

Description et caractérisation du piège à atomes uniques

Le dispositif expérimental nous permettant de piéger des atomes de ^{87}Rb uniques a déjà été décrit de manière exhaustive dans les thèses [60, 61, 62, 63]. Nous reprendrons dans ce chapitre les grandes lignes de son fonctionnement. Quelques expériences de caractérisation du piège et de l'état de l'atome seront également décrites. Enfin, nous détaillerons le nouveau système d'imagerie permettant de coupler la fluorescence d'un atome unique dans une fibre optique afin de la porter vers un compteur de photons, et décrirons comment piéger deux atomes à une distance relative de quelques microns pour les futures expériences d'intrication.

I.1 Comment piéger un atome ?

Afin de piéger des atomes un par un, nous utilisons une pince optique, c'est-à-dire un faisceau laser focalisé permettant de confiner une particule [64] (atome, bille micrométrique, cellule) au niveau du point focal de ce dernier. Cette méthode de piégeage bien maîtrisée aujourd'hui repose sur l'existence de la force dipolaire [65].

I.1.1 La force dipolaire

Point de vue classique

Lorsqu'on éclaire une particule de polarisabilité $\alpha(\omega)$ (que nous supposons réelle, ce qui est le cas si l'on est loin de toute résonance) par une onde électromagnétique de champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ à la pulsation ω_L , cette particule va par définition acquérir un dipôle $\mathbf{d}(t) = \alpha(\omega_L) \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. L'énergie d'interaction moyenne W entre ce dipôle *induit* et le champ s'écrira donc

$$W = -\langle \mathbf{d}(t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle_t = -\frac{1}{2} \alpha(\omega_L) \varepsilon_0 \mathbf{E}^2(\mathbf{r}) . \quad (\text{I.1})$$

Cette énergie d'interaction correspond à une force appelée *force dipolaire* qui dépend de la distribution spatiale du champ électrique oscillant $\mathbf{E}(\mathbf{r})$. On voit également que le signe de

cette force dépend du signe de la polarisabilité α . En particulier, si l'on choisit la pulsation de l'onde électromagnétique de manière à avoir une polarisabilité positive $\alpha(\omega_L) > 0$, la particule sera attirée vers les zones de forte intensité. On peut donc créer un puits de potentiel en utilisant un faisceau laser focalisé.

Point de vue semi-classique

Détaillons ce qui se passe dans le cas d'un atome, en considérant que celui-ci constitue un système à deux niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. On peut rapidement retrouver l'expression de la force en adoptant un point de vue semi-classique : le champ électromagnétique du laser piégeant est alors toujours décrit de manière classique. Nous considérons pour cela le

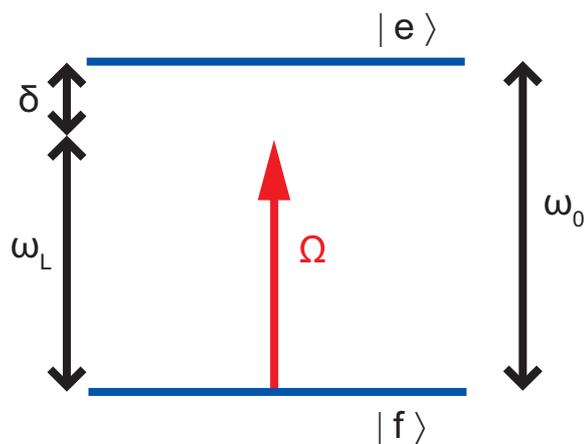


FIGURE I.1 – *Système à deux niveaux.*

schéma de la figure I.1. L'onde électromagnétique couple les niveaux $|f\rangle$ et $|e\rangle$. On définit le désaccord par $\delta = \omega_L - \omega_0$. Définissons aussi la fréquence de Rabi par $\hbar\Omega = -\langle e|\hat{\mathbf{d}}\cdot\mathbf{E}|f\rangle$ où $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}$ est l'opérateur dipôle de l'atome. Dans la base $\{|f\rangle, |e\rangle\}$, l'atome est décrit par le vecteur d'état

$$|\Psi(t)\rangle = a_f(t)|f\rangle + a_e(t)e^{-i\omega_L t}|e\rangle \quad (\text{I.2})$$

et le hamiltonien du système s'écrit alors dans l'approximation dipolaire électrique

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega^*(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) \\ \Omega(e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) & 2\omega_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{I.3})$$

En faisant l'approximation du champ tournant (valable si le désaccord n'est pas trop grand, c'est-à-dire $|\delta| \ll \omega_L, \omega_0$) et en négligeant l'émission spontanée, on peut écrire l'équation de Schrödinger qui prend la forme

$$\begin{cases} 2i\dot{a}_f = \Omega^* a_e \\ 2i\dot{a}_e = \Omega a_f - 2\delta a_e. \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

Si le désaccord est suffisamment grand devant la fréquence d'évolution des amplitudes (de l'ordre de Ω), c'est-à-dire $\dot{a}_e \ll \delta a_e$, on peut réinjecter l'expression stationnaire de a_e dans

la première équation. On trouve alors

$$a_f(t) \propto \exp\left(-i \frac{|\Omega|^2}{4\delta} t\right) = \exp\left(-i \frac{U}{\hbar} t\right). \quad (\text{I.5})$$

On voit dans cette expression que le seul effet de l'onde électromagnétique est de « déplacer » le niveau fondamental ; c'est ce déplacement lumineux qui crée le puits de potentiel piégeant. L'expression de ce potentiel est

$$U = \frac{\hbar |\Omega|^2}{4\delta}. \quad (\text{I.6})$$

Pour faire le parallèle avec le paragraphe précédent, avoir une polarisabilité positive correspond à choisir un désaccord négatif, et l'atome sera alors attiré vers les zones de forte intensité¹. Pour nos expériences de piégeage d'atomes de ⁸⁷Rb uniques, le système à deux niveaux sera constitué des niveaux 5S et 5P qui sont séparés par une transition optique dans l'infrarouge proche, et le faisceau laser de piégeage sera désaccordé de plusieurs THz vers le rouge de cette transition.

Point de vue quantique

En décrivant aussi le champ de manière quantique, c'est-à-dire par le hamiltonien

$$\hat{H}_L = \hbar\omega_L\left(\frac{1}{2} + \hat{a}^\dagger\hat{a}\right), \quad (\text{I.7})$$

où \hat{a}^\dagger et \hat{a} sont les opérateurs création et annihilation correspondant au mode du champ considéré, et en prenant en compte la largeur naturelle Γ de l'état excité due à l'émission spontanée, on obtient la même expression du déplacement lumineux pour le niveau fondamental « habillé » par le champ électromagnétique [65] :

$$\Delta E = \frac{\hbar |\Omega|^2}{4\delta} = \frac{\hbar \Gamma^2}{8\delta} \frac{I}{I_{\text{sat}}}, \quad (\text{I.8})$$

où I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition considérée (cf. annexe A). La seule différence avec le traitement semi-classique réside dans le fait qu'on trouve également un déplacement lumineux pour le niveau *excité*, qui vaut exactement l'opposé de celui du niveau fondamental. Finalement, le potentiel vu par l'atome est

$$U = \Delta E(\pi_f - \pi_e), \quad (\text{I.9})$$

où π_f et π_e sont respectivement les populations dans l'état fondamental et dans l'état excité. Ainsi, pour piéger notre atome avec un faisceau désaccordé vers le rouge, il faut que celui-ci passe plus de temps dans le niveau fondamental que dans l'état excité, ce qui est le cas tant que l'atome n'est pas excité par un faisceau saturant la transition.

Dans tous ces calculs, nous avons négligé la force de pression de radiation ressentie par l'atome. Ceci est justifié car le désaccord de notre laser de piégeage (plusieurs THz) est très grand devant la largeur naturelle de l'état excité (quelques MHz). La force de pression de radiation, proportionnelle à I/δ^2 est alors très faible devant la force dipolaire qui varie elle en I/δ .

1. On peut également utiliser un faisceau ayant un désaccord positif : les atomes sont alors attirés vers les zones de faible intensité et on peut créer des pièges sombres, par exemple à l'aide de modes transverses d'ordre élevé [66] ou de modes Laguerre-Gauss.

I.1.2 Caractéristiques du piège pour un faisceau gaussien

Afin d'obtenir l'expression complète du potentiel vu par l'atome, il faut que nous prenions en compte le profil du faisceau piégeant. Celui-ci est créé par focalisation d'un faisceau gaussien à l'aide d'un objectif de grande ouverture numérique. Bien que sa focalisation soit très forte, le faisceau est décrit dans une excellente approximation par un profil gaussien au niveau de son col [61] :

$$I(r, z) = \frac{I_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right). \quad (\text{I.10})$$

Le potentiel de piégeage est donc de la forme

$$U(r, z) = \frac{U_0}{1 + z^2/z_R^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (\text{I.11})$$

avec les définitions suivantes :

$$U_0 = \frac{\hbar \Gamma^2}{8 \delta} \frac{I_0}{I_{\text{sat}}} \quad \text{et} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}, \quad (\text{I.12})$$

z_R étant la longueur de Rayleigh du faisceau. Les atomes voient donc un potentiel gaussien dans la direction radiale, et lorentzien dans la direction longitudinale. Nous vérifierons expérimentalement dans la suite que les atomes n'explorent que le fond du piège, dont on peut alors faire une approximation harmonique. Les fréquences d'oscillations associées aux directions radiale et longitudinale sont respectivement, pour un atome de masse m :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2|U_0|}{m z_R^2}}. \quad (\text{I.13})$$

Prise en compte des différents niveaux d'énergie du rubidium

Maintenant que nous connaissons le profil du potentiel de piégeage, il nous faut savoir comment est modifiée l'expression simple du potentiel trouvée précédemment lorsque nous prenons en compte les différents sous-niveaux du ^{87}Rb . Ce calcul a été fait en détail par B. Darquié [62] pour un faisceau de piégeage à 810 nm. Retenons en les résultats essentiels :

- les déplacements lumineux des sous-états de l'état fondamental peuvent être calculés, en excellente approximation, en prenant simplement en compte les niveaux $5P_{1/2}$ et $5P_{3/2}$;
- pour un piège polarisé linéairement, tous les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental sont déplacés de la même quantité « vers le bas » (le schéma de la figure I.2 représente ces déplacements lumineux ainsi que celui des sous-niveaux Zeeman de $|5P_{3/2}, f' = 3\rangle$;
- l'expression du potentiel est la même que pour un système à deux niveaux, mais il faut utiliser un désaccord effectif pour prendre en compte la structure fine de l'état $5P$. Le potentiel s'écrit alors [67]

$$U = \frac{\hbar |\Omega|^2}{4 \Delta_{\text{eff}}}. \quad (\text{I.14})$$

Le désaccord effectif est donné par

$$\frac{1}{\Delta_{\text{eff}}} = \frac{1}{3\delta_{1/2}} + \frac{2}{3\delta_{3/2}}, \quad (\text{I.15})$$

où $\delta_{1/2}$ et $\delta_{3/2}$ représentent les désaccords du faisceau de piégeage par rapport aux transitions $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ et $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Notons que ces désaccords ne sont pas rigoureusement les mêmes pour les sous-niveaux $|f = 1\rangle$ et $|f = 2\rangle$ de l'état fondamental ; les déplacements lumineux de ces deux sous-niveaux ne sont donc pas exactement les mêmes : cet effet fin est nommé *déplacement lumineux différentiel*. Nous en reparlerons dans le chapitre II.

