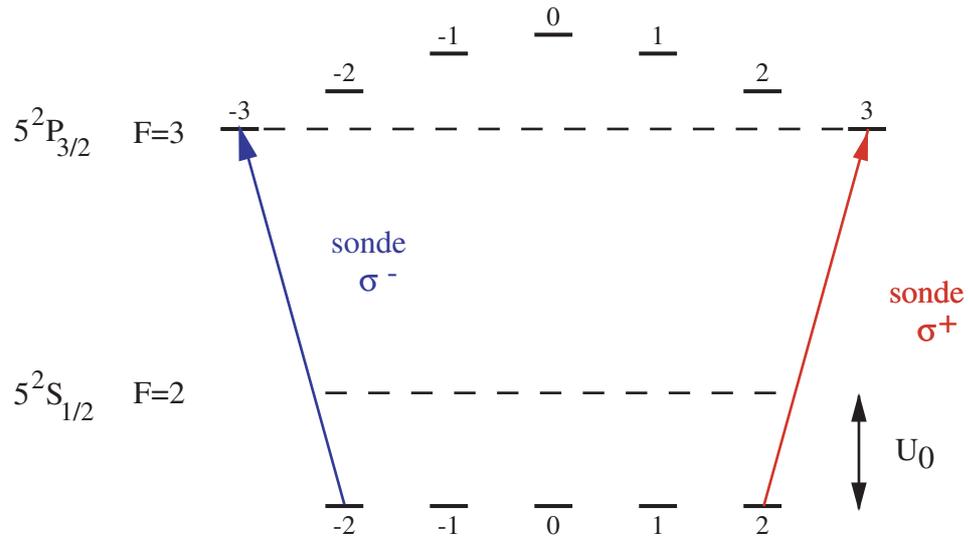


FIG. 3.2 – Déplacements lumineux de la transition $(5^2S_{1/2}, F=2) \rightarrow (5^2P_{3/2}, F=3)$ dans le cas d'un piège dipolaire polarisé linéairement : tous les sous-niveaux Zeeman fondamentaux $F=2$ sont déplacés de la même quantité U_0 , correspondant à la profondeur du piège. L'emploi d'une sonde polarisée circulairement permet de s'affranchir, en première approximation, du déplacement lumineux du niveau excité $F=3$. On mesure ainsi la profondeur U_0 du potentiel.

Dans ces conditions un atome irradié par la sonde polarisée σ^+ est rapidement pompé dans le sous-niveau Zeeman fondamental ($F=2, m_F=+2$) avant de cycler sur la transition fermée ($F=2, m_F=+2$) \rightarrow ($F=3, m_F=+3$). Les calculs du chapitre 1 nous montrent que le sous-niveau excité extrême ($F=3, m_F=+3$) n'est pratiquement pas déplacé dans un piège dipolaire polarisé linéairement (les niveaux $(F=3, m_F=\pm 3)$ sont en fait très légèrement piégeant, poussés vers le bas par les niveaux 5^2D et 7^2S du ^{87}Rb). Si l'on sonde l'atome de cette manière, on ne mesurera alors que le déplacement lumineux de l'état fondamental U_0 , c'est-à-dire la profondeur du piège dipolaire.

Le principe et les résultats de la mesure

Pour mesurer la profondeur du piège nous nous plaçons en régime de blocage collisionnel. La séquence expérimentale est représentée sur la figure 3.3. Une fois l'atome unique piégé, les faisceaux du piège magnéto-optique sont coupés. La sonde rétro-réfléchiée est alors allumée durant 1 ms au cours de laquelle sa fréquence est balayée sur environ 80 MHz. La fréquence de départ f_0 , elle-même ajustable, autorise une exploration en fréquence sur près de 200 MHz. La fluorescence est enregistrée avec une résolution de 10 μs ce qui assure un pas d'échantillonnage en fréquence

de l'ordre de 0,8 MHz. Le repompeur est maintenu allumé tout au long de la séquence afin de recycler les atomes dépompés en $F = 1$ par la sonde. Pour obtenir un rapport signal à bruit correct, d'au moins 5, cette séquence est répétée entre 250 et 500 fois.

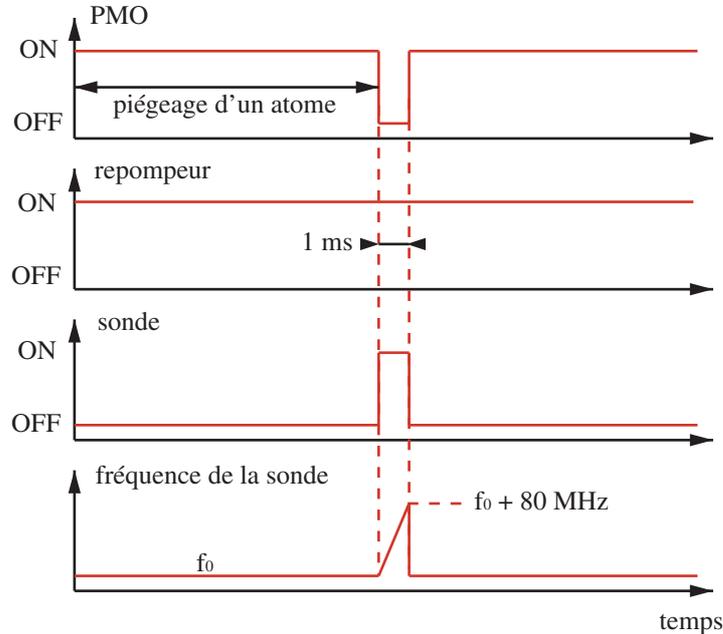


FIG. 3.3 – Séquence temporelle utilisée pour sonder les déplacements lumineux.

Si l'on réalise la séquence décrite sur la figure 3.3, le résultat que l'on obtient pour une puissance du piège dipolaire de $P_{PDO} = 5,8$ mW est celui de la figure 3.4 (a). On observe une résonance dans la fluorescence mesurée. Il a été montré dans la thèse de Georges-Olivier Reymond [82] que malgré la distribution en énergie des atomes dans le piège, liée à leur température finie, cette résonance est proche d'une lorentzienne dont le centre renseigne sur la profondeur du piège dipolaire. Il suffit alors d'ajuster la résonance par une lorentzienne ; le centre de celle-ci fournit une mesure du déplacement lumineux. Celui-ci est décalé de 74,7 MHz par rapport à la fréquence de la transition atomique des atomes libres pour une puissance piège de 5,8 mW (3.4 (a)).

On peut alors vérifier la formule 1.10 vues au chapitre 1 selon laquelle la profondeur du piège est proportionnelle à la puissance laser. Nous avons mesuré les déplacements lumineux pour des puissances piège allant jusqu'à 11 mW. Les points expérimentaux représentés sur la figure 3.4 (b) s'ajustent très bien par une droite de pente 13,3 MHz/mW ou bien 0,64 mK/mW. Ceci semble indiquer que les atomes explorent bien le fond du piège pour cette gamme de puissance. On pourrait imaginer que le potentiel est en fait plus profond que le déplacement lumineux mesuré. Ceci signifierait que les atomes ne descendent pas au fond du piège par exemple parce qu'ils ne sont plus refroidis par les faisceaux de la mélasse, celle-ci étant alors désaccordée par rapport à la transition atomique effective. Toutefois, il semble peu probable que sous ces conditions, les déplacements lumineux suivent une loi linéaire. On s'attendrait plus à un effet de saturation. En conséquence, l'atome unique semble bien explorer le fond du potentiel. Si la pente mesurée nous donne la profondeur du piège dipolaire en fonction de la puissance, on peut alors, à l'aide de la formule 1.10 du chapitre 1, remonter à la valeur du col du faisceau piège. Le faisceau piège utilisé étant à l'époque un titane-saphir à 812 nm, on obtient un col de $1,07 \mu\text{m}$. Cette valeur nous indique par ailleurs que l'alignement du faisceau piège dans MIGOU n'était alors pas optimal.

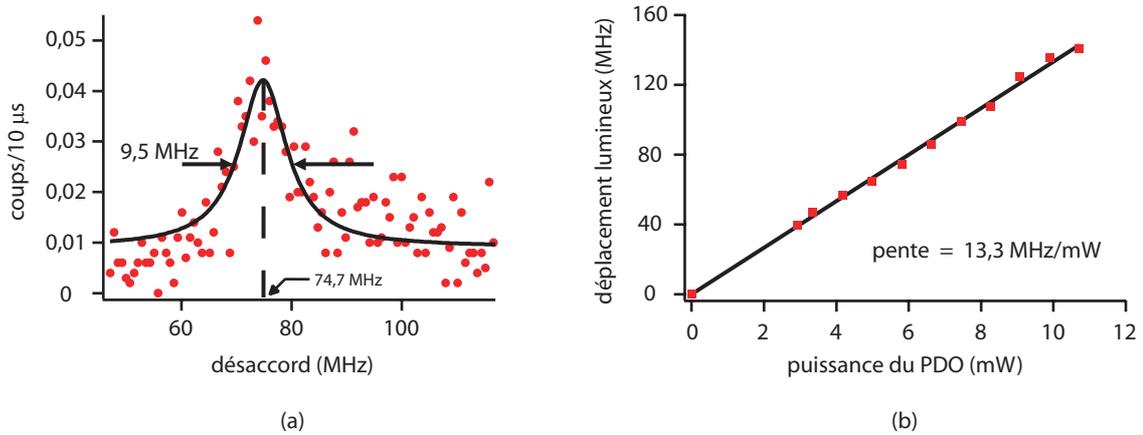


FIG. 3.4 – (a) Spectre de fluorescence d'un atome piégé. La courbe est un ajustement des données par une lorentzienne. La puissance du piège dipolaire est de 5,8 mW, et on mesure alors un déplacement lumineux d'environ 74,7 MHz. La largeur de 9,5 MHz nous renseigne sur la température. La résolution en fréquence est d'environ 0,8 MHz. (b) Déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance du laser piège : les points expérimentaux sont ajustés par une droite.

On le verra très rapidement, des valeurs plus faibles peuvent être aisément atteintes. En outre il est remarquable de constater que la mélasse, bien qu'adaptée au refroidissement d'atomes libres, est capable de refroidir l'atome unique dans un piège aussi profond que 141 MHz, soit 6,8 mK !

Variation de la polarisation de la sonde

Penchons-nous à nouveau sur la structure théorique des déplacements des niveaux d'énergie de l'atome en présence d'un piège dipolaire polarisé linéairement (figure 3.2). Celle-ci présente de façon évidente une symétrie. Ainsi, que l'on illumine un atome unique avec un laser sonde polarisé σ^+ ou σ^- , le déplacement lumineux mesuré doit être le même, à savoir U_0 . Nous avons donc reproduit l'expérience précédente consistant à mesurer les déplacements lumineux en fonction de la puissance du laser piège pour les deux polarisations orthogonales σ^+ et σ^- . Les résultats obtenus, représentés sur la figure 3.5 (a), confirment la symétrie observée sur la structure atomique. Les points expérimentaux s'ajustent très bien par une droite à la fois pour une sonde polarisée σ^+ et pour une sonde polarisée σ^- et les deux droites obtenues sont quasiment confondues. La pente de 18,4 MHz/mW commune à ces droites permet, comme on vient de le voir, de remonter au col du faisceau piège. Sachant que cette expérience a été faite avec, pour faisceau piège, une diode laser en cavité étendue de longueur d'onde 810 nm, on obtient un col de $0,95 \mu\text{m}$. On remarque par conséquent que, par rapport à l'expérience précédente de la figure 3.4 (b), le faisceau piège est mieux aligné et permet d'atteindre un col plus petit au foyer de MIGOU.

Ajout d'un champ magnétique constant

Qu'advient-il maintenant si l'on tente de mesurer des déplacements lumineux en présence d'un champ magnétique ? En principe, au déplacement lumineux induit par le piège dipolaire s'ajoute le déplacement des niveaux atomiques dû à l'effet Zeeman. Afin d'observer cet effet, nous mettons en place un champ magnétique uniforme selon la direction verticale à l'aide de bobines

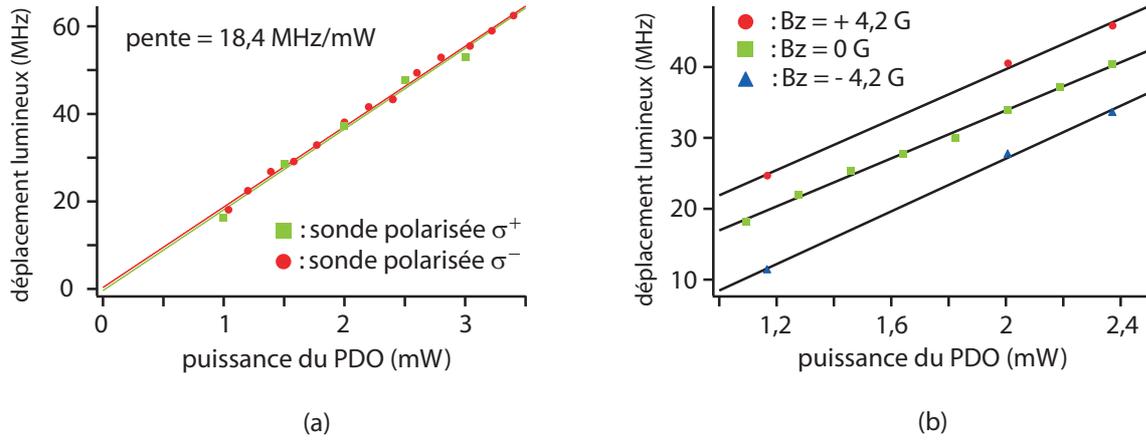


FIG. 3.5 – (a) Déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance du laser piège pour les deux polarisations de sonde σ^+ et σ^- : les deux séries de points expérimentaux sont ajustés par deux droites quasiment confondues. (b) Déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance du laser piège en présence ou non d'un champ magnétique B_z dans la direction de l'axe de quantification. Les trois séries de points expérimentaux sont ajustés par trois droites quasiment parallèles. La translation verticale des données renseigne sur le déplacement Zeeman des niveaux atomiques.

montées en configuration Helmholtz. Comme toutes ces expériences sont réalisées en régime de blocage collisionnel, une simple mélasse permet de charger le piège dipolaire (voir paragraphe 1.4.2 chapitre 1) ; nous ne nous servons donc pas des bobines permettant de créer le gradient de champ magnétique indispensable à l'obtention d'un piège magnéto-optique. Nous utiliserons donc ces mêmes bobines pour réaliser le champ magnétique uniforme, en changeant simplement la manière dont elles sont branchées entre elles, pour passer de la configuration anti-Helmholtz à la configuration Helmholtz. Le choix de la direction verticale pour le champ magnétique uniforme n'est pas anodin. Cette direction est en fait celle de l'axe de quantification défini par la polarisation du piège dipolaire et celle selon laquelle se propage le faisceau sonde. Dans ces conditions, les déplacements lumineux et les déplacements Zeeman peuvent être exprimés dans la même base de l'espace des états quantiques. Le déplacement total d'un niveau atomique particulier est alors rigoureusement la somme du déplacement lumineux et du déplacement Zeeman.

Alors que les déplacements lumineux sont schématisés sur la figure 3.2, le déplacement Zeeman d'un sous-niveau (F, m_F) particulier est lui donné par la formule : $\Delta_B = \mu_B g_F m_F B_z$ [84], où μ_B est le magnéton de Bohr, g_F est le facteur de Landé du niveau hyperfin F , et B_z est la valeur (algébrique) du champ magnétique dirigé selon la verticale. Notons ici que cette expression n'est valable que dans le cas où le déplacement Zeeman est faible devant l'écart entre niveaux hyperfins. En outre le faisceau dont nous nous servons dans cette expérience pour sonder notre atome est polarisé σ^+ . Comme expliqué précédemment, nous allons donc sonder la transition fermée ($F = 2, m_F = +2$) \rightarrow ($F = 3, m_F = +3$), dont la fréquence en présence du piège dipolaire et du champ magnétique est donnée théoriquement par :

$$U_0 + \Delta_3 - \Delta_2 = U_0 + \mu_B B_z (g_3 m_3 - g_2 m_2) = U_0 + \mu_B B_z$$

En plus du déplacement lumineux s'ajoute un déplacement Zeeman de $\mu_B = 1,4$ MHz/Gauss. Nous avons mesuré ces déplacements globaux en fonction de la puissance piège pour trois valeurs du champ magnétique : $B_z = 0$ G, $B_z = +4,2$ G et $B_z = -4,2$ G. Les résultats sont donnés

sur la figure 3.5 (b). On obtient bien trois droites quasiment parallèles dont la pente est due à la variation de U_0 en fonction de la puissance piège comme dans les cas précédents. Les deux droites correspondant à $B_z = +4,2$ G et $B_z = -4,2$ G se trouvent bien à peu près translatées verticalement de façon symétrique par rapport à la droite correspondant à $B_z = 0$ G. Théoriquement cette translation devrait respectivement être de $+4,2 \mu_B \sim 6$ MHz et $-4,2 \mu_B \sim -6$ MHz, soit un écart de 12 MHz entre les deux droites extrêmes. Si l'on regarde par exemple les points expérimentaux pris pour une puissance piège de 2,37 mW (les trois points les plus à droite sur le graphique de la figure 3.5 (b)), les écarts mesurés sont les suivants : 5,4 MHz entre la droite à +4,2 G et celle en champ nul, 6,8 MHz entre la droite en champ nul et celle à -4,2 G, soit 12,2 MHz entre les droites extrêmes. Cette dernière valeur est donc en bonne adéquation avec la valeur théorique. En ce qui concerne les deux écarts par rapport à la droite à $B_z = 0$ G, la légère différence avec la théorie peut non seulement provenir d'un problème de résolution (on peut rappeler ici que notre résolution en fréquence est de l'ordre de 0,8 MHz), mais peut aussi être liée à la présence d'un champ magnétique résiduel parasite présent même lorsque le courant dans les bobines en configuration Helmholtz est nul. Une estimation grossière de ce champ nous donne ici $B_z^{\text{résiduel}} \sim 500$ mG. En ce qui concerne la valeur des pentes des droites obtenues, elle s'échelonne entre 16,9 MHz/mW (lorsque $B_z = 0$ G) et 18,6 MHz/mW (lorsque $B_z = -4,2$ G). Ceci correspond, au jour où a été faite l'expérience, à un col du faisceau piège compris entre $0,95 \mu\text{m}$ et $0,99 \mu\text{m}$. Toutefois, les deux droites extrêmes ne contenant que trois points, l'incertitude sur les pentes est de l'ordre des différences observées.