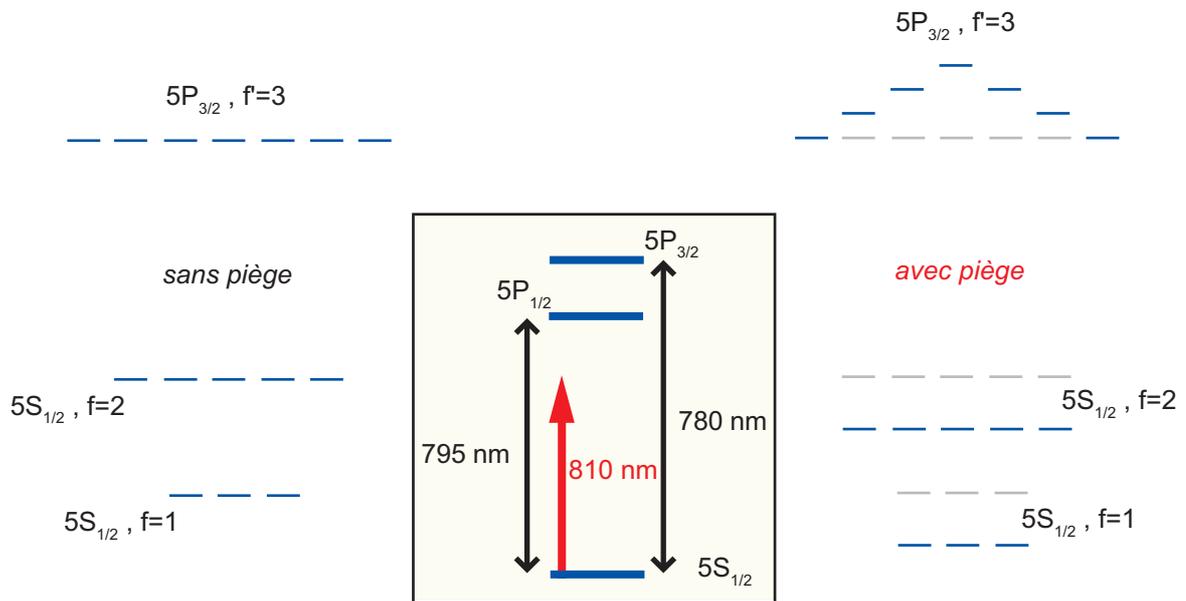


FIGURE I.2 – *Déplacements lumineux des états $|5S_{1/2}, f = 1\rangle$, $|5S_{1/2}, f = 2\rangle$ et $|5P_{3/2}, f' = 3\rangle$. Le schéma n'est pas à l'échelle. L'insert représente les niveaux mis en jeu dans le piégeage.*

I.1.3 Piéger des atomes un par un

Le puits créé par le piège dipolaire à 810 nm a une profondeur faible, typiquement 1 mK pour une puissance de 1 mW. Afin d'y piéger des atomes, il faut que ceux-ci aient une énergie cinétique très faible. De plus, il s'agit d'un potentiel conservatif, d'où la nécessité d'un mécanisme de dissipation afin d'y confiner des atomes. Ces deux contraintes peuvent être levées en utilisant une mélasse optique comme réservoir d'atomes. On a alors un ensemble d'atomes à une température de l'ordre de la température Doppler du ^{87}Rb (144 μK) [68], et les faisceaux de la mélasse créent également de la dissipation par le refroidissement de l'atome au cours de son entrée dans le piège.

Cependant, ceci ne garantit en rien le piégeage d'atomes un par un. Pour atteindre un tel régime de chargement, il faut choisir les paramètres expérimentaux de manière à

obtenir le « blocage collisionnel » [69] : dans ce régime, le taux de collisions inélastiques à deux corps est tellement élevé qu'il ne peut y avoir qu'un seul atome à la fois dans le piège. Si un deuxième atome essaie d'entrer dans le piège, on a très rapidement une collision inélastique assistée par la lumière des faisceaux de mélasse et l'énergie cinétique libérée est bien plus élevée que la profondeur du piège, menant ainsi à la perte des deux atomes. Le taux de collisions inélastiques étant inversement proportionnel au volume du piège, il faut, pour atteindre le blocage collisionnel, avoir un piège de dimension très réduite. N. Schlosser a démontré dans sa thèse [60] qu'il est nécessaire d'avoir un piège ayant un col d'environ $1 \mu\text{m}$.

Cette condition est bien vérifiée sur notre piège (cf. paragraphe suivant) et il existe alors plusieurs régimes en fonction du taux de chargement du piège :

- lorsque le taux de chargement est faible (c'est-à-dire faible devant les taux de pertes à un et deux corps), on est en régime de *faible chargement*. La majorité du temps, le piège est vide et de temps en temps un atome entre à l'intérieur ;
- lorsqu'il est élevé (c'est-à-dire grand devant le taux de collisions à deux corps), on peut avoir plus d'un atome dans le piège : c'est le régime de *fort chargement* ;
- enfin, pour un taux de chargement intermédiaire, on est dans le régime de *blocage collisionnel*. Ce dernier n'existe que si le taux de pertes à deux corps est supérieur au taux de pertes à un corps. On a alors soit aucun, soit un seul atome dans le piège et en moyenne, le piège est rempli 50 % du temps. Dans ce régime, plus le taux de chargement est élevé, plus la durée de vie d'un atome sera faible.

En pratique, nos expériences en régime de blocage collisionnel sont réalisées en chargeant le piège à partir d'une mélasse optique. Lorsque nous souhaitons nous placer en régime de fort chargement, nous le chargeons à partir d'un Piège Magnéto-Optique (PMO). Les expériences décrites dans ce manuscrit ont toutes été réalisées en régime de blocage collisionnel.

I.2 Dispositif expérimental

I.2.1 Le *MI*croscope de *Grande OU*verture et la mélasse optique

L'objectif « MiGOu » que nous utilisons pour créer notre piège dipolaire à 810 nm a été fabriqué à l'Institut d'Optique et est décrit en détail dans les thèses de Karine Vigneron [59] et N. Schlosser [60]. Son ouverture numérique vaut $\text{ON} = 0,7$, c'est-à-dire que l'angle de collection est de 90° . La lentille de collection couvre 15 % des 4π sr d'angle solide. Il est constitué de 9 lentilles de manière à limiter les aberrations, et permet ainsi de créer une tache limitée par la diffraction de rayon $R = 1,22 \frac{\lambda}{2\text{ON}} = 0,7 \mu\text{m}$ à une longueur d'onde $\lambda = 810 \text{ nm}$. Cet objectif est placé dans une enceinte à vide où une pompe ionique et un sublimateur de titane maintiennent une pression d'environ 2×10^{-9} mbar. La distance de travail de l'objectif est de 1 cm, ce qui laisse une place suffisante pour les faisceaux de la mélasse optique. L'objectif est aussi limité par la diffraction à 780 nm, ce qui nous permet de collecter la fluorescence de l'atome induite par les faisceaux de la mélasse optique avec une excellente résolution.

Le système nous permettant de créer le piège dipolaire est décrit sur la figure I.3.

Le faisceau piège est issu d'une diode laser sur réseau à 810 nm couplée dans une fibre optique monomode APC (*Angled Physical Contact* : fibre dont l'extrémité est taillée avec un angle afin d'éviter les réflexions parasites) à maintien de polarisation. Le faisceau issu de la fibre nue est collimaté par un objectif de microscope Nacet. Nous utilisons ce dispositif plutôt qu'un simple collimateur de fibre car il permet de régler finement la convergence du faisceau avant qu'il n'atteigne MiGOu en modifiant la distance fibre/objectif de microscope. On peut ainsi optimiser finement l'alignement du piège. Pour toutes les expériences décrites dans ce manuscrit, la polarisation du piège est verticale : on utilise une lame demi-onde pour orienter correctement la polarisation du faisceau.

Nous décrivons dans ce manuscrit des expériences dans lesquelles nous faisons interagir deux atomes de Rydberg proches l'un de l'autre (séparation de quelques μm). Comme le montre la figure I.3, il est très simple de créer deux pièges : il suffit d'envoyer deux faisceaux formant un faible angle entre eux pour obtenir deux pièges dans le plan focal de MiGOu. Le deuxième piège est formé de la même façon que le premier. Ces deux faisceaux sont mélangés sur un cube séparateur 50/50. Dans la chambre à vide, deux bobines sont

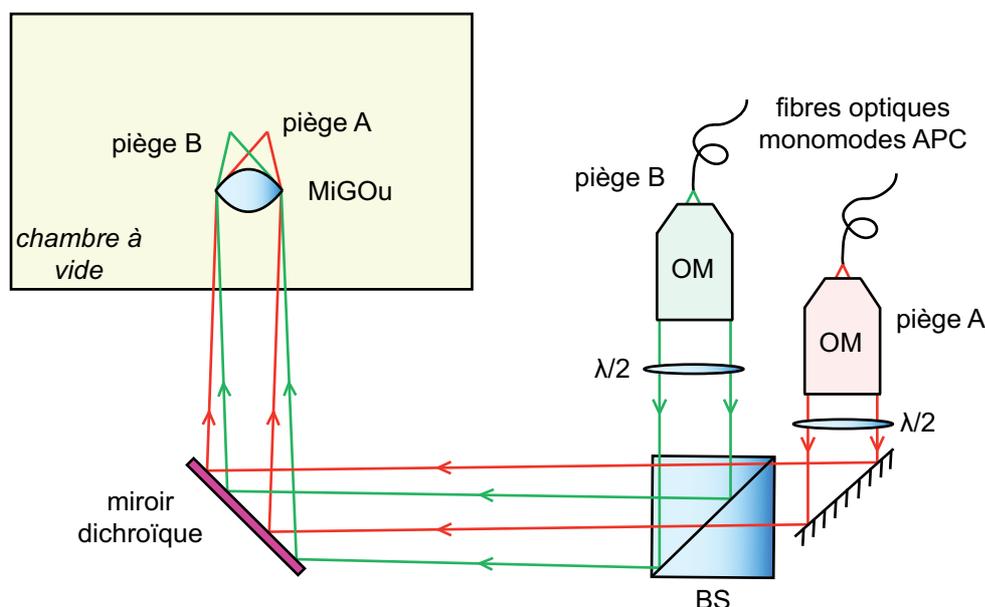


FIGURE I.3 – **Comment créer les deux pièges à 810 nm.** BS = Beam Splitter (cube non-polarisant), OM = Objectif de Microscope. Le miroir dichroïque transmet à 780 nm et réfléchit à 810 nm, ce qui permet de récupérer la fluorescence des atomes selon un chemin optique différent de celui des pièges.

solidaires de la monture de l'objectif MiGOu, et sont utilisées pour créer un gradient de champ magnétique nécessaire à la création d'un PMO (configuration anti-Helmholtz), ou pour créer un champ de biais vertical définissant l'axe de quantification et levant la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman (configuration Helmholtz). Ces bobines sont refroidies par un flux d'air continu. Nous décrivons dans cette thèse des expériences effectuées avec des atomes excités dans des états de Rydberg. Habituellement, les atomes de Rydberg sont détectés par ionisation à l'aide d'un fort champ électrique, puis détection à l'aide

d'un détecteur de particules chargées. Notre dispositif ne comporte cependant aucun de ces deux éléments. Nous verrons dans le chapitre III comment nous avons contourné ce problème.

Autour de la chambre à vide

Trois paires de bobines situées à l'extérieur de l'enceinte permettent de compenser le champ magnétique résiduel au niveau de l'atome. Nous disposons également d'une paire de bobines nous permettant de créer un champ de biais horizontal. Précisons également que la chambre à vide est située sur un marbre, et que d'une manière générale, les systèmes laser sont situés sur des tables optiques indépendantes. Les faisceaux sont amenés à la chambre à vide par des fibres optiques à maintien de polarisation.

La mélasse optique

Le piège est chargé par une mélasse optique constituée par 3 faisceaux rétro réfléchis polarisés circulairement. À cause de la présence de l'objectif, les deux faisceaux horizontaux ne peuvent pas être perpendiculaires, et forment donc un angle d'environ 20° . Ces faisceaux travaillent sur la transition D2 ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$) du ^{87}Rb à 780 nm, et plus précisément sur la transition fermée $|f = 2\rangle \rightarrow |f' = 3\rangle$ (cf. annexe A). À chacun des faisceaux de refroidissement est associé un faisceau repompeur accordé sur la transition $|f = 1\rangle \rightarrow |f' = 2\rangle$.

Les faisceaux de refroidissement sont issus d'une diode en cavité étendue commerciale (Toptica DL100) asservie par absorption saturée sur la transition $|f = 2\rangle \rightarrow |f' = 1, 3\rangle$ (*cross-over* 1/3). Le faisceau est désaccordé de $5\Gamma \approx 30$ MHz vers le rouge de la transition fermée $|f = 2\rangle \rightarrow |f' = 3\rangle$ à l'aide d'un modulateur acousto-optique (AOM : *Acousto-Optic Modulator*) qui sert également à éteindre et allumer les faisceaux (temps typique d'allumage/extinction : 300 ns). Nous disposons en outre d'obturateurs mécaniques utilisés pour des expériences très sensibles à la lumière parasite (temps typique d'allumage/extinction : 1 ms). Le faisceau repompeur est également issu d'une diode en cavité étendue asservie par absorption saturée sur le *cross-over* $|f = 1\rangle \rightarrow |f' = 1, 2\rangle$. Il est amené à résonance de la transition $|f = 1\rangle \rightarrow |f' = 2\rangle$ par un AOM. Chacun des 6 faisceaux de la mélasse a un col de 1,8 mm et une puissance typique de 3,5 mW (+300 μW de repompeur).

Notre système d'imagerie ne nous permet pas d'accéder aux caractéristiques de la mélasse optique : nous ne connaissons ni sa température, ni sa densité, ni son volume, ni son nombre d'atomes. La mélasse est simplement optimisée de façon à avoir un taux de chargement suffisant du piège dipolaire.

Source d'atomes

La mélasse optique est chargée à partir d'un jet de rubidium ralenti. Les atomes sont issus d'un four contenant un mélange isotopique $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ chauffé à environ 160°C et sont collimatés par des capillaires. Ce four est situé dans une chambre pompée par une pompe primaire et une pompe turbomoléculaire où règne une pression d'environ 5×10^{-7} mbar.

Un pompage différentiel assure la non-contamination de la partie ultra-vide contenant MiGOu.

Le jet atomique est ralenti par un faisceau laser issu d'une diode laser à 780 nm accordée sur la transition D2 $|5S_{1/2}, f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$ du ^{87}Rb . Lui est associée un faisceau repompeur accordé sur la transition $|5S_{1/2}, f = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$. Ces faisceaux peuvent être éteints à l'aide d'obturateurs mécaniques. Nous utilisons typiquement une puissance de 3,5 mW (+600 μW de repompeur). Les atomes ont une vitesse initiale d'environ 300 m s^{-1} et sont ralentis jusqu'à une vitesse quasi-nulle sur une distance d'environ 1 m. Pour compenser l'effet Doppler, nous balayons la fréquence des deux diodes sur plusieurs GHz toutes les 5 ms en agissant sur leurs courants. Ce dispositif est moins efficace qu'un ralentisseur Zeeman, mais possède néanmoins une efficacité largement suffisante pour charger le piège.

Notons enfin que le jet de Rubidium n'est pas dirigé exactement dans la direction de la mélasse, mais légèrement au-dessus (quelques mm). La diffusion transverse du jet assure le chargement de la mélasse optique. Ceci permet, lorsque les faisceaux ralentisseurs sont coupés, d'augmenter légèrement la durée de vie des atomes uniques.

I.2.2 Système d'imagerie

Description du système : coupler la fluorescence d'un atome dans une fibre monomode

Le dispositif décrit jusqu'à présent permet de piéger des atomes un par un : encore faut-il voir ces atomes pour juger de sa fiabilité. À cette fin, nous utilisons notre objectif MiGOu pour collecter la fluorescence de l'atome et l'envoyer vers des détecteurs, en filtrant la lumière de fluorescence via une fibre optique monomode. En effet, comme nous l'avions dit précédemment, MiGOu est aussi limité par la diffraction à 780 nm, ce qui signifie que la fluorescence collectée par l'objectif sort de la chambre à vide dans un mode spatial bien défini, et l'on peut donc *a priori* coupler cette lumière dans une fibre monomode. Le système est décrit en détail sur la figure I.4. La fluorescence des deux atomes est tout d'abord transmise par la lame dichroïque, puis collimatée à l'aide d'un doublet de focale $f=250$ mm. Ensuite, un télescope 1 : 1,5 permet de former une image intermédiaire des deux atomes pour séparer leur fluorescence (point C)², et d'augmenter la taille du mode. Enfin, deux coupleurs commerciaux (Thorlabs F220FC-B) focalisent la lumière dans des fibres optiques monomodes PC. La taille du mode entrant dans ces coupleurs correspond bien à leur ouverture numérique. À la sortie des fibres, la lumière de chaque atome est envoyée sur une APD (*Avalanche PhotoDiode* : photodiode à avalanche). Un filtre interférentiel est placé sur le chemin optique pour supprimer la lumière parasite à 810 nm qui a pu se coupler dans la fibre.

Nous pouvons aussi utiliser un miroir à bascule situé au point B pour envoyer la fluorescence vers une caméra CCD (*Charge-Coupled Device*). Le schéma optique en espace libre n'est pas représenté sur la figure I.4, mais est décrit dans les thèses [60, 61, 62]. Nous

2. Remarquons que l'on ne peut pas utiliser l'image intermédiaire au point A pour séparer la fluorescence des deux atomes car ceci impliquerait l'installation d'optiques dans le chemin des pièges dipolaires.

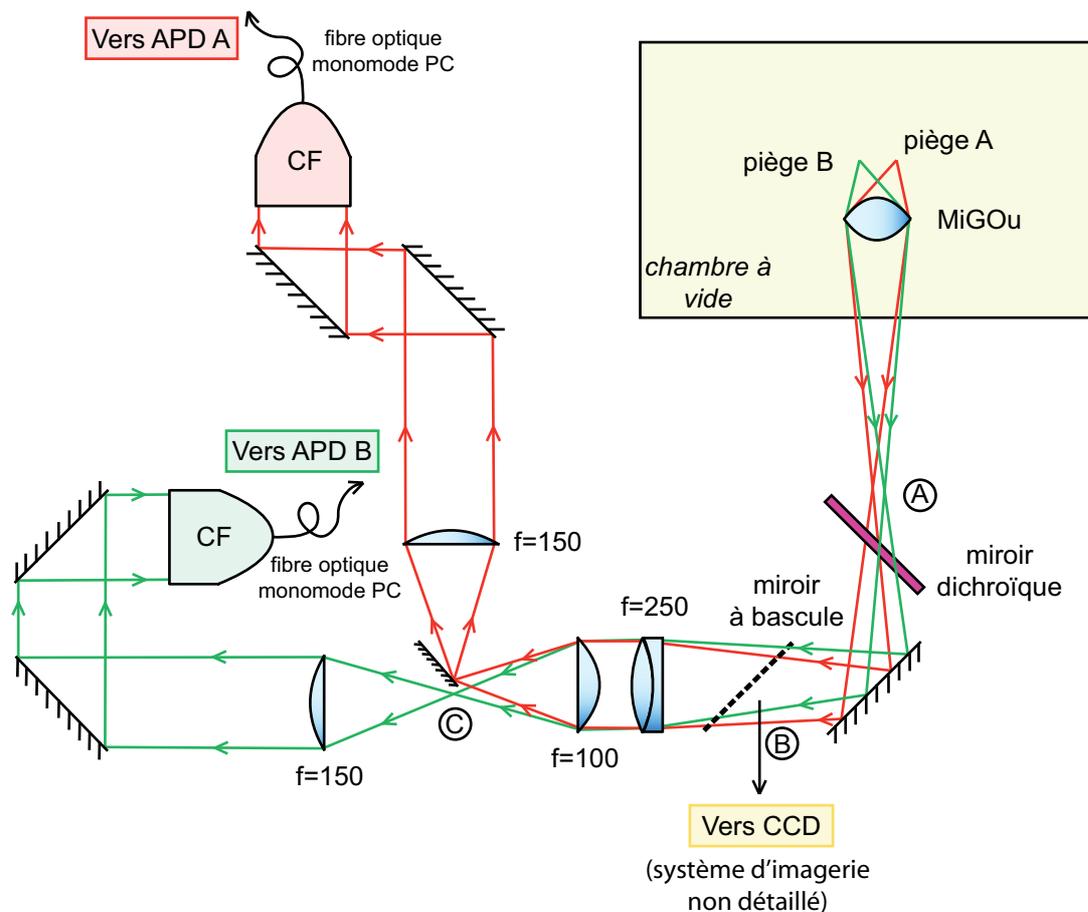


FIGURE I.4 – *Comment imager les deux pièges à 780 nm.* CF = Coupleur de Fibre. Les longueurs focales des lentilles sont données en mm. Un miroir coupé placé au point C permet de séparer la fluorescence des deux atomes. Un verre de champ (doublet $f=200$ mm, non représenté) est placé après la lame dichroïque afin de rabattre les faisceaux et de collecter plus de lumière lorsqu'on observe le PMO sur la caméra CCD.

avons mesuré son grandissement de manière précise : 1 pixel sur la caméra représente $1,2 \mu\text{m}$ au niveau du piège. Cette mesure du grandissement est décrite dans l'annexe B.