Déplacements lumineux et température

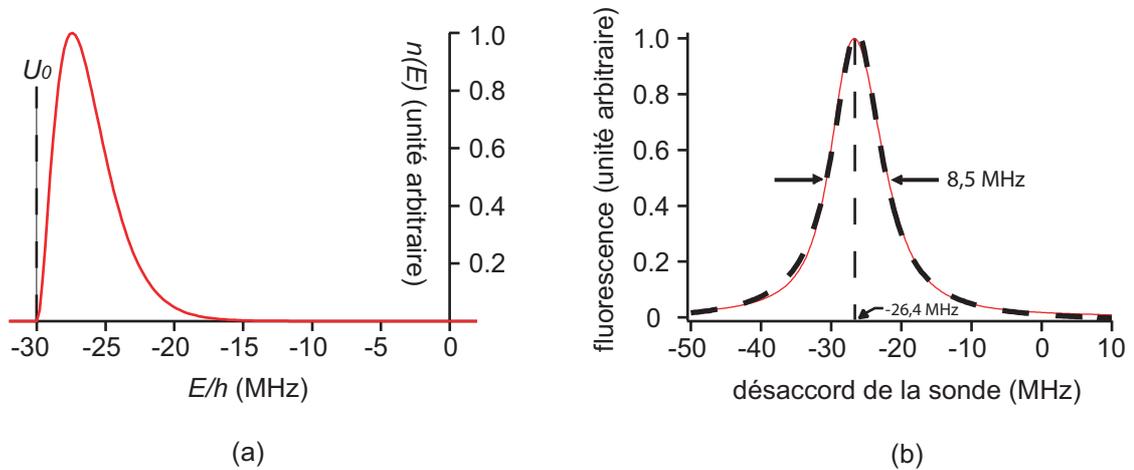


FIG. 3.6 – (a) Distribution en énergie théorique (normalisée) des atomes dans un piège dipolaire de profondeur $U_0 = 30$ MHz à une température de $60 \mu\text{K}$. L'origine des énergies est celle de la transition atomique des atomes libres. (b) Spectre de fluorescence théorique correspondant (trait plein). Celui-ci est très proche d'une lorentzienne (trait pointillé) centré sur 26,4 MHz et de largeur à mi-hauteur 8,5 MHz.

Bien que nous ne l'ayons pas encore mentionné, un atome unique dans le piège dipolaire possède une température non nulle. Il est donc en mouvement et oscille au fond du potentiel. Ainsi, le déplacement lumineux qu'il voit varie constamment au cours du temps. Il a pour valeur maximale U_0 dans le cas où l'atome se trouve rigoureusement au fond du piège, mais diminue légèrement lorsque l'atome remonte le long des bords du potentiel. Il est possible de quantifier

cela en calculant d'abord $\rho(E)$ la densité d'états quantiques vibrationnels du piège. $\rho(E)$ est en fait proportionnel à l'intégrale sur \vec{r} de $\sqrt{E - V(\vec{r})}$ que l'on calcule numériquement ($V(\vec{r})$ est le potentiel piégeant). Les bornes d'intégration sont à déterminer avec soin. Si l'on suppose que l'atome atteint un équilibre thermodynamique et que l'on peut définir sa température T , on en déduit la distribution en énergie des atomes dans le piège dipolaire :

$$n(E) = \exp(-E/k_B T) \rho(E)$$

k_B étant la constante de Boltzmann. La température d'un atome unique, on le verra dans la suite de ce chapitre est typiquement de 60 μK . Le calcul de $n(E)$ à cette température et pour une profondeur de piège $U_0 = 30$ MHz donne la courbe représentée sur la figure 3.6 (a). Ce calcul n'est en fait pas celui correspondant au potentiel réel vu par les atomes, créé par un faisceau gaussien. Pour simplifier les calculs, nous avons en fait approximé le potentiel réel à un potentiel sphérique, gaussien dans les trois directions de l'espace, soit $V(\vec{r}) = -U_0 \exp[2(x^2+y^2+z^2)/w_0^2]$ où U_0 est la profondeur du piège. Dans ces conditions :

$$\rho(E) \propto \int_0^{r_E} r^2 \sqrt{E - V(\vec{r})} dr \quad \text{avec} \quad r_E = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\ln\left(-\frac{U_0}{E}\right)}$$

Sur la courbe de la figure 3.6 (a), on remarque que la plupart des atomes se trouvent à une profondeur légèrement inférieure à U_0 . Cette distribution risque donc de modifier notablement notre mesure de déplacement lumineux. Le signal de fluorescence sera le reflet de la distribution en énergie des atomes : la courbe sera centrée sur la position moyenne des atomes dans le piège, et la largeur du spectre correspondra à la dispersion autour de cette valeur moyenne.

Si l'on néglige la dispersion en énergie due à $n(E)$, le modèle de l'atome à deux niveaux nous donne l'allure de la résonance en fluorescence qui a une largeur non nulle. Il s'agit d'une lorentzienne de largeur à mi-hauteur Γ , la largeur naturelle de l'état excité :

$$Lor(\delta_L) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4\delta_L^2}{\Gamma^2}} \quad (3.1)$$

I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition et δ_L le désaccord du laser sonde par rapport à la transition atomique. Notons toutefois que cette formule n'est valable que dans le régime de faible saturation pour lequel le paramètre de saturation $s = \frac{\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} \frac{I}{I_{sat}}$ est petit devant 1. Si maintenant on tient compte de la dispersion en énergie due à $n(E)$, le signal de fluorescence est obtenu par la convolution suivante :

$$Fluo(\delta_L) = \int_{-\infty}^{+\infty} Lor(\delta') n[\hbar(\delta_L - \delta')] d\delta'$$

La figure 3.6 (b) donne l'allure du spectre de fluorescence théorique pour un piège dipolaire de profondeur $U_0 = 30$ MHz, et des atomes ayant une température de 60 μK . La courbe en pointillé correspond à un ajustement numérique par une lorentzienne. Ceci justifie la remarque faite plus haut selon laquelle la résonance en fluorescence est très proche d'une lorentzienne. La démarche que nous utilisons consistant à déduire les déplacements lumineux du centre d'une lorentzienne ajustant le spectre de fluorescence est donc justifiée. Comme prévu, le centre de la lorentzienne de la figure 3.6 (b) décalé de 26,4 MHz par rapport à la transition atomique des atomes dans le vide (0 MHz) se trouve être légèrement inférieur de 3,6 MHz à la réelle profondeur du piège dipolaire

(30 MHz). De même, on observe un élargissement du spectre par rapport à $\Gamma/2\pi = 6,1$ MHz [84], la largeur de l'ajustement correspondant à environ 8,5 MHz.

Nous avons reproduit les calculs théoriques de la figure 3.6 pour diverses températures, mais pour une profondeur de piège dipolaire fixe $U_0 = 30$ MHz. L'évolution du centre et de la largeur de la lorentzienne d'ajustement en fonction de la température sont reportées sur la figure 3.7. Le déplacement lumineux moyen décroît lorsque la température augmente (figure 3.7 (a)). Il tend vers U_0 lorsque T tend vers 0 K. En revanche, la largeur augmente avec la température (figure 3.7 (b)). Elle tend vers $\Gamma/2\pi = 6,1$ MHz lorsque T tend vers 0 K. En outre, à partir de la largeur qui met en évidence le mouvement des atomes, on est en principe capable de remonter à la température des atomes dans le piège. La largeur de 9,5 MHz obtenue pour la mesure de la figure 3.4 (a) est par exemple compatible avec une température de l'ordre de 75 μ K. En pratique une estimation de la température à partir de la largeur du spectre de fluorescence s'avère peu fiable. Il s'agit en fait d'une majoration, car il existe d'autres phénomènes que le mouvement des atomes qui peuvent provoquer un élargissement. En effet, un élargissement par saturation, ou un chauffage des atomes peuvent se produire pour des puissances de sonde trop importantes.

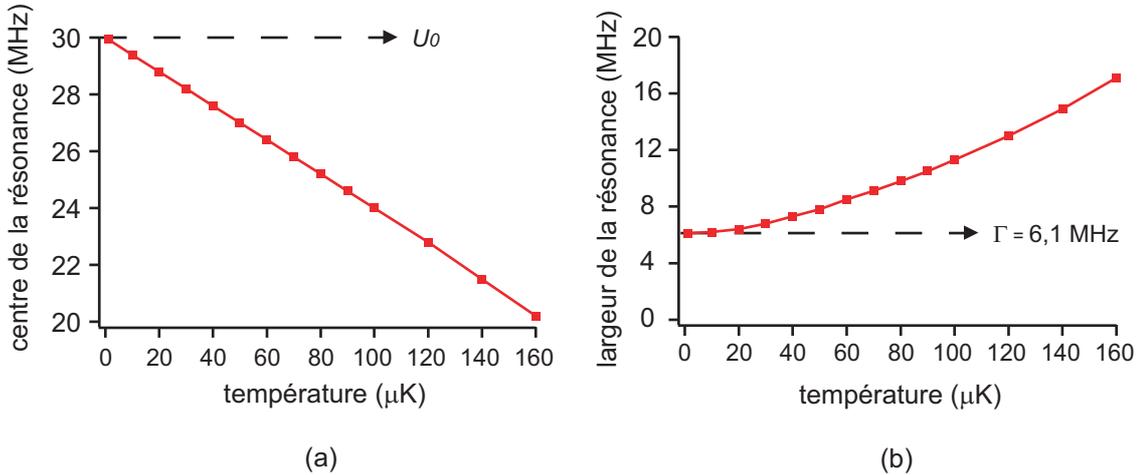


FIG. 3.7 – Evolution théorique du centre (a) et de la largeur (b) du spectre de fluorescence en fonction de la température des atomes uniques piégés dans un piège de profondeur $U_0 = 30$ MHz.

Les calculs effectués nous montrent par ailleurs que le déplacement lumineux mesuré ne nous donne pas rigoureusement la profondeur du piège, mais une valeur plus faible. On est donc en droit de se demander si la pente obtenue permet réellement de remonter au col du faisceau piège. Nous avons pour cela encore une fois reproduit les calculs de la figure 3.6 (b), mais à une température fixe de 60 μ K, en variant la profondeur du piège dipolaire. On constate alors que la largeur du spectre de fluorescence reste à peu près constante égale à 8,4 MHz. Le centre de la lorentzienne d'ajustement est représenté sur la figure 3.8 en fonction de la profondeur du piège dipolaire. Les points obtenus s'ajustent parfaitement par une droite parallèle à la première bissectrice représentant elle-même la profondeur du piège dipolaire, c'est-à-dire une droite de pente 1, simplement translatée vers le bas d'environ 3,7 MHz. La pente des déplacements lumineux mesurés en fonction de la puissance piège, telle que celle de la figure 3.4 (b), est donc rigoureusement la même que la pente de la profondeur réelle du piège dipolaire U_0 en fonction de la puissance du laser piège. Ceci justifie nos calculs de col de faisceaux. Du fait du léger décalage de 3,7 MHz observé plus haut entre déplacements lumineux et profondeurs de piège, l'ordonnée à

l'origine des droites ajustant les résultats des figures 3.4 (b) et 3.5 (a) ne devrait pas être 0 MHz, mais -3,7 MHz. En outre ce décalage devrait aussi contenir l'information sur la température des atomes. On observe en effet un décalage presque systématique compris entre -2 MHz et -5 MHz (les données des figures 3.4 (b) et 3.5 (a) sont en fait corrigées de ce décalage). Il reste cependant difficile d'en déduire une information rigoureuse sur la température, car ce décalage est proche de notre résolution en fréquence d'environ 0,8 MHz. En outre il dépend de la façon dont on asservit le *maître* qui vient injecter la diode laser sonde. Ceci nous procure en effet notre origine des fréquences, que l'on ne connaît pas à mieux que 1 MHz.

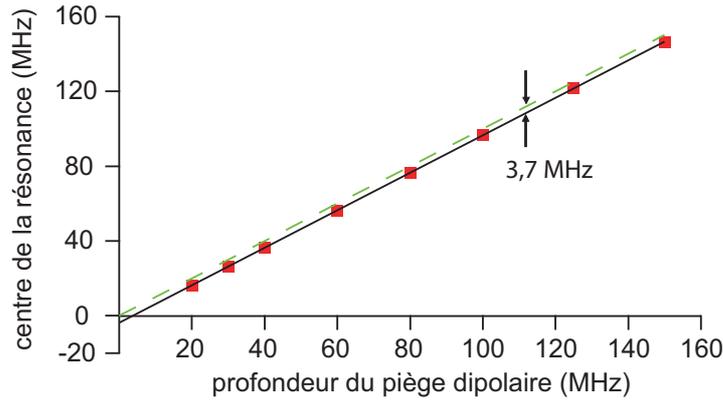


FIG. 3.8 – Evolution théorique du centre du spectre de fluorescence en fonction de la profondeur du piège dipolaire pour des atomes uniques ayant une température de $60 \mu K$. Les points obtenus s'ajustent avec une droite de pente rigoureusement 1 (trait plein), traduite d'environ -3,7 MHz par rapport à la première bissectrice (trait pointillé) correspondant à la profondeur réelle du piège dipolaire.

Nous avons mentionné un peu plus haut que la sonde elle-même pouvait perturber la mesure en induisant un chauffage des atomes. Il convient donc de prendre certaines précautions lors de la réalisation de l'expérience. Pour éviter que la sonde ne pousse l'atome hors du piège par pression de radiation au cours de la mesure d'un déplacement lumineux, la sonde est rétro-réfléchie (voir figure 3.1). Par ailleurs, la fluorescence induite par la sonde chauffe l'atome dans le piège dipolaire. Ceci risque non seulement d'élargir la résonance, mais aussi de la déplacer. Pour limiter ce phénomène, la fréquence de la sonde est balayée du rouge vers le bleu de la transition atomique. Autrement dit, on passe d'un désaccord $\delta = \omega_L - \omega_0$ négatif à un désaccord positif ($\omega_L/2\pi$ est la fréquence du laser, $\omega_0/2\pi$ est la fréquence de la transition atomique). On espère de cette manière d'abord refroidir l'atome par refroidissement Doppler quand δ est négatif et ainsi ne pas trop perturber l'allure de la résonance. Par ailleurs, une sonde trop puissante pourrait aussi élargir la résonance (sans pour autant la déplacer) par saturation. En effet, pour des paramètres de saturation $s = \frac{\Gamma^2}{4\delta_L^2 + \Gamma^2} \frac{I}{I_{sat}}$ grand devant 1, la formule 3.1 est légèrement modifiée :

$$Lor_{sat}(\delta_L) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{4\delta_L^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (3.2)$$

Il s'agit toujours d'une lorentzienne, mais élargie. Nous avons mis en évidence ces phénomènes en répétant une mesure de déplacement lumineux pour une même puissance piège $P_{PDO} = 2 \text{ mW}$ (donc une même profondeur de potentiel) mais en variant la puissance de la sonde P_{sonde} . L'évo-

lution du déplacement lumineux, ainsi que de la largeur du spectre de fluorescence en fonction de P_{sonde} se trouvent sur la figure 3.9. On observe donc non seulement un élargissement de la résonance, mais aussi un déplacement de la fréquence centrale quand P_{sonde} augmente. On peut donc affirmer que la sonde chauffe bien les atomes en complément d'un éventuel élargissement radiatif. Pour limiter ce chauffage, on doit donc réduire au maximum la puissance de la sonde tout en prenant soin de conserver suffisamment de signal. En pratique, nous avons travaillé avec des paramètres de saturation s inférieurs à 1.

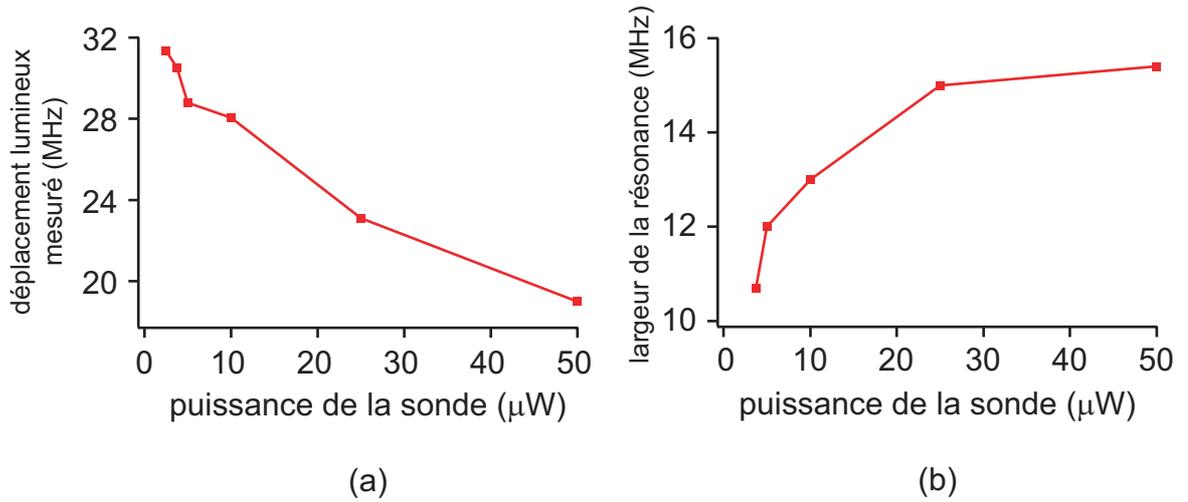


FIG. 3.9 – Mesure des déplacements lumineux (a) et de la largeur du spectre de fluorescence (b) en fonction de la puissance du laser sonde pour un piège de profondeur fixe correspondant à $P_{PDO} = 2 \text{ mW}$.

Un moyen de s'assurer que l'on ne chauffe pas trop l'atome est de mesurer le spectre de fluorescence d'atomes non piégés. En effet, si l'on sonde les atomes de la mélasse, l'élargissement lié à la distribution en énergie des atomes dans le piège dipolaire disparaît. On devrait, si on ne chauffe pas trop les atomes, retrouver la largeur naturelle de la transition, soit $\Gamma/2\pi = 6,1 \text{ MHz}$ [84]. Il suffit de reproduire la séquence expérimentale de la figure 3.3, mais en l'absence de piège dipolaire. En pratique, on ne part pas d'une mélasse comme pour les déplacements lumineux d'un atome unique, car on n'obtiendrait pas suffisamment de signal. On part d'un piège magnéto-optique, plus dense, et pour éviter les déplacements Zeeman liés au gradient de champ magnétique, on coupe ce dernier juste avant d'illuminer les atomes avec la sonde. Les données expérimentales sont reproduites sur la figure 3.10. Il s'agit d'une lorentzienne dont la largeur est effectivement très proche de la largeur naturelle : $6,2 \text{ MHz}$ au lieu de $6,1 \text{ MHz}$. Cela signifie qu'on est en mesure d'irradier les atomes avec un laser sonde qui ne les chauffe pas trop. Notons que pour cette mesure particulière, la sonde est allumée et balayée pendant 4 ms et que la fluorescence est enregistrée avec une résolution de $50 \mu\text{s}$. Ceci conduit à un pas d'échantillonnage en fréquence de l'ordre de 1 MHz . Le petit écart du centre par rapport au désaccord nul est attribué à une imprécision sur la connaissance de la fréquence nulle lors de cette expérience.