Décrivons succinctement la procédure qui nous a permis de coupler la fluorescence d'un atome dans une fibre optique monomode. Nous avons tout d'abord localisé le point de focalisation A. Pour cela on observe le PMO sur la caméra CCD. Il faut être certain qu'on regarde bien la lumière issue du « plan » contenant le piège. On place ensuite un diaphragme au point A. S'il est exactement au point A, ses contours paraîtront net, sinon, ils paraîtront flous. Nous avons trouvé expérimentalement la position du point A avec une précision de 1 cm (ce qui correspond à une précision de $2 \mu\text{m}$ dans le plan focal). On sait alors comment placer le reste des optiques de manière à conjuguer l'image intermédiaire située en A au niveau de la fibre monomode³. Ensuite, on utilise un faisceau laser à

3. Pour vérifier que les optiques étaient bien placées, nous avons envoyé un faisceau laser à 780 nm

780 nm aligné sur le piège dipolaire mais se propageant dans le sens inverse de celui du piège. On couple ce faisceau dans la fibre optique monomode de l'imagerie, ce qui garantit *a priori* le couplage de la fluorescence de l'atome dans cette fibre. On peut finalement optimiser le positionnement des différentes optiques pour maximiser le nombre de coups de fluorescence détectés.

Voir les atomes uniques

Sur la figure I.5, on peut voir les signaux de fluorescence observés quotidiennement. L'image obtenue sur la caméra CCD nous permet de placer les deux pièges avec précision. Sa faible résolution temporelle n'en fait cependant pas un bon outil pour nos expériences : on utilise donc plutôt le signal de l'APD. Sur le signal issu de cette dernière, on observe clairement la présence de deux niveaux de lumière : l'un correspond aux coups d'obscurité du détecteur, et l'autre à la fluorescence d'un atome. Le fait que les plateaux aient la même hauteur nous assure de la présence d'atomes uniques [69, 70, 71, 72]. Nous sommes donc bien en régime de blocage collisionnel [69]. Discutons rapidement l'allure du signal de

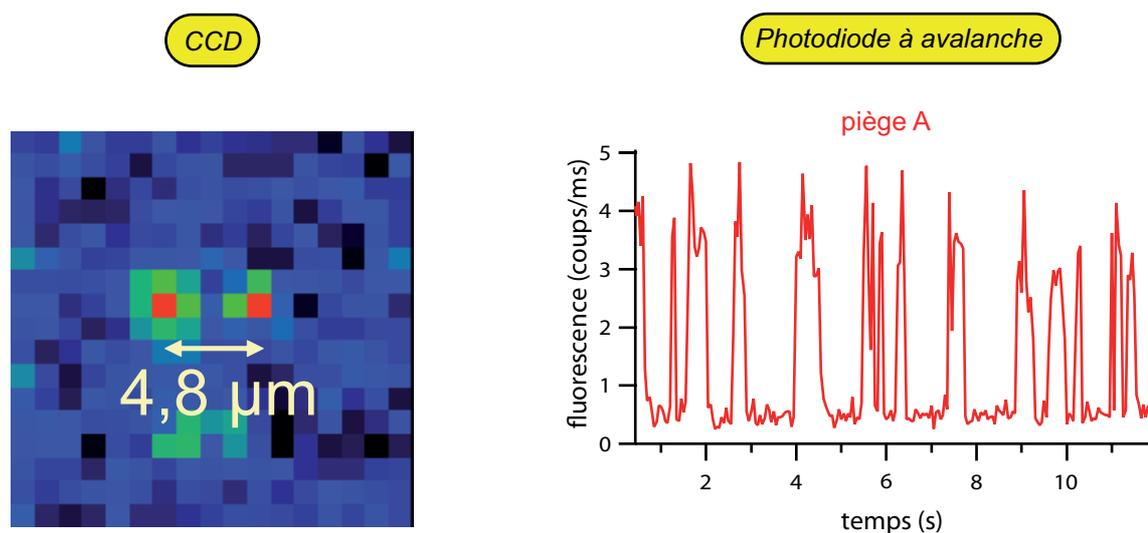


FIGURE I.5 – **Voir les atomes uniques.** Sur la caméra CCD, on voit une image en fausses couleurs des deux atomes séparés de $4,8 \mu\text{m}$ (temps de pose : 200 ms). Pour les photodiodes à avalanche, le temps d'intégration est de 50 ms.

l'APD. On voit que le taux de comptage vaut environ 3,5 coups/ms. Sachant que le temps d'intégration est de 50 ms, on collecte donc 175 photons par « boîte », et le bruit de photon associé est de $\sqrt{175} \approx 13$ photons. Les fluctuations de hauteur des plateaux ne sont donc pas simplement dues au bruit de photon. Nous les attribuons à des fluctuations locales de l'intensité des faisceaux de mélasse et à des événements pour lesquels un atome reste dans le piège pendant un temps inférieur au temps d'intégration de l'APD. On peut cependant fixer un seuil de comptage au-dessus duquel on peut dire qu'un atome est présent (par exemple 2 coups/ms ici).

dans la fibre optique, selon le chemin optique inverse. Ce faisceau se focalisait bien au point A.

En observant la fluorescence de l'atome pendant 10 ms, on collecte environ (40 ± 6) photons si l'atome est présent. 10 ms de collection de la lumière issue de la région de piégeage suffisent donc à dire si un atome est présent ou absent avec une probabilité de 99 % [61]. Notons qu'il est cependant préférable de sous-estimer légèrement le seuil car la fluorescence de l'atome a tendance à fluctuer contrairement à la lumière de fond.

Performance du nouveau système d'imagerie

Le système d'imagerie qui était utilisé sur l'expérience avant cette thèse était réalisé entièrement en espace libre. Il permettait de collecter environ $\eta_{\text{espace libre}} = 1\%$ des photons émis par l'atome sur l'APD [61, 62]. Par rapport à ce dernier, l'efficacité de collection de notre nouveau système fibré est

$$\frac{\eta_{\text{fibre}}}{\eta_{\text{espace libre}}} \approx 60\% , \quad (\text{I.16})$$

ce qui est donc moins bon que l'ancien système. Cependant, le filtrage spatial est bien meilleur, et l'on n'observe quasiment pas de lumière parasite sur les signaux (le fond est majoritairement dû aux coups d'obscurité des APD). Ceci n'était pas le cas du système en espace libre pour lequel on avait plusieurs milliers de coups/s de lumière parasite, avec des fluctuations importantes. Il est donc maintenant bien plus aisé de fixer un seuil de présence de l'atome.

I.2.3 Acquisition des données

Système d'acquisition

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, nous pouvons collecter la fluorescence des atomes sur une caméra CCD ou sur des APD. La caméra CCD nous sert uniquement lors des procédures d'alignement. Pour les expériences, nous utilisons exclusivement les signaux issus des APD. Chacune d'entre elles génère, pour un photon reçu, une impulsion TTL (*Transistor-Transistor Logic*) de 50 ns avec un temps mort de 50 ns. Le signal des APD est envoyé vers un ordinateur via une carte d'acquisition (National Instruments PCI 6713). Cette carte possède deux compteurs, ce qui nous permet d'observer indépendamment la fluorescence des deux atomes. Leur résolution temporelle peut descendre jusqu'à 2 μs (nous utilisons typiquement une résolution de 250 μs). La carte est pilotée par une interface programmée sous Igor Pro.

La carte possède en outre huit sorties digitales (résolution temporelle : 1 ms après passage dans un registre de synchronisation, *buffer*) et huit sorties analogiques (résolution temporelle : 2 μs). Une de ces sorties analogiques génère un signal d'horloge permettant de synchroniser entre elles les sorties digitales et analogiques. Ces sorties sont reliées aux différents dispositifs électroniques de l'expérience pour allumer/éteindre des faisceaux, commuter des champs magnétiques, etc. Lorsque nous souhaitons générer des signaux très courts ($< 2 \mu\text{s}$), nous utilisons des générateurs d'impulsions (TTI modèle TGP110) déclenchés par la carte d'acquisition. Enfin, certains dispositifs électroniques sont reliés à l'ordinateur par GPIB. On améliore ainsi l'automatisme des expériences.

Séquence typiquement réalisée

Nous avons vu au paragraphe I.2.2 que nous pouvons fixer un seuil de présence de l'atome dans le piège. La plupart de nos expériences ont été réalisées en utilisant la séquence représentée sur la figure I.6, qui est déclenchée par la présence de l'atome (ou des deux atomes) dans le piège (ou les deux pièges). Pendant son chargement, le piège

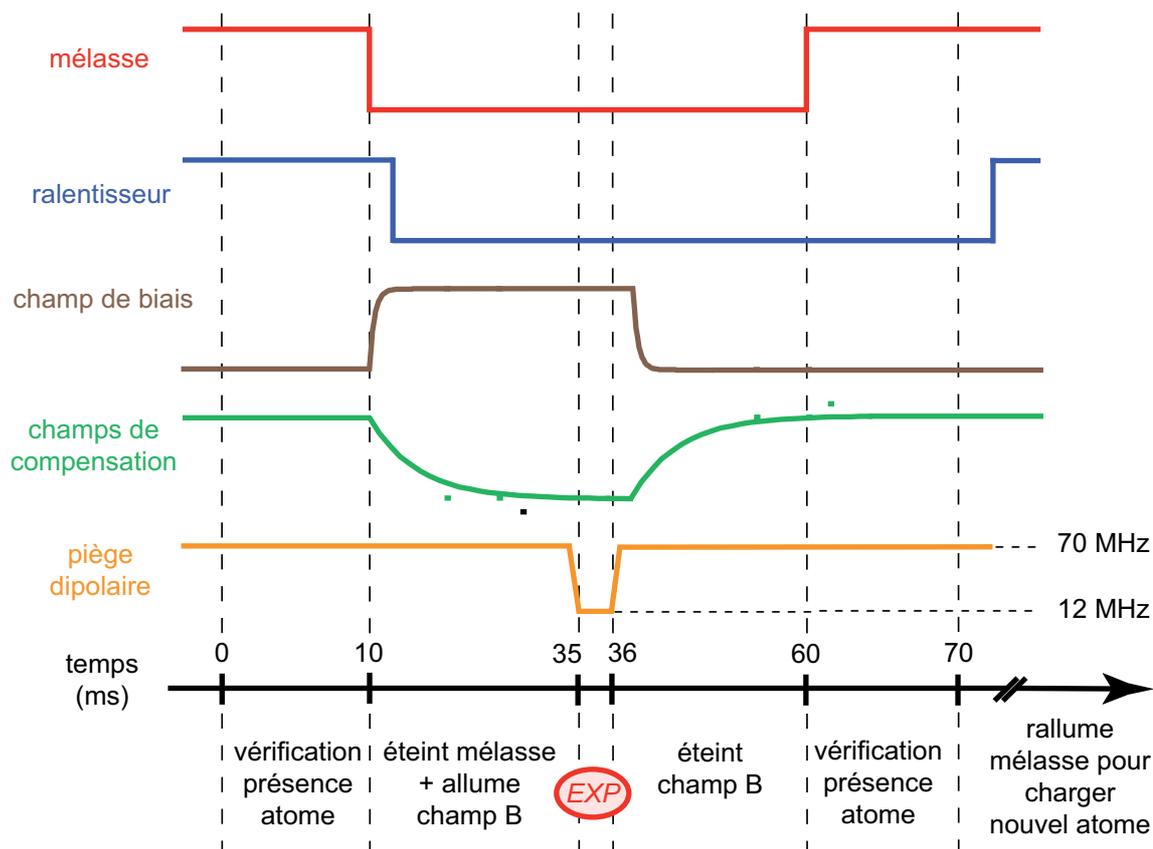


FIGURE I.6 – *Séquence typiquement utilisée pour les expériences décrites dans ce manuscrit.* Les champs de compensation sont commutés de la valeur optimale pour le chargement du piège à la valeur qui compense le champ magnétique résiduel. L'expérience est en général réalisée dans une fenêtre de 1 ms.

a en général une profondeur de 70 MHz. On commence par vérifier si l'atome est bien là en collectant sa fluorescence pendant 10 ms. On éteint alors les faisceaux de mélasse et du ralentisseur, ce qui détruit la mélasse qui était encore présente autour de l'atome : on se retrouve donc avec l'atome seul dans la pince optique. On allume alors le champ de biais vertical (-9 G) qui définit l'axe de quantification, et on commute les champs de compensation vers la valeur qui compense le champ résiduel. L'atome voit alors un champ de quantification bien vertical. On baisse ensuite la profondeur du piège, typiquement à 12 MHz, afin que les déplacements lumineux des niveaux d'énergie de l'atome soient moins importants (l'atome est aussi refroidi adiabatiquement). On réalise à ce moment

l'expérience proprement dite (par exemple une rotation Raman ou une excitation vers un état de Rydberg). On commute alors à nouveau les champs magnétiques et on vérifie finalement si l'atome est toujours là.

Chaque expérience est en général répétée 100 fois afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit. Avec le taux de chargement typique du piège, il faut 30 s à 2 min (dépendant du taux de recapture) pour réaliser 100 expériences.

I.3 Quatre expériences de caractérisation du piège et de l'état de l'atome

Décrivons à présent quatre expériences permettant de caractériser notre piège à atomes uniques. Le principe de ces expériences a été défini lors des thèses effectuées précédemment sur ce dispositif expérimental : elles sont maintenant bien maîtrisées. Cependant, comme nous avons déménagé l'expérience du site d'Orsay au site de Palaiseau, nous avons tenu à les refaire pour vérifier que le piège fonctionnait correctement.

I.3.1 Première expérience : durée de vie de l'atome

Une première expérience consiste à savoir combien de temps l'atome peut rester dans le piège. Pour cela, on réalise l'expérience simple suivante :

- on attend qu'un atome entre dans le piège ;
- on éteint la mélasse ;
- on laisse l'atome seul dans le piège un certain temps ;
- enfin, on vérifie si l'atome est toujours là après ce laps de temps passé seul dans le piège.

Pour chaque durée, on répète la séquence 100 fois. La figure I.7 montre le résultat de cette expérience pour un piège d'une profondeur $U_0 = 65$ MHz (soit 3,1 mK). On voit que la durée de vie de l'atome est d'environ 1 s.

La fonction utilisée pour ajuster cette courbe est décrite dans la référence [62] (p. 95–97). Elle suppose la présence de deux mécanismes limitant la durée de vie de l'atome : les collisions avec les molécules du gaz résiduel (pression dans l'enceinte à vide : 2×10^{-9} mbar) et le chauffage de l'atome. Comme les deux mécanismes sont indépendants, on peut écrire la probabilité de présence de l'atome dans le piège en fonction du temps d'attente sous la forme

$$P(t) = e^{-t/\tau} \times f(t) , \quad (\text{I.17})$$

où la décroissance exponentielle avec un temps caractéristique τ est due aux collisions avec les molécules résiduelles. La fonction f , qui décrit le chauffage de l'atome, suppose un piège harmonique de profondeur U_0 et un taux de chauffage linéaire α . Elle s'écrit

$$f(t) = 1 - \left(1 + \frac{U_0}{k_B(T + \alpha t)} + \frac{U_0^2}{k_B^2(T + \alpha t)^2} \right) e^{-\frac{U_0}{k_B(T + \alpha t)}} , \quad (\text{I.18})$$

où T est la « température » de l'atome (décrite dans la section suivante). Nous avons ajusté nos données avec cette fonction ; les seuls paramètres libres sont le taux de chauffage

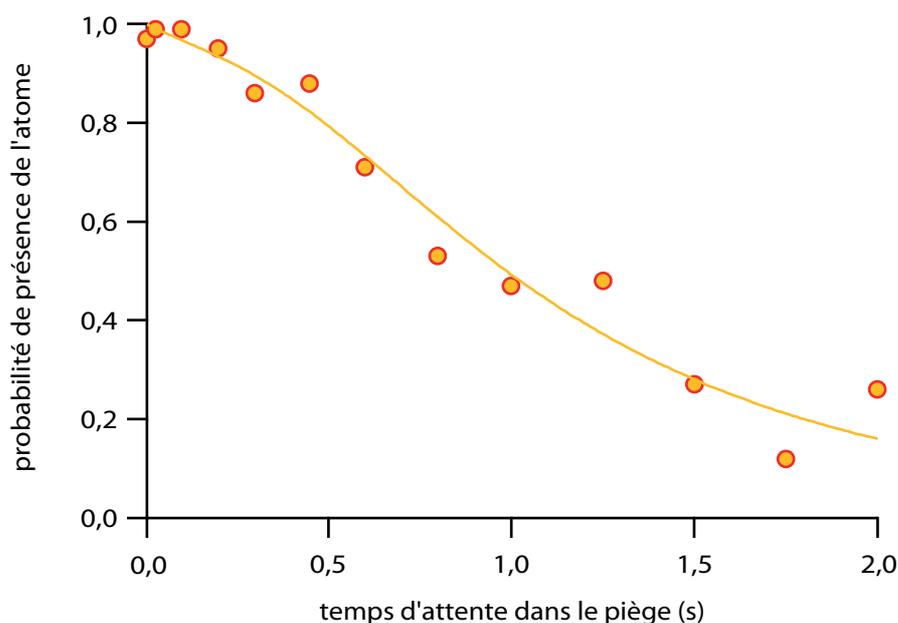


FIGURE I.7 – *Mesure de la durée de vie de l'atome dans un piège de profondeur 65 MHz.* Chaque point est la moyenne de 100 expériences. Le modèle utilisé pour l'ajustement est discuté dans le texte.

α et la durée τ (on a fixé $U_0 = 3,1$ mK et $T = 165$ μ K). L'ajustement donne $\alpha = (0,90 \pm 0,04)$ mK/s et $\tau = (3,1 \pm 1,5)$ s.

Le chauffage peut avoir plusieurs causes. On peut en premier lieu penser à la diffusion hors-résonance de photons du piège dipolaire [67]. Le taux de chauffage théorique associé vaut 0,1 mK/s [62, 63, 67], valeur bien plus faible que celle mesurée. Il peut également y avoir d'autres mécanismes de chauffage dus aux fluctuations de puissance ou de pointé du piège, mais leur contribution est également négligeable [63]. L'hypothèse la plus plausible pour expliquer le fort taux de chauffage mesuré semble être la présence de lumière résonnante parasite, par exemple issue de la diffusion de fuites des faisceaux de la mélasse optique par les montures de MiGOu.

La durée de vie de l'atome dans le piège est relativement petite (par rapport à un piège à particules chargées par exemple). Cependant, nos expériences durent en général 70 ms. Après une telle durée, le modèle simple avec lequel nous avons ajusté la courbe nous donne une probabilité de 98 % de recapturer l'atome, ce qui est amplement suffisant pour nos expériences.

I.3.2 Deuxième expérience : « température » de l'atome

Parler de température pour un atome unique peut sembler incongru. Chaque atome chargé dans la pince optique a une énergie donnée, mais cette énergie peut varier d'un atome à l'autre. Cependant, si on regarde la distribution d'énergie formée par les atomes uniques piégés successivement, on se rend compte qu'il s'agit d'une distribution thermique

(distribution de Boltzmann) [73]. Par mesure de la « température de l'atome », nous entendons donc une mesure de l'énergie moyenne de cette distribution.

Pour mesurer cette température nous utilisons une méthode de lâcher/recapture : une fois un atome piégé, on coupe le piège pendant un temps variable (de l'ordre de la μs) puis on le rallume. Pendant cette coupure, un atome « chaud » pourra quitter la région de piégeage plus facilement qu'un atome « froid ». La figure I.8 montre une réalisation expérimentale de cette mesure. On utilise ici la séquence décrite à la page 29. Une fois la profondeur du piège baissée à 12 MHz, on coupe celui-ci pendant un temps variable. On vérifie ensuite si l'atome est toujours présent après la coupure. Pour chaque durée de coupure, les probabilités de recapture sont mesurées en moyennant le résultat de 200 expériences.