Conclusions

L'installation de l'outil sonde nous a donc permis de mesurer les déplacements lumineux vus par les atomes avec une précision de l'ordre de 1 MHz . La linéarité de ces déplacements avec la puissance laser :

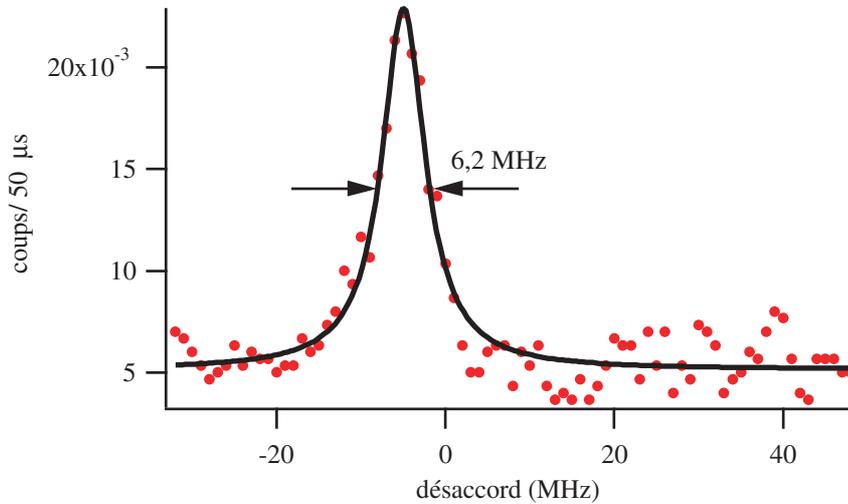


FIG. 3.10 – Signal de fluorescence d'atomes libres. La courbe obtenue est ajustée à l'aide d'une lorentzienne de largeur 6,2 MHz. La résolution est de 1 MHz.

- nous indique que l'atome est refroidi *au fond* du piège dipolaire, par les faisceaux de la mélasse, malgré les déplacements lumineux ;
- nous donne un moyen d'évaluer le col du faisceau.

Nous avons pu ainsi confirmer la taille microscopique du point de focalisation en mesurant un col aussi petit que $0,95 \mu\text{m}$.

Le faible élargissement des courbes de résonance nous donne aussi une première évaluation de la température des atomes inférieure à $100 \mu\text{K}$. Précisons que cette évaluation est une majoration car il existe d'autres phénomènes que le mouvement thermique des atomes pouvant élargir la résonance.

3.1.3 Mesure des fréquences d'oscillation du piège

Nous allons montrer dans cette partie que nous sommes aussi capables de mesurer les fréquences d'oscillation du piège dipolaire [82]. Nous avons vu dans la partie précédente qu'il était possible d'évaluer la taille w_0 du col du faisceau piège à partir de la mesure des déplacements lumineux. Or la connaissance des fréquences d'oscillation nous donne aussi accès à w_0 . Leur mesure permettra donc de valider ou d'invalider les résultats précédents. La valeur de w_0 étant de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, on en déduit que la fréquence d'oscillation radiale sera de l'ordre d'une centaine de kHz, ce qui nous guidera pour démarrer l'expérience. Une partie de nos résultats est exposée dans les références [56, 89, 109, 110].

Le principe de la mesure

Le principe de la mesure des fréquences d'oscillation est exposé dans la thèse de Georges-Olivier Raymond [82]. La séquence temporelle utilisée est décrite sur la figure 3.11. Tentons d'avoir une intuition de ce qui se passe durant cette séquence. Elle est réalisée en régime de blocage collisionnel afin de n'avoir qu'un seul atome. Elle consiste à effectuer, une fois les faisceaux de la mélasse éteints, deux cycles de *lâcher-recapture* (*i.e.* le laser piège est coupé puis rallumé) consécutifs. Au début de la séquence, on s'assure de la présence d'un atome. celui-ci oscille dans

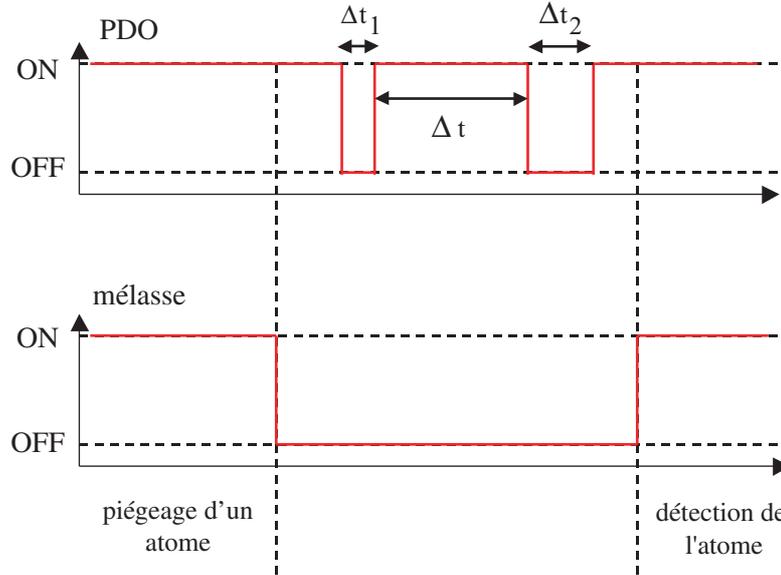


FIG. 3.11 – Séquence temporelle utilisée pour la mesure des fréquences d'oscillation. La première séquence de lâcher-recapture du piège dipolaire provoque l'oscillation de l'atome dans le potentiel. Le piège magnéto-optique est allumé en fin de séquence pour vérifier si l'atome est toujours là.

le piège. Pendant la première coupure de durée Δt_1 , l'atome effectue un vol balistique. S'il est recapturé, il va osciller avec une amplitude plus forte qu'au début. Cette amplitude dépend de la durée Δt_1 de la coupure : plus elle est longue, plus l'atome sera recapturé loin du centre du piège, et plus l'amplitude de son mouvement sera grande.

Après le deuxième cycle de lâcher-recapture de durée Δt_2 , la probabilité de recapturer l'atome va dépendre de la phase de son mouvement au moment de la coupure. Cette phase est liée à la durée Δt qui sépare les deux cycles. On peut alors comprendre que la probabilité $P(\Delta t)$ de conserver l'atome à la fin de toute la séquence oscille avec Δt à $2f_{osc}$ où f_{osc} est la fréquence d'oscillation du piège. Sur le schéma 3.12 sont représentées en parallèle la position de l'atome dans le piège à l'instant où l'on coupe le potentiel dipolaire pour la deuxième fois (sa phase) et la probabilité de recapture correspondante. Supposons par exemple que pour $\Delta t = t_0$ l'atome passe par le centre du potentiel (situation (a)). Sa vitesse sera alors maximale ce qui signifie que au bout de Δt_2 il sera loin du centre du piège. La probabilité de recapture sera alors faible. En revanche, un quart de période d'oscillation plus tard (situation (b), $\Delta t = t_0 + \frac{1}{4f_{osc}}$), l'atome est en haut de sa trajectoire avec une vitesse nulle. Il ne bougera donc pas pendant Δt_2 . La probabilité de recapture sera alors maximale.

A la fin des deux cycles, on rebranche les faisceaux de la mélasse afin de vérifier si l'atome est toujours là, ou s'il n'a pu être recapturé. En pratique, on compare la fluorescence mesurée au seuil de fluorescence qui nous assure la présence d'un atome (voir paragraphe 1.4.4 du chapitre 1). Pour chaque valeur de Δt , l'expérience est répétée 200 fois (cela prend environ deux minutes). On en déduit $P(\Delta t)$ par la formule suivante :

$$P(\Delta t) = \frac{N_{après}}{200} \quad (3.3)$$

$N_{après}$ est le nombre de fois où l'atome est effectivement recapturé en fin de séquence. Cette façon de mesurer la probabilité de recapture introduit cependant un biais et donne uniquement

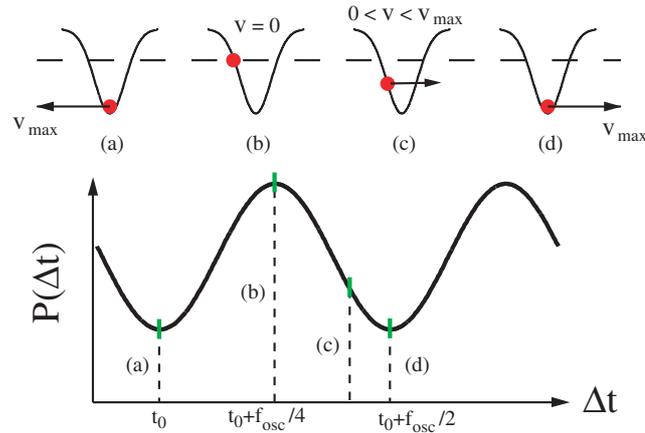


FIG. 3.12 – Haut : représentation la position et la vitesse de l'atome dans le piège à l'instant où l'on coupe le potentiel dipolaire pour la deuxième fois. Bas : probabilité de recapture correspondante $P(\Delta t)$ en fonction de Δt . Elle oscille à $2f_{osc}$.

une borne inférieure (voir paragraphe 1.4.4 du chapitre 1. Suivant la statistique de la lumière collectée, il existe une certaine probabilité pour que la fluorescence enregistrée en fin de séquence soit en dessous du seuil, bien qu'un atome soit présent dans le piège dipolaire. Ultérieurement, nous utiliserons une autre méthode plus précise.

Les résultats expérimentaux

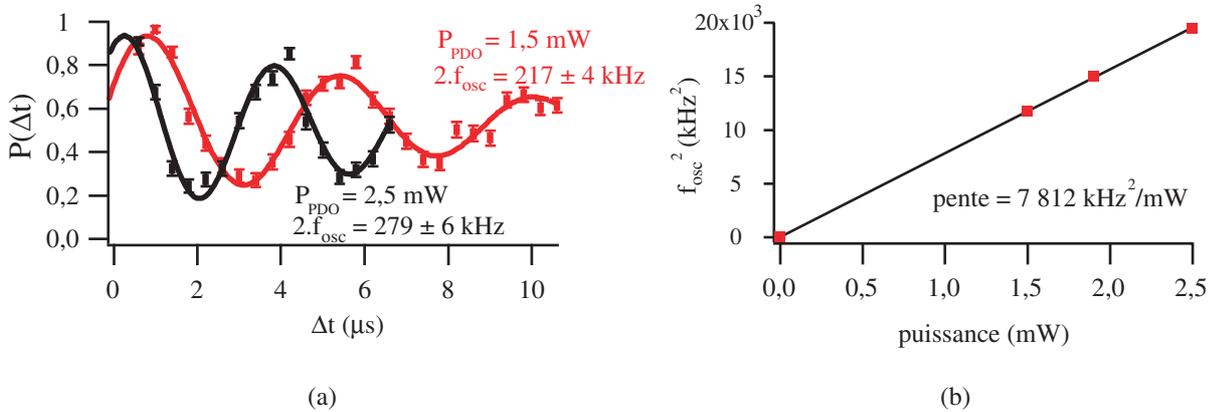


FIG. 3.13 – (a) Probabilité de recapter l'atome après les deux cycles de lâcher-recapture ($\Delta t_1 = 2,5 \mu s$ et $\Delta t_2 = 5 \mu s$) pour $P_{PDO} = 1,5 mW$ et $P_{PDO} = 2,5 mW$. Les ajustements en trait-plein sont des sinusoïdes amorties. (b) Carrée de la fréquence d'oscillation en fonction de P_{PDO} . Les points expérimentaux s'ajustent très bien par une droite passant par l'origine.

Deux courbes expérimentales sont représentées sur la figure 3.13 (a). Nous avons réalisé ces mesures avec $\Delta t_1 = 2,5 \mu s$ et $\Delta t_2 = 5 \mu s$. Comme on s'y attend, la probabilité de recapture oscille en fonction de Δt . En ajustant les points expérimentaux par une sinusoïde amortie, on trouve une fréquence d'oscillation de 108,5 kHz lorsque la puissance piège vaut 1,5 mW, et 139,5 kHz lorsque la puissance piège vaut 2,5 mW. Une troisième mesure effectuée dans les mêmes conditions nous permet de vérifier (la figure 3.13 (b)) que les fréquences mesurées sont proportionnelles à la racine

carrée de la puissance de piégeage (voir formule 1.1.2 du chapitre 1). Un fois de plus, la pente de la droite ajustant ces données nous permet de remonter au col du faisceau piège. Une pente de $7812 \text{ kHz}^2/\text{mW}$ implique un col de $1,00 \text{ }\mu\text{m}$.

Les données expérimentales de la figure 3.13 (a) s'amortissent typiquement en $10 \text{ }\mu\text{s}$. Une façon d'expliquer cet effet est d'invoquer l'anharmonicité du piège gaussien. Pour des mouvements de large amplitude, l'atome n'oscille pas à une fréquence bien définie. Ceci brouille le signal rapidement. Toutefois si l'atome n'explore que le fond du piège, son mouvement sera harmonique en première approximation et l'amortissement sera moins visible. Or, d'après les explications fournies dans le paragraphe précédent, on comprend que l'amplitude des oscillations de l'atome pendant Δt croît avec Δt_1 . Diminuer Δt_1 doit faire disparaître l'amortissement. C'est effectivement ce que nous observons sur les données expérimentales de la figure 3.14, pour lesquelles $\Delta t_1 = 1 \text{ }\mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 5 \text{ }\mu\text{s}$. Le mouvement des atomes est alors bien harmonique. Par ailleurs si diminuer Δt_1 se traduit par une plus faible amplitude des oscillations de l'atome dans le piège, alors, à Δt_2 fixé, cela se traduira aussi par une probabilité de recapture plus grande quelque soit Δt . Autrement dit, si Δt_1 diminue à Δt_2 fixé, le contraste des oscillations de $P(\Delta t)$ sera réduit ce qui est confirmé par la comparaison des figures 3.13 et 3.14. En outre, la dernière courbe nous donne un fréquence f_{osc} de $133,5 \text{ kHz}$ pour une puissance piège P_{PDO} de $1,8 \text{ mW}$. On déduit ainsi un col de faisceau de $0,94 \text{ }\mu\text{m}$ correspondant par conséquent à un alignement meilleur du faisceau piège à travers MIGOU. Le réglage du faisceau piège n'était, en effet, pas le même que pour les courbes de la figure 3.13.

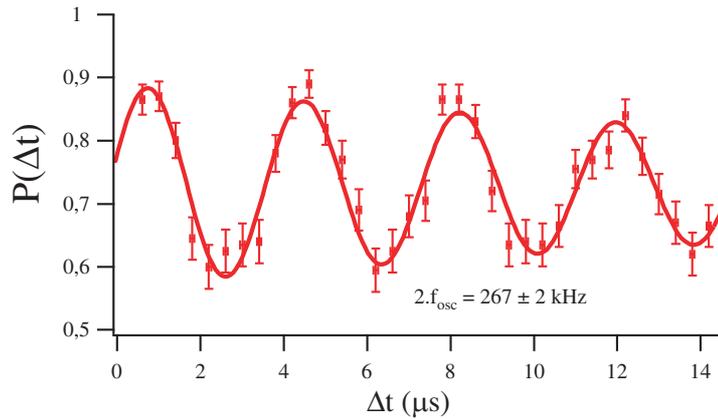


FIG. 3.14 – Probabilité de recapter l'atome pour $\Delta t_1 = 1 \text{ }\mu\text{s}$ et $P_{PDO} = 1,8 \text{ mW}$. Le signal n'est quasiment plus amorti car le mouvement des atomes est harmonique.

Le potentiel de piégeage, créé par un faisceau gaussien, n'est pas sphérique mais possède deux fréquences d'oscillation, l'une radiale f_r , l'autre longitudinale f_z . Pourquoi ne voit-on pas apparaître deux fréquences distinctes sur les courbes expérimentales ? La fréquence longitudinale est évaluée à environ 25 kHz (voir plus loin). L'échelle de temps de nos mesures est donc trop courte devant la période longitudinale de $40 \text{ }\mu\text{s}$. Il est cependant possible, une fois f_r connue, de remonter à f_z , à l'aide des formules 1.5 du chapitre 1. En effet :

$$\frac{f_z}{f_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{w_0}{Z_r} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.4)$$

Le calcul de f_z apparaît dans le tableau 3.1 qui récapitule l'ensemble des résultats obtenus pour les trois courbes présentées dans ce paragraphe.

	P_{PDO}	f_r	f_z	w_0
courbes de la figure 3.13	1,5 mW	108,5 kHz	20 kHz	1,00 μm
	2,5 mW	139,5 kHz	26 kHz	1,00 μm
courbe de la figure 3.14	1,8 mW	133,5 kHz	26 kHz	0,94 μm

TAB. 3.1 – Résumé des informations obtenues à partir des mesures des figures 3.13 et 3.14.

Simulation numérique

L'explication fournie au paragraphe précédent permet d'avoir une intuition de ce qui se passe au cours de la séquence temporelle décrite sur la figure 3.11. Toutefois elle n'est pas suffisante pour en avoir une compréhension détaillée. On peut même soulever quelques objections. En effet, le raisonnement que nous avons fait est bien valable pour un unique événement (on regarde ce qui se passe pour un seul atome). Si maintenant on moyenne plusieurs de ces événements à un atome, comme on le fait réellement pour obtenir les données expérimentales des figures 3.13 et 3.14, on a tout d'abord l'impression qu'il n'y a aucune raison pour que la phase de l'oscillation des atomes dans le piège pendant Δt soit constante d'un atome à l'autre. L'intuition est que d'une séquence sur l'autre, celle-ci va varier aléatoirement suivant la position de l'atome dans le potentiel, au moment où l'on coupe le faisceau piège pour la première fois. Cependant, dans ces conditions, la phase de l'oscillation du taux de recapture $P(\Delta t)$ variera elle aussi aléatoirement, conduisant à un brouillage très rapide de la sinusoïde. Or, nous observons bel et bien ces oscillations (figure 3.13 et 3.14). Notre intuition semble mise en défaut.