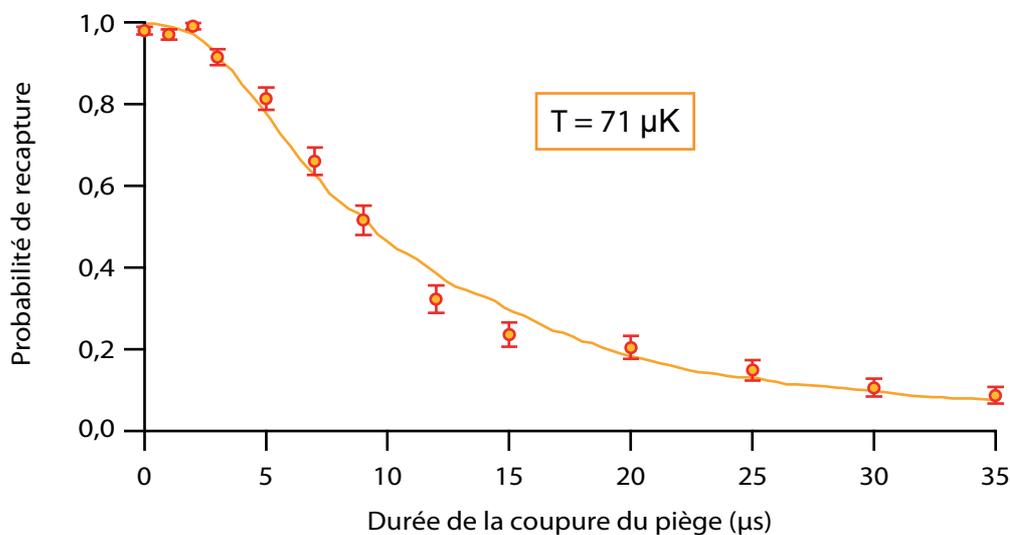


FIGURE I.8 – *Mesure de la température de l'atome dans un piège de profondeur 12 MHz (soit 0,58 mK). Chaque point est la moyenne de 200 expériences. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude statistique pour une distribution binômiale.*

En comparant les données à une simulation Monte-Carlo [73], on peut extraire la température de l'atome. Ici, pour un piège d'une profondeur de 12 MHz (*i. e.* 0,58 mK), on trouve une température de $(71 \pm 5) \mu\text{K}$ (la barre d'erreur est due à l'ajustement « à l'œil » par le résultat de la simulation Monte-Carlo). Cette valeur est comparable aux températures mesurées dans d'autres pièges dipolaires [53, 67, 70, 71].

Nous avons aussi répété cette expérience pour une profondeur du piège de 70 MHz. On trouve alors une température de $210 \mu\text{K}$. Ce résultat est compatible avec un refroidissement adiabatique lors de la baisse de la profondeur du piège, qui devrait en principe amener la température de l'atome à $79 \mu\text{K}$ ⁴. Quand le piège est baissé, la température, c'est-à-dire l'énergie moyenne de l'atome, est donc environ dix fois plus petite que la profondeur du piège. L'atome n'explore donc que le fond de celui-ci et l'approximation

4. Lors d'un refroidissement adiabatique, la température varie comme la racine de la profondeur du piège $T \propto \sqrt{U}$.

harmonique est bien vérifiée. Il est donc légitime d'essayer de mesurer les fréquences d'oscillation de notre piège.

I.3.3 Troisième expérience : fréquence d'oscillation radiale du piège

Généralement, on mesure la fréquence d'oscillation d'un piège harmonique (contenant un ou plusieurs atomes) en modulant sa profondeur et en mesurant la probabilité de perte des atomes en fonction de la fréquence de cette modulation : lorsque cette fréquence est proche de la fréquence d'oscillation du piège, les atomes sont chauffés et éjectés du piège. G.-O. Reymond a montré au cours de sa thèse [61] qu'il existe une manière plus précise pour nous de mesurer cette fréquence, en utilisant des atomes uniques. Cette méthode s'inspire de la référence [74].

La séquence appliquée à l'atome est exactement la même que pour une mesure de température mais on réalise deux coupures du piège (2 μ s et 4 μ s), séparées par un délai variable. On peut comprendre l'action de cette séquence intuitivement, en considérant un modèle classique : chaque atome est vu comme une « bille » qui oscille au fond du piège.

La première coupure (assez courte pour ne pas avoir une probabilité trop grande de perdre l'atome, environ 10 % de pertes) « remet en phase » le mouvement des atomes :

- si l'atome était au maximum d'amplitude de son mouvement au moment de la coupure (et donc avait une vitesse faible), cette coupure ne perturbe quasiment pas son mouvement ;
- si l'atome était au fond du piège (et donc avait une vitesse importante), il se retrouve au bord du piège après la coupure.

Dans les deux cas, après cette première coupure, l'atome se retrouve au maximum d'amplitude de son mouvement : les atomes sont en phase.

On applique alors une seconde coupure après un délai variable. Au moment de cette seconde coupure, l'atome sera soit au fond du piège (sa vitesse est alors élevée et on a une grande probabilité de le perdre), soit au bord du piège (sa vitesse est alors faible et on a une faible probabilité de le perdre). On s'attend donc à avoir une probabilité de recapture oscillant avec une fréquence *double* de la fréquence d'oscillation du piège (à cause de la symétrie du mouvement des atomes).

On voit sur la figure I.9 une réalisation expérimentale de cette séquence pour un piège d'une profondeur de 24 MHz. On observe bien les oscillations attendues. L'amortissement est ici dû à l'anharmonicité du potentiel de piégeage. En effet, après la première coupure, certains atomes oscillent avec une amplitude assez grande pour explorer les régions où le potentiel n'est plus harmonique. On aurait pu réduire la durée de la première coupure pour améliorer cet amortissement, mais cela aurait diminué le contraste des oscillations.

Avec cette méthode de mesure, on a seulement accès à la fréquence d'oscillation radiale du piège. La fréquence longitudinale est trop faible pour intervenir. La fréquence d'oscillation radiale obtenue est

$$\omega_r/2\pi = (120 \pm 8) \text{ kHz} , \tag{I.19}$$

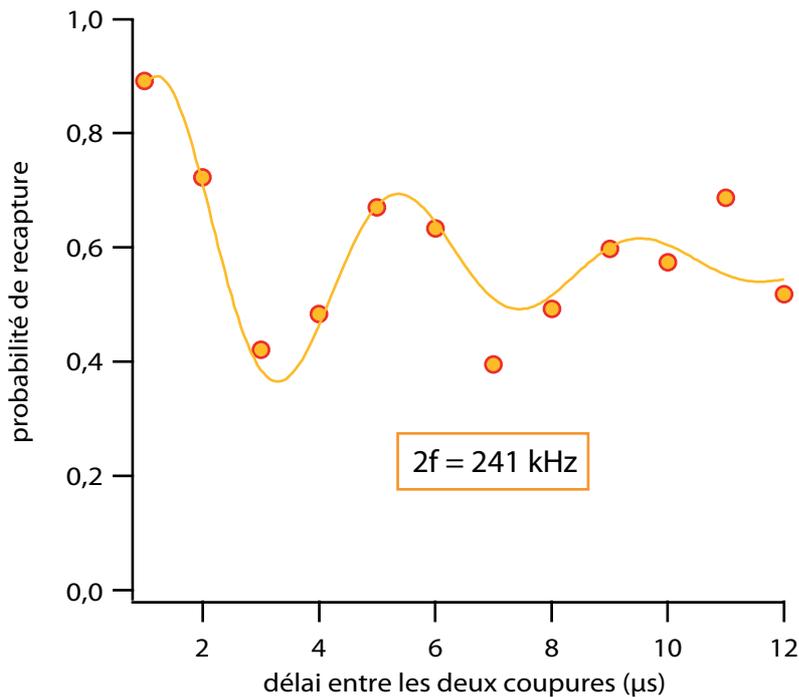


FIGURE I.9 – **Mesure de la fréquence d'oscillation radiale du piège.** La profondeur du piège est de 24 MHz. Chaque point est la moyenne de 100 expériences. L'ajustement est fait par la fonction $y_0 + A \exp(-t/\tau) \times \sin(2\pi \times 2f t)$. On obtient une fréquence d'oscillation radiale de $\omega_r = 2\pi \times 120$ kHz.

la barre d'erreur venant de l'ajustement. Dans une approche quantique, cette fréquence correspond à l'écart d'énergie entre deux états « vibrationnels » accessibles au mouvement de l'atome dans le piège harmonique. D'après la mesure de température de l'atome décrite au paragraphe précédent ($T=70$ μK, soit 1,5 MHz), l'atome occupe une dizaine d'états vibrationnels, ce qui justifie *a posteriori* notre traitement classique du mouvement de l'atome.

Notre faisceau piège est très bien approximé par un profil gaussien, il existe donc une relation entre les fréquences d'oscillation longitudinale et radiale :

$$\omega_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2}\pi w_0} \omega_r, \quad \text{avec} \quad \omega_r = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m w_0^2}} \quad (\text{I.20})$$

(U_0 est la profondeur du piège). Pour extraire ω_z , nous devons donc connaître le col du faisceau piège w_0 , que nous pouvons extraire en mesurant la profondeur du potentiel.

I.3.4 Quatrième expérience : mesure de la profondeur du piège

Notre protocole de mesure de la profondeur U_0 du piège est basé sur la mesure de la fréquence de résonance de la transition $|5S_{1/2}, f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, f' = 3, m'_f = 3\rangle$.

En effet, pour cette transition, le niveau excité n'est quasiment pas déplacé, alors que le niveau fondamental est déplacé de U_0 [62] (voir figure I.10)⁵. Pour mesurer cette fréquence de résonance, on illumine l'atome par une sonde polarisée σ^+ dont on balaie la fréquence et on regarde pour quelle fréquence l'atome émet un maximum de fluorescence. La sonde est rétrofléchée afin de ne pas chauffer excessivement l'atome [62]. Pour cette mesure, il n'y a pas de champ de biais définissant l'axe de quantification car celui-ci déplacerait aussi les niveaux par effet Zeeman : c'est donc la polarisation du piège qui fixe l'axe de quantification. On trouve donc une profondeur de $(48,2 \pm 0,5)$ MHz (barre d'erreur

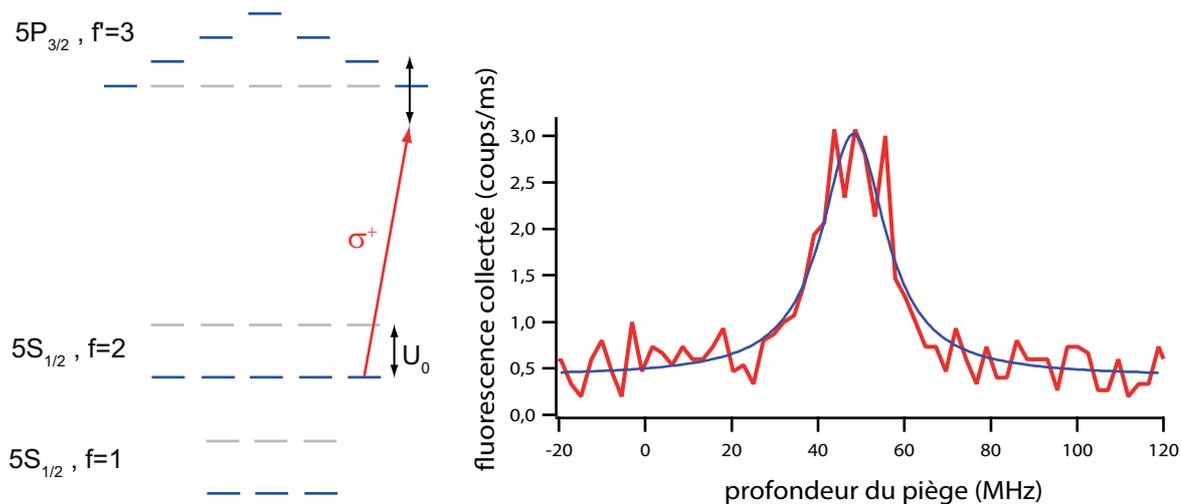


FIGURE I.10 – **Mesure de la profondeur du piège dipolaire.** On note U_0 la profondeur du piège. Le pic de fluorescence est obtenu en moyennant le résultat de 500 expériences. L'ajustement du pic de fluorescence est lorentzien.

de l'ajustement lorentzien) pour une puissance du faisceau piège de $(2 \pm 0,05)$ mW. Remarquons que la largeur du pic de fluorescence (l'ajustement donne une largeur FWHM de 18,2 MHz) est plus grande que la largeur naturelle de 6 MHz attendue et l'erreur de mesure du centre de la raie est donc augmentée. Ceci est dû en partie au chauffage de l'atome au cours de son illumination par le faisceau sonde, mais surtout à un élargissement de la raie par saturation [62]. On peut éviter ce problème en diminuant la puissance de la sonde, mais on collecte alors moins de lumière de fluorescence. La courbe de la figure I.10 représente un bon compromis.