Principe de la simulation. Nous avons donc décidé de simuler numériquement notre mesure. Nous supposons tout d'abord que les atomes uniques ont une température T . Les détails sur la manière dont nous définissons la température d'un atome unique sont développés dans le paragraphe 3.2. Pour un atome unique à suffisamment basse température, le potentiel de piégeage peut être considéré comme harmonique. Si l'on ne considère qu'une seule dimension spatiale, la densité de probabilité de trouver l'atome unique dans un état de l'espace des phases est alors le produit d'une gaussienne en position (x) et d'une gaussienne en vitesse (v) (voir paragraphe 3.2) :

$$P(x, v) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_v} \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right] \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (3.5)$$

où $\sigma_v = \sqrt{k_B T/m}$ et $\sigma_x = \sigma_v/\omega$, avec k_B , la constante de Boltzmann, m la masse atomique du ^{87}Rb et $\omega/2\pi$, la fréquence d'oscillation du piège harmonique. Le déroulement de notre simulation est alors le suivant :

1. Après avoir choisi la fréquence d'oscillation du piège et la température de l'atome unique, on tire au hasard sa position et sa vitesse initiale (x_0, v_0) à l'aide de la densité de probabilité de la formule 3.5 ;
2. Après le premier cycle de *lâcher-recapture* de durée Δt_1 , l'atome est à la position $x_0 + \Delta t_1 v_0$ à la vitesse v ;
3. Pendant la durée Δt pendant laquelle le piège dipolaire est allumé à nouveau, on décrit l'évolution de l'atome dans l'espace des phases (il oscille dans le piège) en résolvant l'équation du mouvement $m \ddot{x} = -dU(x)/dt$, les conditions initiales étant celle de l'étape

précédente ; le potentiel de piégeage $U(x)$ est ici une gaussienne de profondeur (négative) $-U_0$ et de largeur définie par le col du faisceau w_0 (on ne peut plus utiliser l'approximation du potentiel harmonique ici car l'atome peut être loin de l'origine) ; au bout de Δt , l'atome a une vitesse $v_{\Delta t}$ à la position $x_{\Delta t}$;

4. Après le second cycle de *lâcher-recapture* de durée Δt_2 , l'atome est à la position $x_{\Delta t} + \Delta t_2 v_{\Delta t}$ à la vitesse $v_{\Delta t}$;
5. L'atome est recapturé uniquement si son énergie cinétique $mv_{\Delta t}^2/2$ est inférieure à $|U(x_{\Delta t} + \Delta t_2 v_{\Delta t})|$ la valeur (absolue) du potentiel à la position $x_{\Delta t} + \Delta t_2 v_{\Delta t}$;
6. On recommence la même séquence plusieurs fois (pour chaque valeur de Δt) et on évalue $P(\Delta t)$.

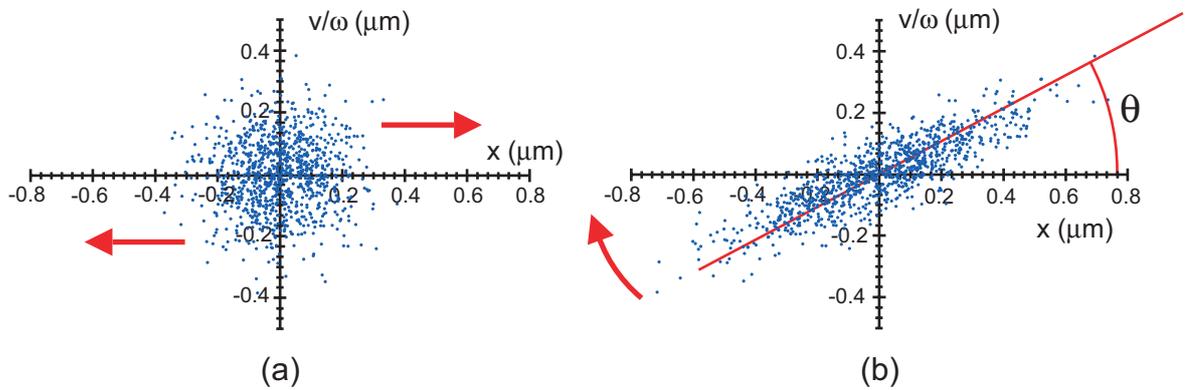


FIG. 3.15 – (a) *Distribution initiale d'atomes dans l'espace des phases pour un piège de profondeur 36 MHz, de fréquence d'oscillation 133.5 kHz et un col de faisceau de 0.94 μm (conditions de la figure 3.14). Les atomes à la température de 100 μK sont répartis de façon isotrope.* (b) « *Mise en phase* » des atomes après un premier cycle de lâcher-recapture de durée $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$ pour les mêmes paramètres de piégeage. Les flèches indiquent les directions dans lesquelles le mouvement du nuage va se produire à l'étape suivante.

Résultats de la simulation. Tentons maintenant de comprendre ce qui se passe à chaque étape à l'aide de la simulation numérique. Sur la figure 3.15 (a) sont représentées 1000 conditions initiales différentes. Il s'agit de 1000 atomes uniques dont les positions et vitesses sont choisies aléatoirement à l'aide de la densité de probabilité donnée par la formule 3.5. Cette répartition possède bien évidemment une symétrie circulaire. Sur la figure 3.15 (b) est reproduite la distribution dans l'espace des phases après un premier temps de vol de durée $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$. Les atomes ayant initialement des vitesses élevées se retrouvent éloignés du centre du piège. Les états initialement distribués de façon symétrique se retrouvent alors quasiment alignés sur une droite faisant un angle θ avec l'axe des abscisses défini par $\tan(\theta) = 1/\omega\Delta t_1$. C'est ici que se résout le problème soulevé en début de paragraphe. Ce premier cycle de *lâcher-recapture* a pour effet de mettre en phase le mouvement des atomes dans le piège. Si l'on suppose le potentiel de piégeage harmonique, l'évolution de la distribution de la figure 3.15 (b), une fois le faisceau piège rallumé est très simple. Pendant Δt chaque point va se déplacer dans l'espace des phases sur un cercle de centre l'origine, avec une vitesse angulaire ω . La nébuleuse de points quasiment alignés va simplement subir une rotation dans le sens de la flèche dessinée sur la figure 3.15 (b) et l'ensemble des états tournera en phase. Si la nébuleuse est plus ou moins alignée avec l'axe des abscisses

au moment du deuxième temps de vol, les atomes, tous quasiment immobiles seront en grande partie recapturés. Si la nébuleuse est plus ou moins alignée avec l'axe des ordonnées au moment du deuxième temps de vol, certains atomes ont alors une vitesse importante et la probabilité de recapture chute. On retrouve alors l'explication intuitive de l'oscillation de la probabilité de recapture en fonction de Δt donnée au paragraphe précédent. Cette oscillation se produit à la fréquence $2f_{osc} = \omega/\pi$.

L'angle θ de la figure 3.15 (b) imposé par Δt_1 fixe en fait la phase de ces oscillations. Plus Δt_1 est petit, plus θ se rapproche de 90° (axe des ordonnées). $P(\Delta t)$ commencera alors par un minimum (toutefois, si θ est trop petit, la *mise en phase* des atomes n'aura pas eu lieu). Plus Δt_1 est grand, plus θ se rapproche de 0° (axe des abscisses). $P(\Delta t)$ commencera alors par un maximum. Pour $\omega \sim 140$ kHz et $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$ correspondant à la figure 3.15 (b), $\theta \sim 30^\circ$.

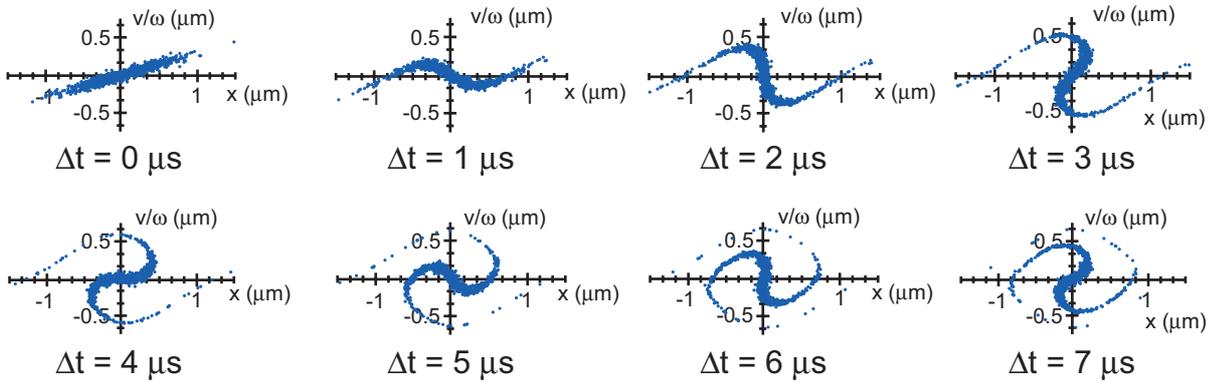


FIG. 3.16 – Évolution de la distribution des atomes dans l'espace des phases un fois le piège dipolaire rebranché (pour une durée Δt variant de 0 à 7 μs), à la suite d'un premier cycle de lâcher-recapture de durée $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$. La profondeur du piège est de 40 MHz, sa fréquence d'oscillation de 139,5 kHz et le col du faisceau piège de 1,00 μm correspondant aux conditions de la figure 3.13 (a). Du fait de l'anharmonicité du piège, la nébuleuse de points prend une allure de spirale.

Comment expliquer maintenant l'amortissement observé sur la figure 3.13 (a)? Il suffit pour cela de visualiser l'évolution de la distribution des états dans l'espace des phases pendant Δt (une fois le piège dipolaire rebranché). Une telle évolution à la suite d'un premier temps de vol de durée $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$ est représentée sur la figure 3.16. Plus Δt_1 est grand, plus la nébuleuse à la suite du premier cycle de *lâcher-recapture* est étendue. Certains atomes éloignés du centre, une fois recapturés, explorent les régions anharmoniques du potentiel de piégeage où les fréquences d'oscillation effectives diminuent. Ils oscilleront donc dans l'espace des phases avec une vitesse angulaire plus faible donnant ainsi une allure de spirale à la distribution. La multiplication des fréquences d'oscillation effectives brouille l'oscillation de $P(\Delta t)$ faisant ainsi chuter son contraste avec Δt .

La dernière étape de notre simulation numérique est le calcul de $P(\Delta t)$. Nous avons tenté de reproduire les observations expérimentales des figures 3.13 et 3.14. En fixant la température à 100 μK (valeur typique pour l'atome unique, comme on le verra), il s'avère difficile de reproduire nos observations avec les valeurs de Δt_1 et Δt_2 que nous pensons avoir utilisées ($\Delta t_1 = 2,5 \mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 5 \mu\text{s}$ pour la figure 3.13, $\Delta t_1 = 1 \mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 5 \mu\text{s}$ pour la figure 3.14). En utilisant ces valeurs, l'amortissement est par exemple moins prononcé. Il faut systématiquement ajouter environ 1 μs à ces durées pour coller à l'expérience. L'explication la plus probable est que, du fait

des temps de réponse des modulateurs acousto-optiques (de l'ordre de $1 \mu\text{s}$), nous sous-estimons les durées effectives de coupure du piège dipolaire. Les fréquences d'oscillation et les tailles de faisceau w_0 utilisés dans la simulation sont celles déduites des mesures du paragraphe précédent.

Pour reproduire les courbes de la figure 3.13, nous avons fait tourner notre simulation avec $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$ et $\Delta t_2 = 7 \mu\text{s}$. Pour la courbe faite à $P_{PDO} = 1,5 \text{ mW}$, nous avons utilisé :

- $U_0 = 25 \text{ MHz}$ (profondeur de piège typique déduite des mesures de déplacement lumineux);
- $f_r = 108,5 \text{ kHz}$;
- $w_0 = 1,00 \mu\text{m}$.

Pour la courbe faite à $P_{PDO} = 2,5 \text{ mW}$, nous avons utilisé :

- $U_0 = 40 \text{ MHz}$;
- $f_r = 139,5 \text{ kHz}$;
- $w_0 = 1,00 \mu\text{m}$.

Pour reproduire la courbe de la figure 3.14 faite à $P_{PDO} = 1,8 \text{ mW}$, nous avons lancé la simulation avec $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$, $\Delta t_2 = 6 \mu\text{s}$, et utilisé :

- $U_0 = 36 \text{ MHz}$;
- $f_r = 133,5 \text{ kHz}$;
- $w_0 = 0,94 \mu\text{m}$.

Les résultats sont donnés sur la figure 3.17. Pour copier au mieux la façon dont nous avons dépouillé les données au paragraphe précédent, nous ajustons ensuite ces courbes à l'aide de sinusoides amorties.

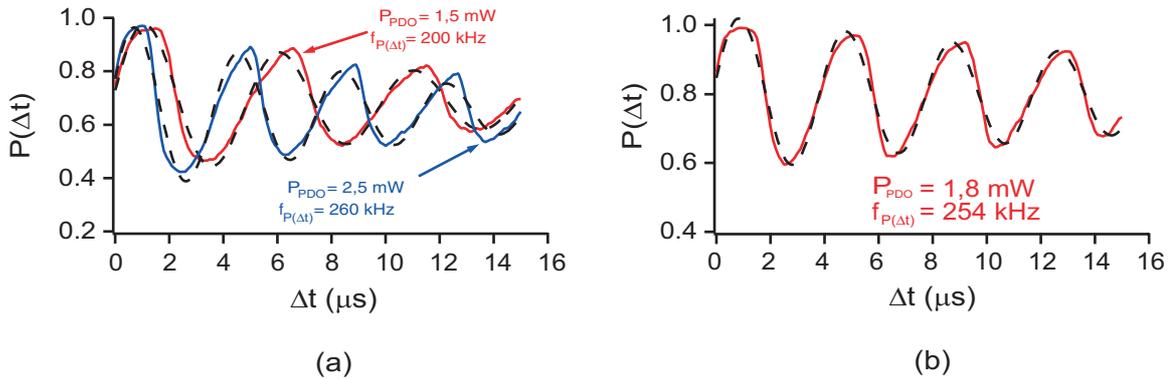


FIG. 3.17 – (a) Simulations des expériences de la figure 3.13. L'une des courbes simule un piège pour lequel $U_0 = 40 \text{ MHz}$ ($P_{PDO} = 2,5 \text{ mW}$), $f_r = 139,5 \text{ kHz}$ et $w_0 = 1 \mu\text{m}$; l'autre simule un piège pour lequel $U_0 = 25 \text{ MHz}$ ($P_{PDO} = 1,5 \text{ mW}$), $f_r = 108,5 \text{ kHz}$ et $w_0 = 1 \mu\text{m}$. (b) Simulations de l'expérience de la figure 3.14. La courbe simule un piège pour lequel $U_0 = 36 \text{ MHz}$ ($P_{PDO} = 1,5 \text{ mW}$), $f_r = 133,5 \text{ kHz}$ et $w_0 = 0,94 \mu\text{m}$. Les courbes en pointillés sont des ajustements par une sinusoïde amortie. Elles oscillent à $2f_{osc}$.

Discussion. De les grandes lignes, les simulations reproduisent bien les expériences. $P(\Delta t)$ oscille de façon très nette à une fréquence que nous noterons $f_{P(\Delta t)}$ et subit un amortissement d'autant plus important que Δt_1 est grand. Si on regarde maintenant dans le détail, on se rend compte que l'ajustement de $P(\Delta t)$ donne une fréquence d'oscillation $f_{P(\Delta t)}/2$ de 6 à 10 kHz plus faible que la fréquence d'oscillation dont on se sert dans la simulation (celle déduite de l'analyse des mesures du paragraphe précédent). Les différences observées pour les simulations de la figure 3.17 sont consignées dans le tableau 3.2.

	courbes de la figure 3.17 (a)		courbe de la figure 3.17 (b)
f_r utilisée pour la simulation	108,5 kHz	139,5 kHz	133,5 kHz
$f_{P(\Delta t)}/2$ déduite de l'ajustement	100 kHz	130 kHz	127 kHz

TAB. 3.2 – Différences observées entre la fréquence d'oscillation f_r dont on se sert dans la simulation et $f_{P(\Delta t)}/2$ déduite de l'analyse des courbes simulées de la figure 3.17.

Cet écart vient sans doute du fait que de façon assez évidente, $P(\Delta t)$ n'est pas une sinusoïde. Les arches semblent par exemple toutes *pencher* légèrement vers la droite. Ceci peut venir du fait que nous ne simulons l'expérience qu'à une dimension et pas trois dimensions. Toutefois le léger décalage vers la droite des maxima de $P(\Delta t)$ par rapport aux maxima de la sinusoïde d'ajustement est observé aussi de façon assez systématique sur les données expérimentales (figures 3.13 et 3.14).

La conséquence de l'étude précédente est que nous avons sous-estimé les fréquences d'oscillation lors de l'analyse de nos mesures et donc surestimé les cols de faisceaux piège de 3×10^{-2} à $4 \times 10^{-2} \mu\text{m}$. L'analyse des données expérimentales nous donne, non pas f_r , mais $f_{P(\Delta t)}/2$. Il faut ensuite ajouter environ 8 kHz à $f_{P(\Delta t)}/2$ pour obtenir f_r . Le résultat de la réévaluation des fréquences d'oscillation et des cols des faisceaux pour les trois configurations mesurées est donné dans le tableau 3.3.

	U_0 (MHz)	P_{PDO} (mW)	$f_{P(\Delta t)}/2$ (kHz)	f_r (kHz)	f_z (kHz)	w_0 (μm)
courbes de la figure 3.13	1,5	25	108,5	116,5	22	0,96
	2,5	40	139,5	147,5	28	0,97
courbe de la figure 3.14	1,8	36	133,5	141,5	28	0,91

TAB. 3.3 – Réévaluation des fréquences d'oscillation et des cols de faisceaux pour les trois configurations mesurées. Le dépouillement des données expérimentales nous donne $f_{P(\Delta t)}/2$, puis on ajoute 8 kHz pour obtenir f_r , à partir de laquelle on calcule f_z et w_0 .

D'autres différences existent entre les données expérimentales et la simulation. On remarque par exemple que pour les données expérimentales sans amortissement (figure 3.14), $P(\Delta t)$ ne dépasse pas 0,9, contrairement à la simulation. Ceci pourrait venir du fait que l'on perde déjà des atomes après le premier cycle de *lâcher-recapture*, ce que nous n'avons pas pris en compte dans notre simulation. Toutefois, ce problème n'apparaît pas sur les données amorties, et lorsque l'on estime le taux de perte après le premier cycle de *lâcher-recapture* en introduisant dans la simulation une étape 2bis équivalente à l'étape 5 (voir description de la simulation plus haut), on trouve moins de 0,2 % de perte après le premier cycle de *lâcher-recapture* lorsque $\Delta t_1 = 2 \mu\text{s}$ et moins de 1,3 % de perte lorsque $\Delta t_1 = 3,5 \mu\text{s}$. Tout ceci semble parfaitement négligeable.