On peut extraire la taille du faisceau piège au niveau de son col à partir de ces données :

$$w_0 = \sqrt{\frac{4|U_0|}{m\omega_r^2}} = 0,89 \mu\text{m} , \quad (\text{I.21})$$

5. Nous avons précisé au paragraphe I.1.1, page 19, qu'un atome à deux niveaux n'est piégé que s'il passe une majorité du temps dans l'état fondamental, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de faisceau laser saturant la transition. Or, si les faisceaux de la mélasse sont assez puissants pour être saturants, l'atome cycle en majorité sur la transition $|f = 2, m_f = 2\rangle \rightarrow |f' = 3, m'_f = 3\rangle$ d'après [75]. Comme l'état $|f' = 3, m'_f = 3\rangle$, n'est pas déplacé, l'atome restera bien piégé.

ainsi que la fréquence d'oscillation longitudinale (pour une profondeur de piège de 24 MHz) :

$$\omega_z = \frac{\lambda}{\sqrt{2} \pi w_0} \omega_r = 2 \pi \times 24 \text{ kHz} . \quad (\text{I.22})$$

I.4 Placer deux pièges à une distance contrôlée

Comme nous l'avons déjà dit, nous souhaitons réaliser des expériences où deux atomes séparés de quelques micromètres interagissent lorsqu'ils sont excités vers des états de Rydberg. Il faut donc être capable de placer les deux pièges l'un à côté de l'autre de manière précise. De plus, nous souhaitons que les deux pièges soient au centre du champ de MiGOu pour qu'ils aient le même profil.

I.4.1 Placer un piège au centre du champ de MiGOu en mesurant des déplacements lumineux

Commençons par décrire la méthode permettant de placer *un* piège au centre du champ de l'objectif. Celle-ci est basée sur la mesure de la profondeur du piège en fonction de sa position. En effet, lorsque le piège n'est pas exactement au centre du champ de MiGOu, sa taille augmente à cause des aberrations, et pour une puissance P donnée, sa profondeur U_0 (c'est-à-dire le déplacement lumineux) est donc plus faible :

$$U_0 \propto I = \frac{2P}{\pi w^2} . \quad (\text{I.23})$$

Nous avons donc mesuré la profondeur du piège en fonction de sa position en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe précédent. La position du piège est modifiée en déplaçant l'objectif Nacet par rapport à la fibre du piège (voir figure I.3, page 23). Pour chaque position, la puissance du faisceau piège est mesurée soigneusement de manière à la garder constante. On obtient les courbes de la figure I.11. On voit que le champ transverse de MiGOu est d'environ 10 μm . Pour la direction longitudinale, la courbe obtenue est compatible avec des calculs effectués connaissant le profil et les indices de chacune des 9 lentilles de MiGOu. On observe la présence d'un plateau pour lequel ces calculs nous disent que le piège garde un col constant mais se déplace longitudinalement. À partir des simulations et des mesures de profondeur de piège, on peut centrer ce dernier.

En conclusion, nous sommes capables de placer le piège au centre du champ de l'objectif MiGOu. C'est pour cette position que le confinement de l'atome est le meilleur et qu'on est au maximum de collection de fluorescence de l'atome car ce dernier est alors au centre de courbure de la dernière lentille de MiGOu.

I.4.2 Placement transversal et longitudinal des deux pièges

Alignement transverse

Une fois que l'un des pièges est bien aligné au centre du champ de MiGOu, il est relativement aisé d'aligner le second piège. L'alignement transversal est le plus simple. Il suffit d'observer les deux pièges sur la caméra CCD et de déplacer le second jusqu'à

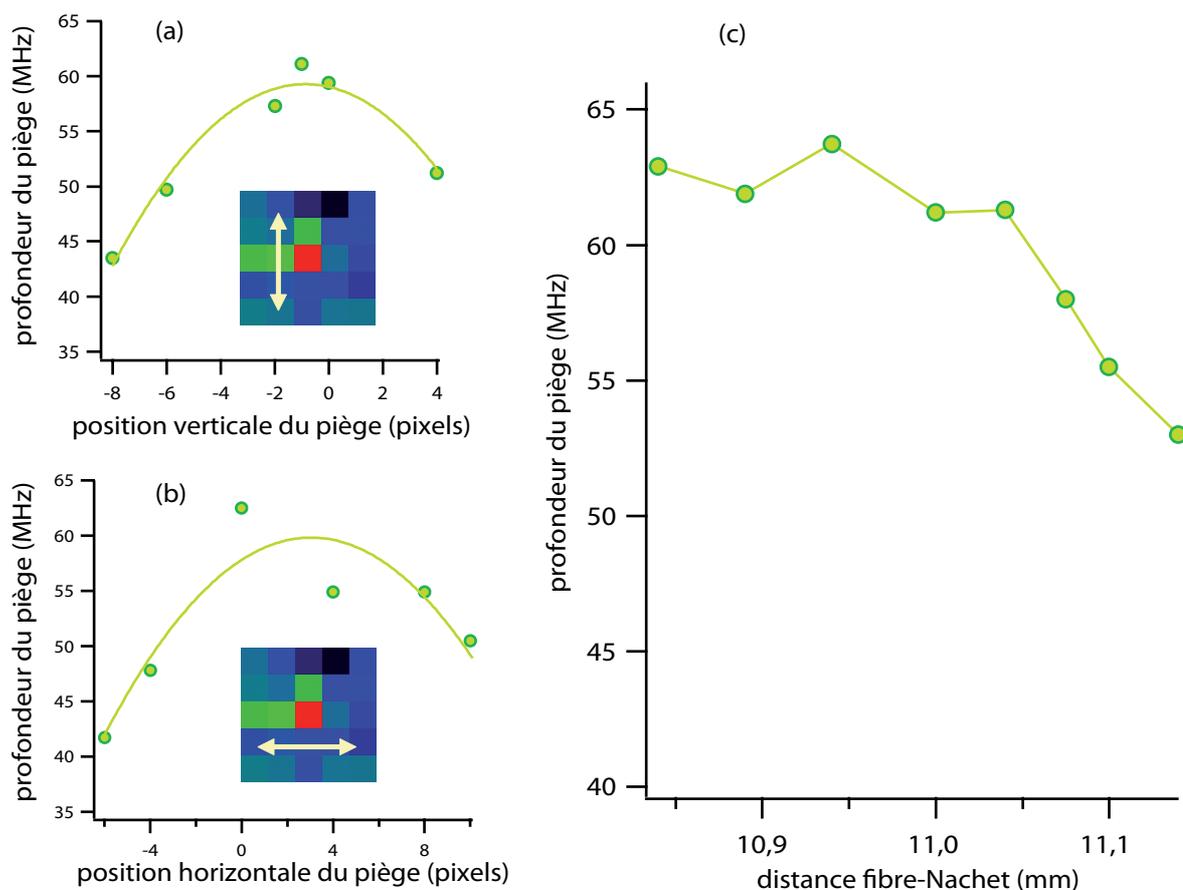


FIGURE I.11 – *Profondeur du piège dipolaire en fonction de sa position à puissance du faisceau de piégeage constante* : (a) et (b) lorsqu'on déplace le piège transversalement ; (c) lorsqu'on déplace le piège longitudinalement. Pour (a) et (b), les lignes pleines servent de guides pour l'œil.

ce qu'il soit sur le même pixel que le premier. On peut alors éloigner les deux pièges du centre et choisir leur distance relative. Sachant qu'un pixel correspond à $1,2 \mu\text{m}$, on est capable de fixer cette distance avec une précision d'environ $\pm 600 \text{ nm}$ ⁶.

Alignement longitudinal

La position longitudinale d'un piège dépend de la convergence du faisceau attaquant MiGOu (voir figure I.3, page 23). Pour le piège que nous avons préalablement aligné au centre du champ de MiGOu, le faisceau est légèrement convergent : il focalise environ 4 m après l'objectif Nachet. Pour avoir le même alignement longitudinal pour le second piège, il suffit de lui donner la même convergence qu'au premier. La figure I.12 présente les mesures de convergence des faisceaux pièges faites une fois que nous avons aligné les

6. Pour toutes nos expériences, nous avons placé les pièges en observant « à l'œil » le signal de la caméra CCD. Pour être plus précis, il aurait fallu analyser plus en détail ce signal. Ceci est important si on effectue par exemple une étude de la force du blocage dipolaire en fonction de la distance entre les deux atomes (cf. chapitre IV).

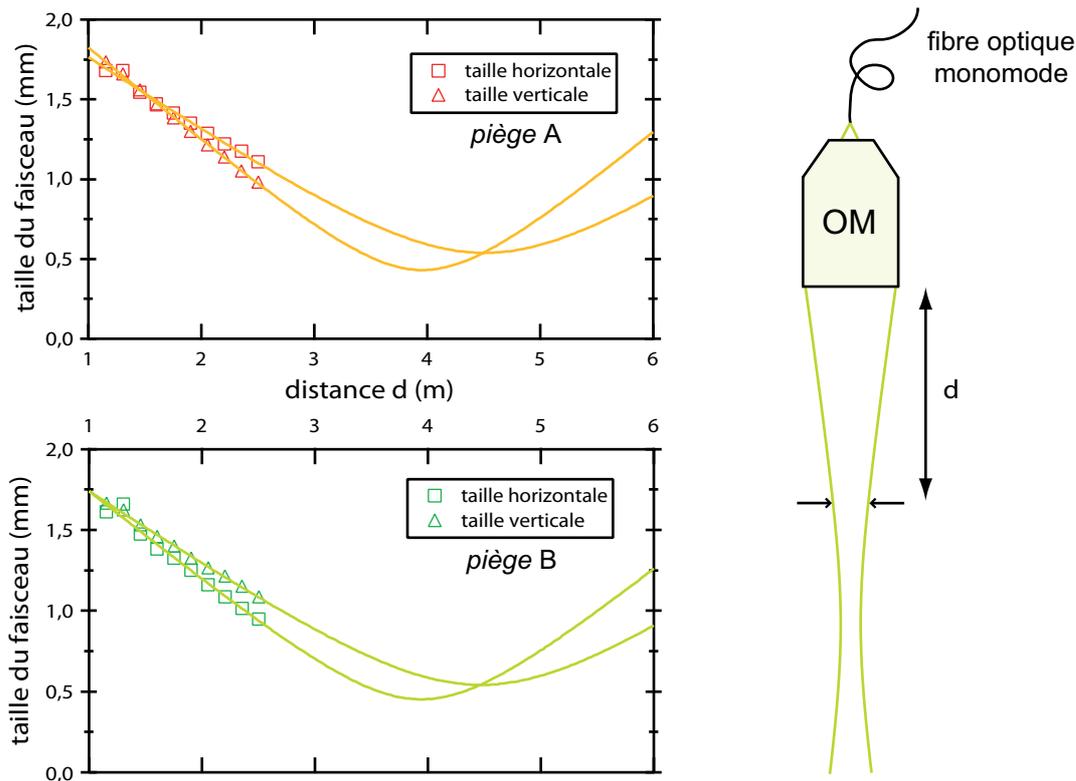


FIGURE I.12 – *Mesure de la convergence des faisceaux de piégeage.* OM : Objectif de Microscope Nacht. La taille du faisceau de piégeage (demi-largeur à $1/e^2$) est mesurée en fonction de la distance à l'objectif qui « collimate » le faisceau, ce pour les directions horizontale et verticale. Les données sont ajustées en supposant un profil gaussien avec pour paramètres libres la position et la taille du col.

deux pièges longitudinalement. Ces graphes représentent simplement la taille de chaque faisceau (horizontalement et verticalement) en fonction de la distance par rapport aux objectifs Nacht qui « collimatent » chacun des pièges. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'un profilomètre Thorlabs.

Regardons plus en détail les données pour le piège A. On remarque que le piège n'est pas symétrique : il focalise à une distance de 4,51 m horizontalement et 3,96 m verticalement. Ceci peut être dû à des défauts des optiques utilisées (miroirs) ou encore à la forme du faisceau issu de la fibre optique (certaines fibres à maintien de polarisation ont un cœur elliptique). Nous n'avons cependant pas clairement identifié la cause de ce défaut. Ainsi, dans le plan focal de MiGO_U, le faisceau ne converge pas exactement à la même position dans les deux directions. Nous avons calculé que ceci équivaut à une erreur d'environ 600 nm. Compte tenu de la longueur de Rayleigh de 3,1 μm on peut raisonnablement considérer que le piège a un profil symétrique. Le même défaut est présent pour le second piège : cette fois, c'est la direction horizontale qui converge avant la direction verticale.

Finalement, en considérant la convergence des faisceaux pièges moyennée sur les deux

directions, on trouve que le premier piège converge à une distance $d_A = (4,23 \pm 0,07)$ m et le second à une distance $d_B = (4,21 \pm 0,08)$ m (les barres d'erreur proviennent des ajustements). La différence de convergence entre les deux pièges équivaut à une différence de seulement 50 nm dans le plan focal de MiGOu. Enfin, remarquons que, d'après ces données, la taille de chaque faisceau piège au niveau du premier dioptre de MiGOu est d'environ 2 mm (demi-largeur à $1/e^2$). Cela signifie que le faisceau ne couvre pas entièrement ce dioptre qui a un diamètre de 5 mm et l'on peut raisonnablement considérer que le piège conservera un profil gaussien au cours de sa propagation.

I.4.3 Séparer la fluorescence des deux pièges

Une fois que nous avons placé les deux pièges à une distance donnée, il faut être capable de collecter séparément la fluorescence issue de chaque piège. Nous avons déjà vu comment sur la figure I.4 page 26. Dans le télescope, au niveau du point C (point de formation de l'image intermédiaire des pièges), on place un miroir coupé qui sépare les images des deux pièges. Plus les pièges sont proches, et plus il va être difficile de séparer les images. Pour quantifier cela, nous avons mesuré la taille du mode spatial de la fluorescence récoltée par MiGOu. Nous avons pour cela utilisé la méthode consistant à obturer progressivement la lumière avec une lame de rasoir, mais au lieu de mesurer la puissance d'un laser, nous mesurons ici la force du signal de fluorescence de l'atome unique. Une telle mesure de la taille du mode de fluorescence est donnée dans l'insert de la figure I.13.

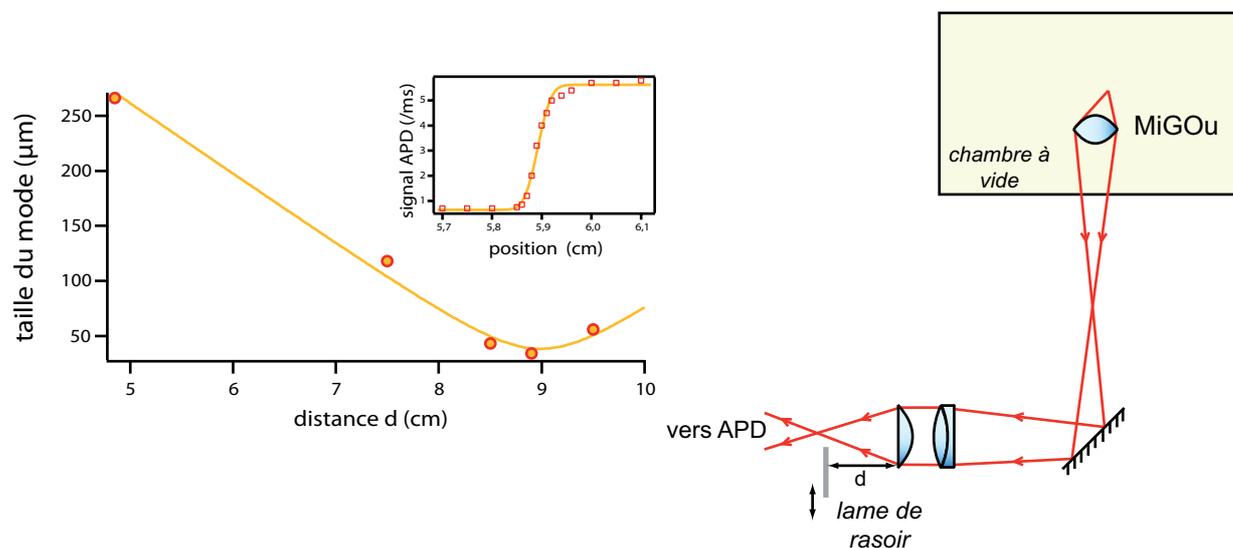


FIGURE I.13 – **Séparer la fluorescence issue des deux pièges.** Au point de focalisation ($d=8,99$ cm), on obtient un col de $34 \mu\text{m}$ (demi-largeur à $1/e^2$). En insert, une mesure de la taille du mode de fluorescence collecté par MiGOu pour $d=8,5$ cm. Les ajustements sont faits en supposant un profil gaussien.

Nous avons tout d'abord mesuré la taille du mode pour différentes positions dans le télescope afin de déterminer où se situe le « col » du mode. À cette position, on mesure

une taille du mode $w = 34 \mu\text{m}$ ($35 \mu\text{m}$ pour le second piège). Lorsqu'on sépare les deux pièges de 3 pixels sur la caméra CCD (*i. e.* $3,6 \mu\text{m}$), on trouve que la séparation entre les deux images dans le télescope vaut $130 \mu\text{m}$. On en déduit qu'on sera capable de séparer la fluorescence des deux pièges sans perdre trop de lumière jusqu'à une distance entre les atomes d'environ $2 \mu\text{m}$. En pratique, nous n'avons jamais fixé la distance interatomique en dessous de $3,6 \mu\text{m}$.

I.5 Conclusion

Nous avons donc décrit dans ce chapitre un dispositif permettant de piéger quotidiennement des atomes de ^{87}Rb un par un dans un piège dipolaire microscopique. Le piège est créé par focalisation d'un faisceau à 810 nm grâce à un objectif fabriqué dans notre laboratoire. Le col du faisceau de piégeage a une taille d'environ $1 \mu\text{m}$. Ces atomes peuvent être observés en récoltant leur lumière de fluorescence, en la filtrant à travers une fibre optique monomode et en l'envoyant vers une photodiode à avalanche.

Les expériences décrites dans la suite de ce manuscrit sont en général réalisées dans un piège d'une profondeur de 12 MHz (*i. e.* $0,58 \text{ mK}$). Résumons les propriétés du piège à une telle profondeur :

- la température de l'atome est de $70 \mu\text{K}$, l'atome n'explore donc que le fond du piège ;
- le taux de chauffage de l'atome est faible ($0,9 \text{ mK/s}$), et pour une séquence typique de 70 ms , on a 98% de chance de garder l'atome piégé ;
- les fréquences d'oscillation radiale et longitudinale sont de 85 et 17 kHz ;
- comme l'énergie moyenne des atomes est beaucoup plus grande que le quantum d'énergie associé aux fréquences d'oscillation, on peut considérer que chaque atome oscille au fond du piège. L'amplitude du mouvement vaut 150 nm radialement et 770 nm longitudinalement (écarts-types des distributions de position).

Nous avons également montré comment placer deux atomes dans deux pinces optiques indépendantes à une distance contrôlée. Longitudinalement la position relative des centres des pièges est fixée avec une précision de 50 nm . Radialement, on peut varier la distance entre les pièges d'environ 3 à $20 \mu\text{m}$, avec une précision de 600 nm .

Les atomes sont confinés dans un volume très petit ($<1 \mu\text{m}^3$) et leur position dans l'espace est donc bien définie. Ceci est un grand avantage par rapport à d'autres expériences de piégeage d'atomes uniques (par exemple, pour les pièges utilisés dans le groupe de M. Saffman, l'amplitude du mouvement de l'atome est d'environ $10 \mu\text{m}$ [53]). En effet, l'énergie d'interaction entre deux atomes de Rydberg, qui varie en R^{-3} ou R^{-6} (R est la distance interatomique) sera également bien définie dans nos expériences.

Notons finalement que la stabilité optique du dispositif expérimental est très bonne : une fois les pièges alignés, nous pouvons travailler quotidiennement avec des atomes uniques et la position des pièges ainsi que le système d'imagerie restent stables pendant plusieurs mois. Ce système est donc idéal pour étudier le blocage dipolaire entre deux atomes.