Une autre différence entre simulation et expérience apparaît dans l'amplitude des courbes

amorties. Les données expérimentales (figure 3.13 (a)) descendent plus bas que la simulation (3.17 (a)). Là encore ceci semble dû à un mécanisme de perte inexpliqué. Une hypothèse expliquant l'ensemble de ces pertes serait un mauvais contrôle de la puissance du faisceau piège au moment où celui-ci est rallumé après chaque cycle de *lâcher-recapture*. Des rebonds pourraient par exemple provoquer des pertes par chauffage paramétrique. Rappelons que notre modèle n'est qu'approximatif car unidimensionnel, ce qui conduit en particulier à ignorer complètement l'effet du mouvement longitudinal.

3.1.4 Conclusion

Les deux types d'expériences exposées dans cette partie permettent donc de caractériser complètement la forme de notre potentiel de piégeage. En outre, on en déduit deux estimations indépendantes du col du faisceau piège. Or ces deux estimations concordent vers une valeur du paramètre de confinement autour de $0,95 \mu\text{m}$. Ceci nous conforte quant à la fiabilité de nos mesures.

Par ailleurs les simulations de séquences expérimentales effectuées sont toutes compatibles avec une température de l'atome unique inférieure ou égale à $100 \mu\text{K}$. Nous avons cependant effectué des mesures directes de la température des atomes dans le piège dipolaire. Cette étude est détaillée dans la partie suivante.

3.2 La température des atomes dans le piège dipolaire

D'après ce qui précède, nous sommes capable d'effectuer un certains nombre de mesures qui nous permettent de déterminer entièrement la géométrie de notre potentiel de piégeage. La question est maintenant de savoir comment les atomes se comportent dans ce piège. Un paramètre crucial nous renseigne sur l'état externe des atomes, à savoir leur mouvement dans le piège : il s'agit de leur température. Un moyen commode de mesurer la température de nuages d'atomes est d'effectuer des expériences de temps de vol. Nous allons d'abord montrer comment nous avons adapté ces techniques à la mesure de la température d'un atome unique, puis, en ce qui concerne le régime de fort chargement, nous allons exposer deux variantes d'une expérience de temps de vol. Une partie de nos résultats est exposée dans les références [56, 89, 109, 110].

3.2.1 Généralités sur les temps de vol

Considérons un nuage d'atomes à l'équilibre thermodynamique à la température T dans un potentiel harmonique sphérique de fréquence d'oscillation $\omega/2\pi$. La densité du nuage possède alors la forme d'une gaussienne, et la densité de probabilité de trouver un atome à la position \vec{r} obéit à la formule :

$$P(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_0^2)^{(3/2)}} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_0^2}\right]$$

où σ_0 , la largeur caractéristique du nuage s'écrit :

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega^2}} \quad (3.6)$$

k_B étant la constante de Boltzmann, et m , la masse atomique.

La taille du nuage nous renseigne donc sur sa température. Toutefois, la résolution du système d'imagerie ne permet pas une détermination précise de la taille du nuage piégé. L'idée est alors

de le faire grossir en coupant le potentiel de piégeage et en observant son vol balistique. On peut alors montrer que le nuage conserve sa forme gaussienne, mais que sa largeur varie comme :

$$\sigma_{pos}(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2} \quad (3.7)$$

où σ_v est l'écart type de la distribution des vitesses :

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (3.8)$$

La distribution en vitesse est en fait aussi une gaussienne, mais elle n'évolue pas durant le vol balistique. Il suffit maintenant d'attendre que le nuage se soit suffisamment étendu pour en mesurer la largeur suffisamment précisément. Remarquons qu'il est toujours possible d'attendre suffisamment longtemps pour que $\sigma_v t \gg \sigma_0$, auquel cas la connaissance de ω n'est pas indispensable pour avoir accès à T .

3.2.2 La température de l'atome unique : temps de vol sur l'APD

Qu'est-ce que la température de l'atome unique ?

Nous avons décidé d'appeler « température de l'atome unique » une température que l'on déduit de la distribution en vitesse de plusieurs atomes uniques piégés successivement. La statistique est donc faite sur un large ensemble d'événements consistant à piéger un atome unique dans un piège harmonique et à mesurer sa vitesse. On suppose ensuite que l'on peut définir un équilibre thermodynamique pour cette statistique à une température T , à savoir que, comme dans le paragraphe précédent, la probabilité pour un atome d'être en un point particulier (\vec{r}, \vec{v}) de l'espace des phases est le produit d'une gaussienne en \vec{r} et d'une gaussienne en \vec{v} . Rappelons toutefois que d'une part notre potentiel de piégeage n'est pas harmonique et d'autre part il n'est pas sphérique. Nous supposons que les atomes n'explorent que la partie harmonique du piège au voisinage de l'origine (ce qui est le cas lorsqu'ils ne sont pas trop chauds) et nous introduirons les deux largeurs caractéristiques, l'une radiale σ_r , l'autre longitudinale σ_z dont les expressions sont données par la formule 3.6, en utilisant les fréquences d'oscillation correspondantes. Dans ces conditions, la distribution dans l'espace des phases est donnée par :

$$P(r, z, \vec{v}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sigma_r^2 \sigma_z \sigma_v^3} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right] \times \exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \times \exp\left[-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right] \quad (3.9)$$

r est la coordonnée de position radiale, z est la coordonnée de position longitudinale. T est alors contenu dans les expressions de σ_r , σ_z et σ_v (formules 3.6 et 3.8).

La mesure

Il n'est pas possible d'observer le temps de vol d'un atome unique avec notre caméra CCD telle quelle. En effet, au bout d'un certain temps de vol dans le noir il faut éclairer l'atome pendant un temps suffisamment court pour pouvoir le localiser, sans trop le perturber. Ce temps est typiquement de $1 \mu\text{s}$. En effet, la vitesse d'un atome de ^{87}Rb à une température de $100 \mu\text{K}$ (ordre de grandeur de ce que nous allons effectivement mesurer) est d'environ 0.2 m/s . En $1 \mu\text{s}$, l'atome se déplace donc de $0,2 \mu\text{m}$, soit une fraction de notre résolution de $1 \mu\text{m}$ (voir le paragraphe 1.3.3 du chapitre 1), ce qui permettra de bien localiser l'atome. Toutefois, le nombre de photons récoltés pendant $1 \mu\text{s}$ est beaucoup trop faible pour que le signal sorte du bruit.

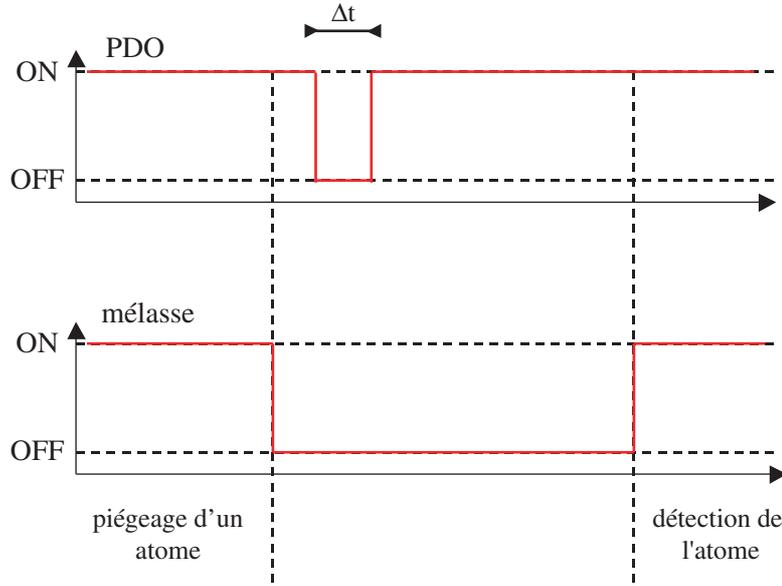


FIG. 3.18 – Séquence employée pour mesurer la température d'un atome. Ce dernier effectue un vol balistique de durée Δt . On mesure alors la probabilité $P(\Delta t)$ de recapturer l'atome en fonction de Δt .

Bien qu'elle ne permette pas réellement de faire des images, nous allons utiliser la photodiode à avalanche, seul outil de détection suffisamment rapide et sensible. Notre diagnostic sera en fait la probabilité de recapture de l'atome unique en fonction du temps de vol [82]. La température étant liée à la vitesse par la formule 3.8, plus l'atome est chaud, plus il s'éloigne à grande vitesse du piège et plus la probabilité de recapture est faible. La séquence expérimentale est représentée sur la figure 3.18. Elle est proche de celle employée pour les fréquences d'oscillation mais ne contient qu'un seul cycle de *lâcher-recapture*. Au début de l'expérience, les faisceaux de la mélasse et du piège dipolaire sont allumés afin de capturer un atome. La mélasse est éteinte, puis le piège dipolaire est éteint pendant Δt , période pendant laquelle l'atome s'échappe. On rallume ensuite mélasse et piège dipolaire pour mesurer la probabilité de recapture de la même manière que pour les fréquences d'oscillation (voir paragraphe 3.1.3). Pour chaque valeur de Δt , l'expérience est répétée 300 fois (cela prend environ trois minutes).

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.19. Ils ont été obtenus pour une puissance piège de $P_{PDO} = 2$ mW correspondant à un déplacement lumineux de 36 MHz, un waist $w_0 = 0,97 \mu\text{m}$ et des fréquences d'oscillation $f_r \sim 131$ kHz et $f_z \sim 26$ kHz. Pour remonter à la température à partir de la courbe expérimentale, on ajuste nos données à l'aide d'une simulation de Monte-Carlo de notre séquence expérimentale. La démarche est la suivante [82] :

1. On tire au sort la position de la particule piégée dans l'espace des phases (\vec{r}_0, \vec{v}) à l'aide de la densité de probabilité 3.9 correspondant à l'équilibre thermodynamique à la température T ;
2. Après le temps de vol de durée Δt , l'atome est à la position $\vec{r} = \vec{r}_0 + \Delta t \vec{v}$;
3. L'atome est recapturé uniquement si son énergie cinétique $mv^2/2$ est inférieur à $U(\vec{r})$ la valeur (absolue) du potentiel à la position \vec{r} (on n'utilise bien évidemment plus l'approximation du potentiel harmonique ici car l'atome peut être loin de l'origine) ;
4. On recommence la même séquence plusieurs fois (pour chaque valeur de Δt) et on évalue

$P(\Delta t)$.

Une telle simulation numérique ajustant les points expérimentaux est reproduite sur la figure 3.19. Elle donne une température largement sub-Doppler de $65 \mu\text{K}$, avec une incertitude meilleure que $\pm 10 \mu\text{K}$ (la température Doppler pour le rubidium est d'environ $142 \mu\text{K}$).

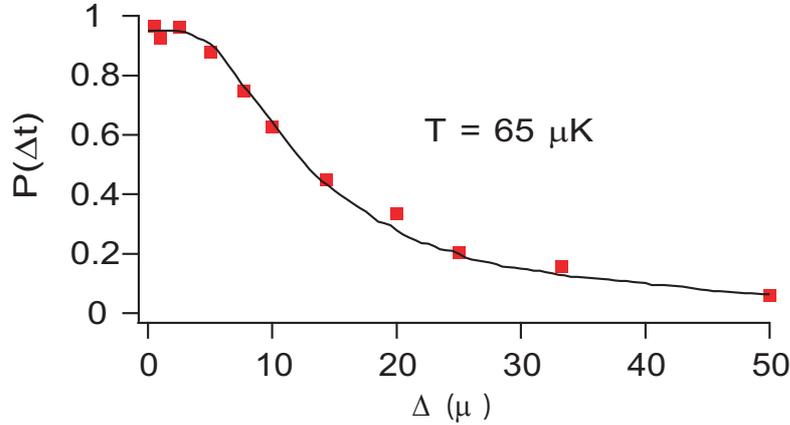


FIG. 3.19 – Probabilité de garder l'atome après un temps de vol de durée Δt . Les carrés constituent les données expérimentales et la courbe en trait plein est le résultat d'une simulation à la température $T = 65 \mu\text{K}$. Les paramètres du piège dipolaire sont les suivants : $U_0 = 36 \text{ MHz}$, $f_r = 131 \text{ kHz}$ et $f_z = 26 \text{ kHz}$.

Taux de chauffage

La mesure du taux de chauffage d'un atome unique dans le piège dipolaire est une simple application de la partie précédente. Il suffit en effet de laisser un certain temps l'atome unique dans le piège dipolaire (les faisceaux de la mélasse étant éteints), puis de mesurer sa température. Lors des mesures de température du paragraphe précédent, les faisceaux de la mélasse étaient éteints 1 ms avant d'effectuer le temps de vol. Nous avons reproduit la même expérience que celle décrite sur la figure 3.18, mais en attendant 11 ms, 41 ms, puis 100 ms après avoir éteint la mélasse avant d'effectuer les temps de vol. Ces trois mesures de température ainsi que celle du paragraphe précédent sont présentées sur la figure 3.20 (a). Les simulations numériques correspondantes donnent accès à la valeur des températures : $80 \mu\text{K}$, $108 \mu\text{K}$ et $165 \mu\text{K}$ après respectivement 11 ms, 41 ms et 100 ms d'attente. On peut alors tracer l'évolution de la température en fonction du temps passé par l'atome unique dans le piège dipolaire et ajuster ces données par une droite (figure 3.20 (b)). De la pente de cette droite, on déduit un taux de chauffage de :

$$1 \mu\text{K}/\text{ms}$$

L'interaction de l'atome avec le laser piège est elle-même une source de chauffage. Le calcul complet des différentes contributions au chauffage de l'atome, dues à cette interaction, est fait dans les références [81, 111]. Nous nous limiterons à une discussion qualitative des effets pertinents pour notre expérience.

Une source fondamentale de chauffage est la diffusion de photons du faisceau piège par l'atome, qui, du fait de sa nature aléatoire induit des forces fluctuantes sur l'atome. Des fluctuations se produisent à la fois lors de l'absorption et lors de l'émission spontanée :

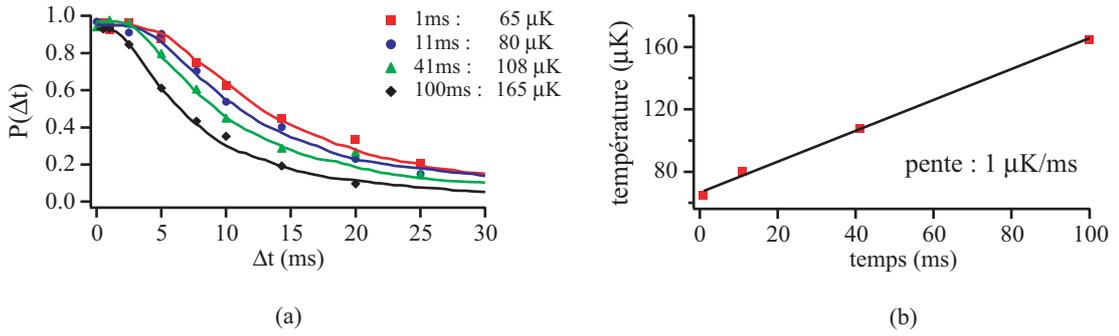


FIG. 3.20 – (a) Mesures de température de l’atome unique après 1 ms, 11 ms, 41 ms et 100 ms passées dans le piège dipolaire (en l’absence des faisceaux de la mélasse). Les courbes en trait plein sont des ajustements par notre simulation numérique permettant d’obtenir des valeurs de température respectivement de 65 μK , 80 μK , 108 μK et 165 μK . (b) Température de l’atome unique en fonction du temps passé dans le piège dipolaire. Les points sont ajustés par une droite dont la pente donne un taux de chauffage d’environ 1 $\mu\text{K/ms}$.

- la fluctuation poissonnienne du nombre de photons absorbés induit un chauffage d’une énergie de recul E_r par photon absorbé [79] ;
- la direction aléatoire du photon émis par émission spontanée se traduit également par un chauffage d’une énergie de recul E_r par photon émis [79].

Pour les pièges dipolaires très loin de résonance, le chauffage du à la variation de force dipolaire, lié au fait que l’atome passe une partie du temps dans l’état fondamental (soumis à une force \vec{F}) et l’autre partie du temps dans l’état excité (soumis à une force $-\vec{F}$) est négligeable.

Le taux de chauffage total est donc de :

$$2E_r\Gamma_{sp}$$

où Γ_{sp} est le taux d’émission spontanée donné par la formule 1.13 du paragraphe 1.

La valeur de E_r est 174 nK [84] et dans nos conditions expérimentales, $\Gamma_{sp} \sim 140$ photons/s. On obtient donc un taux de chauffage théorique de :

$$5 \times 10^{-2} \mu\text{K/ms} \quad (3.10)$$

Le taux de chauffage mesuré est largement supérieur à cette valeur. Ceci peut s’expliquer par la présence d’un chauffage d’origine technique. Des fluctuations d’intensité et de pointé du faisceau piège peuvent en être la source [112].

3.2.3 Cas à plusieurs atomes : temps de vol sur l’APD

Une technique similaire à celle de la partie précédente peut être utilisée en régime de fort chargement pour lequel le piège dipolaire peut contenir quelques dizaines d’atomes. Elle est détaillée dans la thèse de Georges-Olivier Reymond [82]. Le diagnostic ne sera plus la probabilité de recapture, mais le nombre d’atomes encore présents dans le champ d’observation de MIGOU en fin de séquence. Celui-ci est en pratique déduit de la fluorescence induite par les faisceaux du PMO. Comme sur la séquence temporelle de la figure 3.18, les faisceaux du piège magnéto-optique sont d’abord coupés, puis celui du piège dipolaire. Toutefois, au bout de Δt , on ne rallume plus le piège dipolaire, mais uniquement les faisceaux du piège magnéto-optique, et on enregistre le niveau de fluorescence à cet instant. Plus Δt est grand, plus les atomes s’éloignent de la zone

d'observation, plus le niveau de fluorescence baisse. C'est effectivement ce que l'on observe sur les données expérimentales de la figure 3.21 pour lesquelles la puissance piège est de 10 mW.

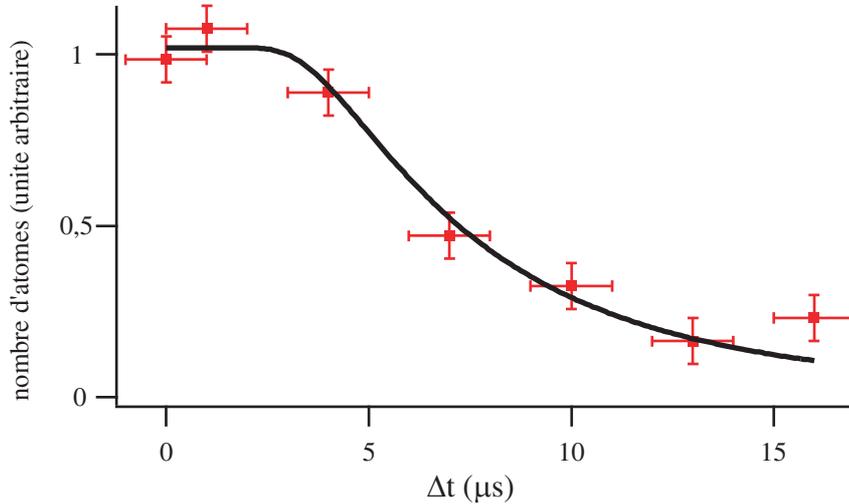


FIG. 3.21 – Temps de vol en régime de fort chargement obtenu pour une puissance initiale du piège dipolaire de 10 mW. L'ajustement des points expérimentaux donne une température de 140 μK .

Cette méthode pour la mesure de la température de plusieurs atomes dans le piège dipolaire s'avère en fait relativement imprécise. La température obtenue à partir de l'ajustement des points expérimentaux dépend fortement de la valeur de la façon dont on définit le champ d'observation du dispositif d'imagerie. L'incertitude sur la température est de plusieurs dizaines de μK . Nous avons donc décidé de confronter la technique précédente à une mesure de température plus habituelle, à savoir l'observation du temps de vol sur notre caméra CCD.

3.2.4 Cas à plusieurs atomes : temps de vol sur la CCD

Il s'agit, au bout d'un certain temps de vol dans le noir, d'éclairer les atomes pendant un temps suffisamment court ($\sim 1 \mu\text{s}$) pour pouvoir les localiser, sans trop les perturber et récolter les photons de fluorescence. Toutefois, nous l'avons déjà souligné pour l'atome unique, et c'est toujours vrai lorsque le piège contient quelques dizaines d'atomes, le signal à observer sera complètement noyé dans le bruit si nous utilisons notre caméra CCD telle quelle. Pour pouvoir sortir un petit nombre de photons de fluorescence du bruit, nous devons intercaler dans notre système d'imagerie un étage intensificateur d'images.

Notons d'ores et déjà que si cette technique a un intérêt immédiat pour confirmer la température des atomes dans le piège dipolaire en régime de fort chargement, nous espérons aussi pouvoir l'utiliser en régime de blocage collisionnel. En effet, une exigence importante dans la recherche d'un système physique pouvant mener à l'ordinateur quantique est son extensibilité à grande échelle. Dans cette optique, une caméra CCD comme outil de détection et de diagnostic permettant, du fait de sa résolution spatiale, d'observer plusieurs qubits s'avère beaucoup plus intéressante que de multiples photodiodes à avalanche, chacune regardant chaque qubit.

L'étage intensificateur d'images

Il s'agit de l'intensificateur d'images C9016-02MGaAs de la société Hamamatsu Photonics K.K. qui nous a été prêté avant même sa mise sur le marché. Il est constitué d'une photocathode en phospho-arséniure de gallium (GaAsP) en entrée et d'un écran de phosphore en sortie, entre lesquels se trouvent deux galettes multiplicatrices d'électrons (MCP, MicroChannel Plate double étage). Un photon arrivant sur la photocathode est capable d'en extraire un électron, qui est ensuite multiplié à travers le MCP double étage. L'écran de phosphore convertit cette gerbe d'électrons en une gerbe de photons que l'on peut ensuite imager sur notre caméra CCD. Il est possible de contrôler le gain des galettes multiplicatrices d'électrons en ajustant la haute tension qui les commande.

Nous avons inséré cet élément dans notre système d'imagerie. Il suffit d'imager le piège dipolaire non plus sur la puce de notre caméra CCD, mais sur la photocathode de l'intensificateur. On conjugue ensuite la fenêtre de sortie de l'intensificateur (qui est une plaque de fibres optiques collée sur l'écran de phosphore) à la puce de notre CCD à l'aide d'un objectif de grandissement 1, fourni lui aussi par Hamamatsu et s'adaptant parfaitement à la fois à l'intensificateur et à la monture de notre CCD.

En ce qui concerne les spécifications techniques, le constructeur assure une efficacité quantique de 23 % à 780 nm et un gain lumineux maximum $4,0 \times 10^6$ (lumen/m²)/lux mesuré à 530 nm. Il est à noter qu'une gerbe de photons produite par l'écran de phosphore va s'étaler sur plusieurs pixels. Ceci va donc se traduire par une perte en résolution de notre système d'imagerie. Par ailleurs, l'intensificateur peut être déclenché soit à l'aide d'un signal TTL via un câble BNC, ou commandé par ordinateur avec des temps d'ouverture allant de 100 μ s à 100 ms par pas de 1 μ s à une cadence maximale de 100 Hz.

Le gain lumineux étant donné dans une unité peu commode pour nous, nous avons effectué un certain nombre de mesures pour remonter au nombre de coups par photon obtenus sur la caméra CCD. L'idée consiste à enregistrer des images pendant lesquels l'intensité lumineuse irradiant la photocathode est suffisamment faible pour distinguer des événements correspondant à des photons uniques (on peut par exemple mettre un capuchon sur la photocathode et réduire suffisamment le temps d'intégration). Sous ces conditions l'image est composée de points lumineux étalés sur plusieurs pixels, chacun correspondant à l'arrivée d'un photon unique. Le nombre de coups enregistrés par photons uniques correspond à l'intégrale des coups sur ces points. On en déduit que, pour le gain de l'intensificateur que nous allons utiliser pour nos expériences, un photon donnera en moyenne 5090 coups sur la caméra CCD (un « coup » représente dans ce cas un « a. d. u. », analog to digital conversion unit). Ceci reste cependant approximatif, car la statistique du nombre de coups par photon unique ne correspond pas à une courbe en cloche dont il est facile de déduire la moyenne, et l'écart-type obtenu est de l'ordre de la moitié de la valeur moyenne.

La mesure

La séquence expérimentale est représentée sur la figure 3.22. Au début de l'expérience les faisceaux du piège magnéto-optique, le piège dipolaire et le gradient de champ magnétique sont allumés afin de charger le piège dipolaire. On éteint ensuite PMO et champ magnétique puis le piège dipolaire 1,5 ms plus tard une fois le champ magnétique annulé. Le nuage d'atomes froids initialement piégé dans le piège dipolaire commence son temps de vol. Au bout d'un temps Δt ajustable, on éclaire les atomes à l'aide de la sonde proche de résonance pendant 10 μ s. On a alors pris soin d'allumer l'intensificateur d'images pendant son temps d'ouverture minimale de

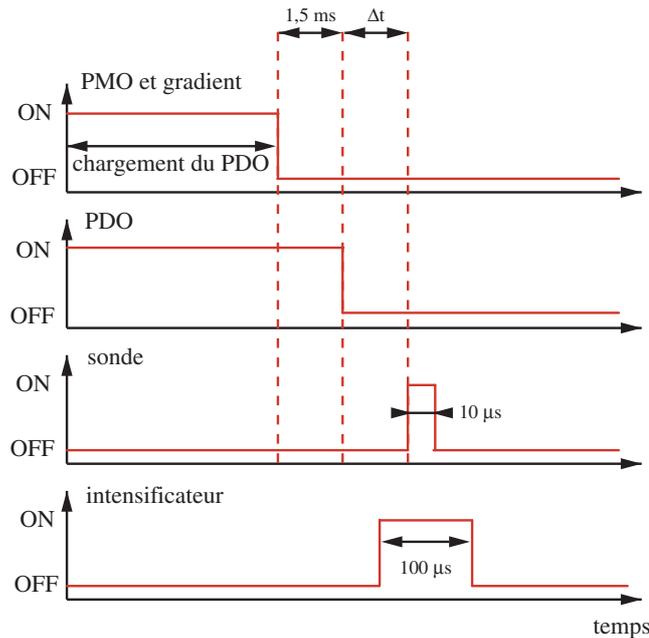


FIG. 3.22 – Séquence temporelle utilisée pour la mesure de température par temps de vol sur la CCD. Les durées indiquées ne sont évidemment pas à l'échelle.

$100 \mu\text{s}$ centré sur l'impulsion de la sonde. Un fois l'intensificateur éteint, le processus est répété. La caméra CCD ne peut bien évidemment pas être commandée à de telles cadences. Nous la laissons donc accumuler la fluorescence produite par plusieurs séquences successives pendant un temps d'intégration de 30 s. L'intensificateur est déclenché par l'ordinateur gérant l'ensemble de l'expérience. Toutefois, le programme d'ordinateur permettant de le configurer calcule en temps réel la cadence à laquelle il est commandé. Ceci nous permet de connaître approximativement le nombre d'impulsions de sonde vues par la CCD en 30 s. L'ensemble du processus est répété pour des valeurs croissantes du délai Δt .

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 3.23. On observe de façon nette le nuage d'atome froid se dilater. Chacune des images de cette figure est en fait la moyenne de 10 images de 30 s enregistrées sur la caméra CCD. Elles correspondent donc à un temps d'intégration de 300 s. Sachant que la cadence d'ouverture de l'intensificateur est de 15 à 16 Hz, chaque image a enregistré la fluorescence induite par environ 4650 impulsions de sonde. Notons enfin que les images de la figure 3.23 ont été prises avec un puissance de sonde de 14,5 mW, soit un paramètre de saturation s relativement élevé d'environ 20.

Deux choses peuvent paraître surprenantes sur cette figure :

- Le premier délai $\Delta t = -4 \mu\text{s}$ est négatif. Il s'agit d'une expérience au cours de laquelle le temps de vol commence au milieu de l'impulsion sonde. Le faisceau piège est en fait éteint $4 \mu\text{s}$ après le début de l'impulsion du laser sonde.
- La valeur du fond diminue progressivement de $1,30 \times 10^4$ coups/30 s à $0,68 \times 10^4$ coups/30 s. Ce fond est en partie dû à la fluorescence (induite par la sonde) des atomes du piège magnéto-optique se trouvant autour du potentiel dipolaire mais pas dedans. Cette fluorescence est normalement indépendante du délai Δt et devrait rester constante. Cependant l'intensificateur est utilisé avec la porte de déclenchement de durée minimale ($100 \mu\text{s}$), qui n'est sans doute pas un beau créneau mais un front montant d'environ $50 \mu\text{s}$, suivi d'un front

descendant d'environ $50 \mu\text{s}$. Le gain de l'intensificateur n'est alors pas constant au cours des $100 \mu\text{s}$ et doit chuter fortement au début et à la fin. Or si l'impulsion sonde de $10 \mu\text{s}$ se situe bien au milieu de la porte de déclenchement de l'intensificateur pour $\Delta t = 0 \mu\text{s}$, lorsque le délai augmente, elle est translatée vers la fin de la porte de déclenchement où le gain effectif est sans doute réduit. Ceci explique la baisse artificielle du fond en fonction du délai.

Le traitement des données

Nous avons vu au paragraphe 3.2.1 comment se comportait un nuage d'atomes froids à l'équilibre thermodynamique au cours d'un temps de vol. Ceci va nous permettre de faire une analyse des images de la figure 3.23, afin de remonter à la température des atomes. Toutefois, nous n'avons pas mentionné que la mesure elle-même pouvait perturber les atomes. L'impulsion de sonde servant à faire un instantané du nuage peut en effet induire un chauffage d'autant plus qu'elle est puissante ou qu'elle dure longtemps. Or la puissance et la durée de l'impulsion sonde lors des mesures de la figure 3.23 sont toutes deux relativement importantes. En outre, il faut se souvenir ici que notre objectif MIGOU possède une profondeur de champ longitudinale assez restreinte, ce qui peut modifier l'allure gaussienne du nuage au cours du temps de vol. Dans un premier temps, nous dépouillerons les données pour différentes valeurs de la puissance sonde sans tenir compte de la durée de l'impulsion ou du champ de MIGOU. Puis nous tenterons de corriger notre étude de ces deux effets.

L'analyse brute. L'analyse brute va consister à supposer que le champ de MIGOU est infini et que la durée de l'impulsion sonde est nulle. Dans ces conditions, si le nuage se trouve initialement à l'équilibre thermodynamique, l'allure des temps de vol sera une gaussienne dont la largeur vérifie l'équation 3.7 du paragraphe 3.2.1. Nous avons donc ajusté nos temps de vol par des gaussiennes à deux dimensions. On en déduit les largeurs σ_x selon la direction x et σ_y selon la direction y . Si l'on trace le carré de ces largeurs en fonction de Δt^2 , on doit obtenir des droites de pente σ_v nous permettant de remonter à la température grâce à la formule 3.8. Ceci est mis en évidence par la figure 3.24. Rappelons ici que notre système d'imagerie est conçu de manière à ce que un pixel sur la caméra CCD corresponde à $1 \mu\text{m}$ dans le plan focal de MIGOU (paragraphe 1.3.3 du chapitre 1). On obtient donc très facilement les largeurs en microns à partir d'un ajustement des courbes de la figure 3.23. Afin de tester l'influence de la puissance de la sonde nous avons reproduit l'expérience de la figure 3.23 pour une puissance de sonde plus faible $P_{sonde} = 1 \text{ mW}$ correspondant à un paramètre de saturation de l'ordre de 1. Les données qui en résultent se trouvent aussi sur la figure 3.24.

On ajuste ensuite les points de cette figure par des droites et on estime la température à partir de la pente. Les pentes étant légèrement différentes pour σ_x^2 et σ_y^2 , nous donnerons une température différente pour chacun des axes. Les résultats sont résumés dans le tableau 3.4.

P_{sonde}	T_x	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	340 μK	290 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	370 μK	370 μK

TAB. 3.4 – Températures obtenues à partir de l'analyse brute des temps de vol sur la CCD.

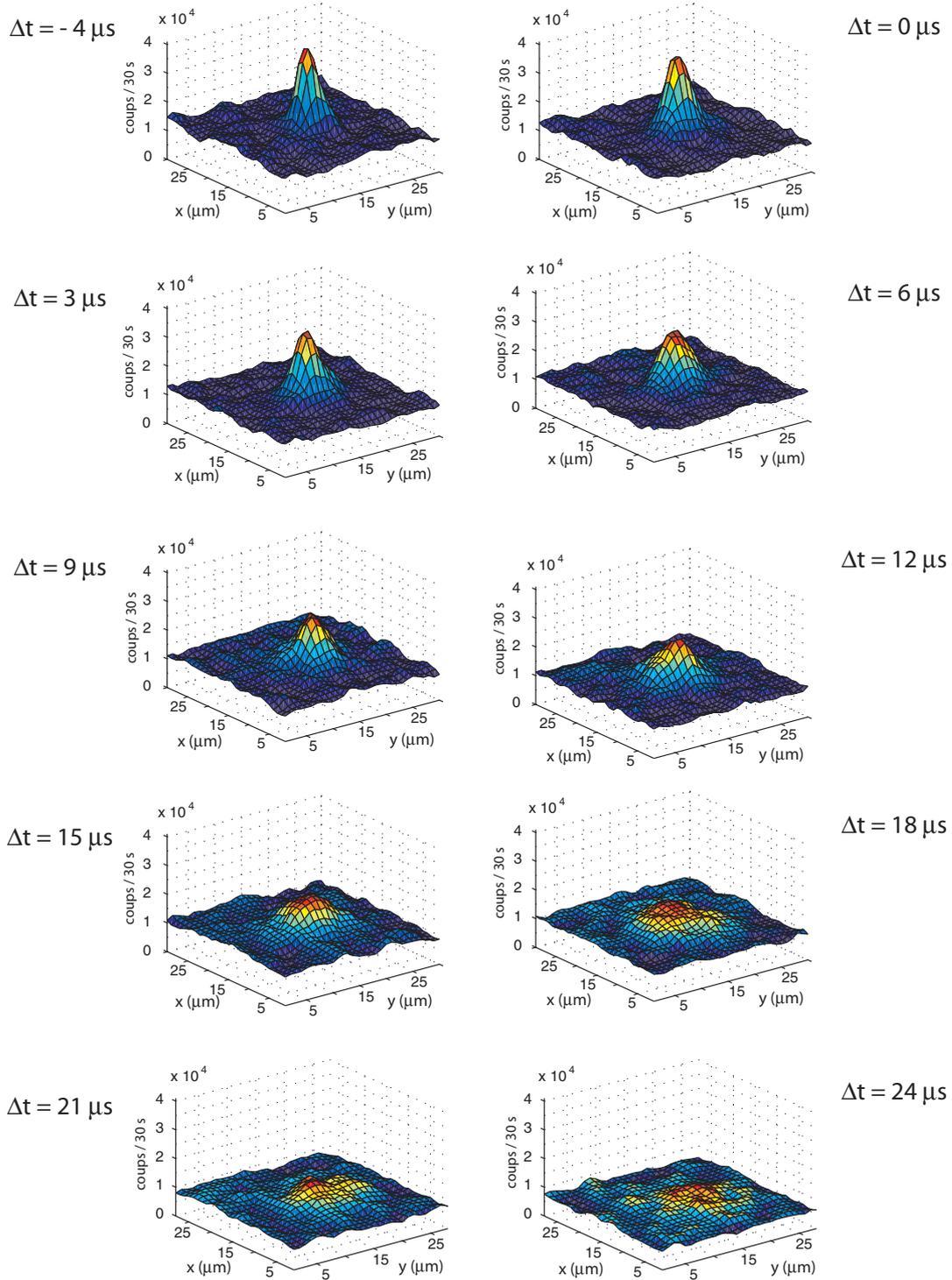


FIG. 3.23 – Temps de vol d'un nuage contenant une dizaine d'atomes observé sur la caméra CCD. La fluorescence des atomes est intensifiée à l'aide d'un intensificateur d'images double étage. Chaque image est une moyenne d'environ 4650 séquences de temps de vol (figure 3.22). Pour chaque séquence les atomes sont irradiés par une impulsion de sonde à résonance de $10 \mu\text{s}$.

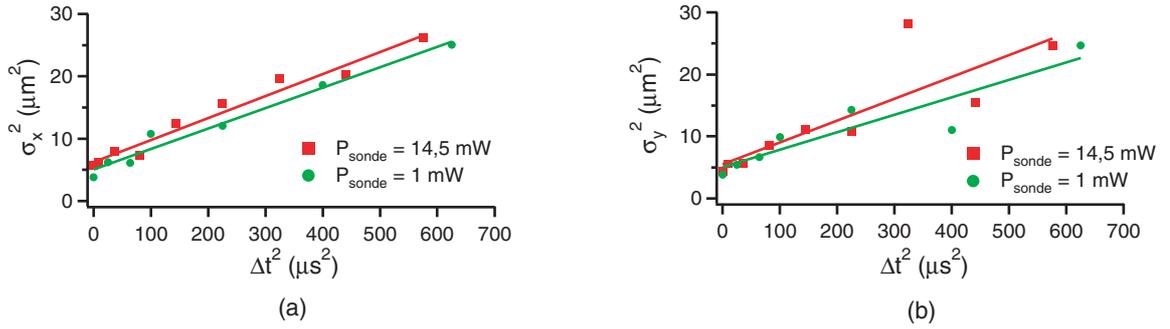


FIG. 3.24 – Carré des largeurs des gaussiennes 2D ajustant les temps de vol en fonction du carré du délai Δt^2 pour deux valeurs de la puissance sonde : $P_{sonde} = 14,5 \text{ mW}$ (figure 3.23) ou $P_{sonde} = 1 \text{ mW}$. Ces courbes sont ajustées par des droites et la pente nous donne la température du nuage d'atomes froids. (a) Largeurs selon la direction x . (b) Largeurs selon la direction y .

On trouve bien des températures proches pour T_x et T_y . Par ailleurs, le fait que la température croît avec P_{sonde} indique que de la sonde provoque un léger chauffage des atomes. Les températures trouvées ici sont plus importantes que celles estimées précédemment au paragraphe 3.2.3. Il semble donc indispensable de corriger notre analyse des effets de la durée de l'impulsion de sonde et du champ de MIGOU.

Bien que la valeur du nombre de coups obtenus sur la CCD ne soit pas très fiable du fait de la porte de déclenchement de l'intensificateur, on remarque, si on trace la valeur du fond obtenu à partir de l'ajustement par une gaussienne 2D, que celui-ci chute pour des valeurs de Δt à partir de $12 \mu\text{s}$. Il semble donc que l'on puisse faire confiance à l'axe des ordonnées pour les temps de vol à délais faibles. À partir des images de la figure 3.23, on désire remonter au nombre de photons détectés par notre système d'imagerie. On calcule donc l'aire des gaussiennes d'ajustement et on trouve en moyennant sur les temps de vol de délai 0, 3, 6, 9 et $12 \mu\text{s}$ à peu près 8×10^5 coups/30 s. Sachant, on l'a vu au début de cette partie, que 1 photon donne environ 5090 coups sur la CCD, on déduit que pendant les 30 s d'intégration, la caméra reçoit 160 photons du nuage d'atomes. Autrement dit, la figure 3.23 correspondant à des moyennes de 10 images de 30 s, il nous suffit de 1600 photons détectés par délai Δt pour pouvoir effectuer un temps de vol et ainsi remonter à la température.

Prise en compte de la durée de l'impulsion sonde. Intéressons-nous tout d'abord à la durée de l'impulsion de sonde. Nous considérerons que la sonde ne perturbe pas le temps de vol des atomes, que les atomes poursuivent le trajet prédit par le paragraphe 3.2.1 pendant les $10 \mu\text{s}$ de sonde. Par contre, pendant ces $10 \mu\text{s}$, les atomes ont largement le temps de se déplacer, si bien que les images de la figure 3.23 ne correspondent pas à un instantané à Δt de l'allure du nuage mais à l'intégrale de la fluorescence obtenue pendant $10 \mu\text{s}$.

Le détail des calculs permettant de prendre en considération le déplacement des atomes pendant la mesure est fourni dans l'annexe A. La démarche adoptée est la suivante :

- nous simulons la mesure en calculant les profils de fluorescence attendus sur la CCD lors d'une mesure de temps de vol effectuée avec une sonde de durée $10 \mu\text{s}$;
- afin de coller à la démarche de l'analyse brute, on ajuste les profils obtenus par des gaussiennes à deux dimensions ;
- on trace le carré des largeurs en fonction du carré du délai, que l'on ajuste par une droite

dont on extrait la pente p ;

- on répète les trois premiers points pour différentes températures, et on trace un abaque $T(p)$, de la température, en fonction de la pente p . Cet abaque se trouve sur la figure A.2 de l'annexe A.

On peut maintenant utiliser l'abaque, et y reporter les pentes obtenues à partir des données expérimentales de la figure 3.24. Les températures déduites sont résumées dans le tableau 3.5. Elle sont environ $100 \mu\text{K}$ plus basses que celles obtenues par l'analyse brute, ce qui montre qu'il est important de prendre en compte la durée de l'impulsion de sonde. On se rapproche ainsi des températures mesurées à l'aide de l'APD (paragraphe 3.2.3).

P_{sonde}	T_x	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	250 μK	220 μK
14,5 mW ($s \sim 20$)	275 μK	275 μK

TAB. 3.5 – Températures obtenues à partir de l'analyse des temps de vol sur la CCD, en tenant compte de l'effet de la durée de l'impulsion de sonde.

Prise en compte de la profondeur de champ de MIGOU. Nous avons supposé, jusqu'à présent, que la profondeur de champ de MIGOU était infinie. Toutefois, ceci est incompatible avec sa grande ouverture numérique. Le système d'imagerie a été conçu de telle manière que le centre du nuage atomique soit conjugué avec la caméra CCD. Si la lumière issue d'un point du centre du nuage atomique illumine bien un pixel de la caméra, celle issue d'un point décalé de $2 \mu\text{m}$ le long de l'axe optique irradiera largement deux pixels. Or, lors du temps de vol, les atomes explorent des régions éloignées de plusieurs microns du centre. Le profil de fluorescence observé sera donc modifié par rapport au profil de densité atomique.

Afin de prendre en compte cet effet, l'approche adoptée est identique à celle du paragraphe précédent :

- nous simulons la mesure en calculant les profils de fluorescence attendus sur la CCD en tenant compte à la fois de la profondeur de champ de MIGOU, et de la durée de la sonde ;
- on ajuste les profils obtenus par des gaussiennes ;
- on trace le carré des largeurs en fonction du carré du délai, que l'on ajuste par une droite dont on extrait la pente p ;
- on répète les trois premiers points pour différentes températures, et on trace un abaque $T(p)$, de la température, en fonction de la pente p . Cet abaque se trouve sur la figure A.4 de l'annexe A.

Le détail des calculs est effectué dans l'annexe A. Nous ne résumerons que les résultats obtenus (tableau 3.6). Là encore, on constate qu'il est important de tenir compte de la profondeur de champ de MIGOU qui réduit à nouveau les températures.

Le tableau récapitulatif 3.7 résume l'évolution des températures obtenues en fonctions des effets pris en considération. On remarque que les corrections dues à la durée de la sonde au champ de MIGOU sont importantes. Les températures, une fois ces deux phénomènes pris en compte, sont proches des $140 \mu\text{K}$ mesurés à l'aide de la première méthode du paragraphe 3.2.3.

3.2. La température des atomes dans le piège dipolaire

P_{sonde}	T_x	T_y
1 mW ($s \sim 1$)	190 μ K	164 μ K
14,5 mW ($s \sim 20$)	210 μ K	210 μ K

TAB. 3.6 – Températures obtenues à partir de l'analyse des temps de vol sur la CCD, en prenant en compte, à la fois la durée de l'impulsion de sonde, et la profondeur de champ de MIGOU.

	analyse brute	durée sonde	durée sonde + champ MIGOU
$P_{sonde} = 1$ mW, T_x	340 μ K	250 μ K	190 μ K
$P_{sonde} = 1$ mW, T_y	290 μ K	220 μ K	164 μ K
$P_{sonde} = 14,5$ mW, $T_x = T_y$	370 μ K	275 μ K	210 μ K

TAB. 3.7 – Récapitulatif des températures obtenues, à la suite de l'analyse brute, une fois la durée de la sonde prise en compte, puis une fois la durée de la sonde et le champ de MIGOU pris en compte.

3.2.5 Discussion

Soulignons tout d'abord que la température de l'atome unique mesurée directement est bien en accord avec les estimations de la partie 3.1 qui fixaient une borne supérieure à 100 μ K.

À partir de celle-ci ($T = 65$ μ K), et des fréquences d'oscillations mesurées dans la partie précédente ($f_r = 147,5$ kHz et $f_z = 28$ kHz), on peut calculer l'amplitude du mouvement de l'atome dans le piège, grâce à la formule 3.6. On obtient :

$$\begin{aligned} 2 \sigma_r &\sim 170 \text{ nm} \sim \lambda/4,6 \quad \text{pour le mouvement radial} \\ 2 \sigma_z &\sim 900 \text{ nm} \sim 1,2 \lambda \quad \text{pour le mouvement longitudinal} \end{aligned}$$

Il peut paraître surprenant de trouver une température sub-Doppler pour un atome piégé dans un potentiel si confinant. En effet, pour subir un mécanisme de refroidissement par gradient de polarisation (effet Sisyphe), l'atome doit ressentir les modulations de potentiel (à l'échelle de $\lambda/2$) induites par le réseau optique que constitue le piège magnéto-optique à 780 nm. Or d'après les chiffres que l'on vient de donner, l'atome n'explore pas beaucoup le potentiel modulé. Soulignons que des températures d'atomes uniques similaires (90 μ K) ont été observées dans un piège dipolaire de volume un peu plus grand, créé par deux faisceaux gaussiens contrapropageants, de col $w_0 = 30$ μ m [113].

La valeur de la température des atomes dans le piège dipolaire en régime de fort chargement est validée par deux méthodes différentes. De l'ordre de 150 μ K, elle est donc supérieure à celle obtenue en régime d'atome unique. Ceci peut être dû à des collisions entre la dizaine d'atomes confinés dans un tout petit volume de piégeage.

Le refroidissement évaporatif a déjà été observé dans notre piège dipolaire [82, 109, 110]. Il suffit pour cela de diminuer la profondeur du potentiel en baissant la puissance du laser piège.

En partant d'un piège dipolaire contenant 30 atomes à 140 μK et à la suite d'une rampe linéaire de puissance de 10 mW à 1 mW effectuée en 500 μs , on atteint des températures aussi basses que 3 μK en conservant 13 atomes. Est-il dans ces conditions possible d'atteindre un régime de dégénérescence quantique pour ce petit nuage d'atomes ? Les mesures de température par temps de vol avec l'APD à la suite d'un refroidissement évaporatif ont en effet une double structure : une première décroissance rapide, qui pourrait être celle d'un nuage thermique, puis une décroissance plus lente, correspondant à des atomes beaucoup plus froids. Ces atomes constituent-ils un condensat de Bose-Einstein ? On comprend aisément que notre intensificateur d'images constitue un outil très intéressant pour prouver ou non la présence d'un condensat à 10 atomes. Malheureusement, par manque de temps, nous n'avons pas pu pousser plus loin nos mesures. Remarquons ici que le traitement théorique usuel de la condensation de Bose-Einstein est un traitement statistique qui suppose la dimension du système infini. De fait, la plupart des condensats observés aujourd'hui contiennent plusieurs millions d'atomes. On peut alors s'interroger sur ce qui se passe lorsqu'on essaie de mettre 10 atomes dans le niveau fondamental d'un potentiel. La transition de phase va-t-elle s'estomper ? Quels diagnostics utiliser pour s'assurer de l'état final des atomes ?

Soulignons enfin qu'une expérience restant à faire est la mesure de la température de l'atome unique à l'aide de l'intensificateur d'images et de la caméra CCD. Si cela s'avère possible, ce système d'imagerie, du fait de sa résolution spatiale, constitue un outil de diagnostic très intéressant pour un ensemble de qubits en vue d'une extension à plus grande échelle de notre système.

3.3 Durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire

Notre objectif est de nous servir des atomes uniques comme des qubits. Dans cette perspective, une fois l'état de l'atome caractérisé, il est indispensable d'avoir une idée de la durée pendant laquelle on peut effectivement l'utiliser. Nous allons donc mesurer la durée de vie d'un atome unique dans le piège dipolaire. Cette durée de vie peut être mesurée sous diverses conditions. Une première information cruciale est la durée de vie d'un atome unique « dans le noir » : il s'agit du temps caractéristique pendant lequel on peut conserver l'atome dans le piège dipolaire, sans aucune autre perturbation extérieure, les faisceaux de la mélasse étant éteints. Cette durée de vie sera bien évidemment fortement corrélée au taux de chauffage mesuré précédemment dans le paragraphe 3.2.2.

Dans le contexte de l'information quantique, le contrôle de l'émission des photons par un émetteur unique (l'atome) est aussi très importante. On le verra dans les prochains chapitres, le contrôle de cette fluorescence passe aussi par le contrôle de l'excitation de l'atome. La durée de vie de l'atome soumis à une excitation laser est donc aussi un paramètre que nous devons connaître. Elle nous indiquera le temps pendant lequel l'atome peut fluorescer avant d'être chauffé et de sortir du potentiel.

3.3.1 Durée de vie de l'atome et chauffage

Le chauffage est un des phénomènes pouvant limiter la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire. Pour un atome piégé dans le noir, les sources de chauffage seront essentiellement la diffusion de photons du piège dipolaire lui-même et de la lumière parasite. Cette lumière parasite peut provenir des faisceaux ralentisseurs qui se propagent non loin du piège dipolaire ou bien des faisceaux du piège magnéto-optique qui sont en principe éteints à l'aide de modulateurs acousto-optiques, mais dont il peut rester des traces, suivant le taux d'extinction des AOM. En

ce qui concerne un atome piégé éclairé par un faisceau laser, le chauffage sera essentiellement une conséquence de cette irradiation.

Nous allons d'abord tenter de modéliser ce phénomène de chauffage. Nous supposons que le potentiel de piégeage est harmonique dans les trois directions de l'espace et s'écrit $V(\vec{r}) = m\omega_0 r^2/2$. Nous supposons également que les atomes uniques sont à l'équilibre thermodynamique à la température T . La densité d'états quantiques vibrationnels $\rho(E)$ d'un tel piège est proportionnelle à E^2 (le calcul se fait rigoureusement de la même manière que celui fait au paragraphe 3.1.2 pour un piège gaussien). En conséquence, la distribution en énergie des atomes dans le piège s'écrit :

$$n(E) \propto \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) E^2 \quad (3.11)$$

Un atome initialement piégé est soumis à des processus de chauffage. Sa température T va donc augmenter jusqu'à une éventuelle sortie du piège. Nous supposons que les atomes uniques restent à l'équilibre thermodynamique, au cours du chauffage, et que leur distribution en énergie vérifie toujours la formule 3.11 avec simplement une température qui augmente. Si l'on appelle U_0 la profondeur du potentiel réel produit par le faisceau gaussien, on considérera que seuls les atomes qui ont une énergie inférieure à U_0 après chauffage restent piégés. Au cours du chauffage, la probabilité de conserver l'atome dans le piège dipolaire sera donc donnée par l'expression :

$$P(T) = \frac{\int_0^{U_0} n(E) dE}{\int_0^\infty n(E) dE} = 1 - \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \left(1 + \frac{U_0}{k_B T} + \frac{U_0^2}{2k_B^2 T^2}\right) \quad (3.12)$$

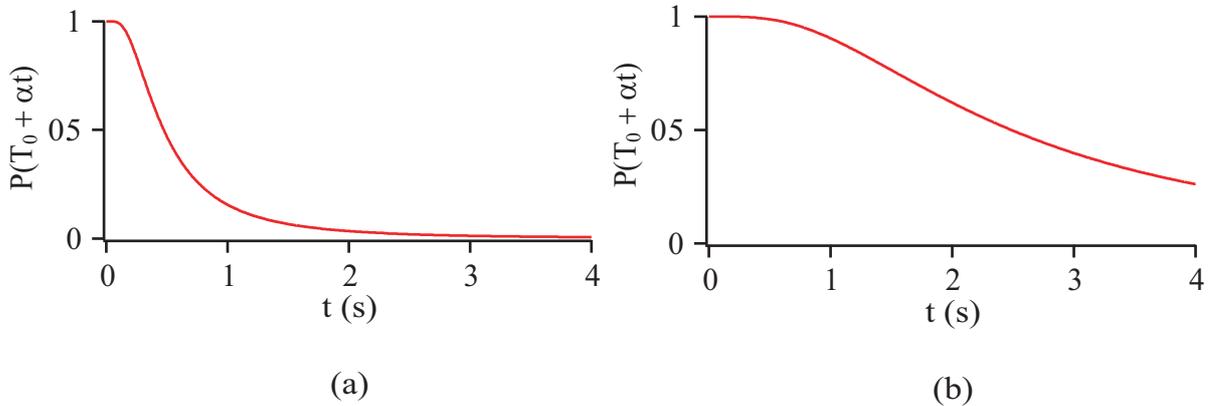


FIG. 3.25 – Courbes de durée de vie obéissant à la formule 3.12. Les paramètres utilisés sont $U_0 = 30$ MHz, $T_0 = 65$ μ K et $\alpha = 1$ μ K/ms pour (a) et $U_0 = 23$ MHz, $T_0 = 65$ μ K et $\alpha = 0,14$ μ K/ms pour (b).

On s'intéresse à l'évolution de cette probabilité au cours du chauffage. Nous sommes donc obligés de faire une hypothèse sur la façon dont croît la température. Si l'on suppose un chauffage linéaire de taux α à partir d'une température initiale T_0 , la probabilité pour l'atome unique d'être conservé dans le piège est simplement $P(T_0 + \alpha t)$. Une telle courbe est reproduite sur la figure 3.25 pour deux jeux de paramètres différents. La courbe 3.25 (a) a été tracée avec les conditions expérimentales mesurées dans la partie précédente, à savoir $U_0 = 30$ MHz, $T_0 = 65$ μ K et

$\alpha = 1 \mu\text{K}/\text{ms}$. L'autre (figure 3.25 (b)) a été tracée pour $U_0 = 24 \text{ MHz}$, $T_0 = 65 \mu\text{K}$ et $\alpha = 0,14 \mu\text{K}/\text{ms}$, correspondant aux conditions de ce paragraphe.

Ces courbes possèdent une tangente horizontale à l'origine et débutent par un plateau. Ceci correspond au fait que, sur la durée du plateau, même si la température augmente, elle est encore largement inférieure à la profondeur du piège. L'atome ne peut donc s'échapper. Ce plateau est d'autant plus court que le taux de chauffage est important. Pour des taux de chauffage très importants, on ne distingue même plus ce plateau et le début de la courbe a plus ou moins l'allure d'une exponentielle décroissante. Quand t tend vers l'infini, la probabilité de conserver l'atome décroît moins vite qu'une exponentielle. La courbe possède une asymptote d'expression $U_0/k_B\alpha t$. Cependant à des échelles de temps de quelques secondes, la durée de vie sera en fait limitée par les collisions avec le gaz résiduel (le vide dans l'enceinte est de l'ordre de quelques 10^{-10} mb) et dans ce cas, on retrouve un comportement exponentiel.

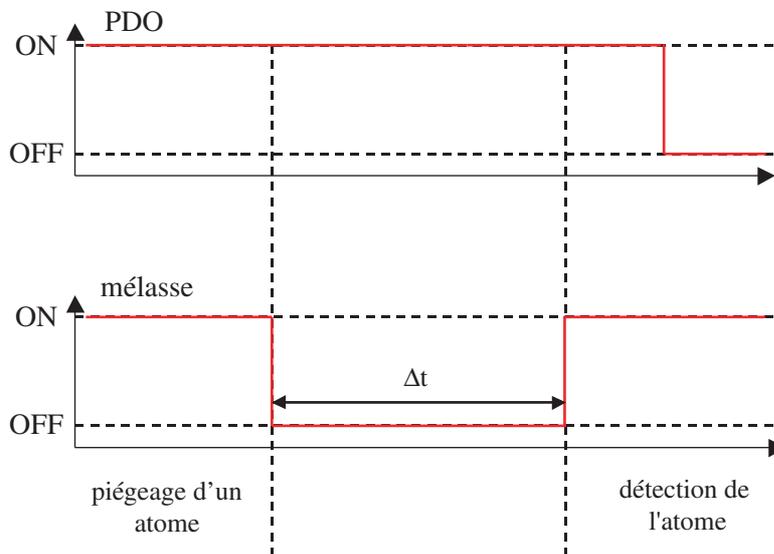


FIG. 3.26 – Séquence temporelle utilisée pour la mesure de la durée de vie « dans le noir » d'un atome unique piégé.

3.3.2 Durée de vie de l'atome dans le noir

La séquence temporelle permettant de mesurer la durée de vie de l'atome unique dans le noir est détaillée sur la figure 3.26 :

1. on charge un atome dans le piège dipolaire (10 ms) ;
2. on coupe les faisceaux de la mélasse ; on laisse l'atome dans le noir, pendant une durée variable Δt ;
3. on rallume les faisceaux de la mélasse (10 ms) ;
4. on éteint le piège dipolaire pour calculer la probabilité de recapture (10 ms).

Cette séquence est réalisée 100 fois avec une résolution temporelle de $505 \mu\text{s}$. Un exemple de la fluorescence moyenne, obtenue sur la photodiode à avalanche pour $\Delta t = 500 \text{ ms}$, est donné sur la figure 3.27 (cet exemple particulier correspond à la moyenne de 1000 séquences temporelles). La façon dont on mesure le taux de recapture dans cette expérience diffère un peu de celle des expériences précédentes. Le niveau de fluorescence moyen pendant la première étape de

la séquence est appelé $N_{capture}$ (voir figure 3.27). Il correspond au niveau de fluorescence d'un atome unique dans le piège dipolaire. Le niveau de fluorescence au moment où l'on rebranche les faisceaux de la mélasse est noté $N_{recapture}(\Delta t)$. Il contient l'information sur le taux de recapture et dépend de Δt . Enfin, le niveau de fluorescence une fois le piège dipolaire éteint, appelé N_{fond} , correspond à un fond lumineux parasite venant essentiellement des faisceaux de la mélasse qui se réfléchissent sur le support de MIGOU. La probabilité de recapture est alors donnée par la formule :

$$P(\Delta t) = \frac{N_{recapture}(\Delta t) - N_{fond}}{N_{capture} - N_{fond}}$$

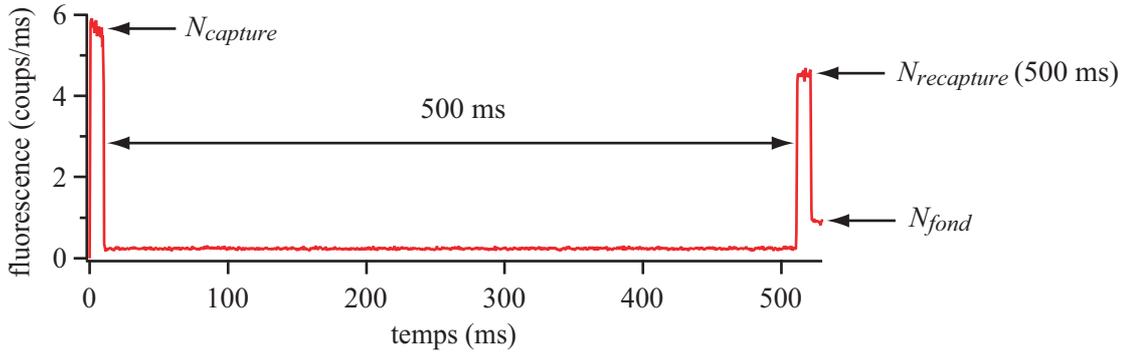


FIG. 3.27 – Fluorescence moyenne obtenue sur la photodiode à avalanche, à la suite de 1000 séquence temporelles de durée de vie (figure 3.26).

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 3.28. Ces données ont été obtenues avec une puissance piège d'environ 1,4 mW correspondant à une profondeur de potentiel mesurée de 23 MHz, l'atome unique ayant initialement une température de 65 μK . Les barres d'erreur ont été estimées, à partir de la dispersion des résultats, sur 7 expériences reproduites à Δt fixé. La durée de vie étant de plusieurs secondes, on est obligé de tenir compte des collisions avec le gaz résiduel. Nous avons donc ajusté les données à l'aide de la fonction :

$$P(T) \times \exp(-t/\tau_1) \quad (3.13)$$

où $P(T)$, donné par la formule 3.12, traduit le chauffage lié à la diffusion par l'atome de photons du faisceau piège, et $\exp(-t/\tau_1)$ modélise la probabilité de conserver l'atome dans le piège dipolaire en présence de collision avec le gaz résiduel. Ces deux processus étant indépendants, leurs probabilités respectives peuvent être multipliées. Seuls deux paramètres, le taux de chauffage α et la durée de vie limitée par les collisions τ_1 , sont laissés libres lors de l'ajustement. On obtient la courbe en trait plein de la figure 3.28 avec :

$$\alpha = 0,14 \mu\text{K/ms} \quad \text{et} \quad \tau_1 = 2 \text{ s}$$

Soulignons qu'un ajustement par une simple exponentielle décroissante donne une durée de vie de 1,5 s (courbe en trait pointillé de la figure 3.28) mais ne reproduit pas très bien les données.

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir une valeur de la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire. En ce qui concerne le chauffage, la durée de vie ne sort pas de façon évidente du paramètre α . Toutefois, un temps caractéristique apparaissant dans la formule 3.12 s'écrit :

$$\tau_2 = \frac{(U_0 - k_B T_0)}{k_B \alpha} \sim \frac{U_0}{k_B \alpha}$$

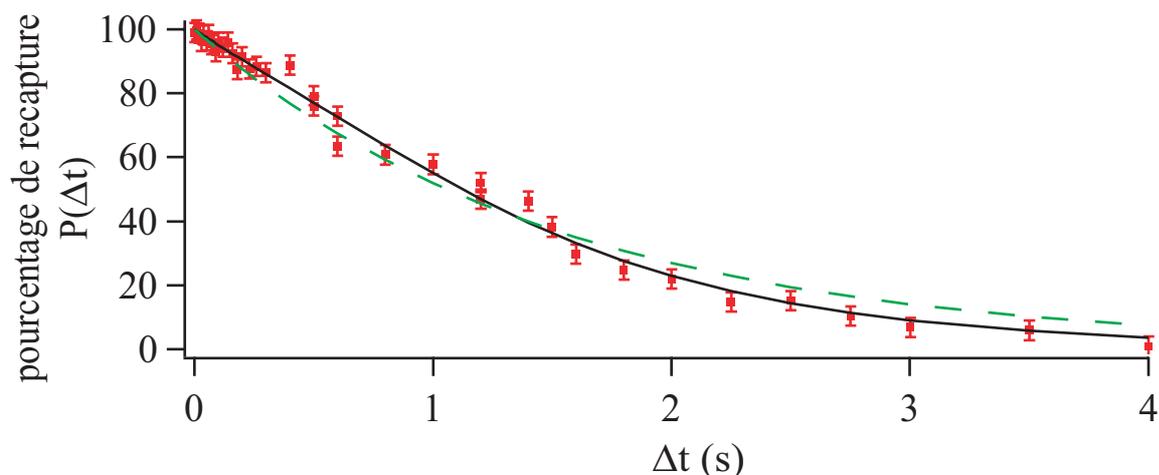


FIG. 3.28 – Mesure de la durée de vie d'un atome unique piégé « dans le noir ». Il s'agit de la probabilité de recapture $P(\Delta t)$ tracée en fonction de Δt , le temps passé dans le piège dipolaire. Les carrés correspondent aux données expérimentales. La courbe en trait pointillé est un ajustement par une exponentielle décroissante, donnant une durée de vie de 1,5 s. La courbe en trait plein est un ajustement par la formule 3.13, donnant $\alpha = 0,14 \mu\text{K/ms}$ et $\tau_1 = 2 \text{ s}$.

correspondant au temps mis pour que l'atome atteigne une température égale à la profondeur du potentiel. D'après l'ajustement, on obtient :

$$\tau_2 = 7,4 \text{ s}$$

En résumé, la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire est limitée à 2 s par les collisions avec le gaz résiduel, et à 7,4 s par le chauffage. Le facteur limitant est donc le vide.

Soulignons que le taux de chauffage est, ici, presque 10 fois plus faible que celui mesuré au paragraphe 3.2.2. En outre, on se rapproche de la valeur théorique attendue (formule 3.10) si le chauffage est uniquement dû à l'interaction avec le faisceau piège. Ces deux expériences ont été réalisées à six mois d'intervalle. On peut imaginer que les sources techniques de chauffage (fluctuations d'intensité et de pointé du faisceau piège) aient changées. Le fond de lumière parasite peut, lui aussi, avoir été modifié. Si le taux d'extinction de l'AOM des faisceaux du PMO a baissé, il est par exemple possible que l'atome ne soit pas rigoureusement « dans le noir », mais un peu refroidi.

Enfin, nous n'avons pas mentionné jusqu'à présent que la durée de vie a été mesurée après pompage optique de l'atome unique dans le sous niveau fondamental ($5^2S_{1/2}, F = 2$). Au cours de la séquence temporelle, les faisceaux repompeurs de la mélasse sont éteints 1 ms après les faisceaux esclaves. La qualité de cette préparation sera étudiée dans le prochain chapitre.

3.3.3 Durée de vie de l'atome irradié par la sonde

L'objectif dans ce paragraphe est d'avoir une idée du temps passé par un atome unique dans le potentiel, lorsqu'il est soumis à une excitation laser. Cette excitation laser va en effet chauffer l'atome hors du piège. Nous avons décidé de simplement soumettre l'atome à un champ laser continu, proche de résonance en utilisant pour cela le faisceau sonde. On se place en régime

d'atome unique. La séquence temporelle consiste à d'abord piéger un atome à l'aide des faisceaux de la mélasse. Une fois l'atome dans le piège, on éteint les faisceaux de la mélasse, puis 1 ms plus tard, on illumine l'atome pendant 5 ms avec notre faisceau sonde. La sonde est rétro-réfléchiée et accordée très légèrement (2 ou 3 MHz) sur le rouge de la transition atomique de manière à ce que, au début de l'excitation au moins, l'atome bénéficie d'un refroidissement Doppler à une dimension. Bien que l'atome finisse par être chauffé hors du piège, ceci permet de garder l'atome dans le potentiel un peu plus longtemps. La séquence expérimentale est répétée 2000 fois et la fluorescence moyenne est enregistrée. Celle-ci est proportionnelle à la probabilité que l'atome soit encore dans le piège.

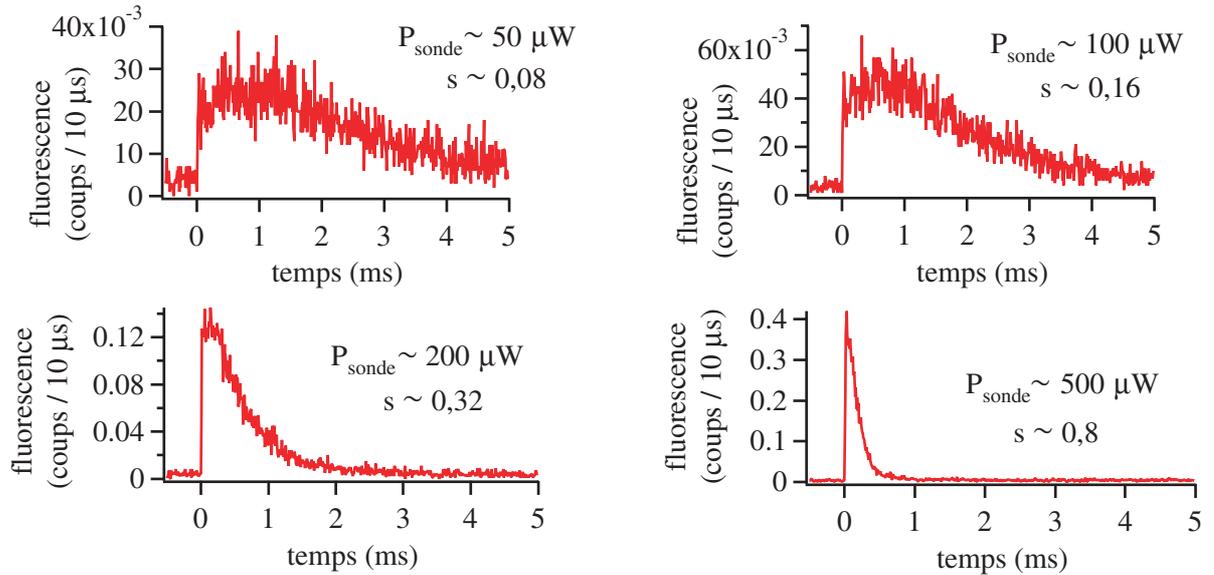


FIG. 3.29 – Fluorescence d'un atome unique induite par le laser sonde au cours du temps pour plusieurs puissance P_{sonde} de ce faisceau. $t = 0$ ms correspond à l'instant où le faisceau sonde est branché. Ces courbes ont bien l'allure des courbes théoriques de la figure 3.28 avec un taux de chauffage qui croît avec P_{sonde} .

Les résultats expérimentaux sont représentés sur la figure 3.29. Nous avons répété l'expérience pour 4 puissances différentes du laser sonde, $P_{sonde} \sim 50, 100, 200$ et $500 \mu\text{W}$ (paramètre de saturation s s'échelonnant de 0,08 à 0,8) pour une puissance piège de 2 mW correspondant à une profondeur du potentiel de 24 MHz. La résolution temporelle est de $10 \mu\text{s}$ et l'origine des temps ($t = 0$ ms) correspond au moment où le faisceau sonde est allumé. Comme on pouvait s'y attendre, plus la puissance sonde augmente, plus le taux de chauffage augmente et donc plus la durée de vie diminue. L'allure des courbes est en fait proche de celle de la figure 3.25 prédit par notre modélisation. Pour les puissances de sonde les plus basses, le plateau à l'origine est parfaitement visible, alors que pour les puissances les plus hautes, l'allure de la courbe se rapproche de celle d'une exponentielle décroissante.

On remarque cependant que le plateau à l'origine n'en est pas vraiment un. Il est en effet bombé. La courbe ne commence pas avec une tangente à l'origine horizontale, mais de pente positive et passe par un maximum au bout d'un certain temps. Nous expliquons ceci par le fait que la sonde est accordée légèrement dans le rouge de la transition atomique de l'atome initialement piégé. Cette sonde chauffe ensuite les atomes qui remontent alors sur les bords du potentiel. La transition atomique diminue donc au cours du chauffage et va se retrouver à un

instant $t > 0$ égale à la fréquence de la sonde. La fluorescence des atomes induite par la sonde va alors être maximale. En conséquence, la fluorescence observée ne correspond pas exactement à la probabilité de conserver l'atome dans le piège au cours du temps ; elle est aussi modulée par le désaccord entre la sonde et la transition atomique qui évolue au cours du chauffage.

On le verra dans les prochains chapitres, l'information tirée de ce type de courbe nous permettra d'optimiser des séquences temporelles d'expériences où l'atome est soumis à une excitation laser, afin, au cours de ces séquences, de garder un atome unique le plus longtemps possible.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons sondé l'atome unique pour en déduire la géométrie exacte du potentiel de piégeage. Nous avons ainsi pu :

- déterminer sa profondeur pour différentes puissances du faisceau piège ;
- estimer les fréquences d'oscillation :

$$f_r \sim 145 \text{ kHz} \quad \text{et} \quad f_z \sim 28 \text{ kHz} ;$$

- déduire son confinement des deux premières informations et confirmer que le col du faisceau piège était submicrométrique, de l'ordre de $0,95 \mu\text{m}$.

Nous avons également mesuré une température de $65 \mu\text{K}$ pour l'atome unique et $150 \mu\text{K}$ pour un petit nuage d'une dizaine d'atomes, par des techniques de temps de vol. Ceci nous a notamment permis de faire une étude préliminaire d'un intensificateur d'images, qui pourrait constituer un outil de diagnostic très intéressant pour un ensemble de qubits, en vue d'une extension de notre système à plus grande échelle. D'après les mesures de température, nous avons estimé l'amplitude du mouvement des atomes comme étant de 170 nm radialement et 900 nm longitudinalement.

Enfin nous avons observé que la durée de vie d'un atome « dans le noir » était limitée à 2 s par les collisions avec le gaz résiduel, et étudié leur durée de vie lorsqu'ils sont éclairés par un laser.

Remarquons que l'information contenue dans l'amplitude du mouvement de l'atome étudiée au paragraphe 3.2.5 peut être exprimée en terme du paramètre de Lamb-Dicke thermique :

$$\begin{aligned} \eta_r^{th} &= \frac{2\pi}{\lambda} \sigma_r \sim 0,7 \quad \text{pour le paramètre de Lamb-Dicke thermique radial} \\ \eta_z^{th} &= \frac{2\pi}{\lambda} \sigma_z \sim 3,6 \quad \text{pour le paramètre de Lamb-Dicke thermique longitudinal} \end{aligned}$$

Ce paramètre compare l'amplitude du mouvement de l'atome avec la longueur d'onde. Or certaines propositions théoriques pour l'intrication de deux atomes, pour réaliser une porte logique à deux qubits ou assurer la violation des inégalités de Bell [55] nécessitent que le paramètre de Lamb-Dicke thermique soit petit devant 1. Ce critère n'est vérifié que radialement.

Le paramètre de Lamb-Dicke est proportionnel à \sqrt{T}/ω (ω étant la fréquence d'oscillation). Il est donc possible de le réduire de deux manières.

- On peut augmenter le confinement du potentiel piégeant, et ainsi accroître les fréquences d'oscillation (formules 1.5 du chapitre 1). Dans notre cas, le fait de rétrofléchir le faisceau piège permettrait de créer un réseau de potentiels séparés de $\lambda/2 \sim 400 \text{ nm}$ dans la direction de propagation. On obtiendrait ainsi une fréquence longitudinale plus importante.
- On peut aussi refroidir l'atome unique dans le niveau vibrationnel fondamental par refroidissement par bandes latérales [83]. Le faisceau piège peut être utilisé comme l'un des faisceaux Raman.